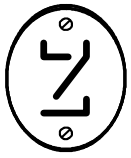
Manfred Zollner

Physik der Elektrogitarre



Prof. Dr.-Ing. Manfred Zollner
Hochschule Regensburg, Labor Elektroakustik
Fakultät für Elektro- und Informationstechnik
Seybothstraße 2, D-93053 Regensburg

Zur Beachtung:

Die folgenden PDF-Dateien sind eine Vorveröffentlichung über noch nicht abgeschlossene Forschungsarbeiten zur Elektrogitarre. Die Texte sind zur Zeit noch unvollständig, sie können jederzeit ohne besondere Hinweise geändert werden. Fragen nach dem Erscheinungszeitpunkt weiterer Kapitel können leider nicht beantwortet werden, da eine verbindliche Zeitplanung bei Forschungsarbeiten dieser Art nicht möglich ist.

Diese o.g. PDF-Dateien sind urheberrechtlich geschützt, ihre Verwendung ist nur zu privaten Zwecken erlaubt – jegliche kommerzielle Nutzung ist verboten. Auszugsweises Zitieren ist unter Quellenangabe erlaubt (**Urheberrecht beachten**):

Manfred Zollner: Physik der Elektrogitarre, Regensburg 2009 (Vorveröffentlichung).

Die Wiedergabe von Warenbezeichnungen (Warenzeichen, Handelsnamen) in diesem Buch berechtigt auch beim Fehlen individueller Kennzeichnung nicht zu der Annahme, dass solche Warenbezeichnungen als frei zu betrachten wären.

Auszugsweise Vorveröffentlichung.
Layout, Satz und Copyright ©: Prof. Dr.-Ing. Manfred Zollner, Hochschule Regensburg, Labor Elektroakustik.

Vorwort zur Vorveröffentlichung

Das vorliegende Buch entstand aus meiner langjährigen praktischen und theoretischen Beschäftigung mit der Elektro-Gitarre. Die praktischen Versuche begannen schon in den Sechzigern des letzten Jahrhunderts, als die gitarrendominierte sog. "Beatmusik" den weltweiten Durchbruch erzielte. Aus heutiger Erinnerung war "Memphis Tennessee" die Initialzündung, die – kaum aktiviert – in den Stücken der Beatles und Rolling Stones einen Treibsatz vorfand, der noch heute brennt. In der Folgezeit war dann vor allem Eric Clapton das große Vorbild bezüglich Sound und Stil – und ist's eigentlich immer noch, zumindest was seine Frühzeit betrifft. Aus der Anforderung, preiswerte Verstärker selbst zu bauen, und der daran gekoppelten Erkenntnis, dass die Schulphysik in dieser Disziplin nicht umfassend genug informieren konnte, ergab sich automatisch die Immatrikulation an der TU München im Studienfach Elektrotechnik, Schwerpunkt Elektroakustik. Hier begann der theoretische Teil.

Vor allem die Vorlesungen von Hans Marko (Systemtheorie), Rudolf Saal (Netzwerktheorie), Eberhard Zwicker (Akustik) und Hans Meinke (Hochfrequenztechnik) waren prägend. Es überrascht vielleicht, dass in der Akustik die Hochfrequenztechnik eine ausschlaggebende Rolle spielt, aber Meinkes Leitungstheorie sollte sich, zusammen mit der Theorie elektroakustischer Analogienetzwerke, als ideal zur Beschreibung von Saitenschwingungen erweisen. Die Gründung eines Unternehmens zur Entwicklung und Herstellung von Schallanalysatoren führte zwar vorübergehend dazu, dass alle Gitarren in den Keller verbannt wurden, lies aber Präzisionsmessgeräte entstehen, die die Grundlage der apparativen Laborausrüstung bildeten. Ab 1990 schafften es dann immer mehr Gitarren, aus dem Keller wieder in die Beletage zurückzukommen: Die neu aufgenommene Tätigkeit als Hochschulprofessor (Akustik, Signal- / Systemtheorie) schaffte Freizeit, und weckte die Neugier, wie diese Geräte denn nun funktionieren. Äh, das klingt jetzt vielleicht verstörend. Besser: Die neu aufgenommene Vorlesungstätigkeit führte zu einer derart hohen Arbeitsbelastung, dass dringend ein Ausgleich gefunden werden musste. Er fand sich in Gestalt diverser Gitarren, denen im Lauf der Jahre ein wundersamer Vermehrungsprozess innewohnte – und alle wollten gespielt und analysiert werden. Nach mehreren Jahren sporadischer Versuche entstand dann ab 1999 eine systematische Forschung an der Elektrogitarre mit schriftlicher Dokumentation.

Zunächst hatte ich die Hoffnung, einige Schwingungsgleichungen und Magnetfeldformeln könnten das Thema hinreichend beschreiben, und so entstanden ca. 100 Seiten "Wie funktioniert die E-Gitarre". Bis sich dann herausstellte, dass ich eben diese Funktionalität immer weniger verstand. Eigentlich eine gute Grundlage für einen Wissenschaftler. Die einfache Hypothese einer transversal schwingenden Saite mit komplexwertigen Lagerimpedanzen war als Modell nur bedingt geeignet. Der Ingenieur versuchte – mit Blick auf die Literatur – damit auszukommen, der Gitarrist stellte aber gravierende Unzulänglichkeiten fest. Es hatte doch seine guten Seiten (bzw. Saiten) gehabt, dass man als Student in Schwabinger Kneipen musikalische Aufführungspraxis studieren konnte, auch wenn konservative Pädagogen damals ob der Verquickung von apollinischem mit dionysischem Treiben warnend den Fingen hoben. Zunächst stand natürlich schon noch die besagte Transversalwelle dominant im Vordergrund, aber die Erkenntnis, dass eine virtuos gespielte E-Gitarrensaite etwas ganz anderes tut, als alle mir bekannten Lehrbücher glauben machten, arbeitete sich langsam aus kortikalen Tiefen ins Bewusstsein. Leider waren da schon ca. 100 Seiten geschrieben.

© M. Zollner 2006

Danach hatte sich der Musiker gegen den Ingenieur durchgesetzt und unüberhörbar die Frage artikuliert, warum denn immer an einer frei schwingenden Saite herumgerechnet wird, wenn doch diese (wie beim täglichen Gitarrespielen von anderen Hirnregionen gefordert) andauernd auf die Bünde aufprallt. Anders ausgedrückt: Es ist nicht ganz falsch, eine E-Gitarre als LZI-System zu modellieren, den "Sound" kann man damit aber nicht beschreiben. Etwa gleichzeitig mit dieser Erkenntnis zeigten Unregelmäßigkeiten im Saitenspektrum, dass neben der Saitenquerbewegung auch eine nicht zu vernachlässigende Längsbewegung (Dehnwelle) vorhanden sein musste. Sie konnte zunächst nur hypothetisch angenommen werden, fand mit dem Einsatz eines Laser-Vibrometers dann aber (ab 2005) umfassende Bestätigung. Das schon überschaubar geglaubte Buch verlor dadurch mit einem Schlag seinen ganzen Aufbau, Kapitel und Bilder mussten umgestellt werden, ganze Passagen waren zu überarbeiten. Ein Ende ist noch nicht wirklich in Sicht. Ich habe mich deshalb entschlossen, einen Teil als Vorveröffentlichung zu drucken, und den Claim abzustecken, auch wenn noch kein Gold in Sicht ist. Querverweise und Nummerierungen haben somit noch nicht ihre endgültige Form, und in den vielen Formeln sitzen sicher noch diverse Fehler verborgen. Obwohl: Das wird auch in der endgültigen Version nicht wesentlich anders sein – großes Bedauern, ist halt so.

Die ersten beiden Kapitel befassen sich mit Saitenschwingungen. Bezüglich der Transversal- und Dehnwellenausbreitung ist die Darstellung umfassend und plangemäß. Der Dispersion ist breiter Raum gewidmet, denn schon bei mittleren Frequenzen sind ihre Auswirkungen auf die Harmonizität beachtlich (Abb. 1.11); im Zeitbereich ändert sich bereits nach wenigen Millisekunden (bzw. nach wenigen Zentimetern Wellenweg) die Signalform dramatisch (Abb. 1.15). Die Kombination von elektrischer Leitungstheorie und elektromechanischer Netzwerkanalogie ermöglichte eine für Nachrichtentechniker gut überschaubare Darstellung von Wellenausbreitungen und -reflexionen (Abb. 1.20). Saitenprellen und -schnarren sind in Kap. 1.5.3 und 1.5.4 nur kurz dargestellt, die Ergänzung hierzu kommt in Kap. 7.12. Aufgabe des zweiten Kapitels sollte vor allem sein, die reale Schwingungsform der Saite zu veranschaulichen – sinusförmige Teiltonmoden sind da wenig hilfreich. Mit einer speziellen Darstellung der differentiellen Saitensteifigkeit (Abb. 2.13) wurde ein Weg gefunden, Transversalbewegungen ohne große Mathematik zu visualisieren.

Das **dritte Kapitel** (magnetische Saitenparameter) ist erst im Werden, die Arbeiten hierzu sind noch zu unvollständig. Schon jetzt kann aber gesagt werden, dass sich alle untersuchten Stahlsaiten bezüglich ihrer magnetischen Eigenschaften praktisch nicht unterscheiden.

Viertes und fünftes Kapitel (Magnettonabnehmer) sind so gut wie fertig, lediglich die Zusammenstellung der Tonabnehmer-Parameter fehlt noch. Alle bisher durchgeführten Messungen weisen auf einen relativ einfachen Zusammenhang zwischen Saitenschnelle und Tonabnehmerspannung hin, das Aperturfenster (Kap. 5.4) ist nur ca. 1 cm lang und unabhängig von der Spulengeometrie. Die aber Einfluss auf Frequenzgang und absolute Empfindlichkeit hat.

Das **sechste Kapitel** ist fertig, größerer Raum soll dem Piezotonabnehmer nicht eingeräumt werden. Als besonders interessant stellte sich die Kombination von digitaler Signalverarbeitung, Vierpoltheorie und Elektroakustik heraus (Reziprozität, Kap. 6.4 und 6.5).

Die Untersuchungen zu Hals- und Korpusschwingungen (**Kapitel 7**) gingen zunächst von der Prämisse aus, dass der resistive Anteil der Saitenlager (die sog. Konduktanz) den Hauptbeitrag zur Saitenbedämpfung liefert, und dass somit das Korpusholz – wie in der Trivialliteratur Monat für Monat breitgetreten – wesentlich für den Klang der E-Gitarre sei.

© M. Zollner 2006

Umfangreiche Untersuchungen zum Abklingverhalten der angezupften Saite zeigten aber ein ganz anderes Ergebnis: Bei der massiven E-Gitarre (solid body guitar) ist der Steg nur an wenigen Frequenzstellen so nachgiebig, dass die Stegabsorption gegenüber der saiteninternen Absorption Bedeutung gewinnt – und diese Stegabsorption ist häufig auch noch auf die Stegkonstruktion selbst, und praktisch gar nicht auf das verwendete Korpusholz zurückzuführen. Größere Bedeutung haben Halsresonanzen, besonders klangrelevant ist die Oberkante der Bünde, denn davon hängt ab, ob und wo die Saite auf die Bünde prallt (Attack, Snap).

Das **achte Kapitel** gibt einen Überblick über die physikalischen Grundlagen häufig verwendeter Tonsysteme (Stimmungen), und erklärt einige musikrelevante Grundlagen der Psychoakustik, wie z.B. spektrale und virtuelle Tonhöhe, Teiltongruppierung, Konsonanz/Dissonanz, Timing und Rhythmus, Klangfarbe und Lautstärke.

Das **neunte Kapitel** (Gitarrenelektrik) ist aus heutiger Sicht fertig, **Kap. 10 (**Gitarrenverstärker) und **Kap. 11 (**Gitarrenlautsprecher) bringen ergänzende Informationen zur Peripherie.

Und damit's nicht ganz so trocken wird, erhebt sich **Kapitel null** etwas über die Welt der Physik. Die Rückmeldungen hierzu sind sehr positiv, nur Frau Dr. Nöglü macht etwas Ärger.

Abschließend sei noch der Bayerischen Staatsregierung gedankt, die durch ihre steten Spenden einen wenn auch kleinen, so doch wichtigen Beitrag zu diesem Forschungsprojekt geleistet hat und auch hoffentlich weiterhin leisten wird. Mein kleines Akustiklabor und ich freuen uns immer wieder aufs Neue, wenn der Dekan verkünden kann, dass trotz unvermeidlicher Mittelkürzungen wieder 1300 Euro für uns zur Verfügung stehen werden. Nicht im Monat, natürlich. Wir verstehen uns ja nicht als Elite-Kluster, mein Labor und ich. Wir wissen schon, dass 1300 Euro im Jahr nur zustande kommen können, weil ein Elite-Kabinett keine Mühen und Aufwendungen scheut. Wir verstehen auch, dass wir seit 10 Jahren praktisch alleine sind, weil ein fester Labormitarbeiter nicht mehr finanzierbar ist. Obwohl: Mein Labor hat's anfangs nicht so recht verstanden, und immer wieder gefragt, warum zu dem vorhandenen Hochschul-Vizepräsident noch ein zweiter benötigt wird, wenn doch kein Geld da ist. Weil: Der braucht (und bekommt!) Mitarbeiter, Zimmer, und – sogar das hat mein Labor herausgefunden – einen neuen Rechner. Um ehrlich zu sein: Das mit dem Rechner war schwer vermittelbar, stehen hier doch noch immer NT-Rechner herum. Verständnisbildend war dann aber die von Generation zu Generation weitergegebene Weisheit, dass nur Vorhandenes wachsen kann. Nicht Vorhandenes (z.B. ausreichende Planstellen) kann nicht wachsen. Und deshalb, liebes Akustiklabor, ist es doch nur zu verständlich, dass unsere Hochschule inzwischen ihren dritten Vizepräsidenten bekommen hat. Mit Zimmer, Mitarbeiter, Rechner.

Regensburg, im Oktober 2010

Manfred Zollner

© M. Zollner 2006

Inhaltsverzeichnis (17.11.2013)

0.	**Einstimmendes**	**0-01**
0.1	Auf dem Holzweg	0-04
0.2	Signature-Gitarren	0-13
0.3	Wie die Saitenvibrationen in den Orkus kamen	0-17
0.4	Der Klang der unverstärkten Gitarre	0-19
0.5	Noehle-Glühstrumpf	0-25
1.	**Grundlagen zur Saitenschwingung**	**1-01**
1.1	Transversalwellen	1-01
1.2	Umsponnene Saiten	1-05
1.3	Inharmonische Teiltöne	1-10
	1.3.1 Dispersion im Frequenzbereich	1-10
	1.3.2 Dispersion im Zeitbereich	1-18
1.4	Longitudinalwellen / Dehnwellen	1-20
1.5	Das Anzupfen	1-27
	1.5.1 Dispersions-Entfaltung	1-27
	1.5.2 Plektrum-Einfluss	1-31
	1.5.3 Saitenprellen	1-35
	1.5.4 Saitenschnarren	1-41
1.6	Das Ausschwingen	1-42
	1.6.1 Ein Freiheitsgrad (ebene Polarisation)	1-42
	1.6.2 Räumliche Saitenschwingungen	1-46
	1.6.3 Teilton- und Summenpegel	1-51
	1.6.4 Alte Saiten	1-53
1.7	Saitenlebensdauer	1-54
2.	**Die Saite als Leitung**	**2-01**
2.1	Transversalwellen	2-01
2.2	Spiegelwellen als Reflexionsmodell	2-11
2.3	Stehende Wellen	2-12
2.4	Einschwingvorgänge	2-18
2.5	Reflexionsberechnung	2-20
	2.5.1 Der Reflexionsfaktor	2-20
	2.5.2 Ein Resonator als Saitenlager	2-23
2.6	Leitungsverluste	2-24
2.7	Dispersive Biegewellen	2-26
2.8	Das verallgemeinerte Leitungsmodell	2-36
	2.8.1 Ideale Saite, Steg-Tonabnehmer	2-36
	2.8.2 Saite mit Singlecoil-Tonabnehmer	2-41
	2.8.3 Saite mit Humbucking-Tonabnehmer	2-47
	2.8.4 Dispersive Leitungselemente	2-50
2.9	Magnettonabnehmer mit Dehnwellen-Anregung	2-52
3.	**Saitenmagnetik**	**3-01**
3.1	Stahl, Nickel, Bronze	3-01
3.2	Die Saitenlautstärke	3-04
3.3	Saiten-Magnetparameter	3-08
	3.3.1 Messungen am Saitenring	3-08
	3.3.2 Skineffekt bei Stahlsaiten	3-10
	3.3.3 Messungen am Joch	3- --

4. Das elektromagnetische Feld 4-01
4.1 Grundlagen der Magnetostatik 4-02
4.2 Die magnetischen Potentiale 4-07
4.3 Materie im Magnetfeld 4-10
4.3.1 Weichmagnetische Materialien 4-14
4.3.2 Hartmagnetische Materialien 4-14
4.3.3 Unmagnetische Materialien 4-14
4.4 Tonabnehmer-Magnete 4-15
4.4.1 Alnico-Magnete 4-16
4.4.1.1 Alnico-III und Alnico-I 4-22
4.4.1.2 Alnico-II 4-23
4.4.1.5 Alnico-V 4-24
4.4.1.6 Weitere Alnico-Materialien 4-25
4.4.1.7 Vergleich ausgewählter Alnico-Materialien 4-25
4.4.2 Cunife-Magnete 4-30
4.4.3 Keramik-Magnete (Hartferrite) 4-31
4.5 Magnet-Alterung 4-32
4.6 Der magnetische Kreis 4-35
4.7 Darstellung magnetischer Felder 4-40
4.7.1 Feldstärke und Flussdichte 4-41
4.7.2 Magnetische Potentiale 4-44
4.7.3 Räumliche Felder 4-45
4.8 Feldverlauf in Werkstoffen 4-46
4.9 Mathematische Feldtheorie 4-50
4.10 Magnetodynamik 4-57
4.10.1 Magnetische Spannungsinduktion 4-57
4.10.2 Selbstinduktion, Induktivität 4-58
4.10.3 Permeabilität 4-61
4.10.4 Magnetische Verluste, magnetischer Skineffekt 4-64
4.11 Magnetische Feldkräfte 4-72
4.11.1 Maxwell-Kraft 4-72
4.11.2 Feldbedingte Tonhöhenabweichungen 4-74
4.11.3 Feldbedingte Pegelschwankungen 4-77
4.11.4 Feldbedingte Dämpfungen 4-81
4.11.5 Indirekte Auswirkungen auf den Klang 4-85
4.11.6 Coulomb-Kraft 4-87
4.11.7 Lorentz-Kraft 4-87
4.12 Magnetische Größen und Einheiten (Tabelle) 4-88

5. Magnettonabnehmer 5-01
5.1 Singlecoil-Tonabnehmer 5-01
5.2 Humbucker-Tonabnehmer 5-09
5.3 Brummkompensierte Singlecoils 5-13
5.4 Tonabnehmer-Magnetfeld 5-17
5.4.1 Statisches Feld ohne Saite 5-17
5.4.2 Statisches Feld mit Saite 5-25
5.4.3 Das magnetische Wechselfeld 5-29
5.4.4 Magnetfeld-Fenster (Apertur) 5-34
5.4.5 Absolute Tonabnehmer-Empfindlichkeit 5-43
5.4.6 Staggered und beveled Polepieces 5-45
5.4.7 Fender Jaguar und Lace 5-48
5.4.8 DeArmond-Tonabnehmer 5-52

5.5 Elementare Tonabnehmer-Parameter 5-56
5.5.1 Gleichstromwiderstand 5-56
5.5.2 Wicklungs-Induktivität 5-58
5.5.3 Wicklungs-Kapazität 5-61
5.5.4 Resonanzgüte 5-62
5.5.5 Polarität 5-64
5.5.6 Zeitvarianz 5-69
5.5.7 Isolierlack, Wachs 5-70
5.5.8 Wickelkörper und Flansch 5-72
5.5.9 DC-Widerstand vs. Lautstärke 5-73
5.6 Tonabnehmer-Messgeräte 5-75
5.7 Brummempfindlichkeit 5-79
5.8 Nichtlineare Verzerrungen 5-86
5.9 Ersatzschaltbilder 5-91
5.9.1 Modelle und Analogien 5-91
5.9.2 Impedanz-Ersatzschaltbilder 5-92
5.9.2.1 Singlecoils mit geringer Wirbelstromdämpfung 5-94
5.9.2.2 Wirbelströme im unmagnetischen Leiter 5-97
5.9.2.3 Äquivalente Zweipole 5-101
5.9.2.4 Wirbelströme im magnetischen Leiter 5-103
5.9.2.5 Singlecoils mit starker Wirbelstromdämpfung 5-106
5.9.2.6 Gibson-Humbucker: Schraubenspule 5-109
5.9.2.7 Gibson-Humbucker: Stiftspule 5-118
5.9.2.8 Gibson-Humbucker: Spulenkopplung 5-120
5.9.3 Übertragungs-Ersatzschaltbilder 5-122
5.9.4 Zusammengeschaltete Tonabnehmer 5-128
5.10 Ermittlung des Übertragungsverhaltens 5-129
5.10.1 Messungen mit dem Shaker 5-129
5.10.2 Messungen mit der Helmholtzspule 5-131
5.10.3 Messungen mit der Koaxialspule 5-133
5.10.4 Messungen mit der Tripolspule 5-134
5.10.5 Messungen mit dem Laser-Vibrometer 5-135
5.10.6 Messgenauigkeit 5-145
5.10.7 FEM-Berechnungen 5-148
5.11 Tonabnehmer-Richtcharakteristik 5-150
5.11.1 Saiten-Polarisationsebene 5-150
5.11.2 Wellen-Ausbreitungsrichtung 5-153
5.12 Tonabnehmer-Rauschen 5-155
5.13 Tonabnehmer-Mikrofonie 5-157
5.14 Tonabnehmer mit Windungsschluss 5-163
5.15 Datensammlung 5-167
5.16 Patente und Erfindungen 5-206

6. Piezotonabnehmer 6-01
6.1 Der Piezoeffekt 6-01
6.2 Elektrische Belastung 6-03
6.3 Der Piezowandler als Sensor 6-04
6.4 Reziprozität 6-08
6.5 Aktorbetrieb 6-11
6.6 Der ausgebaute Tonabnehmer 6-14
6.7 Rauschen 6-15
6.8 Piezotonabnehmer vs. Mikrofon 6-17
6.9 Mikrofonie 6-19
6.10 Unterschiede zum Magnet-Tonabnehmer 6-21
6.A Anhang: Piezoelektrische Zustandsgleichungen 6-23

7. Hals und Korpus **7-01**
7.1 Der Gitarrenhals 7-01
7.2 Die Bünde 7-04
7.2.1 Bundpositionen 7-04
7.2.3 Bundmaterialien 7-10
7.2.3 Das Buzz-Feiten-System 7-11
7.3 Hals- und Saitengeometrie 7-15
7.3.1 Kopf- und Halswinkel 7-15
7.3.2 Saitenniederhalter (String Tree) 7-17
7.4 Saitendynamik 7-18
7.4.1 Spielkräfte 7-18
7.4.2 Auflagekräfte am Sattel 7-21
7.5 Reflexion und Absorption am Sattel 7-25
7.5.1 Reflexions- und Absorptionsparameter 7-26
7.5.2 Reflexionsanalyse 7-27
7.5.3 Die mechanische Sattelimpedanz 7-39
7.5.4 Messergebnisse 7-45
7.6 Schwingungs-Messtechnik 7-51
7.6.1 Impedanz- / Admittanzmessungen 7-51
7.6.2 Das Spektrum abklingender Teiltöne (Volagramm) 7-56
7.6.3 Die Abklingzeit T_{30} 7-64
7.7 Dämpfung der Saitenschwingung 7-66
7.7.1 Strahlungsdämpfung 7-66
7.7.2 Innere Dämpfung 7-67
7.7.3 Wicklungsdämpfung 7-69
7.7.4 Auflagerdämpfung 7-71
7.7.4.1 Transversalwellenkopplung 7-71
7.7.4.2 Dehnwellendämpfung 7-75
7.7.4.3 Residualdämpfung 7-76
7.7.4.4 Auflager-Konduktanz 7-77
7.7.5 Finger-, Hand- und Kapodaster-Dämpfung 7-84
7.7.6 Saitenalterung 7-85
7.7.7 Flatwound-Saiten 7-86
7.8 Fachjournalismus 7-87
7.8.1 Die Mär vom Primärton 7-88
7.8.2 "Stratone" 7-92
7.8.3 Flachjournalismus 7-100
7.9 Das Holz bestimmt den Klang? 7-102
7.10 Spezielle Steg-Konstruktionen 7-117
7.10.1 Einfache Ersatzsysteme 7-118
7.10.2 Stege ohne Vibrato (Gibson / Fender) 7-122
7.10.3 Stege mit Vibrato (Fender / Bigsby / Rickenbacker) 7-132
7.11 Massiv- vs. Hohlkorpus 7-139
7.12 Schwingung – Schall – Klang 7-142
7.12.1 Lineare Saitenschwingungen 7-142
7.12.2 Nichtlineare Saitenschwingungen 7-152
7.12.3 Die Ursachen des E-Klanges 7-161
7.12.4 Alles nichts, oder? 7-164
7.13 Halskrümmung und Bundhöhe 7-165
7.14 Vibrationsentdämpfung 7-170

⇒ ⇒ ⇒

8. Psychoakustik **8-01**
8.1 Tonsysteme 8-02
8.1.1 Das pythagoreische Tonsystem 8-03
8.1.2 Die reine Stimmung 8-07
8.1.3 Temperierte Stimmungen 8-10
8.1.4 Die gleichschwebend-temperierten Intervalle 8-13
8.1.5 Typische Gitarren-Verstimmungen 8-16
8.1.6 Die gespreizte Stimmung 8-16
8.2 Frequenz und Tonhöhe 8-17
8.2.1 Frequenzmessung 8-17
8.2.2 Frequenz- und Tonhöhengenauigkeit 8-19
8.2.3 Die Tonhöhenwahrnehmung 8-23
8.2.4 Teilton-Gruppierungen 8-25
8.2.5 Teilton-Inharmonizität 8-28
8.3 Der Charakter der Tonarten 8-37
8.4 Konsonanz und Dissonanz 8-40
8.5 Timing und Rhythmus 8-47
8.6 Lautstärke und Klangfarbe 8-54
8.7 Hörversuche 8-71
8.7.1 Psychometrie 8-71
8.7.2 Der Klang der unverstärkten E-Gitarre 8-76
8.7.3 Taktiles Vibrationsempfinden 8-82

9. Gitarren-Elektrik **9-01**
9.1 Potentiometer 9-01
9.2 Ton-Kondensator (Tone-Cap) 9-05
9.3 Tonabnehmer-Zuleitungen 9-09
9.4 Gitarrenkabel 9-10
9.5 Montagebleche 9-15

10. Gitarrenverstärker **10-01**
10.1 **Vorstufe** **10-01**
10.1.1 Die Vorstufenröhre 10-02
10.1.2 Der Röhren-Eingangswiderstand 10-04
10.1.3 Trioden-Kennlinien 10-07
10.1.4 Nichtlinearität, Klirrdämpfungen 10-11
10.1.5 Grenzfrequenzen 10-24
10.1.6 Zeitvarianz 10-28
10.1.7 Rauschen, Brummen, Mikrofonie 10-30
10.1.8 Rauschprozesse 10-32
10.1.9 Pentoden-Vorstufe 10-35
10.2 **Zwischenverstärker** **10-36**
10.2.1 Zwischenverstärker in Kathoden-Basis-Schaltung 10-37
10.2.2 Zwischenverstärker mit Kathodenfolger 10-38
10.2.3 Mischstufe 10-46
10.3 **Klangsteller** **10-49**
10.3.1 Bass-Middle-Treble 10-49
10.3.2 Equalizer 10-58
10.3.3 Presence-Control 10-61
10.4 **Phasenumkehrstufe** **10-62**
10.4.1 Paraphase 10-62
10.4.2 Kathodyn-Schaltung 10-65
10.4.3 Differenzverstärker 10-67
10.4.4 Halbwellen-Antimetrie 10-69

10.5 **Endstufe** **10-75**
10.5.1 Eintakt-A-Betrieb, Tetrode, Pentode 10-76
10.5.2 Gegentakt-A-Betrieb 10-85
10.5.3 Gegentakt-B-Betrieb 10-87
10.5.4 Gegentakt-AB-Betrieb, Gegentakt-D 10-90
10.5.5 Das Impedanz-Paradoxon 10-91
10.5.6 Gegenkopplung 10-92
10.5.7 Der Endstufen-Innenwiderstand 10-94
10.5.8 Der Endstufen-Ruhestrom (Bias) 10-98
10.5.9 Röhren-Belastung und -Alterung 10-107
10.5.10 Wie klingt die 6L6? 10-115
10.5.11 Match Point 10-119
10.5.11.1 Selecting and Matching 10-119
10.5.11.2 Röhren-Vergleichstest 10-122
10.5.12 Spezielle Röhren-Endstufen 10-124
10.5.13 Pentode/Triode/Ultralinear 10-142
10.6 **Ausgangsübertrager** **10-143**
10.6.1 Das lineare Modell 10-143
10.6.2 Impedanzanpassung und Übertragung 10-148
10.6.3 Wicklungskapazitäten und -unsymmetrien 10-150
10.6.4 Das nichtlineare Modell 10-152
10.6.5 Vergleichsmessungen 10-162
10.7 **Netzteil** **10-174**
10.7.1 Röhrenheizung 10-174
10.7.2 Der Ladekreis 10-175
10.7.3 Der Netzteil-Innenwiderstand 10-179
10.7.4 Gleichrichter-Röhren 10-180
10.7.5 Die Siebkette 10-181
10.7.6 Der Netztransformator 10-182
10.8 **Effekte** **10-190**
10.8.1 Nachhall (Reverb) 10-190
10.8.2 Vibrato / Tremolo 10-198
10.8.3 Phaser / Flanger / Chorus 10-204
10.8.4 Wah-Wah-Pedal 10-206
10.8.5 Verzerrer 10-207
10.9 **Allgemeines Betriebsverhalten** **10-225**
10.9.1 Röhren-Sound vs. Transistor-Sound 10-225
10.9.2 Röhren-Watt vs. Transistor-Watt 10-230
10.9.3 Koppelkondensatoren 10-235
10.9.4 Schallereignis vs. Hörereignis 10-253
10.10 **Vergleichende Analysen** **10-257**
10.10.1 Denn sie wussten, was sie taten? 10-257
10.10.2 Stufen-Topologie, Pegelplan 10-261
10.10.3 Der Headroom-Chart 10-264
10.10.4 Vergleich: Klirrdämpfungen 10-271
10.10.5 Welcher Klirrfaktor ist hörbar? .....
10.10.5 Vergleich: Frequenzgänge *in Vorbe-*
10.10.6 Spezielle Verstärker: VOX, Fender, Marshall *reitung*
10.10.7 Model(l)ing-Amps .....
10.11 **Röhrendaten** **10-11-01**
10.11.1 Nomenklatur 10-11-01
10.11.2 Doppeltrioden 10-11-02
10.11.3 Endröhren 10-11-06
10.11.4 Röhren-Parameter 10-11-14

11. Gitarrenlautsprecher **11-01**
11.1 Aufbau und Funktion 11-01
11.2 Elektrische Zweipolcharakteristik 11-07
11.3 Schallpegel-Frequenzgang 11-11
11.4 Richtcharakteristik 11-29
11.5 Wirkungsgrad und maximaler Schallpegel 11-38
11.6 Nichtlineare Verzerrungen 11-52
11.7 Alnico- vs. Keramikmagnet 11-64
11.8 Lautsprechergehäuse 11-71
11.8.1 Grundlagen 11-71
11.8.2 Vergleich verschiedener Gehäusematerialien 11-80
11.9 Beamblocker, Diffusoren u.ä. 11-86
11.10 Horn-Lautsprecher 11-91
11.11 Studio-Monitore 11-96
11.A Anhang: Messtechnik 11-100

Anhang: Schwingungen und Wellen **A-01**
A.1 Schwingungen und Wellen A-01
A.1.1 Erzwungene Schwingung A-02
A.1.2 Freie Schwingung A-02
A.1.3 Erzwungene Welle A-03
A.1.4 Freie Welle A-05
A.1.5 Stehende Welle A-05
A.2 Longitudinalwellen A-07
A.2.1 Reine Longitudinalwelle A-07
A.2.2 Saiten-Dehnwelle A-07
A.3 Transversalwellen A-10
A.3.1 Reine Transversalwelle A-10
A.3.2 Saiten-Transversalwelle A-10
A.4 Biegewellen A-12
A.4.1 Zugspannungsfreier Balken, reine Biegewelle A-12
A.4.2 Die biegesteife Saite mit Spannkraft A-16
A.4.3 Biege-Eigenschwingungen A-17
A.5 Wellenwiderstände A-21
A.6 Steifigkeiten A-25
A.7 Impulse A-27

Literaturverzeichnis
Glossar
Vita
Animationen

PDF-Dateien unter: https://hps.hs-regensburg.de/~elektrogitarre/

Achtung: Das PDF-Downloaden kopiert nicht die Animationen!

0. Einstimmendes

Nein, um Gitarrenstimmungen geht es hier (noch) nicht. Dieses kurze Vorkapitel soll nicht die Gitarre, sondern den Leser / die Leserin in die richtige Stimmung bringen. Einstimmen auf elektromechanische Systemtheorie, auf Wissenschaft, aber auch auf wunderliche Werbetexte.

Gitarrenphysik – ein weites Feld. Berandet von nichtlinearen Differentialgleichungen, zeitvarianten Systemen, inhomogenen anisotropen Materialien, spinodalen Dekompositionen, divergierenden Magnetfeldern und dispersiven Kontinuumswellen. Überschattet vom Wildwuchs wabernder Werbesprüche, die dämlicher und falscher nicht sein könnten. Untergraben von selbsternannten Gurus, die ihre unbewiesenen Vermutungen mit steter Regelmäßigkeit in Kolumnen spammen. Überstrahlt vom unfehlbaren Glanz der Wissenschaft, die ihre Gunst jedoch zuallererst den edlen Instrumenten schenkt, und lieber über Geige, Pianoforte und Kirchenorgel sinniert, als über das Handwerkszeug eines Herrn 'Henrichs'. Die penibel die Schreibweise des berühmten Lord John Rayleigh überprüft, um ihn ja nicht mit dem nicht minder berühmten Sie Walter Raleigh zu verwechseln, aber zwischen Jimi und Jimmy genauso wenig unterscheiden mag wie zwischen Rock und Pop[♣].

Also noch so ein Buch über die Elektrogitarre! Dieses Ding, dem der geniale Segovia die Bezeichnung "Musikinstrument" absprechen wollte. Über die "Stromgitarre", die zwar irgendwie elektrisch funktioniert, aber trotzdem bei jedem Saitenanschlag bis in die letzte Holzfaser "resonieren" muss. Es wird nicht leicht werden – weder für den Autor, noch für den Leser. Ja gut, auch für die Leserin, so viel Zeit muss sein. Nun denn: Wenn man Behauptungen über die Wirkung einer Tonabnehmer-Abschirmhaube aufstellt, sollte man sie begründen. Drei gute Gründe sind: Das physikalisch/mathematische Modell, das Messergebnis, und die Übereinstimmung dieser beiden. Ein physikalisch/mathematisches Modell setzt nun aber Grundkenntnisse in Physik und Mathematik voraus, und eigentlich ist das eine bodenlose Untertreibung, denn fürs Verständnis von Modenkopplungen muss zum Grundlagenwissen auch noch ordentliches Spezialwissen kommen. Deshalb ist die "Physik der Elektrogitarre" kein Buch geworden, das den Musiker beim Kauf der Gitarre berät, sondern eine Dokumentation langjähriger Forschungsarbeit. Weil der Autor aber auch nicht der große Theoriemops, sondern ein praktizierender Gitarrist ist, haben es einige Gedanken gelegentlich an der linken Hirnhälfte vorbei direkt aufs Papier geschafft, und die sind auch ohne große mathematisch/-physikalische Vorbildung verständlich. Hoffentlich! Sie sollten zumindest nicht unverständlicher sein als die Behauptung, Erlenholz ergäbe sowohl fette als auch dezente Bässe, und eine sowohl akzentuierte als auch schwammige Ansprache [Gitarrenliteratur].

Wenn man also nicht oder nicht so sehr an formal-analytischer Beschreibung interessiert ist: Weiterblättern – es kommen immer wieder praxisorientierte Passagen und vereinfachende Zusammenfassungen. Das Thema des Buches bleibt die Gitarre, nicht die Theorie um ihrer selbst willen. Auf den folgenden Seiten wurden einige Absätze aus dem 7. und 8. Kapitel vorgezogen, um ohne viel Mathematik auf das Thema einzustimmen. Danach wird’s ernst.

[♣] Eselsbrücke für den Gig: Erst rocken, dann poppen!

0.1 Auf dem Holzweg

Herr Dr. H. Wurm vom Gitarrenhersteller Plöra hat uns freundlicherweise eingeladen, ihn bei einem Kontrollgang durch seine Wälder zu begleiten; dabei dürfen Fragen zum Holz im Allgemeinen und zu seinem Klang im Besonderen gestellt werden.
"Herr Dr. Wurm, Plöra ist ein bekannter..."
"Das weltweit operierende Gitarrenbau-Unternehmen Plöra GmbH und Co. KG verkauft seine weltweit bekannten Gitarren an Händler in der ganzen Welt[♣]*. Wir sind ein langjähriger Traditionsbetrieb, der seit 150 Jahren im Firmenbesitz ist. Äh, im Familienbesitz. Im Besitz, also im Eigentum, der Familie Plöderl."*
"Aaah so – daraus leitet sich dann wohl der Firmenname ab?"
"Ganz genau. Rainer Plöderl, der ehrwürdige Firmengründer. Allerdings: Raplö hätte irgendwie komisch geklungen. Deshalb Plöra."
"Ah ja! Aber, Herr Dr. Wurm, klingt Plöra für eine Gitarre nicht auch irgendwie, ich meine, die Assoziation zu Plörre oder Plörren..."
"Ich weiß nicht, was Sie da meinen. In meiner Dissertation über die dritte indogermanische Lautverschiebung habe ich ganz klar nachgewiesen, dass..."
"Gab's denn davon gleich drei?"
"Natürlich nicht! Das habe ich doch nachgewiesen! Im 17. Jahrhundert hatte 'plöd' eine ganz andere Bedeutung. Das mittelhochdeutsche 'Plödzoi', das über das Aldfrängische 'Blödsi' zum späteren 'Bolzei' wurde, geht auf das nordgermanische 'plötzkölskoi' zurück, das schon im Mai 1956 Sǒren-Skór Javaleinen und Nun-Andi Hundeleinen in ihrem Standardwerk: Ob ze Lauzevaschääbingen in de oolde..."
"Herr Dr. Wurm, wir wollten über Holz sprechen..."
"Ach ja richtig. Diese etymologischen Feinheiten sind auch nur was für die echten Spezialisten. Also in Kürze: Das haben damals alle so gemacht. Denken Sie nur an die berühmte Frau Mustermann und ihre schönen Gitarren, oder Hans Öfner, Hoypferd Eremias, oder Dynamitiades Cordalis! Oder Stratophoulo Castanides! So entstand im letzten Jahrtausend eine Vielzahl weltweit geachteter Firmen- und Handelsnamen. Ich habe das in meiner..."
"Das Holz, Herr Dr. Wurm..."
"Natürlich. Das Holz ist die Grundlage jeder Gitarrenschwingung. Deshalb ist es auch so wichtig, nicht? Ohne Holz keine Schwingung, kein Ton, kein Garnichts, nicht? Holz ist das Herz der Gitarre. Nicht nur das Herz – die Seele. Aber das kann man einem Techniker nicht vermitteln. Wenn mir ein Händler einen Stapel Honduras-Mahagoni anbietet, rieche ich als erstes in jede Ritze und erfasse die olfaktorische Gesamt-Komposition. Das ist wie bei Musik, oder besser, wie beim Wein! Schäufele machen, Sie verstehen? Weinkenner?"
"Bier! Das Holz ist also auch bei einer Elektrogitarre klangbestimmend?"
"Aber natürlich! Ohne Holz kein Ton, keine Gitarre! Ich will Ihnen das mal an einem..."
Herrn Dr. Wurms Ausführungen werden plötzkölsk von einem Baum unterbrochen, der seine ganze Aufmerksamkeit bindet und die Erläuterungen jäh beendet. Dr. Wurm geht um ihn herum, auf ihn zu, von ihm weg, streckt seine Hände aus, hebt sie, senkt sie. Nein, kein spontaner Qi-Gong-Anfall, wir dürfen Zeuge einer Baum-Mutung werden. Herr Dr. Wurm stimmt einen langsam anschwellenden Vokal an, einem "ommmm" ähnlich, der nach einigen Sekunden mit einem lauten "aikkk" abreißt. "Ommmm-aikkk, ommmm-aikkk!" Faszinierend!
"Herr Dr. Wurm, könnten Sie uns erklären, was Sie..."
"Still, jetzt nicht!"
Offensichtlich darf man Baum-Mutungen nicht stören. Wir warten leise im Hintergrund, um nicht nochmals unqualifiziert die Geschehnisse zu unterbrechen. Nach mehreren Minuten löst sich Dr. Wurm vom Baum, kommt auf uns zu und erläutert:

[♣] Marketingseminar für Führungskräfte: "Der erste Satz ist der wichtigste".

© M. Zollner 2009

"Haben Sie auch diese Kraftfelder gespürt? Das wird ein absolutes Meisterholz! Sehen Sie, in diesen Holzstapeln hier trocknet es bereits." Er hob einige der aufgestapelten Äste auf, roch daran, klopfte mit dem Finger dagegen, und schien dabei für uns unhörbare Schwingungen zu verspüren. "Wenn Sie daraus eine Elektrogitarre bauen, so in 40 – 50 Jahren, wenn es gut abgelagert und getrocknet ist, bekommen Sie kräftige Bässe, laute Tiefmitten, durchsetzungsfähige Hochmitten, und dominante Höhen."
"Das ist ein sehr interessantes und offensichtlich typisches Beispiel. Könnte man so einen Klang auch mit 'mehr alles' beschreiben?"
"Das wäre sehr laienhaft – nein, der Fachmann beurteilt die Bässe, die Tiefmitten, die Hochmitten, und die Höhen. Mehr im Detail: Die unteren Basslagen, die höheren Basslagen, die unteren Mittenlagen, die oberen Mittenlagen, Präsenz, Assenz, Dominanz, Brillanz, und die Ansprache. 'Mehr alles' differenziert ja nicht."
"Aber wo ist das Differenzierende bei 'kräftige Bässe, laute Tiefmitten, durchsetzungsfähige Hochmitten, und dominante Höhen'? Wenn alles laut ist, wo ist Spezifisches?"
"Das ist laienhaft gedacht. Ich habe in meiner Magisterarbeit 'Über das Holz im Allgemeinen und den Klang im Besonderen' in einer Literatur-Recherche eine Vielzahl von Büchern und Zeitschriften über Elektrogitarren durchgearbeitet. Nehmen wir mal Eschenholz, das z.B. in Fendergitarren verbaut wird. Die Fachliteratur beschreibt seinen Klang als:

Esche[⊕] (Ash): Weich; rockig; sanft; bassig; brillant; mittig; nicht ausgeprägte Mittenanteile; ausgewogen; lebhaft; druckvoll; stramm; warme Bässe; langes Sustain; trocken; luftig; hartholzig; attack-reich; große Durchsetzungsfähigkeit (denn Esche ist von steifer Struktur); spricht deutlich schneller an als Erle.

Sehen Sie, das alles muss man wissen, wenn man eine Gitarre bauen will. Das ist ja kein Schnell-schnell, kein bloßes Sägen-und-Zusammenleimen, das ist Handwerk. Kunsthandwerk. Handwerkskunst. Wir bräuchten doch nicht die jahrelange Ausbildung, bräuchten doch nicht die olfaktorischen und gustatorischen Weiterbildungsseminare..."
"Sogar gustatorisch??"
"Jaja, der Laie weiß Vieles nicht. Gutes Gitarrenholz muss mit allen Sinneskanälen erfasst werden. Ich rieche nicht nur am Holz, ich schmecke es auch."
"Faszinierend. Aber zu Ihrer Literatur-Recherche. Da sagen Sie: Esche klingt weich und rockig. Ist das kein Gegensatz?"
"*Keinesfalls! Das stammt ja aus verschiedenen Fachbüchern! Dieses sog. semantische Differential ist natürlich nur dem Fachmann vertraut. Schon Bismarck soll..."*
"Herr Dr. Wurm..."
"Nein, lassen Sie mich erläutern. Natürlich nicht der Bismarck – der andere, der Sohn, oder Neffe, oder Großonkel, oder -enkel, also jedenfalls der Denker in der Familie, ich glaube, Gottfried hieß der, oder Gozbert, ... oder Götzburg, ... nein, nicht Götzburg, das ist ja der Unterhosenhersteller, ... 'Rüsselsheim', ..."
"Herr Dr. Wurm, die rockige Esche..."
"Natürlich, die Esche. Rockig ist ja nicht gleich rockig, da gibt es Hardrock, Softrock, Progrock, Metal, death Metal, More-than-death-Metal, Grinch, Grunge, Gruscht, Pulp und Hulk!"
"Wie, der auch ???"
"Was, wie, der auch?"
"Hat Hulk auch einen speziellen Sound? Ich dachte, der ist nur grün?"
"Ich weiß nicht, was Sie meinen. Einen 'grünen Sound' kennt die Fach-Branche nicht. Aber das ist oft so in der Wissenschaft! Gerade in den Interdisziplinen, also so als Grenzgänger

[⊕] Quellenangaben am Kapitelende

© M. Zollner 2009

zwischen den Welten, da existiert viel Unverständnis. Aber genau dafür gibt's ja dann die Fachliteratur, die den Klang des Holzes genau spezifiziert."
"Also weicher Rock?"
"Bei Esche, natürlich."
"Aber wie passen dann die Bewertungen 'mittig' und 'nicht ausgeprägte Mittenanteile' zusammen? Könnte es da sein, dass einer der Fachautoren vielleicht doch nicht so kompetent ist? Oder, dass das Holz eben doch nicht so klangbestimmend ist?"
"Nein, natürlich nicht. Der eine schreibt 'mittig', weil er den Klang als 'mittig' empfindet. Der andere schreibt 'nicht ausgeprägte Mitten', weil er die Mitten als 'nicht ausgeprägt' empfindet. Das ist doch kein Widerspruch!"
"Und das hat der Bismarck erfunden?"
"Nein, das heißt: Ja. Beziehungsweise teilweise. Das semantische Differential differenziert die Semantik. Sie selbst haben bei meiner ersten Erläuterung doch nach dem Differenzierenden gefragt! Die Differenzen in der Semantik, der Wortbedeutungslehre. Das ist Bismarck. Der wird sogar von einigen psychologischen Psychoakustikern anerkannt. Und das will was heißen! Ich sage nur Oldenburg! Waren Sie schon mal bei denen?"
"In München?"
"Wieso in München? In Oldenburg!"
"Ach so, nicht Oldenbourg, sondern Oldenburg!"
"Ach die meinten Sie. Das ist eher ein phonetisches Differential. Wussten Sie eigentlich, dass schon im Mittelalter..."
"!!!"
"Ja gut, ich weiß, das Holz, Also: Wenn ein Holz bassig, mittig, und brillant klingt, dann ist es doch ausgewogen. Und ein langes Sustain kann durchaus trocken klingen. Das Gegenteil wäre, ... müsste man als, ... im Gegensatz zum trockenen Sustain ..., aber Esche weist diesen Gegensatz ja nicht auf. Im Gegenteil: Das sanft-rockige luftigausgewogene trockene Sustain ist ja gerade für Esche charakteristisch. Im Gegensatz etwa zu Erle."
"Oh, das ist interessant. Was charakterisiert Erle? Klingt Erle anders als Esche?"
Dr. Wurm bleibt abrupt stehen, hebt seinen rechten Zeigefinger bedeutungsvoll, und flüstert fast: *"Erle ist das perfekte Material für Elektrogitarren. Erle ist ein Meisterholz. Wenn ich eine Gitarre bauen müsste: nur Erle. Meine Literatur-Recherche sagt über:*

Erle[⊕] (Alder): Lieblich; weich; warm; viele Obertöne; zurückhaltender Höhenanteil; zart; fette Bässe; eher dezenter Bassanteil; kräftige Mitten; runder Mittenanteil; viel Sustain; akzentuiert; schwammig; präsent; undifferenziert; ausgeglichen; voller Ton; dünner im Sound als Linde.

So urteilen Experten in Fachbüchern. Sie sehen, das klingt doch ganz anders als Esche! Wenn man das weiß, kann man jedem Kunden seine spezielle Wunschgitarre bauen. Aber natürlich weiß das nur der Fachmann. Holz versteht nicht jeder."
"In der Tat, Herr Dr. Wurm, wir haben da auch nicht alles auf die Reihe gekriegt. Fette, zarte, eher dezente Bässe, und schwammig-präsent sowie undifferenziert-ausgeglichen, da steckt wieder dieser Bismarck dahinter?"
"<u>Von</u> Bismarck, um genau zu sein. Ja. Eine sehr differenzierende Beschreibung, in der Tat."
"Aber, Entschuldigung, das ist doch hanebüchen! Ein und dasselbe Holz kann doch nicht gleichzeitig akzentuiert und schwammig klingen! Und Bässe, die sowohl zart, als auch fett, als auch dezent sein sollen! Das werden doch alle Leser als Humbug abtun!"

[⊕] Quellenangaben am Kapitelende

© M. Zollner 2009

"Da bin ich jetzt aber schon ein Stück weit betroffen! Diese Kritik über jahrhundertealtes Wissen ist so nicht gerechtfertigt! Mit diesen Erkenntnissen wurden schon vor Jahrhunderten Geigen gebaut, die heute noch..., und wahrscheinlich auch noch in weiteren hundert Jahren!"

Herr Dr. Wurm ist einen Moment lang fast verärgert, dreht sich abrupt um, geht einige Schritte, um dann aber doch wieder stehen zu bleiben und in versöhnlichem Ton zu erläutern: *"Ich verstehe schon, dass Sie das nicht verstehen. Sehen Sie, da schreibt so ein Gitarrenbauer ein Buch über die E-Gitarre. Da muss doch ein Kapitel über Holz mit rein, nicht? Und wenn er, wie vermutlich jeder Gitarrenbauer, schon mal eine Erle-Strat mit ihren fetten Bässen gehört hat, dann darf er das doch mit reinschreiben, nicht?"*
"Wir beginnen zu verstehen. Ein anderer Autor hat zuhause eben eine Erle-Strat mit eher dezenten Bässen..."
"Vermutlich. Es gibt weltweit ja eine ganze Menge von Erle-Strats. Tausende, ach: Millionen! Aber nicht jeder, der eine Strat hat, darf darüber auch ein Fachbuch schreiben, nicht? Das darf nur der Experte, nicht wahr, denn in Büchern werden ja bloße Meinungen zu Dogmen, zu Axiomen, nicht wahr! Fachbücher sind Objektivierungen subjektiver Bewertungen."
"Wenn jetzt aber dem Holz so unterschiedliche, ja gegensätzliche Eigenschaften angedich..., äh, zugewiesen werden – wäre da die Aussage nicht besser: Holz hat praktisch keine Auswirkungen auf den Klang einer E-Gitarre? In Fachbüchern darf man doch nicht derartig widersprüchliche Lehrmeinungen veröffentlichen".
"Die Wissenschaft lebt ja gerade vom Disput, von der dialektischen Auseinandersetzung divergierender Sphären"
"Huii!"
"Holz ist doch ein Objekt, dem objektive Eigenschaften innewohnen..."
"Die Seele..."
"Das werden Sie nie begreifen, die Seele ist gerade nicht das Objektive, sondern das transzendente, ganzheitlich Mystische. Nein, ich meine die objektiven Kriterien, die auch fernab jeder Bewertung existieren. Ich meine im Sinne Platons: Holz hat als ideelle Wesenheit ein vom menschlichen Denken unabhängiges Sein. Der Fachbuchautor liefert so gesehen seine persönliche Subjektivierung des Objektiven. Wenn Sie mich verstehen?"
"Wir geben uns Mühe: Das Fachbuch als Koexistenz von objektivierter Subjektivität und subjektivierter Objektivität. Sozusagen als platonische Koexistenz?"
"Ich weiß, Aristoteles hat das anders gesehen, Hilbert übrigens auch, wie Fuchs schon 1972 ausgeführt hat: Eine Verschärfung axiomatischen Betrachtens bedeutet, dass man von dem sachlichen Vorstellungsmaterial, aus dem die Grundbegriffe einer Theorie gebildet sind, in dem axiomatischen Aufbau der Theorie nur dasjenige beibehält, was als Extrakt in den Axiomen formuliert ist, von allem sonstigen Inhalt aber abstrahiert. Knaur 1972."

Eine Lichtung war in Sicht gekommen, und Dr. Wurm beschleunigte seine Schritte, zielstrebig auf eine junge Linde zusteuernd. Sein Redefluss war ins Stocken geraten, aber nur für einen Augenblick. *"Ich erläutere das mal an dieser jungen Linde. Ein Holz, das sich sehr gut für E-Gitarren eignet, obwohl es von Vielen unterschätzt wird. Diese Linde hier"* – er tritt mit dem Fuß fachkompetent gegen den Stamm, sodass die ganze Wesenheit von unkontrollierten Schwingungen geschüttelt wird – *"hat, wie man offensichtlich erkennen kann, zwar eine sehr gute Ansprache, wird aber einen schwammigen Ton geben. Was aber nicht heißt, dass Linde im Sinne Platons immer und überall schwammig klingen muss. Sie muss nicht einmal Linde heißen, bei Hilbert könnte sie auch Tisch, Stuhl, oder Bierseidel heißen. Aber lassen wir ihr ruhig ihren Namen, nennen wir sie weiterhin einfach Linde, so heißt sie schließlich. Ich habe bei meiner Literatur-Recherche auch alles Verfügbare über Linde zusammengetragen:*

© M. Zollner 2009

Linde⊕ (Basswood): Weich; tiefe Mitten; schwammig; gute Ansprache; undifferenziert; leicht mittig, ähnlich wie Erle; relativ wenig Sustain; warmer Klang, dem es an Spritzigkeit fehlt; unauffällig; druckvoll; eher dumpf klingend.

Ich glaube, diese drei Beispiele zeigen jetzt doch schon recht deutlich, was Holz bewirkt, und wozu Fachliteratur fähig ist."
"Sie haben recht, unsere Meinung hierüber beginnt sich zu festigen. Die Erle mit ihrem akzentuiert-schwammigen, mittenbetonenden, zart-vollen Ton ist dünner im Sound als die gut-schwammig ansprechende Linde mit ihren weich-druckvollen Tiefmitten?"
"Sehr verkürzt zusammengefasst, ja. Laut Fachliteratur, ja, durchaus. Noch prägnanter verkürzt: Linde klingt ähnlich wie Erle, Erle klingt hingegen dünner als Linde. Mehr nach Pappel; die übrigens nach Linde klingt. Ich verrate Ihnen gleich noch die Klangeigenschaften weiterer, hervorragend für E-Gitarre geeigneter Hölzer:

Pappel⊕ (Poplar): Die Klangeigenschaften entsprechen denen von Linde; klare Höhen; luftiger als Linde; unauffällig; dünner als Linde; am ehesten mit Erle zu vergleichen, allerdings fehlen Wärme und Brillanz; crisper als Linde; runder Ton; recht kurz ausklingend.

Ahorn⊕ (Maple): Attackreich; singender Ton; harter Sound; viel Sustain; obertonreich; lebendig; nicht warm; warme Bässe; fehlende Wärme; mittenbetonter Sound; brillant.

Mahagoni⊕ (Mahogany): Weich, sehr bassig, feine Brillanz, warme Mitten, gutes Sustain, lieblich, warmer Ton.

Palisander⊕ (Rosewood): Kräftiger, harmonischer Klang, luftiger Grundcharakter, lockerer, voller Bassbereich, glänzende Höhen.

Halten wir fest: Holz definiert den Klang der E-Gitarre. Die – fast möchte ich sagen: neumodische Elektronik – kann nur Nuancen hinzufügen. Nuancen! Der Grundsound kommt vom Holz."
"Diese Meinung haben wir auch schon gelesen. Da schreibt ein angesehener Autor anno 1977: 'Jedes Stück Holz hat seinen Eigenklang'. Ein paar Seiten weiter meint derselbe Autor (im selben Buch): 'Der Klang der E-Gitarre hängt weitgehend vom Pickup ab', um dann anno 1994 in einer Neufassung zu verkünden: 'Der Korpus hat (auch bei der Solid-Gitarre) entscheidenden Einfluss auf den Sound'. Im selben Buch lesen wir 6 Seiten weiter hinten dann allerdings wieder: 'Der unterschiedliche Klang der E-Gitarren liegt zum großen Teil auch an den Tonabnehmern.' Da ist es wieder, das Lemma des bleichen Alpenfürsten: Alles hängt mit allem zusammen♣. Was aber ist wichtiger: Holz oder Tonabnehmer?"
"In meiner Literatur-Recherche habe ich mich auch dieses Themas angenommen. Die Sache ist die: Für den Gitarrenbauer, der alles über Holz, aber nichts über Elektroakustik gelernt hat, kommt der Klang jeder E-Gitarre vom Holz. Die, die aber Elektrotechnik oder Physik studiert haben, die ein Buchenbrett weder von Sumpfesche, noch von Birke unterscheiden können, für die kommt der Klang ausschließlich vom Tonabnehmer. Sehen Sie die folgende Literatursammlung":

⊕ Quellenangaben am Kapitelende
♣ Philosophen-Eleve Edmund Stoiber in der Föderalismuskommission

© M. Zollner 2009

- Holz hat keinen Einfluss auf den Klang (Pearson/Webster, in: May S.144).
- Holz muss Einfluss haben, Preisunterschiede der Gitarren kommen vom Holz (May, S.144).
- Hochwertiges Holz ist unnütz (Zills, in: May, S.86).
- Holz hat Einfluss auf den Klang (Evans/Evans, in: May, S.145).
- Der Einfluss des Holzes auf den Klang sollte nicht unterschätzt werden (G&B 3/97).
- Die Experten sind sich einig, dass der Klang einer Solidbody vornehmlich durch die Elektronik bestimmt wird (Carlos Juan, Fachblatt Musikmagazin, 1996).
- Der Klang der E-Gitarre hängt relativ stark vom Holz ab (Meinel, S.47).
- Der Klang hängt nicht in der Hauptsache vom Pickup ab, das Holz schafft vielmehr die Grundlage; (Jimmy Koerting, Fachblatt Musikmagazin).
- Tonabnehmer wandeln die vorgefundenen Schwingungen in Ton und sind nicht selbst Ton bildend (G&B 5/06).
- Die Klangcharakteristik der E-Gitarre wird maßgeblich von der Auswahl der Hölzer bestimmt. Tonabnehmer und Verstärker unterstützen den Gitarrenklang, ändern, beeinflussen oder prägen ihn aber selten grundlegend (Day et al., S.205).
- Massive Gitarren können jedoch in nahezu allen Formen und Größen hergestellt werden, ohne dass dadurch bedeutende Auswirkungen auf den Klang zu erwarten wären (Day et al., S.140. Derselbe Day wie im vorhergehenden Zitat).
- Hölzer bestimmen nicht nur die Klangfarbe, sondern vor allem die Informationen der Saitenschwingung (G&B 02/00).
- Die Strom-Brettgitarre ist in erster Linie ein akustisches Instrument. Die Hölzer machen den Klangcharakter aus, die Pickups nur zu ganz geringem Teil. Und so kann ein Humbucker der Strat mit Erle- oder Eschekorpus noch lange nicht die charakteristische Klang- und Attack-Entfaltung austreiben (Udo Klinkhammer, G&B 2/00).
- Wenn wir uns den Prozess der Klangentstehung einer E-Gitarre ansehen, wird schnell ersichtlich, dass die Beschaffenheit und Art der verwendeten Hölzer ebenso massiven Einfluss auf den Klang des Instrumentes nimmt wie seine Konstruktion (Day et al.,S.206).

"Das ist ein klares Votum: Die Mehrheit hält das Holz der E-Gitarre für klangbestimmend. Wäre das nicht so, könnte man ja auch aus preiswertem Material gut klingende Gitarren bauen. Und daran kann der Fachhandel kein Interesse haben. Oder höchstens: Ein ergänzendes Interesse. Deshalb weist jeder Markenhersteller darauf hin, dass er nur teuerste Klanghölzer unter seinen Sunburst-Lackierungen stecken hat. Und damit kommt man schnell auf ein-, zweitausend Euro." Herr Dr. Wurm, tritt nochmals gegen den Lindenstamm, wie um seine Worte zu unterstreichen. Die Produkte seines Unternehmens suchten ja inzwischen auch nach Anerkennung und Werthaltigkeit. Also nach hohen Verkaufspreisen. Ein Schmetterling, der sich ob der gar gewaltigen Erschütterung "seiner Linde" gestört fühlte, flog auf, kam spritzig aus den Startlöchern, resonierte bis in die Flügelspitzen, um dann aber mit einem undifferenzierten, schwammigen Ausschwingen seiner Flügel wieder zu landen. *Relativ wenig Sustain*, durchzuckte es uns.

"Wenn nun aber, Herr Dr. Wurm, die Fachwelt so uneinheitlich über Holz referiert: Hat denn da noch niemand verschiedenholzige Gitarren verglichen? Wenn denn Esche und Pappel unterschiedlich klingen: Könnte man da nicht einfach eine Esche-Strat mit einer Pappel-Strat vergleichen?"

"Das wurde in der Tat gemacht, wie z.B. der Bericht im Fender-Heft von G&B zeigt: Dieser Hörvergleich ergab aber nur 'winzige Klangunterschiede'. Was sowohl eine Einzelmeinung sein könnte, als auch gesichertes Expertenwissen. Aber es gibt weitere Vergleichstests..."

© M. Zollner 2009

Herr Dr. Wurm war stehen geblieben, weil aus der Ferne ein schnarrendes Motorgeräusch zu hören war. *"Nun sägen sie wieder"*, meinte er angewidert. *"Und dann wird's Bauholz."* Die Richtung, aus der die Geräusche durch den Wald drangen, beunruhigte ihn. Es war die Richtung, aus der wir bei unserem lehrreichen Waldspaziergang gekommen waren. Mit einem knappen *"das möchte ich mir ansehen"* machte er kehrt, ging, ja lief fast unseren Weg zurück. Mit einem Gesichtsausdruck, der jede weitere Frage unterband. Es zog sich hin, die Minuten verstrichen. Erst jetzt wurde uns bewusst, dass wir über längere Strecken bergab gegangen waren – zurück ging's nun bergan, den lauterwerdenden Sägegeräuschen entgegen (die von gefühlten 0,2 auf 0,4 Asper zunahmen). Eine rauchig-teerige Komponente attackierte plötzlich unsere olfaktorische Afferenz, undifferenziert noch, aber rasch Dominanz gewinnend. Während die Informationen des N. opticus für sich alleine betrachtet auch als eine Art Nebel interpretierbar gewesen wären, ergab die Kooperation von erstem und zweitem Hirnnerv eindeutig: Da brennt was! Waldarbeiter begannen, sich im Rauch abzuzeichnen, Kraftfelder divergierten ... da waren wir doch schon einmal? Mitten drin: Die Esche, das Meisterholz, zumindest in 40 – 50 Jahren. Mittendrin, aber nicht mehr so aufrecht, stolz, wie noch vor einer Stunde, sondern in Untermengen zerteilt, unsortiert noch, in Bündeln herumliegend. Von den ehedem zum Trocknen aufgeschichteten Meisterhölzern waren die dünneren Exemplare zu einem Haufen zusammengetragen, von Flammen schon umzüngelt, Händen Wärme spendend, die Minuten zuvor ihre hölzernen Brüder noch gleichgültig geköpft. Wohltätig ist des Feuers Macht, vor allem, wenn es selbst entfacht. Dr. Wurm war fassungslos, wütend, rasend, sein ausgeglichen runder Bass war wie weggeblasen, und attackreich ging er einen der Waldarbeiter an, wobei sein Höhenanteil jede Zurückhaltung verloren hatte: *"Das könnt ihr doch nicht machen! Das war Meisterholz!"* "Des machma mia scho seit oiwai so" kamen kräftige Mitten von einem der Arbeitenden zurück, "Wanns uns friad, zünd'mas oo!" Und sein Nachbar ergänzte druckvoll-stramm: "Musse brenne, mache waaam."

Wir wollten uns an diesem abschließenden Disput, so grundsätzlich und typisch er für die Wissenschaft auch sein mochte, lieber nicht beteiligen, und sinnierten dem aufsteigenden Rauch nach. Lebhaft-druckvoll kringelte sich Graues aus Glühendem, konvertierte zu Weißem, eine fibonaccifolgen-ähnliche Bifurkation hinter sich herziehend, ehe es sich, rasch zu Höherem aufsteigend, luftig in selbiger auflöste. Das warme Fundament erfasste uns stramm-bassig, während es von oben hart-holzig herunter-attackierte. Eindeutig: das musste Esche sein – soviel hatten wir bei Herrn Dr. Wurms Ausführungen gelernt.

Ergänzende Meinungen:

G&B 9/02, S.80: "***Bob Benedetto**, den viele (eigentlich alle) für den besten lebenden Gitarrenbauer halten, meint: Die gängige Meinung verlangt nach Holz, das langsam gewachsen ist. (Langsames Wachstum zeigt sich in engen Jahresringen). Nach meinem Wissen ist das ein Mythos. ... Einige meiner besten Gitarren sind aus Fichte, die manche für minderwertig halten würden. Schau die alte Meisterwerke von Stradivari oder Guaneri an, auch die sind aus Holz mit weiten Jahresringen. Vielleicht sind wir nur jahrelang auf die Werbung in den Prospekten einiger Firmen hereingefallen, die eng gemasertes Holz angepriesen haben. ... Ich bin in Pennsylvania mal in eine Holzhandlung gegangen und habe das schlechteste Holz ausgesucht, das ich finden konnte. Daraus habe ich eine Gitarre gebaut, die hervorragend klingt – Scott Chinery hat sie gekauft.*"

Tom Lockwood, **Guild-Guitars**, in: U. May, S.145: "*Hersteller wie wir nehmen nur allererstes Material, was nur etwa 5% der Ernte ausmacht. Deshalb bitten wir eine Sägemühle, die täglich 100.000 board feet erzeugt, uns etwa 5000 feet auszusuchen. Für den Rest haben wir keine Verwendung, und das hat einen immensen Einfluss auf den Preis*."

© M. Zollner 2009

"***Taylor*** *baut gute Gitarren, weil wir wissen, wie das geht. Und um das zu beweisen, haben wir eine Akustik-Gitarre aus einer alten, vergammelten Palette aus dem Müll gebaut. Die Decke stammt aus einem Abfallbrett, dessen Holzart sich nicht näher bestimmen ließ. Sie wurde so kunstvoll aus 6 Brettchen verleimt, dass man das kaum sieht, und die Nagellöcher ... wurden mit eingesetzten Aluminiumscheibchen hervorgehoben. Diese Pallet-Guitar war eine der am meisten beachteten Gitarren der Winter-NAMM-Show.*" Taylor, ISBN 3-932275-80-2.

"*Ansonsten glaube ich schon, dass die Komponente Holz insgesamt überschätzt wird.*" Ulrich **Teuffel,** Teuffel-Gitarren, in G&B 5/04, S.85.

D. Holz: Holztechnologie 25/1, 1984, S. 31-36: Über einige Zusammenhänge zwischen forstlich-biologischen und akustischen Eigenschaften von Klangholz (Resonanzholz): "*Ein Zusammenhang zwischen der Jahresringbreite und den akustisch wichtigen Eigenschaften von Resonanzhölzern kann nicht angegeben werden.*" Hierzu G. **Ziegenhals**: "*Jüngste Untersuchungen im Institut für Musikinstrumentenbau bestätigen dies im Wesentlichen.*" FAMA-Seminar, DEGA 2001.

- Die Les Paul Custom hat ein **Ebenholz-Griffbrett**. Ein Ebenholz-Griffbrett macht den Sound etwas mittiger (Gitarrenbauer Thomas Kortmann, gitarrist.net).
- Ein **Ebenholz-Griffbrett** gibt einen helleren und brillanteren Klang (Gerken).
- Ein Griffbrett aus **Rio-Palisander** macht den Sound brillanter. (Kortmann, gitarrist.net).
- Das **Ahorn-Griffbrett** gibt den klareren Sound, das Palisander-Griffbrett klingt kerniger [im englischen Original: "meatier". Duchossoir, Strat-Book].
- **Rio-Palisander** produziert eine 'ganze Oktave mehr Obertöne' (Day et al.)
- Für mich sind **Ahorn-Griffbretter** viel besser als die aus Palisander, denn sie haben einen tighten, kräftigeren Ton (Eric Johnson, G&B Fender-Heft).
- Das "Slab-Board" (**Palisander-Griffbrett**) ist eines der Geheimnisse des hoch gerühmten, alten, kristallklaren Vintage-Sounds speziell von Fender-Gitarren (Day/Rebellius, S.72).
- E-Gitarren mit durchgehendem **Hals** verhalten sich wesentlich günstiger als solche mit Schraubbefestigung. Der Gewinn an Klangdauer ist frappierend (Meinel, 1987, S.63).
- Geleimter bzw. geschraubter **Hals** haben gleichwertige Ausklingzeiten (G&B 3/97).
- Der **Schraubhals** verringert das Sustain der Gitarre (Lemme 1982, S.59).
- Auch der angeschraubte **Hals** kann ein langes Sustain erzeugen (Lemme 1994, S.50).
- Insgesamt sind **Ahornhälse** ja dafür bekannt, den Instrumenten einen perkussiveren Touch zu verleihen (G&B 4/06).
- Ein One-Piece-Maple-Neck klingt genauso wie ein Hals *mit* Griffbrett (Lemme 1982, S.62).
- Praktisch keine Unterschiede zwischen 3 speziellen Gitarren, die sich nur in der Hals befestigung (geklebt, geschraubt, durchgehend) unterschieden (A. Paté, Nantes 2012).

- Die **Ahorn**decke macht viel von der Klangcharakteristik der Les Paul aus (Gibson-Chef Henry Juskiewicz, in: Bacon/Day, LesPaulBook, S.61).
- Die Les Paul Customs besaßen einen Korpus ganz aus **Mahagoni**, wie ihn auch Les Paul selbst dem Mix aus Ahorn und Mahagoni vorzog. (Bacon/Day, LesPaulBook, S.20).
- G&B 9/05: **Les Paul:** Meine Idee war damals, die gesamte Gitarre – also Kopfplatte, Hals und Korpus – aus dem gleichen Stück Holz zu bauen. Sie haben es nicht gemacht. Als ich den Präsident von Gibson fragte, warum nicht, sagte er: "Weil es so preiswerter ist."
- G&B 7/02, Vergleichstest: "Die Fame LP-IV klingt in der Tat am authentischsten. Ihr Klang ist in allen Bereichen denen des (Gibson Les Paul) Originals sehr ähnlich".
  Fame LP-IV: Ahorn-Hals, Eiche-Griffbrett, Erle-Korpus, Mahagoni-Decke.
  Gibson Les Paul: Mahagoni -Hals, Palisander-Griffbrett, Mahagoni-Korpus, Ahorn-Decke.

© M. Zollner 2009

- G&B Fender-Heft S.76: **Esche**-Strat vs. **Pappel**-Strat: Nur 'winzige Unterschiede'.
- G&B 10/04: **Erle**-Strat vs. **Pappel**-Strat: Unterscheiden sich nur um 'feinste Abstufungen'.
- Die **Korpushölzer** prägen den Fender-Sound natürlich ganz entscheidend. ... Ein echter Kenner hört etwa in einer 61er Strat völlig andere Eigenschaften als in einer späten 64er... *Ein paar Absätze weiter liest man dann im selben (!) Vergleichstest:* Wie man sich vielleicht vorstellen kann, liegen die Klangergebnisse wieder sehr nahe beieinander (G&B 3/06).
- G&B 5/06: Squier-**Mahagoni**-Strat vs. Squier-**Linde**-Strat: Mit Hals- bzw. Mittel-Pickup klingen die beiden Gitarren nahezu identisch.
- G&B 9/05: Dennoch überrascht die PRS EG mit unglaublich authentischen **Strat-Sounds** (Mahagoni-Hals, Palisander-Griffbrett, Mahagoni-Korpus).
- G&B 2/00: Aus einer **Strat** wird trotz **Humbucker** niemals eine Les Paul.
- G&B 7/06: **Gary Moore:** Manche Leute glauben, dass in 'Ain't nobody' eine Stratocaster zu hören ist, in Wirklichkeit handelt es sich jedoch um meine eigene Signature Les Paul.
- **Jimmy Page** hat das erste Led-Zeppelin-Album komplett mit einer Telecaster eingespielt; der Gitarrensound dieses Albums ist exakt wie der einer Les Paul (G&B Fender-Heft).
- G&B 9/05: So liefert jede der drei **PRS**-SE-Gitarren trotz identischer Basis (Mahagoni-Hals, Palisander-Griffbrett, Mahagoni-Korpus) typische Sound-Eigenschaften à la Strat, SG/LP-Special oder Standard-Paula, und zwar auf hohem klanglichen Niveau;.
- **E. van Halen**: "Die Strat hat zu wenig Sustain. Deshalb Mahagoni" (G&B 7/04).
- **Larry Carlton**: "Die Tele hat nicht genügend Arsch. Deswegen Gibson" (G&B 5/01).

- **Hohlräume** (in der Solidbody) haben keinen Einfluss auf den Klang (Lemme 1982, S.54).
- "To improve the body's resonance, the core body is drilled with eleven 1,5"∅ cavities." (Duchossoir, Tele-Book, S.31).
- "Die Hohlräume in der Les Paul haben keinen Einfluss auf die Klangcharakteristik des Modells; wir haben das getestet." (Henry Juskiewicz, Gibson-Chef, Les Paul Book, S.61).
- "Hohlkammern erhöhen die Resonanzfähigkeit." (Day et al., S.140).
- Resonanzkammern: "Kann man sich des Eindrucks nicht erwehren, dass oft die Oberfräse angesetzt und nach Gutdünken solange Holz weggenommen wird, bis der Hersteller der Meinung ist, dass die Gitarre nun leicht genug sei." (Day et al., S.143).

Eric Johnson: "Mehr als 75% des Sounds kommen aus den Fingern." (G&B 5/01).
E. van Halen: "Es liegt wirklich nicht am Equipment, es sind die Finger." (G&B 7/04).
Jimmy Page: "Weißt Du, ich bekomme aus der Gitarre eine Menge Sounds, die Du normalerweise nicht aus ihr herausbekommst." (G&B Fender-Heft).
Richie Sambora: "Aber du hörst auch, dass Hendrix einfach nur direkt durch den Verstärker geht. Es sind seine Finger. Mit **Jeff Beck** ist es dasselbe: Du kannst zwar seine Anlage und seine Gitarre benutzen, aber du wirst nie klingen wie er. Es sind die Finger." (G&B 11/02).
Jan Akkerman: "Auf die Hände kommt es an." (G&B, 1/07).
Jaco Pastorius: "Piss off the amp and the instrument. It's all in your hands." (G&B 1/06).
Jeff Beck: "Keine Faxen, kein Brimborium, nur die Finger." Wie Recht der Mann hatte...

v. Bismarck G.: Psychometrische Untersuchungen zur Klangfarbe... Akustik und Schw.-Technik, VDI 1971.
Wheeler T.: The Guitar Book. Harper & Row, New York, 1978.
Wheeler T.: American Guitars. Harper & Row, New York, 1982.
May U.: Elektrische Saiteninstrumente in der populären Musik. Dissertation, Münster, 1983.
Bacon T., Day P.: The Gibson Les Paul Book. Outline Press Ltd., London, 1994.
Day P., Rebellius H., Waldenmaier A.: E-Gitarren, GC Carstensen, 2001.
Lemme H.: Elektrogitarren, 1977, 1995, 2003.
Meinel E.: Elektrogitarren. VEB Verlag Technik Berlin 1987
Gitarre & Bass, Musik-Media-Verlag, Köln.
Fachblatt MusikMagazin, Spezial-Zeitschriftengesellschaft, Unterschleißheim (vorher: München).

© M. Zollner 2009

0.2 Signature-Gitarren

Eine Signature-Gitarre gebaut zu bekommen, ist für einen Gitarristen wie die Verleihung eines Ordens. Er ist berühmt, seine Tonträger verkaufen sich millionenfach, und jetzt fragt auch noch der Hersteller seiner Ein-und-Alles-Gitarre an, ob des Meisters Name aufs Gehölz dürfe. Natürliche darf er. Also bringt Klirringer eine Paco-Beslmeisl-Gitarre heraus, und übergibt sie ihm mit großem Tamtam auf der InMuMess. Derartige Sondermodelle sind meist in enger Zusammenarbeit mit dem so geehrten Gitarrist entstanden und richten sich an alle, die auch so klingen wollen wie ihr verehrtes Idol. Eine echte Paco-Beslmeisl-Signature hat nur der Hardcore-Fan. Mit gelbem Plektrum und Stirnband.

Die Entstehungsgeschichte ist allerdings oft eher ernüchternd: "Hey Henry, der Oktober läuft nicht ganz nach Plan, hassu ne Idee?" "Machnwa halt widama'ne Signature." "Hab ich auch schon drangedacht. Wen könnma'n nehmen?" "Wen – tja? Dem WARLORD sein Manager hat schon wieda gemailt, wann er endlich mal eins kriegt. Seine Klampfe wird immer kaputter." "Der WARLORD soll erst mal die Leihanlage zurückbringen, die angeblich jetzt schon zum drittenmal im Internet versteigert wird. Der kriegt von uns höchstens noch seinen Sargdeckel. In Firmenfarben." "Du bist aber wieder schlecht drauf, war ja nur so'ne Idee. Ich find' den Warlord richtig knuffig, und gar nicht so ätzend, wie die Leute immer tun. Was is mit'm BLIND BOOBY BROONZY?" "Bist Du beknackt, den kennt doch keine Sau mehr. Ich hab eher an den FASTHAND gedacht." "Selber beknackt, der spielt seit neuestem diese schlitzaugigen Makashitta, da können wir doch nicht... Und der SARGKLEISTER?" "Den kennense in die USA nicht. Wir sollten einen Ami nehmen. Oder einen Engländer. Oder vielleicht doch besser einen Ami, denen ihr Englisch versteht man besser. Kalifornien, wollt ich eh mal wieda rüba. Surfen und so." "Kannste doch hier am Rechner auch, Hihihi. Aproppo Surfen: Was mach'n denn SIR FING AND THE DIFFERENCE?" "Ich hab' doch gesagt, keine Engländer, und den dauerbesoffenen SIR schon gar nicht. Wenn schon besoffen, dann vielleicht den JOE ROCKER. Dem seine *Strings from Hell* verkauft sich gerade wie Lupo. JOE ROCKER, das wär was." "Hä? Der nippelt doch gleich ab. Ich glaub nicht, dass der seine 3,2 Promille diesmal durchsteht. In Gitar, Lix und Trix hammse schon so eine Art Nachruf verfasst." "Hui, obasupa, das isses. Nämlich: Wird er wieder, überreichen wir ihm auf der nächsten WAMM seine Sig-Klampfe, wenn nicht, bringen wir sie zur Beerdigung auf den Markt. Post-Humus, sozusagen, im schwarzen Gigbag mit silbernem Kreuz." "Wir könnten sie ihm aber auch schon jetzt in die Intensiv bringen. Gäbe ein geiles Foto: ROCKER mit halbzuen Augen, leicht offenem Mund, und quer übers Bett unsere Sig. Ich könnte sie ihm ja hinhalten, nicht dass sie wieder von der Bettdecke rutscht, wie damals beim Kiis in der Entzugsanstalt." "Is gebongt. Ruf mal den Chefarzt an, wegen Drehgenehmigung und so, er kriegt einen Flug nach Las Vegas mit zwei Wochen Hotel, irgendein Kongress ist da ja immer. Ich sag schon mal dem Sonderbau Bescheid, die sollen endlich die kaukasischen Birkenleisten verbauen, sonst kommt da noch der Holzwurm rein." "Soll ich dem Chefarzt noch eine Lollix anbieten, wenn er zickt? Oder Flug mit Frau?" "Biste geerdet, wieso denn mit Frau? Der kriegt einen Gutschein für das All-Inclusive-Hotel-Package." "OK, dann brauchenwa nur noch den Text. Etwa in der Art: JOE hat in jeder klaren Minute, äh freien Minute, an der Entwicklung mitgearbeitet, denn er wollte unbedingt, dass sein Sound mit dieser Sig hundertpro rüberkommt. Also hat er uns seine Original-Klampfe zum Abmessen gebracht, und eigenhändig noch 8 Meter Draht auf die Tonabnehmer gewickelt. Auch dieses Kotzgrün hat er selbst entwickelt ... Brüll!! ... Das wievielte Sondermodell issn das eigentlich?" "Das fünfundzwanzigste, glaub' ich." "Ganz gut: **LIMITED EDITION**!"

© M. Zollner 2009

Signature-Modelle tragen die Namen berühmter Gitarristen, und werden in enger Zusammenarbeit mit diesen entwickelt. Sagt die Werbung, sagen Testberichte. Und viele Epigonen kaufen sich diese Sondermodelle in der Hoffnung, nun denselben Sound produzieren zu können wie ihr Vorbild. Das genau diese Gitarre in die Kameras hält, und im Studio und Live nur noch darauf spielt. Nun haben aber viele der Top-Gitarristen – und nur solche bekommen Signature-Gitarren – nicht nur eine, sondern 10 oder 50 oder auch 200 Gitarren zuhause. Und spielen plötzlich nur mehr auf ihrer Signature? Die Fachliteratur weiß mehr:

Jeff Becks Fender-Signature-Modell ist schon in Neuauflage am Markt; er selbst, sagt G&B, "*verwendet bei den Aufnahmen fast ausschließlich eine fast ganz normale Fender Stratocaster (nur das Tailpiece und der Sattel stammen von seiner Signature-Strat)*". Zu seinem Blow-by-Blow-Album, auf dem er mit einer Gibson Les Paul abgebildet ist, sagt er: "*Viele Leute denken wegen dieses Covers, sie würden auch eine Gibson-Gitarre auf dem Album hören. Es waren aber Strats und Telecasters*." G&B 2/01. Hingegen steht im Gibson-Buch: "*Bei der Aufnahme dieser LP (*gemeint ist Blow-by-Blow*) benutzte Jeff Beck fast nur diese Gitarre (*gemeint ist eine braune Les Paul*), auch wenn da auch mal eine Fender Telecaster mit Humbuckern zu hören ist. Beck begann auch auf einigen der Tracks eine Fender Stratocaster zu verwenden, und mit diesem Hersteller und Modell war er seitdem so gut wie verheiratet*."

Jimmy Page "kennt man in erster Linie als Les-Paul-Player. Allerdings hat er das erste Led-Zeppelin-Album komplett mit einer Telecaster (!) eingespielt, die er von Jeff Beck bekommen hatte. Auf den Kommentar, dass der Gitarren-Sound dieses Albums exakt wie der einer Les Paul wäre, entgegnete Page dem Interviewer des Guitar Player einmal: *Weißt Du, ich bekomme aus der Gitarre eine Menge Sounds, die Du normalerweise nicht aus ihr herausbekommst. Diese Verwirrung geht zurück bis auf die frühen Sessions, die ich mit einer Les Paul gespielt habe. Diese Aufnahmen klingen vielleicht nicht nach einer Les Paul, aber ich hatte eine benutzt*." G&B Fender-Heft, S.37.

Und dann wechseln die Herren Gitarristen auch gerne mal den Lieferanten. **Richie Sambora** etwa im G&B-Interview (10/02): "*Ich habe außerdem das Glück, einige 59er und eine 60er Sunburst Les Paul zu besitzen. Das sind meine momentanen Lieblingsgitarren. Insofern wurde Fender etwas an den Rand gedrängt.*" G&B: "Aber haben sie nicht unlängst ein Signature-Modell für dich angefertigt?" Sambora: "*Stimmt. Aber was soll ich dagegen machen (lacht). ... Eigentlich spiele ich auf allem, was ich in die Finger kriege und halbwegs gut klingt*." Direkt über der Headline **Richie Sambora Standard Stratocaster** steht im Fender-Prospekt: *Designed under the direct supervision of some of the world's most influential players, these models have been painstakingly crafted to accommodate each artist's unique specifications and playing style (Fender-Frontline).*

Duchossoirs Strat-Heft, Vorwort von **E. Clapton**: "*The Stratocaster is about as close to being perfect as any electric guitar can be*". Clapton-Werbung: "*The one and only electric guitar*[♣]." Bei Bacon/Day liest sich's dann so: "*Ich habe nie mehr eine Gitarre gefunden, die so gut war wie diese*". Da meint Eric Clapton aber seine abhanden gekommene Gibson Les Paul. What kümmers me my saudumm's G'schwätz of yesterday. "The Gibson" zitiert Clapton mit der ES-5, der Cream-Sound kommt von Clapton's SG, bzw. von seiner Firebird, bzw. von seiner 335er, und auch die Telecaster hat er verewigt. Der Cream-Akustikgitarrensound kommt allerdings von den Epiphone- und Guild-Gitarren des Herrn Eric Patrick Clapp. Da wird's noch viele weitere Signatures geben müssen. Von Martin gibt's schon eine – die E.C. bei UNPLUGGED anscheinend verschmäht hat.

[♣] Stratocaster, G&B 4/06

© M. Zollner 2009

Mark Knopfler: "*Wenn ich aber einen dickeren Klang will, benutze ich meine Les Paul, sie ist einfach dynamischer. Was nicht heißt, dass ich das nicht auch mit einer Stratocaster machen könnte*[1]." Das wird die Fender-Herren nicht ganz beruhigen, schreiben sie doch in ihrem Prospekt über die Mark-Knopfler-Stratocaster: "*His unmistakable tone comes from three Texas Special single-coil pickups and a five-way switch*." Und Mark setzt sogar noch eins drauf: "*Manchmal benutze ich die Les Paul auch für einen besonders cleanen Sound* [1]."

B. B. King hat als Sondermodell die Gibson-Lucille. Sein Begleit-Gitarrist, Charles Dennis, meint dazu: "*Wir waren mal irgendwo, und Lucille war nicht dabei, weil sie noch im Flugzeug war. Aber wir mussten den Job trotzdem erledigen, und deshalb hat er halt eine Fender gespielt. Was soll ich sagen: Als er sie in den Händen hatte, klang sie trotzdem wie Lucille*[2]."

Yngwie Malmsteen hat von Fender ein Signature-Modell bekommen, meint jedoch: "*Aber die einzigen, die ich wirklich spiele, sind die Strats Ende der 60er und Anfang der 70er-Jahre*, (G&B 11/02, S.63)."

Our desire with the whole Signature Series was to build the guitars exactly the way the artists play them. We didn't just want to build something that everybody was going to buy and then the artist had to have his different. Fender-Mann Dan Smith in Duchossoirs Telecaster-Heft.

Lenny Kravits hat von Gibson eine Signature Flying-V bekommen, allerdings: "*Ich erinnere mich kaum noch an die Details. Und ich weiß auch nicht mehr, was ich alles daran geändert habe. Nur, dass ich den Hals etwas verkürzt habe*." Das stimmt, wie ein Testbericht in G&B enthüllt: 625mm Mensur, gegenüber 626mm beim Original. Und: "*Sie ist viel leichter*." Auch richtig, 3,2 kg anstelle von 3,3 kg. "*Und sie hat einen besseren Sound. Das macht einen riesigen Unterschied*." Einen Unterschied konstatiert der Tester tatsächlich: "*Zu meiner Überraschung liefert sie mehr Sustain als zunächst erwartet, kann jedoch mit dem der Standard-V nicht ganz mithalten. Auch hinsichtlich Ansprache und Tonentfaltung hinkt sie hinterher*." Wie das denn? Der Tester spricht – eher unüblich – Tacheles, entdeckt gar einen Konstruktionsmangel: Wegen der flachen Halsneigung können die Saiten so gut wie keinen Druck auf den Steg ausüben, sie laufen beinahe ungeknickt darüber hinweg. Eine Konsequenz daraus ist ein nicht beabsichtigter und störender Sitar-Effekt bei der e-Saite. Dass dann auch noch das Vibrato schwächelt, ist hingegen üblich: "*Seit jeher ein Mangel des Maestro-Vibratos war, dass es sich nicht justieren lässt, weder die Federspannung noch die Höhe der Saitenhalterung. Bei der Testgitarre schwebt der Hebelarm dermaßen niedrig über der Schlagplatte, dass man gerade noch die Finger unter den Griff bekommt*." Dass dieses Sondermodell dann **6990 Euro** kostet, im Gegensatz zu 2190 Euro für die Standard-V, findet Herr Kravitz jedoch voll in Ordnung: "*Solche Sachen sind immer teurer ... (grinst)*". Und er selbst spielt immer darauf? "*Im Studio verwende ich immer eine Auswahl von Les Pauls. Meistens Goldtops oder Vintage-Flames von 1958, '59 und '60*." Was man halt so hernimmt, wenn man "*in einem eigens angemieteten Lagerhaus ungefähr 140 Gitarren aufbewahrt*." Und dazu als 141. dann noch eine Signature-Gitarre bekommt[3]. Allerdings: Ganz unbrauchbar scheint die Flying-V nicht zu sein: Herr Kravits posiert mit so einer in der Badewanne. Aber aufpassen, Fans: Das ist die weiße V! Die schwarze V "*hätte ich niemals in die Farbe gehalten*". Denn – wie anders sind doch diese Künstler: In der Badewanne ist nicht Wasser, sondern rote Farbe. Richtig gefährlich wurde es für **Kurt Cobain**: "*Er spielte Jazzmaster- und Mustang-Gitarren – bis er ein Signature-Modell bekam; 1994 beging er Selbstmord*[1]." Wäre er doch nur bei der Massenware geblieben ...

[1] G&B Fenderheft.
[2] G&B 9/06
[3] G&B 06/2004 S.72, G&B Gibson-Heft S.126.

© M. Zollner 2009

Mike Einziger (Incubus): *"Denn es machte mir schon lange keinen Spaß mehr, die PRS zu spielen. Ich wollte einfach mal etwas Neues. Ich wollte mich verändern, und das ohne Auflagen. Deshalb habe ich mich auch entschieden, dass ich nie wieder so eine enge vertragliche Bindung mit einer Gitarren-Company eingehen werde."* Ist das auch der Grund, warum es bislang kein Signature-Model von Mike Einziger gibt*? "Richtig. Ich habe kein Interesse daran. Um ehrlich zu sein, finde ich so etwas einfach nur dämlich... (lacht). Ich meine, was soll ich an einem Instrument ändern, das auf sein Art schon perfekt ist"*? G&B, 1/07, S.48.

... and many more ...

Die Fachzeitschriften heizen den Signature- und Custom-made-Market noch zusätzlich an, indem sie detailliert berichten, wie der große Guitar-Wizard seine Gitarre und seinen Verstärker modifizieren ließ. Gerne mit dem Hinweis: "Wenn Du das auch machen lassen willst, hast Du zusätzliche 8000 Euro an der Backe." Und so mancher Epigone spart sich über Jahre diesen oder einen kleineren Betrag zusammen, um seinem Idol näher zu kommen. Wenn's schon nicht die Original-Blackie sein kann, dann wenigstens 4 neue Potis für 1000 $. Oder für den Marshall einen authentischeren (!) Ausgangstrafo aus Amerika – der dortige Pfröpfler kann zwar nicht einmal ein den üblichen kaufmännischen Gepflogenheiten entsprechendes Angebot nach Old Europe schicken, hält aber gleich mehrere Trafo-Varianten im selbstgewickelten Sortiment. Amerika, du hast es besser ...

Der Fairness halber muss aber noch eine andere Variante erwähnt werden: Da geht der wohlsituierte Mittvierziger mit seinen Spaßkollegen auf die Bühne, und genießt es, dass ihn wegen seiner Original-1963er-Rickenbacker alle beneiden. Dass sie teuer war, stört ihn gar nicht. Im Gegenteil: Deshalb hat er sie ja gekauft. Und natürlich auch, weil sich damit die alten Beatles-Songs so schön spielen lassen. Obwohl: Wären diese Gitarren für 100 Euro an jeder Ecke zu haben, die Wahl wäre wohl doch auf eine alte Epiphone Casino gefallen. Oder halt irgend ein anderes teures Alleinstellungsmerkmal. Wie z.B. sein getunter Orsche-Curare eines ist, der ja auch nicht an jeder Straßenecke steht. Doch ganz ohne Häme: Musik machen hat viel mit Gefühlen zu tun. Beim Zuhörer (Wahnsinn, eine "Rickerbacken"...), und beim Künstler (wie kann der neben mir aus seinem Billig-Hobel solche Wahnsinns-Töne rausholen?) Deshalb ist es nicht unüblich, ja sogar fast zwingend, dass viele Musiker ihren Instrumenten eine physikalisch nicht verifizierbare Inspirations-Potenz nachsagen. Und wenn beim Anblick eines transluzent-blau gebeizten Ahornbodens nach dem Umdrehen dieses Prachtstückes ein kleines Schildchen sichtbar wird, dessen vierstellige Zahl mit 9 anfängt – so beginnen Lustkäufe. Endlich eine 12-saitige, die nicht jeder hat. Und dass selbst der Artist, der früher wer weiß wie hieß, schon mal auf so einer, oder auf einer ähnlichen, oder wie auch immer, diese seltenen Holzkästen können aber schon so was von, äh, welches Kapitel soll das hier werden? Sondermodelle, richtig! Custom-Shop, Artist-Gallery, Signature-Model ... natürlich! Warum nicht? Nicht aus rationalen Gründen! Nicht wegen der angeblichen Extra-Fummelei und der Zusatzweisheit eines gerade angesagten Idols, sondern aus purer Lust. So – das musste auch mal gesagt werden. Das wissen die Vertriebsleute natürlich auch, und für die Lustkäufer mit den dicken Portmonees gibt’s jedes Jahr Nachschub: Jahresmodelle, Limited-Edition, Sonderfarben, Sonderhölzer, mit Original-Unterschrift von Mr. X (2000 $ Aufpreis, davon 5 $ für bedrohte Urwälder), und natürlich die originalen Gebrauchtgeräte der Big-Stars. Siebenstellig, für die besonders dicken Portmonees. Kein Witz. Siebenstellig. Dollar, nicht Yen.

"*Auch ist jede lebhafte Freude ein Irrtum, ein Wahn, weil kein erreichter Wunsch dauernd befriedigen kann, auch weil jeder Besitz und jedes Glück nur vom Zufall auf unbestimmte Zeit geliehen ist*". Schopenhauer. War wohl kein Gitarrist.

© M. Zollner 2009

0.3 Wie die Saitenvibrationen in den Orkus kamen

Kaum ein Gitarren-Testbericht, der nicht die exorbitante Schwingungsfreudigkeit der untersuchten Elektro-Gitarre rühmt: *"Die Konstruktion zeigt beachtliche Resonanzeigenschaften, nach jedem Saitenanschlag schwingt sie intensiv und deutlich spürbar."* G&B 9/06. Oder: *"Schwingungstechnisch rangiert die MTM1 auf höchstem Niveau, denn die gesamte Konstruktion resoniert nach jedem Saitenanschlag intensiv bis in die letzten Holzfasern, woraus ein langsam und kontinuierlich abklingendes Sustain resultiert."* G&B 8/06. Oder: *"In Verbindung mit der gegebenen offenen Schwingungsfreiheit (sic) erzielen wir ein strahlendes Klangbild"*. G&B 8/06. Oder: *"Weniger Masse lässt sich besser in Schwingungen versetzen."* Gitarrenbauer Thomas Kortmann, Gitarrist.net. Oder: *"Bei Fender ging man sogar dazu über, auch Bodys aus mehreren Holzteilen zu bauen. ... Natürlich wird die Resonanzfähigkeit des Holzes durch eine solche Anzahl verschieden großer Stücke ebenfalls eingeschränkt."* Und a.a.O.: *"Dass Esche dazu auch noch nahezu optimale Resonanzeigenschaften hat, wurde damals dankend zur Kenntnis genommen. Nicht auszudenken, hätte sich Leo Fender damals für Mahagoni entschieden."* Day et al. Oder: *"Deutlich fühlbar bis in die äußersten Holzfasern zeigen sowohl die Strat als auch die Tele sehr gute Resonanzeigenschaften."* G&B 4/06.

Wohlgemerkt: Hier geht's um massive Elektro-Gitarren, und nicht um Akustik-Gitarren. Das deutlich fühlbare **Vibrieren der Gitarre** wird als Qualitätskriterium gehandelt. Lassen wir dazu einen der Väter der Massivgitarre, Lester William Polfuss, zu Wort kommen: *"I figured out that when you've got the top vibrating and a string vibrating, you've got a conflict. One of them has got to stop and it can't be the string, because that's making the sound."* Mr. Polfuss wollte nur die Saite schwingen lassen, und nicht die Gitarrendecke. Nun gut, könnte man einwenden, der Mann war Musiker, und kein Ingenieur. Ein Musiker aber, der auf die Frage, wer denn die Gibson Les Paul entwickelt habe, sehr selbstbewusst antwortet: *"I designed it all by myself"*. Die Saite soll schwingen, der Korpus soll Ruhe geben. Und nur ganz Spitzfindige werden jetzt einwerfen, dass doch nur die Relativbewegung zähle, und wenn die Saite in Ruhe bliebe, und statt ihrer der Korpus... nein, genug der Relativitätstheorien, anders herum geht's besser. Allerdings: Was heißt das, besser? Was kennzeichnet eine besser klingende Gitarre? Ulrich May zitiert in seiner Dissertation [16] D. Brosnac mit der Erkenntnis, eine Gitarre aus **Gummi** würde die Saitenenergie in kurzer Zeit absorbieren, würde also nicht richtig klingen. Das ist verständlich, beweist aber noch nicht, dass Esche (oder Ahorn etc.) besser geeignet ist. Offensichtlich gibt es ungeeignete Korpusmaterialien, die der Gitarrensaite unziemlich viel Schwingungsenergie entziehen. Gummi gehört dazu. Aber wer will schon eine Gitarre aus Gummi herstellen? Vermutlich gehört auch Dampfnudelteig[♣] zu den ungeeigneten Materialien. Oder, frisch aus dem Schlaflabor: Weil ein Bett mit 1,45 m Länge für die meisten Erwachsenen unbequem ist, muss ein 2,12-m-Bett bequemer sein als ein 2,05-m-Bett. Oder, fachspezifischer: Was die Gitarrenbauer für die Akustik-Gitarre gelernt haben, kann für die E-Gitarre nicht falsch sein. Eine Gitarre muss schwingen. Bis in die äußersten Holzfasern. Intensiv und deutlich spürbar.

Was kann man denn so alles spüren, so als Mensch im Allgemeinen, und als Gitarren-Tester im Besonderen? Das hängt natürlich von Reiz und Rezeptor ab, aber bezüglich Vibrationen reagieren die in der Unterhaut sitzenden Pacini-Körperchen für Reizfrequenzen von 200 – 300 Hz am empfindlichsten; sie erfühlen noch Vibrationsamplituden von 0,1 μm. Das heißt aber auch: Der Vibrationssinn wird für Frequenzen über ca. 250 Hz zunehmend unempfindlicher. Klangformende Obertöne bleiben dem Tastsinn deshalb weitgehend verborgen.

[♣] wegen der hohen "Dämpfung".

© M. Zollner 2009

Abb. 0.1 zeigt die Frequenzabhängigkeit der **Vibrationsschwelle**, d.h. die Schwingungsamplitude, die erreicht werden muss, damit überhaupt eine Vibrationsempfindung entstehen kann. Der genaue Verlauf der dargestellten Kurve hängt außer von Frequenz und Amplitude noch von der Größe der schwingenden Fläche und vom gereizten Ort ab; die Darstellung kann als typisch für das Thenar (Daumenballen) gelten. Wenn ein Gitarrist also beim Anschlagen der Saiten im Gitarrenkorpus oder -hals eine Schwingung fühlt, so wird es sich hierbei vor allem um niederfrequente Vibrationen handeln. Nimmt man für eine **Kontrollrechnung** 10 N Stegkraft, eine Masse von 4 kg und 250 Hz als Anregungsfrequenz, so erhält man 1 μm Auslenkung – kein Wunder also, dass fühlbare Schwingungen entstehen können, sogar ganz ohne Resonanzverstärkung.

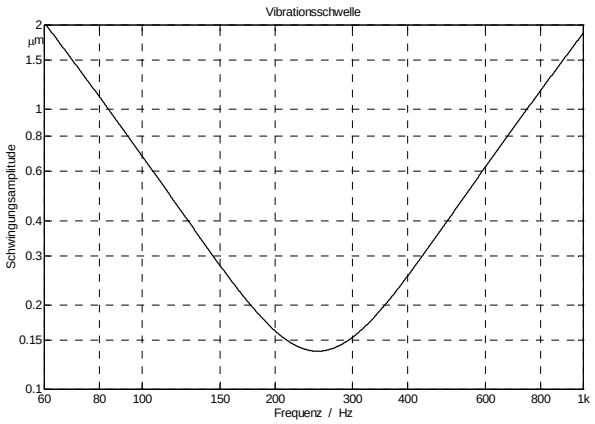


Abb. 0.1: Vibrationsschwelle. Nur die Werte, die oberhalb der Schwelle liegen, führen zu einer Vibrationswahrnehmung. Eine Schwingung mit 0,4 μm Amplitude ist nach dieser Kurve bei 300 Hz wahrnehmbar, bei 800 Hz hingegen nicht wahrnehmbar.

Die Frage ist also weniger, ob fühlbare Vibrationen entstehen können, sondern wie diese zu bewerten sind. Greift man Les Pauls Idee nochmals auf, so wäre jede nennenswerte Korpusschwingung kontraproduktiv. Mit viel Masse (Zehnpfünder-Paula) nähert man sich diesem Ideal auf Kosten des Tragekomforts, und unter Missachtung schwingungsverstärkender Eigenmoden. Insbesondere der Gitarrenhals kann nicht beliebig schwer gemacht werden; er wird bei jeder Gitarre fühlbar schwingen. Was aber würde passieren, wenn man Korpus und Hals schwingungsfrei herstellen könnte? Auf jeder Gitarre dieser Art würden vergleichbare Saiten bei vergleichbarem Anschlag identisch schwingen! **Individualität ist Imperfektion**, und sie würde dabei auf der Strecke bleiben. Bei der Akustik-Gitarre versucht der Gitarrenbauer, das Übertragungsmaß frequenzabhängig zu gestalten, und dadurch einige Frequenzbereiche besser, dafür aber andere schwächer abstrahlen zu lassen. So entsteht individueller Klang. Auch bei der Elektro-Gitarre könnte man dieses Prinzip anwenden, und Hals und Korpus bei bestimmten Frequenzen stärker schwingen lassen, d.h. Schwingungsenergie stärker dissipieren lassen. Ob dies tatsächlich erwünscht ist, kann nur bei einer Gesamtbetrachtung aller klangformender Elemente beurteilt werden. Es wäre aber schon ein großer Zufall, wenn gerade die Frequenzbereiche, in denen der Vibrationssinn besonders empfindlich ist, die stärkste Dämpfung bräuchten. Denn Eines steht unzweifelhaft fest: Die gefühlte Schwingungsenergie kommt von der Saite. Je intensiver "die gesamte Konstruktion resoniert", desto weniger schwingt die Saite. Les Pauls Ideen kann man widersprechen oder zustimmen. Dem **Energiesatz** sollte man tunlichst nicht widersprechen.

Ob man Day et al. widersprechen möchte, ist hingegen wieder freigestellt: "*Das Vibrato-System selbst erhielt an den sechs dafür vorgesehenen Löchern eine messerkantenartige Ausarbeitung, so dass das ganze System sehr reibungsarm gelagert war, dafür aber trotzdem die Schwingungen der Saiten optimal in den Korpus leiten konnte*." Ja, dieser Weg ist bekannt: "**Denn das Gemeine geht klanglos zum Korpus hinab**". Schiller, Nänie. Oder so ähnlich.

© M. Zollner 2009

0.4 Der Klang der unverstärkten Gitarre

Wie testet der Experte eine Elektrogitarre? Er hört sie sich zunächst unverstärkt (trocken) an. *"Fest steht dabei, dass der Wunschklang entgegen landläufiger Meinung bei E-Gitarren und E-Bässen nicht in der Hauptsache von den Tonabnehmern abhängig ist. Das Holz der Instrumente schafft vielmehr die Grundlage. Eine Gitarre aus Sperrholz klingt auch mit den besten Tonabnehmern nicht. Kommt ein Kunde zu mir in die 'Guitar-Garage' nach Bremen und will mit mir über neue Pickups sprechen, höre ich mir das Instrument erst einmal ohne Verstärker an."* (Jimmy Koerting, Fachblatt Musikmagazin). Oder: *"Für die erste Beurteilung der Klangqualität brauchen wir weder Verstärkertürme noch Verzerrer, ein kleiner Combo reicht vollkommen. Noch besser wäre es natürlich, das Klangverhalten in einer stillen Ecke 'trocken', rein akustisch, auf Ansprache, Ausgeglichenheit und Sustain zu testen."* G&B 3/97. Warum können dann aber zwei Gitarren, die sich – trocken gespielt – im Klang unterscheiden, diese Unterschiede über den Verstärker nicht mehr zu Gehör bringen? *"Überraschenderweise zeigen sich die Klangunterschiede am Verstärker weit weniger deutlich als im Trockentest"*. G&B 7/06, Vergleich: Gibson New Century X-Plorer ./. V-Factor. Oder aus einem anderen Vergleich: *"Die Platinum Beast klingt (unverstärkt) kraftvoll, warm und ausgewogen, mit samtiger Brillanz und zarten Obertönen, die Evil Edge Mockingbird irgendwie schwachbrüstig, mittenarm, mit etwas prägnanteren Bässen, dafür aber deutlich brillanter und obertonreicher. Dank der heißen Humbucker hört sich das Ganze am Verstärker wieder ganz anders an, denn, kaum zu glauben, beide Instrumente tönen jetzt nahezu identisch."* G&B 8/06.

Mit Extrembeispielen kommt man der Sache wohl nicht bei. Da wird Sperrholz (oder sogar Gummi!) als Korpusmaterial bemüht, um die Bedeutung und Notwendigkeit hochwertiger Korpus-Hölzer zu rechtfertigen. Das ist das eine Extrem: Mit total ungeeignetem (absorbierendem) Korpus kann man keine gute Gitarre bauen, Ergo-1: Das Holz ist wichtiger als die Tonabnehmer. Das andere Extrem: Man tausche einen brillanten, ("windungsarmen") Strat-Tonabnehmer gegen einen mumpfenden, höhenfressenden Tele-Hals-Pickup mit dickblechigem Messing-Gehäuse, und postuliere Ergo-2: Der Tonabnehmer ist wichtiger als das Holz. Beide Betrachtungen sind zu einseitig.

Aus Sicht der Systemtheorie ist die schwingende Saite ein Generator, der zum einen Korpus und Hals zum Schwingen anregt, die ihrerseits Luftschall abstrahlen. Zum anderen entsteht aus der Relativbewegung zwischen Saite und Tonabnehmer die induzierte Spannung. Luftschall und Spannung sind somit korreliert, weil von derselben Quelle verursacht. Stirbt die Saitenschwingung schon nach wenigen Sekunden ab, kann der Tonabnehmer nicht ein gigantisches Sustain produzieren. Oder vielleicht doch? In gewissen Grenzen könnte er schon, zusammen mit einem geeigneten Verstärker (+Lautsprecher). Wenn der Verstärker nämlich das Signal begrenzt (Übersteuerung, Crunch, Brett, Zerre), verändert er tatsächlich das Abklingverhalten. Das *über den Lautsprecher* hörbare Abklingverhalten, denn das Abklingen der Saitenschwingung wird ja nicht verändert. Oder vielleicht doch?? Die Sache beginnt, undurchschaubar zu werden, und genau deshalb finden sich so widersprüchliche Meinungen in der Gitarren-Literatur. Stehen Gitarre und Lautsprecher nahe beisammen, können Rückkopplungen sehr wohl auch die Saitenschwingung beeinflussen. Und vielleicht ist gerade das der Grund für den Expertenrat: Gitarre zuerst ohne Verstärker anhören. Nur: Kaum ein Gitarrist wird sich eine E-Gitarre kaufen, um sie dann für immer unverstärkt zu spielen. Irgendwann wird eingestöpselt, und dann sollen sich die Prognosen des Trockentest bewahrheiten. Die Wahrscheinlichkeit für einen günstigen Versuchsausgang ist ja nicht gänzlich null, elektrischer und akustischer Sound sind schon irgendwie miteinander verwandt (korreliert) – aber auf welche Art, ist zunächst nicht zu erkennen.

© M. Zollner 2009

Stellen wir uns einen einfachen **Versuch** vor: Die Tonabnehmer einer Stratocaster werden, damit sie definiert fixiert sind, direkt ins Holz geschraubt. Das alleine ändert schon den Klang? Sei's drum, dieser spezielle Klang sei der Bezug. Gitarre, Tonabnehmer, und nun das Besondere: Einmal mit Schlagbrett (Pickguard), einmal ohne. *Plastik*-Schlagbrett, damit keine Metallunterlage für Wirbelstromdämpfungen sorgen kann. Ist ein Klangunterschied zu hören, wenn diese Gitarre einmal mit und einmal ohne Schlagbrett gespielt wird? Beim akustischen Klang definitiv ja, beim elektrischen Klang definitiv nein. Das Schlagbrett – so vorhanden – wird vom Korpus in Schwingungen versetzt. Es hat schwach bedämpfte Eigenmoden, und kann in mehreren Frequenzbereichen hörbaren Schall abstrahlen. Wirken diese Schlagbrett-Schwingungen auf die Saite zurück? Theoretisch ja, denn "Alles hängt mit allem zusammen" (Kausalitätsforscher Edmund Stoiber). Praktisch nein, denn zwischen Saite und Schlagbrett befindet sich ein Korpus, der ein Vielfaches der Schlagbrettmasse auf die Waage bringt. Die Saitenschwingungen werden durch das Schlagbrett nur in so unbedeutendem Maß verändert, dass der elektrische Klang sich nicht hörbar ändert. Der abgestrahlte Luftschall ändert sich allerdings schon. Oder ein anderes **Beispiel**: Ein Sänger singt in einem Konzertsaal, Zuhörer A hört im Konzertsaal zu, Zuhörer B hört aus einem Nebenraum durch eine geöffnete Türe zu. Nun wird die Türe geschlossen – was ändert sich? Für Zuhörer B sehr viel, für Zuhörer A praktisch gar nichts. Sehr theoretisch kann man zwar wieder das Stoibersche Lemma anwenden, und einen Korrekturwert bei der Wandabsorption einfordern, in der Praxis sind aber nicht alle Lemmata des o.g. Ursachenforschers zielführend.

Was hat der Sänger mit der E-Gitarre zu tun? In beiden Fällen gibt es zwei verschiedene Übertragungswege, die den durch sie weitergeleiteten Schall unterschiedlich verändern. Die Kenntnis des einen Übertragungsweges erlaubt im allgemeinen Fall nicht den Schluss auf den anderen Übertragungsweg. Der Zuhörer im Saal kann sich nicht einmal sicher sein, ob der andere (draußen vor der Tür...) überhaupt etwas hört. Für die Gitarre bedeutet das: Was hilft der gute Akustikklang, wenn die Tonabnehmerwicklung unterbrochen ist. Aber Vorsicht, hier beginnt schon wieder die Extrem-Position. Nehmen wir also beim Zuhörer B nicht völlige Schall-Isolierung an, so wird er einige Aussagen machen können: Wann wird gesungen, wann ist Pause. Vielleicht erkennt er sogar, welche der drei Schallquellen gerade das hohe C versucht: Der Kleine, der Schöne, oder der Bühnenpanzer (den nur Banausen *Fat Lucy* nennen). Auch Intonationsprobleme sind durch eine geschlossene Türe zu hören, so sie denn nicht total schallisoliert. Und so sie in der Erwartungshaltung des Zuhörers überhaupt vorkommen.

Das mit der Erwartungshaltung ist auch bei der Gitarre zu beachten: Es ist erstaunlich, wie manche Gitarrentester Opfer ihrer Überzeugung werden. Unumstößliches **Credo:** *"Natürlich bewirkt der originale Les-Paul-Material-Mix, bestehend aus Mahagoni-Hals mit Palisander-Griffbrett und Mahagoni-Korpus mit dicker Ahorndecke den einzigartigen Les-Paul-Sound"*. Genau so muss man das schreiben – in diesem Fall in einem Gitarren-Vergleichstest[♣]. Und dann wagt es eine Kopie mit Erle-Korpus, im Test mit "!" gebrandmarkt, gut zu klingen. Und nötigt dem Tester Respekt ab. *"... kann jedenfalls – Erle hin, Mahagoni her – mit einem erstklassigen cleanen Sound überzeugen..."* Nun, nun, nicht übertreiben! Nicht vergessen: Erle! Und siehe da: *"...insgesamt etwas verhalten und ein bisschen schüchtern."* Na also, typisch Erle. Aber, großer Polfuss, was passiert denn da, nur eine Spalte weiter, bei der ebenfalls getesteten Fame LP-IV? *"Wer also auf einen typisch druckvollen Les-Paul-Sound ohne Schnörkel steht, sollte sich die Fame LP-IV anhören. Sie klingt in der Tat am authentischsten. Ihr Klang ist in allen Bereichen denen des Originals sehr ähnlich"*. **Frage:** Die Fame LP-IV hat laut Test einen Ahorn-Hals, ein Eiche-Griffbrett, einen Erle-Korpus, und eine Mahagoni-Decke – hab' ich da jetzt was falsch verstanden?

[♣] G&B 7/02

© M. Zollner 2009

Doch vertagen wir die Material-Diskussion auf später und kehren zurück zu der Frage, inwieweit der Schluss vom Trockentest zum Elektrosound zulässig ist. Offenbar gibt es "**robuste**" Signalparameter, die sich auf jedem Übertragungsweg durchsetzen, und "**fragile**" Parameter, die sich auf ihrem Weg durch das Übertragungsmedium verändern. Die Tonhöhe ist ziemlich robust: Ob die Gitarre gestimmt ist, hört man sowohl trocken, als auch verstärkt. Nicht bis zum letzten Cent, wie die Psychoakustiker wissen, aber für erste Betrachtungen in ausreichender Genauigkeit. Die klangliche Balance zwischen Höhen und Tiefen hingegen hängt – das ist so unumstritten wie trivial – von der Klangregelung des Verstärkers ab. Da kann sich der Korpussound noch so Mühe geben: Gegen den voll aufgedrehten Bassregler kommt er nicht an. "Das meinen wir auch gar nicht", wird der Experte einwenden, "im Trockentest höre ich auf die Klanggrundlage, auf die Seele des Holzes." Und bitte, liebe Physiker und Psychiker, jetzt keine Häme, das darf man schon so sagen – als Gitarrentester, der weder von Physik noch von Psychologie viel verstehen muss. Die **Seele des Holzes** offenbart sich dem Suchenden allerdings nicht a prima vista, da bedarf es vieler Seancen, in denen der Geist die Materie durchdringt, da muss oft auf Holz geklopft werden, da muss eine Stimmgabel an den Massivkorpus einer Stratocaster gehalten werden (zumindest in der Fender-Werbung), da ist eine jahrelange Gehörschulung erforderlich. Wenigstens dieser letzte Punkt müsste konsensfähig sein, oder? Es soll ja nicht um den gitarrophoben Agnos(t)iker mit progredienter Dysakusis gehen, sondern um die mehr oder weniger großen Liebhaber dieses Instruments. Die mit ihrer mehr oder weniger großen auditiven Erfahrung tatsächlich Klangdetails hören, die dem Laien nicht zugänglich sind.

Problem: Wie beschreibt man diese Klangdetails? Dies ist die klassische Aufgabenstellung von **Psychophysik** und Psychometrie, die häufig zu ebenso klassischen Missverständnissen führt: Eine verbale Beschreibung (toter, topfiger Sound) wird an der physikalischen Andockstelle als zu vieldeutig und unpräzis abgelehnt, genauso wie die exakte Beschreibung (8,43% Amplitudenmodulationsgrad bei 944 Hz mit f_{mod} = 6,33 Hz) von der musisch/mystischen Fraktion als hirngespinstig und unan*schau*lich (sic!) abgelehnt wird. Kompromissvorschläge, die es zwischen beiden Welten versuchen, werden konsequenterweise von beiden Fraktionen abgelehnt. Nun denn: Anstelle von Holzes Seele ist oft auch vom toten bzw. lebendigen Sound die Rede. Was unterscheidet lebendige von toter Materie? Lebendiges bewegt sich! Schon erste Einwände, weil dann der vom Tisch fallende Bleistift lebendig wäre? OK, wenden wir uns also einer grundsätzlichen philosophischen Betrachtung des Lebens im Speziellen und des Seins im Allgemeinen ... nein, wirklich nicht. **Lebendiges bewegt sich**. Punktum. Auf den Gitarrensound übertragen: Ein artifizieller Ton, dessen streng harmonische Teiltöne alle mit derselben Zeitkonstante abfallen, klingt tot. Klingen hingegen die Teiltöne unterschiedlich schnell und unterschiedlich schwebend ab, entsteht der Eindruck von Bewegung und Leben. Wobei der Begriff "Bewegung" durchaus in seiner originären Bedeutung als Ortsänderung aufgefasst werden kann: Verändert eine Schallquelle ihre Position im (schallreflektierenden) Raum, so verändern zeitvariante Kammfilter das Signalspektrum, die örtliche Bewegung bewirkt den "bewegten" Klang. In grauer Vorzeit war es vermutlich dem Überleben dienlich, wenn bewegten Emissionsquellen eine höhere Priorität zugewiesen wurde als ortsfesten, und zeitgleich entdeckten frühe Kommunikationsforscher, dass Sprachlaute nur dann Information vermitteln, wenn sie sich ändern. Ohne nun zu sehr in artfremde Terrains vorzustoßen: Es gäbe genügend Gründe, warum das menschliche Gehör kontinuierlich Jagd auf spektrale *Änderungen* macht. Und auch wenn Elektrogitarren jünger sind als röhrende Tiger und "Arrrghh!" brüllende Vandalen: Das Gehör hat seine Analysefähigkeit, und es nutzt sie. Ein lebendiger, schwebungsreicher Ton klingt interessanter als ein toter. Zumindest, solange instrumententypische Parameter gewahrt bleiben.

© M. Zollner 2009

Ähnlich wie die Saitentonhöhe können auch Teiltonschwebungen ziemlich **robust** gegenüber den Übertragungsparametern sein, und deshalb ist es schon vorstellbar, dass der Experte aus dem Trockenentest Kriterien für den Elektrosound ableiten kann. Wovon hängt nun die Robustheit der Signalparameter ab? Frequenzabhängige Signalparameter, wie das Spektrum, verlieren ihre Individualität, wenn der zugehörige frequenzabhängige Systemparameter (die Übertragungsfunktion) einen ähnlichen Verlauf aufweist. Hierzu drei Beispiele:

1) Die Psychoakustik [12] beschreibt die Balance aus hohen und tiefen Spektralanteilen mit dem Wahrnehmungsmerkmal "**Schärfe**": Höhenbetonte Schalle haben eine große Schärfe, Zudrehen des Höhenreglers reduziert die Schärfe. Maßgeblich für die Berechnung der Schärfe sind nicht so sehr spektrale Details, sondern der prinzipielle (geglättete) Verlauf der spektralen Hüllkurve. Etwas präziser: Die Schärfe wird aus dem gewichteten Lautheits/Tonheits-Diagramm ermittelt, das den für Elektrogitarren wichtigen Frequenzbereich an nur ca. 20 Stützstellen erfasst. Mit derselben spektralen Rasterung können auch die Übertagungsfrequenzgänge von Gitarrenverstärkern dargestellt werden (**Abb. 0.2**), und aus der Verwandtheit der beiden Datensätze kann gefolgert werden, dass die Schärfe des "trockenen" Gitarrenklanges im Allgemeinen nicht der Schärfe des verstärkten Klanges entspricht. Anders ausgedrückt: Durch Verändern der Verstärker-Klangregler lässt sich die Schärfe verändern, sie ist so gesehen kein robuster Signalparameter.

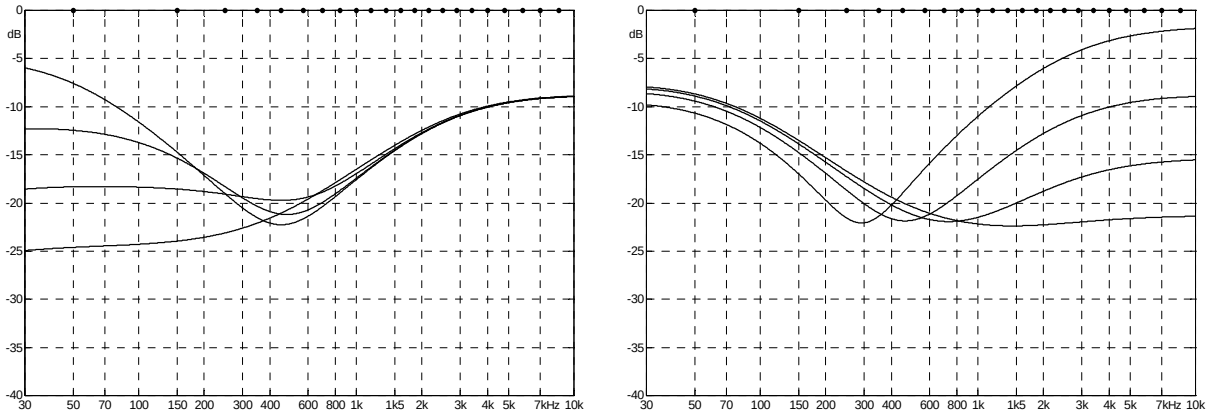


Abb. 0.2: Klangregelung eines Fender-Verstärkers (Übertragungsmaß). Die Punkte am oberen Bildrand markieren das Frequenzgruppenraster (Abszissendiskretisierung zur Schärfeberechnung).

2) Teilton**schwebungen** können im Zeitbereich als Amplitudenschwankungen beschrieben werden, im Frequenzbereich als Summe nahe benachbarter Teiltöne. Beispielsweise führen zwei Teiltöne gleichen Pegels, aber leicht unterschiedlicher Frequenz (z.B. 997 Hz und 1003 Hz) zur Hörwahrnehmung eines 1000-Hz-Tones, dessen Lautstärke mit 6 Hz schwankt [3]. Um diese Schwebung ändern zu können, muss eine sehr frequenzselektive Operation vorgenommen werden, die für Verstärker-Klangregler untypisch ist. So gesehen sind Teiltonschwebungen also robust gegenüber einfachen Klangregelnetzwerken.

3) Das Spektrum eines schnell **abklingenden** Sinustones (**Abb. 0.3**) ist im Wesentlichen auf einen schmalen Frequenzbereich beschränkt. Änderungen im Abklingverhalten müssen deshalb ebenfalls mit sehr frequenzselektiven Maßnahmen bewirkt werden. Anders ausgedrückt: Ein linear arbeitendes, gitarrenverstärkertypisches Klangregelnetzwerk ändert das Abklingverhalten einzelner Teiltöne praktisch nicht, das Abklingverhalten ist diesbezüglich robust.

© M. Zollner 2009

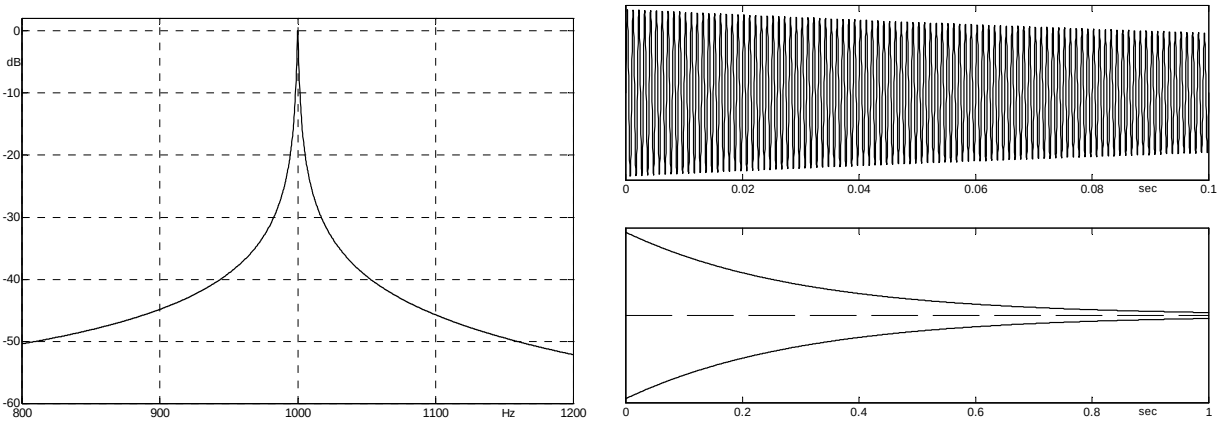


Abb. 0.3: Abklingende Sinusschwingung, f = 1000 Hz, Zeitkonstante τ = 0,3 s.

Diese vereinfachten Darstellungen müssen aber in einigen Punkten ergänzt werden: Nicht nur das Übertragungsmaß des Gitarrenverstärkers verändert das Saitenspektrum, auch der Lautsprecher (incl. Gehäuse) wirkt als Filter, und seine Übertragungskurve ist im Kleinen stärker von der Frequenz abhängig als die eines Klangregelnetzwerkes. Die hohen Resonanzgüten ausschwingender Gitarrenteiltöne erreicht eine Lautsprechermembran aber nicht – müsste sie hierzu doch deutlich vernehmbare Eigentöne produzieren, und eben das tut sie nicht. Das letzte der im Übertragungsweg liegenden Filter ist der Raum mit seinen reflektierenden Begrenzungen. Seine Wirkung ist auch beim "Trockentest" nicht ganz zu vernachlässigen, beim Spielen über Verstärker/Lautsprecher kommt noch der Lautsprecherabstand als Variable hinzu. Solange man sich aber im Nahbereich des Lautsprechers befindet, kann man in erster Näherung die Auswirkung des Raumes als in beiden Spielsituationen gleichwertig erachten.

Besondere Beachtung erfordern **Effekte**, die mehr als nur einfache Klangregelung bewirken. Das Zufügen von künstlichem Hall kann Ausschwingvorgänge verlängern und Leben vortäuschen, das im Original in dieser Form nicht enthalten ist. Chorus/Phaser/Flanger sind zeitvariante Filter mit hoher Resonanzgüte, ihr (hörbarer) Einsatz hat immer die Veränderung der Teiltonfeinstruktur zum Ziel. Einbandige und insbesondere mehrbandige Kompressoren Verändern die Abklingzeitkonstanten einzelner Teiltongruppen, Übersteuern hat ähnliche Auswirkungen, fügt aber noch zusätzliche Teiltöne hinzu. Somit ist es sehr wohl möglich, die weiter oben als robust dargestellten Signalparameter zu beeinflussen – es gelingt aber auch beim Verzicht auf tiefgreifende Effekte, vom Klang der unverstärkten Gitarre in gewissen Grenzen auf den Klang der verstärkten Gitarre zu schließen. Welche der vielen Schwebungs- und Abklingparameter aber für den 'guten' Sound wichtig sind, ist bestenfalls implizit bewertbar, und dann ist da ja auch noch das weite Feld der zeitlichen und spektralen Maskierungen [12], sodass als Grundsatz eigentlich nur gelten kann: **Der Klang der unverstärkten Elektrogitarre sollte grundsätzlich nicht bewertet werden**. Diese Regel lässt lediglich für den Experten im Einzelfall die Ausnahme zu, dass gerade bei seinem über Jahrzehnte angesammelten Spezialwissen und -gehör der Trockentest eben doch "Alles" offenbart. Experten, die diese Ausnahme für sich in Anspruch nehmen dürfen, sind: Gitarrentester aller Fachzeitschriften, alle Gitarrenverkäufer, alle Gitarristen, die seit mehr als einem Jahr eine Gitarre haben oder haben wollen, und alle CD-Hörer, die den Sound von Jeff Becks Signature-Gitarre noch ganz genau im Ohr haben (siehe Kap. 7). Und bitte, liebe Experten, die ihr nun schon so viel Legitimation für eure offensichtlich unverzichtbaren Trockentests bekommen habt: Dass das Bewerten fühlbarer Schwingungen Unsinn ist, müsste jetzt doch konsensfähig sein?

© M. Zollner 2009

Zum Thema **Gitarrentest** abschließend noch einige Zitate:

Yamaha Pacifica-Gitarren (Ahorn-Hals, Erle-Korpus) im Vergleichstest: "Die akustisch durchaus vergleichbaren Grundeigenschaften der Pacificas differenzieren sich im elektrischen Test klanglich doch recht deutlich nach ihrer Pickup-Bestückung; (G&B 6/04)."

Gibson Les Paul Faded Double-Cutaway: "Dass die Spar-Lackierung die Resonanzeigenschaften der Hölzer weniger eindämmt, wird bereits nach dem ersten Saitenanschlag deutlich. Die Gitarre schwingt von den Füßen (Gurtknopf) bis in die Haarspitzen (Mechaniken) dermaßen intensiv, dass man dies sogar im eigenen Körper spürt; (G&B 6/04)."

Ibanez IC400BK: "Die im Trockentest festgestellte leichte Unterbelichtung der E_6-Saite ist mit Unterstützung der Pickups plötzlich verschwunden; (G&B 6/04)."

Squier-Stratocaster, Vergleich: **Mahagoni**-Korpus vs. **Linde**-Korpus (=Basswood): Mit Hals- bzw. Mittel-Pickup klingen die beiden Gitarren nahezu identisch; (G&B 5/06).

"Nimmt man die **Pensa-Suhr**-Gitarre in die Hand und spielt sie einmal unverstärkt, so hört ein einigermaßen geübtes Ohr sofort wo's langgeht. ... Sowohl im Stehen als auch sitzend spürt man schon im **Bauch** das phantastische Schwingungsverhalten der hervorragend aufeinander abgestimmten Hölzer." (Fachblatt, 6/88).

"Aus einer **Strat** wird trotz **Humbucker** niemals eine Les Paul"; G&B 2/00. **Ozzy Osbourne** über Joe Holmes: "Ich mag Fender-Gitarren eigentlich nicht. Aber Joe holt damit diesen fulminanten Gibson-Sound heraus"; (G&B 2/02). "**Jimmy Page** hat das erste Led-Zeppelin-Album komplett mit einer **Telecaster** eingespielt; der Gitarrensound dieses Albums ist exakt wie der einer Les Paul"; (G&B Fender-Heft). **Mark Knopfler**: "Wenn ich aber einen dickeren Klang will, benutze ich meine Les Paul, sie ist einfach dynamischer. Was nicht heißt, dass ich das nicht auch mit einer Stratocaster machen könnte"; (G&B Fender-Heft). **Gary Moore:** "Manche Leute glauben, dass in 'Ain't nobody' eine Fender Stratocaster zu hören ist, in Wirklichkeit handelt es sich jedoch um meine eigene Gibson Signature Les Paul"; G&B 7/06 S.91.

Große Holzmasse (**3,9 kg**): Die Ansprache erscheint wegen der großen Holzmasse etwas behäbig, und die Töne kommen nicht ganz so schnell aus den Startlöchern; (G&B 7/06).
Noch schwerer (**4,15 kg**): Die Gitarre schwingt intensiv, spricht direkt und dynamisch an, jeder Akkord oder Ton entfaltet sich spritzig und lebhaft; (G&B 8/06).
Trotz enormer Holzmasse (**3,85 kg**) spricht nahezu jeder Ton spritzig und dynamisch an und entfaltet sich sehr zügig; (G&B 7/06).
Weniger **Masse** lässt sich besser in Schwingungen versetzen; (Thomas Kortmann, gitarrist.net).
Ein schlanker Gitarren-**Korpus** macht auch einen schlanken Ton; (G&B 7/02).
Dünnerer **Korpus** = weniger Bässe; (G&B 4/04).

Dicker Hals = Klangliche Vorteile; (G&B 8/02). **Dünner Hals** = runder, fetter Ton; (G&B 10/05). **Dünner Hals**: Je weniger Masse zu bewegen ist, umso direkter und schneller kommen Ansprache und Tonentfaltung aus den Startlöchern; (G&B 3/05). **Spritzig** und direkt in der Ansprache, schnell und lebendig kommt jeder Ton **trotz immenser Halsmasse** (die ja erst Mal bewegt werden will) aus den Startlöchern; (G&B 9/05). **Ein dünner Hals** hat keinerlei akzeptables Schwingungsverhalten; (G&B 3/97). Klanglich von Vorteil ist, dass der **Hals viel Masse** auf die Waage bringt; (G&B Fenderheft). Die **Ibanez JEM 777** hat eine extrem dünne Halskonstruktion: Der Sound-Grundcharakter ist kraftvoll und erdig; (Fachblatt, 6/88). Die **Halsform** trägt natürlich auch zum Klangcharakter der Gitarre bei; (G&B, 12/06). Was überhaupt nicht stimmt ist, dass **dicke Hälse** besser klingen als dünne. Ich habe schon an dieselbe Gitarre einen dicken und einen dünnen Hals gebaut und konnte keinen Unterschied feststellen; (Gitarrenbauer Thomas Kortmann, gitarrist.net)

Nay, that's past praying for [Shakespeare].

© M. Zollner 2009

0.5 Noehle-Glühstrumpf

Sie erwartete uns bereits. Gleich rechts am zweiten Tisch, wie ausgemacht. Wir, das waren meine Wenigkeit, Fachredakteur bei Guitar Licks & Tricks, und Thorbi, unser Fotograf. Für 15:00 hatten wir uns verabredet, und sie war pünktlich. Wir natürlich auch. Man kriegt ja schließlich nicht jeden Tag die Gelegenheit, die Marketing-Chefin eines berühmten Röhrenvertriebs zu treffen. Frau Dr. Ann-Katrin Noehle-Glühstrumpf machte schon rein optisch einen sehr professionellen Eindruck: "Beeindruckende Doppel-Dioden" meinte Thorbi leise, als wir uns ihrem Tisch näherten. Er war wohl in Gedanken schon beim Thema, denn heute sollte es um Verstärker-Röhren gehen. Ein Treffen in einem Cafe erschien uns zunächst zwar seltsam, aber Nöglü (so hieß sie in der Redaktion) hatte um Verständnis gebeten: "Im Prüffeld ist zur Zeit so ein Durcheinander, da kann ich niemand reinlassen." Wir vermuteten natürlich irgendwelche noch geheimen Superdinger, und hofften, im Gespräch das eine oder andere aus ihr rauslocken zu können.

Nach den einleitenden Präludien (gib mir deine Karte, dann kriegst du meine Karte) und einem heimlichen Blick auf das Beutestück (tatsächlich: "Leiterin Marketing") waren wir schnell beim Thema: "Wie schaffen Sie es eigentlich immer wieder, an diese tollen NOS-Röhren ranzukommen?" "Da habt ihr ja gleich eine ganz schwierige Frage an den Anfang gepackt," lächelte sie kokett, "das weiß Sven, unser Einkaufsleiter, am besten; kommt später auch noch auf'n Sprung vorbei." Hui, wird ja'n Riesending. "Und Sie produzieren alle Röhren hier in Wurms?" "Nein, wo denken Sie hin, wir haben Lieferanten in der ganzen Welt. USA, Russland, China, Kambodscha, Algier, Laos und viele andere." Natürlich, wo man halt Qualität kauft, blöde Frage. Thorbi hatte inzwischen seinen Apparat in Stellung manipuliert und mischte sich in seiner unnachahmlichen Art ins Gespräch ein: "Ihre Super-Bulbs sind ja so was von super, ich bin ganz hin und wech." "Ja, zur Zeit verkauft sich die KT-88 tatsächlich ganz gut," gab sie distanziert zurück. Mein Gott, Thorben: Promovierte Managerin – doch nicht mit so'ner blöden Anmache. Besser: "Frau Dr. Noehle-Glühstrumpf, kommt man mit Doktor-Titel in der Männerwelt eigentlich besser zurecht? Ich meine, Sie als Frau ..." Au Scheiße, das wird's aber auch nicht. "Ich meine, nicht alle Ihrer Konkurrenten haben ihre Führungsstellen mit Akademikern besetzt, oder?" Puh, gerade noch die Kurve... "Würden Sie das einen Mann auch fragen?" Ihre grünen Augen waren ganz dünn mit so nem Glitzerzeug bemalt (also nicht direkt die Augen, das da drüber) – das machte sich gut, auch wenn diese Augen gelegentlich etwas zusammengekniffen wurden. Grüne Glitzeraugen mit dunkelroter Mähne, das ... äh ... Gott sei Dank war Sie nicht auf eine Antwort aus, sondern fuhr fort: "Ich habe ja zunächst Geographie studiert. Wirtschafts-Geographie, um genau zu sein. Aber so im 10. Semester habe ich dann plötzlich entdeckt, dass man da ja nirgends einen Arbeitsplatz bekommt. Also Studium abgebrochen, und eine Weile gejobbt." "Schon in der Elektrobranche?" "Nein, das kam erst später. Im Copyshop, an der Uni. Und da bin ich dann auf einen Psychologie-Professor aufmerksam geworden. Beziehungsweise er auf mich, hihi." Ja, das kennt man: *I once had a girl, or should I say, she once had me (L/McC)*. Psy-Prof, tja, da kann man als Fachjournalist natürlich nicht mithalten. "Dann haben Sie bei den Psychologen promoviert?" "Ja! Lehrstuhl für Spekulative Psychologie, Professor Andertheker. Kennen Sie?" "Nein, leider. Spekulative Psychologie?" "Ja: Was hätte Schopenhauer zu Nietzsche gesagt? Thema meiner Diss." "Hochinteressant. Und – was hätte er?" "Nicht viel! Dadurch musste ich nicht so viel schreiben, hihi!" Nun lachten die grünen wieder. "Jaja, immer schön mit den Kräften haushalten," mischte sich nun Thorbi wieder ein. Bevor er noch ein 'typisch Frau' anhängen konnte, traf ihn sicherheitshalber ein Fußtritt unterm Tisch. Muss weh getan haben, denn Thorbi wollte schon zum Gegentritt ausholen, doch in dem Augenblick näherte sich ein unübersehbarer Koloss dem Tisch, und Thorbi wurde abgelenkt.

© M. Zollner 2009

"Ach, da kommt ja schon Sven, unser Produktionsleiter," flötete es euphorisch, "Svennylein, hier sind wir!" Das waren gut und gern 120 kg, die da als 'Svennylein' auf uns zurobbten, Designerbrille, grauer Zopf im Nacken: Svenny. "Leiter Einkauf oder Produktion?" fragte ich leise, weil das im Gedächtnis nicht mehr zusammenging. Hatte er gehört und stellte sich gleich selbst vor: "Sven Noehle, Einkauf und Produktion." Alles klar, kommt ja selbst in Automobilkonzernen vor, dass ein Vorstand mal zwei Ressorts verwaltet – oder Einsparmaßnahmen? Egal. "Ich hab aufgeräumt, wir können rein," meinte Sven, und damit war auch für Thorbi der Termin gerettet, denn ein paar Fotos mussten schon sein (Location, oder genius loci, wie Nöglü vermutlich gesagt hätte). Also zahlen, und rein in den Boliden. "Bitte anschnallen, Svenny bremst immer fürchterlich, wenn ein Radarwagen auftaucht." Natürlich, wir ja auch. Und los ging's: Auf zu Tubilec GmbH & Co. KG.

"Frau Dr. Noehle-Glühstrumpf, Sie haben Psychologie studiert, arbeiten jetzt aber im Röhren-Marketing? ..." "Ja, wissen Sie, als ich mir nach 16 Semestern mal den Arbeitsmarkt für spekulative Psychologen angesehen habe ..." "haben Sie bemerkt, dass ..." "genau! Und Anselm, mein Prof, hatte wegen seiner Frau auch immer weniger Zeit, da war es glückliche Fügung, dass Svenny mit seiner Band in der Uni spielte." Such is life, daher der Doppelname. Spontaner Einfall: In Bayern wäre gerade eine Stelle als Landrätin vakant ...nein, doch lieber nicht. Als Psychologin im Marketing – das passt schon. Der Stadtwesten zog fast geräuschlos am V12 vorbei, die Straßen wurden schmaler und verwinkelter. Eine schottische Riesendogge fuhr heftig kläffend am Zaun hoch, als Sven in die Einfahrt zur Dreifachgarage abbog. Die werden uns doch nicht vorher noch ein paar Häppchen ... "Hübsch hammses hier, das Röhrenbusiness wirft wohl ganz schön was ab?" Mein Gott, wer hat diesen Vollidiot Fotograf werden lassen ... Nöglü war gottseidank schon zur Türe vorausgegangen, und Svenny tat, als hätte er's nicht gehört: "Wir gehen gleich mal in's Prüffeld runter." Ach du dickes Ei, das also war Tubilec! *Er* packt ein, und *Sie* tippt die Rechnungen! Das ist ja fast wie beim Pickup-Guru in Pfullingen. Aber egal, jetzt wird's durchgezogen. Sven öffnete schon eine der vielen Kellertüren, Neonröhren gingen flackernd an, tauchten akribisch aufgestapelte kleine Kartonschächtelchen in kaltes Licht. Ordentlich war's, das musste man ihm lassen. Gold Lions, alte GECs, neue Tungsols, alles akkurat gestapelt. "Sven, Sie haben ..." der Rest des Satzes ging in einem infernalischen Gebrüll unter, das urplötzlich von der Türe her losbrach. "Bonzo will Sie begrüßen", meinte Svenny mit maliziösem Lächeln, und öffnete. Schottische Doggen haben ca. 1m Schulterhöhe. In jungen Jahren. Ausgewachsen bis zu ca. 1,30 m. Schottische *Riesen*doggen haben mindestens noch einen halben Meter mehr. Solange sie sich nicht aufrichten ... er wird doch nicht ... wird er? ... natürlich wird er, er kennt sich gar nicht vor Freude, kläff-kläff-hechel-hechel, ... wenn bloß nicht diese halbmeterlange Zunge ... und dieses ohrenbetäubende Gebrülle in dem halligen Kellerraum ... was man als Fachjournalist ... "Hat er schon einmal eine teure Röhre runtergewedelt?" Thorbi konnte auch gute Fragen stellen, wobei in der augenblicklichen Situation viel begleitende Gestik erforderlich war – multimediale Kommunikation, sozusagen. Doch so schnell er gekommen war, ging der Spuk vorüber: Nöglü schepperte oben mit einem Topf, ein letztes "Ch-ch-ch", und weg war er. Das muss diesmal aber 20% Erschwerniszulage abwerfen, sonst soll der Chefredakteur das nächste mal selber rausfahren.

Wo waren wir? "Sven, welches ist die bessere Röhre: die 6L6-GC, oder die 5881?" Wieder zeigte Sven dieses maliziöse Lächeln: "Die 5881, an der verdienen wir mehr." Großes Gelächter. "Aber schreiben's das nicht rein. Obwohl: die meisten wissen's eh. Oder nicht?" Und er ergänzte: "6L6-GC für den Durchschnitts-Dödel, 6L6-WGC, wenn einer etwas mehr ausgeben will, 5881 als Premium-Ware, und 5881-WXXS für die Snobs. Und innen drin: Immer dasselbe." Svens Gelächter wurde jäh von nun sehr erzürnten grünen Augen unterbrochen, die anscheinend mit dem Fressi-Fressi fertig waren und sich dem Besuch widmen wollten.

© M. Zollner 2009

"Sein Humor ist gewöhnungsbedürftig, aber mit Röhren kennt er sich aus wie kein zweiter" versuchte sie abzulenken. "Natürlich ist nicht immer dasselbe drin: Diese 5881-WXXS etwa ist eine Heavy-Duty-Version mit braunem Sockel, während diese normale 5881 einen schwarzen Sockel hat. Das ist was ganz was anderes." Thorbi schickte einen fragenden Blick zu Nöglü, und drückte auf den Auslöser: Einmal braun, einmal schwarz. Und nein, er hieß nicht Michael, und er hatte den Farbfilm nicht vergessen, meiner Seel. Wir sind schließlich ein Fachverlag, und seit langem schon digital. Farbig digital sogar.

Zur Bestätigung fuhr Nöglü nun schweres Geschütz auf: Messtechnik! "Mit der 5881 bekommen wir ca. 10% mehr als mit der 6L6" meinte sie. "Gelegentlich, wenn ein besonderer Auftrag kommt, können wir auch die Leistung messen, wir haben extra einen Apparat gekauft." Sie deutete auf etwas, das wohl ein Röhrenprüfgerät war: "Die 5881 hat links ungefähr 10% mehr als die 6L6." Thorbi drückte fleißig auf den digitalen Knopf, und ich stieg in die Fachdiskussion ein: "Mit *links* meinen Sie ..." "Sie meint das linke Messgerät" sekundierte Sven, "wir arbeiten sehr zielorientiert, prägnant. Ohne überflüssige Floskeln. *Links 10% mehr*, und jeder weiß, was gemeint ist." "Und was misst das linke Gerät?" "Nun die Röhre, die da drin steckt. Reinstecken, there we go." Schnell eine Frage nachschieben, ehe Thorben wieder auf blöde Gedanken kommt: "Das wird dann der Anodenstrom sein, den das linke Instrument anzeigt?" Sven hatte jedoch wenig Lust, allzu theoretisch zu werden, blieb lieber bei der Praxis: "Wir selektieren zunächst alle Röhren: Die mit dem geraden Glas kommen in den blauen Rollwagen, die mit dem bauchigen Glas in den gelben. Ich finde, jeder Musiker hat ein Anrecht auf selektierte Röhren. Eigentlich sollte das ja schon in China gemacht werden, aber seit Sinh Tan nicht mehr im Export arbeitet, bekommen wir gelegentlich die Röhren bunt gemischt. Der Neue, Log Nur, ist so was von ..." "wird gerade eingearbeitet. Wir sind mit den Löhlenwelken sehl zuflieden." Nöglüs Humor war da schon ein anderes Kaliber. "Und die auf der Verpackung aufgedruckten individuellen Zahlen, dieses 34/-52 z.B., das ... " "das steht schon auf den Schachteln drauf. Aber ich glaub', man kann auch Schachteln ohne diesen Aufdruck bestellen. Macht aber keiner, der Markt will das, und wir sind Diener des Marktes."

Nun war es doch noch ein interessantes Meeting geworden. "Sie meinen, Sie lassen diese Messwerte nicht vom Laser individuell aufdrucken, sondern ... ist das dann nicht Irreführung? Oder sogar schon ..." Nun kam aber die Psychologin so was von in Fahrt, offensichtlich gibt's ja doch einen Arbeitsmarkt für spekulative Psychologie: "Sie haben ja keine Ahnung. Wenn ein Musiker sich auf der Bühne dem Volk öffnet, sozusagen seine Seele offenlegt, da braucht er doch das Maximum an Gear-Performance, was der Markt so hergibt. Hat er selektierte Premium-Ware in seinem Combo, eventuell sogar die Remakes von den legendären Black-Plate-Anoden mit dem größeren und längeren Sockel, da fühlt er sich doch gleich ganz anders. Und dann spielt er auch gleich ganz anders!" "Mit einem größeren und längeren Sockel würde ich auch ..." "Thorben, hast Du schon die Bilder vom Messgerät im Kasten? Vielleicht könnte sich ja Frau Dr. Nöle-Nahkampf, Tschuldigung, die Marketing-Chefin daneben setzen und in die Kamera lächeln? Ich geh mit Sven noch ein wenig die Technik durch." Doch so schnell gab sie nicht auf: "Verkauf ich dem eine 6L6 für 5 Euro, dann muss der doch denken, dass er den puren Schrott bekommen hat. Mit so was kann der doch nicht vors Volk. Mit einer 5881-WXXS für 48.90 aber" (Svens *'in der derselbe Schrott drin ist'* ging in einem sich dramatisch steigernden Fortissimo unter), "mit einer Premium-Tube spielt der wie ein junger Gott. Wie Clapton mit 22. Wie Morse und Moore in einem!" Sieh an, sie kannte sich aus. "Also alles Psychologie?" "Quatsch – natürlich kann die billige Röhre nicht das bringen, was eine Primetube kann." Nun schien sich ein Rollentausch zu vollziehen, offensichtlich wollte sich Svenny nicht die Butter vom Brot nehmen lassen: "Das muss mal ganz grundsätzlich erklärt werden. Röhren kann nicht jeder – <u>wir</u> sind die Champions."

© M. Zollner 2009

Und er erläuterte: "Eine WXXS etwa bringt seidige klare Höhen, mit definiertem Bassanteil und viel Headroom. Eine WXS bringt besonders feine, milde Höhen mit definiertem Bassanteil und kraftvollen Mitten, die WX bringt hingegen tighte Bässe, kräftige Mitten, seidige Höhen und viel Headroom. Eine 5881 bringt feine Höhen, cremiges Sustain, besonders milde Mitten und viel Headromm. Die 5881-WC bringt cremige Höhen, feines Sustain, kraftvolle Bässe ... " er war ins Stocken geraten ... "nein, kräftige Bässe. Kraftvolle Bässe bringt ja die 5881-WXC. Und natürlich die 5881-WCWS-STR-highgrade. Die allerdings mit besonders seidigen, besonders klaren Höhen." Nölü applaudierte begeistert. "Deshalb habe ich ihn in die Produktion gesteckt" bemerkte sie süffisant, um aber gleich nachzuschieben. "Ohne Svenny würde der Laden hier nicht so brummen – er kennt die Röhrenspezifika wie kein zweiter."

"Und die Zahlen da, auf der Verpackung?" versuchte Thorbi nachzuhaken. "Numbs are for dumbs," lachte Sven. "Zahlen, sagte Vater Franz, ließt man nur in der Bilanz." Mit linkslastigem Kapital musste er sich anscheinend nicht rumquälen, soviel war sicher. Doch wir brauchten noch etwas Handfestes, sonst randaliert der Chef wieder. Neuer Anlauf: "Die WXXS hat doch vergoldete Gitter. Das ist wegen ..." "Gold ist ein Edelmetall" stieg Nöglü ein. "Je edler das Metall, desto edler der Klang. Logisch, oder? Sie würden doch auch keinen Aluring an den Finger stecken? Gold-Gitter, und black-anodized-glassbulb." "Und ein möglichst langer Kolben," griff Thorben die Diskussion wieder auf, um mit einem "Aua" aber gleich wieder beleidigt Ruhe zu geben. "Sind nun NOS-Röhren so gut wie ihr Ruf? Immerhin liegen die doch schon seit Jahrzehnten rum?" "NOS-Röhren lassen sich zumeist nicht ganz exakt datieren," gab Nöglü sybillinisch zu bedenken. "Wir freuen uns immer, wenn wieder jemand eine Kiste unterm Dach findet, und hoffen, dass diese Röhren noch möglichst lange gefunden werden. Ich selbst habe erst vor ein paar Monaten, als meine Omi ihr Haus aufgegeben hat, einen Riesenvorrat im Keller entdeckt. Über 1000 Stück! Man wundert sich, was alte Leute so alles aufheben." "Und die sind echt alt?" "Natürlich! Meine Omi hat früher in der DDR gelebt, ganz in der Nähe von so einem RFT-Röhren-Konkubinat. Sie hat zwar immer gesagt 'wir hatten ja nüscht', aber das Wenige, was sie hatten, dat hamse uffjehom. Mich wundert nur, dass der Svenny die Röhren nicht gefunden hat. Der war nämlich nur wenige Tage vor mir im Keller. Hat er wieder nicht geschaut, der Blindgänger." "Hauptsache, Du findest immer wieder diese antiken Preziosen – ich verkaufse dann."

Da hatten wohl Zwei eine perfekte Arbeitsteilung gefunden. Ann-Katrin und Sven, rührige Röhren-Rackerer. Der Laden lief, obwohl da doch ... "Und die Konkurrenz stört euch nicht?" "Naja, TOD, The Other Distributor, macht uns schon zu schaffen. Aber man hört aus Insiderkreisen, dass die die Personalkosten nicht runterkriegen. Das ist bei uns was anderes." Nun strahlten die Grünen wieder. "Wir haben aber auch einige Big-Stars unter Vertrag, da geht die Post ab. Der Dings, ich darf leider nicht sagen wer, kauft nach jedem Gig drei neue Quartette ... und der spielt ja fast täglich. Megageiles Endorsement!" "Äh, heißt Endorsen nicht sowas ähnliches wie Sponsern? Und der *zahlt* für seine Röhren?" "Natürlich, sein Roadie ist nämlich mein Kuseng, der hat ihn überzeugt, dass er diese affengeile Zerre nur mit unseren Prewar-MOVs zustandebringt. Wir sagen immer Endorsement, weil er sozusagen unseren V12 endorst. Er alleine! Das is sowas von geil. Dieses Endorsement, das ist so was von ..., so was von ..." "Sowas von halen?" "Genau!"

Liebe Frau Dr. Noehle-Glühstrumpf, Sven, wir danken fürs Gespräch. Und Grüße an Stronzo, oder wie hieß der gleich wieder?

PDF-Files der restlichen 11 Kapitel: http://homepages.hs-regensburg.de/~elektrogitarre

© M. Zollner 2009

Gegendarstellung, auf Wunsch von Frau Nöglü

In der sog. "Vorveröffentlichung zur Physik der Elektrogitarre" werden über mich eine ganze Reihe unwahrer Behauptungen aufgestellt. Hierzu stelle ich fest:

1) Ich heiße gar nicht Noehle-Glühstrumpf, sondern Nöhle-Glüstrytz.

2) Ich habe weder Wirtschaftsgeographie, noch spekulative Psychologie studiert. Richtig ist vielmehr, dass ich über das Thema "*Der Unterschied zwischen dem An-sich-sein und dem Für-sich-sein aus Sicht des Solipsismus – und Schopenhauers Kritik hierzu*" promovierte.

3) Mein betreuender Doktorvater war weder Alkoholiker, noch "Professor Andertheker" – das wurde ganz offenbar mit Svens Studenten-Band "The Undertakers" verwechselt.

4) Die "Vorveröffentlichung" erweckt den Eindruck, ich hätte rote Haare. Richtig ist hingegen, dass ich blond bin. Von Natur aus, und überall.

5) Die "Vorveröffentlichung" erweckt den Eindruck, ich hätte ein Verhältnis mit meinem Doktorvater gehabt, das auf Intervention seiner Frau beendet wurde. Richtig ist hingegen, dass seine Frau zu diesem Zeitpunkt von mir noch gar nichts wusste.

6) Die "Vorveröffentlichung" erweckt den Eindruck, wir würden Röhren nur nach Farbe und/oder Form selektieren. Richtig ist vielmehr, dass wir Röhren sehr wohl nach technischen Gesichtspunkten selektieren. Wir haben hierzu ein teures Spezialgerät im Einsatz.

7) Die "Vorveröffentlichung" erweckt den Eindruck, ich wüsste nicht, was auf dem "linken Instrument" angezeigt würde. Richtig ist vielmehr, dass ich sehr wohl weiß, dass dort "mA" angezeigt wird.

8) Meine Großmutter wohnte nicht in der "DDR", sondern in Polen; sie war Ober-Schlesierin. Im Keller ihres Hauses wurden niemals Röhren gefunden. Meine Großmutter verstarb bereits vor 11 Jahren, und nicht "vor ein paar Monaten".

9) Die "Vorveröffentlichung" erweckt den Eindruck, 50% unserer Röhren seien Ausschuss. Hierzu stelle ich fest: Das ist falsch, 50% unserer Röhren sind nicht Ausschuss.

10) Sven und ich fahren keinen V-12, sondern einen S-63, der gemäß Herstellerangaben nicht 12, sondern nur 8 Zylinder hat (Quelle: WWW.Mercedes-AMG.com).

11) Die "Vorveröffentlichung" erweckt den Eindruck, wir würden durch "von Halen" wirtschaftliche Vorteile erzielen. Richtig ist vielmehr, dass wir "von Halen" gar nicht kennen.

24. August 2010, Dr. phil. Ania-Krystyna Nöhle-Glüstrytz

Stellungnahme des Autors:

Der Abdruck einer Gegendarstellung ist nach geltendem Recht vorgeschrieben, ohne Würdigung seines Wahrheitsgehaltes. Ich wünsche Frau Nöglü, dass sie mit Schopenhauer erkennt, dass ihr Sein an und für sich doch gar nicht so schlecht ist.

25. August 2010, Prof. Dr.-Ing. Manfred Zollner

© M. Zollner 2009

1 Grundlagen zur Saitenschwingung

Die Gitarre ist ein Saiteninstrument aus der Untergruppe: Zusammengesetzte Chordophone\ Lauteninstrumente\Querriegelinstrumente. Saiten sind die frequenzbestimmenden Oszillatoren, deren Schwingungen entweder direkt als Luftschall abgestrahlt werden, oder – vom Tonabnehmer in elektrische Signale umgewandelt – dem Gitarrenverstärker zugeführt werden. Die Saite ist ein mechanischer Oszillator, der beim Anzupfen kurzzeitig Energie zugeführt bekommt. Nicht viel Energie – aber ausreichend, um auch ohne Verstärker ein Auditorium zu unterhalten. Einen Liter Wasser könnte man mit der Anzupfenergie auch zum Kochen bringen: Hierzu müsste der Gitarrist ungefähr 60.000.000mal zupfen. Das klingt schlimmer, als es ist, bei 5 Zupfer/Sekunde würde es 2 Jahre dauern, wenn man keine Pause und ideale Wärmeisolation vorsieht. Sisyphus (je nach Textverarbeitungsprogramm auch "Sissifuß") wäre glücklich ob solcher Arbeitsbedingungen. Zugegeben: Die mechanistisch/operationistische Annäherung an das Thema Kunst-Produktion wird von den beteiligten Forschungsdisziplinen ambivalent bewertet, elementaristische Schulen müssen sich von Gestaltpsychologen belehren lassen, das Ganze sei doch mehr als die Summe der Teile. Da hilft auch nicht viel, der Erkenntnis "Hendrixsche Genialität ist doch mehr als pure Schwingungsüberlagerung" mit der existenzialistisch anmutenden Frage zu begegnen: "So, und wo isser heute?", zu unterschiedlich sind die Lehrmeinungen. Die folgenden Betrachtungen gelten deshalb nur der Schwingungsmechanik. Als Teil des Ganzen, als wesentlicher Teil.

1.1 Transversalwellen

Die Saiten einer Elektrogitarre bestehen aus Stahl, ihre **Dichte** ρ liegt knapp unter $\rho = 8 \cdot 10^3$ kg / m^3. Eine Stahlsaite mit dem **Durchmesser** D wird mit der **Spannkraft** Ψ auf die **Länge** L gedehnt. Greifen am Griffbrett verkürzt die Länge. Typische Längen sind knapp 65cm für die leere (ungegriffene) Saite (= Mensur M). Beim Anzupfen (mit Finger oder Plektrum) wird die Saite in Querrichtung ausgelenkt und losgelassen, woraufhin sie eine freie gedämpfte Schwingung ausführt. Nach dem Loslassen breitet sich von der Anzupfstelle eine Querbewegung (Transversalwelle) in beide Richtungen aus. Die **Ausbreitungsgeschwindigkeit** c, mit der diese Welle entlang der Saite läuft, beträgt für $\rho = 8 \cdot 10^3$ kg / m^3:

$$c = \frac{2}{D}\sqrt{\frac{\Psi}{\pi\rho}} = \frac{\sqrt{\Psi / \mathrm{N}}}{D / \mathrm{mm}} \cdot 12{,}6 \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}$$ Ausbreitungsgeschwindigkeit

Für eine Saite mit 0,35mm Durchmesser und 50N Spannkraft ergibt sich c zu 255m/s. Diese Ausbreitungsgeschwindigkeit (in Saitenlängsrichtung) darf nicht mit der Geschwindigkeit verwechselt werden, mit der die Saite in Querrichtung hin- und herschwingt. Um Verwechslungen zu vermeiden, wird die Quergeschwindigkeit **Schnelle** v genannt. Genauere Untersuchungen zeigen, dass c nicht konstant ist, sondern von der Frequenz abhängt (Dispersion); dies wird in Kapitel 1.3 beschrieben.

Die Transversalwelle läuft mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit *c* in beide Richtungen, wird an beiden Enden (Kopf- bzw. Stegsattel) reflektiert und kommt als Reflexion zum Anzupfpunkt zurück. Den Vorgang des Reflektierens kann man sich modellhaft als überlagertes Signal einer **Spiegelquelle** vorstellen, die hinter dem Saitenende angeordnet ist (**Abb. 1.1**). Bei diesem Modell läuft die beim Anzupfen entstehende Primärwelle über das Saitenende hinaus (wird also nicht reflektiert), aber zusätzlich kommt der Primärwelle eine überlagerte (addierte) Spiegelwelle entgegen. Am festgehaltenen Saitenende treffen beide Wellen aufeinander. Es ist offensichtlich, dass die Auslenkung der Spiegelwelle (und damit auch deren Ableitung *v*) **gegenphasig** zur Primärwelle sein muss, damit das Saitenende tatsächlich (idealisiert) in Ruhe bleibt und keine Bewegungen ausführt. Diese Phasenumkehr gilt für Kopf- und Stegsattel in gleichem Maße.

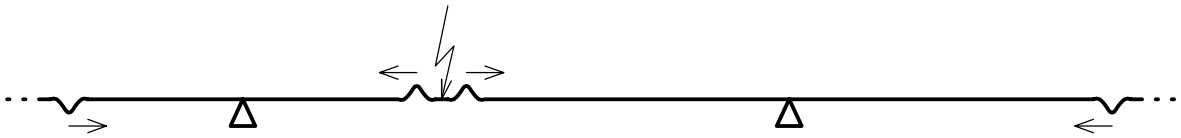


Abb. 1.1: Transversalwellenausbreitung auf einer eingespannten Saite

Haben die von Kopf- bzw. Stegsattel kommenden Reflexionen den Anzupfpunkt erreicht, laufen sie über ihn hinweg, werden nun am jeweils anderen Ende gegenphasig reflektiert und laufen mit der ursprünglichen Phasenlage zum Anzupfpunkt zurück. Wenn sie ihn nach Zurücklegen von $2L$ erreichen, ist eine vollständige **Grundschwingungsperiode** T durchlaufen. Der Kehrwert von T ist die **Grundfrequenz** f_G der Saite. Eine 0,65m lange Stahlsaite mit 0,35mm Durchmesser schwingt bei 50N Zugkraft mit 196Hz Grundfrequenz (g bzw. G_3).

Die Frequenzen der leeren Gitarrensaiten liegen bei: **E** = E_2 = 82.4Hz, **A** = A_2 = 110Hz, **d** = D_3 = 146.8Hz, **g** = G_3 = 196Hz, **h** = H_3 = 246.9Hz, **e'** = E_4 = 329.6Hz.

Die Saitengrundfrequenz hängt von der **Spannkraft** Ψ, der **Dichte** ρ, dem **Durchmesser** D und der **Länge** L ab. Vervierfachung der Kraft, bzw. Halbierung der Länge, bzw. Halbierung des Durchmessers verdoppeln die Grundfrequenz:

$$f_G = \frac{c}{2L} = \frac{\sqrt{\Psi/\pi\rho}}{DL} = \frac{\sqrt{\Psi/\mathrm{N}}}{D/\mathrm{mm}\cdot L/\mathrm{m}}\cdot 6{,}3\,\mathrm{Hz} \qquad \text{Grundfrequenz}$$

Die zum Erreichen einer bestimmten Grundfrequenz nötige Spannkraft Ψ errechnet sich aus der Saitenlänge L, und den Materialdaten Dichte ρ und Durchmesser D. Grundfrequenz und Saitenlänge treten hierbei als Produkt auf, und deshalb sind bei einer mit konstanter Kraft gespannten Saite Länge und Frequenz zueinander reziprok:

$$\Psi = (f_G \cdot L)^2 \cdot \pi\rho D^2 = c^2 \cdot \pi\rho D^2/4 \qquad \text{Spannkraft}$$

Da die tatsächlichen Schwingungsvorgänge kompliziert sind, verwendet man idealisierende Modelle. Im einfachsten Fall nimmt man ebene Polarisation, frequenzunabhängige Ausbreitungsgeschwindigkeit, keine Verluste und ideale Reflexionen an, und beschreibt die Saite als linear-zeitunabhängiges LZI-System.

© M. Zollner 2002

Die von den Reflexionen herrührende periodische Wiederholung kann als (zeitliche) Faltung des Anregungsimpulses mit einem kausalen Dirac-Puls aufgefasst werden. Kausal bedeutet, dass das Signal für negative Zeiten identisch null ist, ein kausaler Dirac-Puls enthält für $t \geq 0$ äquidistante Dirac-Impulse. Einer zeitlichen Faltung entspricht im Spektralbereich eine Multiplikation des Anregungsspektrums mit dem Spektrum des kausalen Dirac-Pulses, das komplex sein muss, da die Zeitfunktion (kausaler Dirac-Puls) weder gerade noch ungerade ist (Zuordnungssatz). Über eine Partialbruchzerlegung kann man zeigen, dass zum kausalen Dirac-Puls ein kotangensförmiges Imaginärteilspektrum gehört; das Realteilspektrum ist ein spektraler Dirac-Kamm. Dieses komplexe Spektrum müsste nun mit dem Anregungsspektrum multipliziert werden, was aber für die meisten Betrachtungen immer noch zu kompliziert ist.

Aus diesem Grund wird weiter idealisiert: Die (unbedämpfte) Saitenschwingung wird nicht bei $t = 0$ angeregt, sondern sie kommt aus der unendlichen Vergangenheit und dauert unendlich lang. Da sie periodisch stationär ist, kann eine Schwingungsperiode in eine Fourier-Reihe entwickelt werden. Als Schwingungsspektrum entsteht ein **Linienspektrum**, mit Frequenzlinien (Tönen) bei ganzzahligen Vielfachen der Grundfrequenz.

Damit kann man die Gesamtschwingung als Summe überlagerter (addierter) Einzeltöne auffassen; sie werden Teiltöne, Partialtöne oder (wegen der ganzzahligen Frequenzrelationen) **Harmonische** genannt. Der Grundton ist die 1. Harmonische, bei der doppelten Grundfrequenz befindet sich die 2. Harmonische, die in der Musik auch 1. **Oberton** genannt wird. Entsprechendes gilt für die höheren Harmonischen (3. Harmonische = 2. Oberton etc.).

Die Realität unterscheidet sich von diesen Idealisierungen wesentlich. Ein Linienspektrum erfordert ein unendlich lang dauerndes, periodisches Signal. Periodisch bedeutet in der Signaltheorie, dass ein bestimmter Signalabschnitt in identischer Form unendlich oft wiederholt wird. Die Saite verliert beim Hin- und Herschwingen aber Energie, weswegen keine identischen Abschnitte wiederholt werden können. Die Saitenschwingung ist somit ein nichtperiodisches Signal, zu dem kein Linienspektrum gehört; die Spektrallinien werden vielmehr dämpfungsbedingt zu "Trichtern" verbreitert. Ursache für den Energieverlust sind **Dissipation** und Strahlung: Die Saitenenergie wird teils direkt in Wärme umgewandelt, teils als Schallenergie abgestrahlt. Ein weiterer Effekt, der für genaue Betrachtungen nicht ignoriert werden darf, ist die in Kap. 1.3 ausführlicher beschriebene frequenzabhängige Ausbreitungsgeschwindigkeit (**Dispersion**).

Auch wenn die Saitenschwingung eigentlich dispersiv und dissipativ erfolgt, ist zum Verständnis der Bewegungsabläufe trotzdem die vereinfachte idealisierte Betrachtung sinnvoll, solange nur kurze Zeitausschnitte betrachtet werden.

Beim idealisierten Anzupfen wird die Saite dreieckförmig ausgelenkt (**Abb. 1.2**). Wenn das Plektrum (oder der Finger) den Kontakt mit der Saite verloren hat, schwingt diese (idealisiert) frei und ungedämpft. Die Form der Querauslenkung kann man als Überlagerung zweier entgegengesetzt laufender Teilwellen auffassen. Im Anzupf-Augenblick sind beide Teilwellen identisch, laufen für $t > 0$ aber in entgegengesetzter Richtung auseinander; die Beträge der Ausbreitungsgeschwindigkeiten sind gleich. Die Auslenkung jeder Teilwelle ist für $t = 0$ am Kopf- bzw. Stegsattel gleich null, am Anzupfpunkt ist sie maximal. Die dreieckige Form setzt sich als Spiegelwelle am Kopf- bzw. Stegsattel punktsymmetrisch (ungerade) fort. Die Auslenkungen beider *Teilwellen* werden überlagert zur Auslenkung der Saite, Analoges gilt für alle Ableitungen, z.B. für die Geschwindigkeit.

© M. Zollner 2002

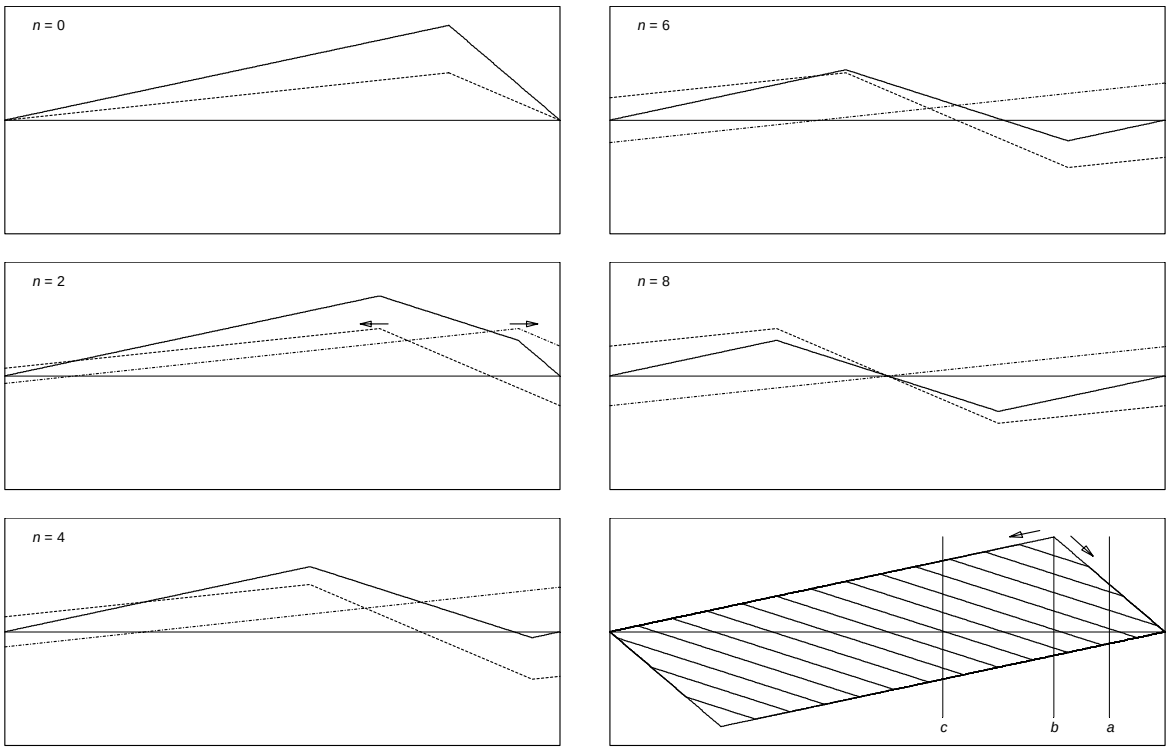


Abb. 1.2: Ausbreitung einer Dreieckwelle nach dem Anzupfen. Die Phasenverschiebung beträgt $\varphi = n \cdot \pi / 16$. Die Saite (dick gezeichnet) wird modellhaft als Überlagerung auseinanderlaufender Teilwellen interpretiert. Abszisse ist die Längskoordinate (Saitenlänge), Ordinate ist die Querauslenkung. Als Grenzlinie für die Saitenauslenkung ergibt sich ein Parallelogramm (rechts unten). Die Darstellungen sind keine Zeitfunktionen!

Die tatsächliche Saitenschwingung ist die Summe zweier in entgegengesetzte Richtungen laufender **Teilwellen**. Bei jeder dreieckförmig ausgelenkten und mit konstanter Geschwindigkeit laufenden Teilwelle ist die Schnelle jedes Saitenpunktes abschnittsweise konstant; jedoch erfolgt das Hinschwingen mit einer anderen Schnelle als das Zurückschwingen. Die Überlagerung der beiden Teilwellen führt auf ein unerwartetes Ergebnis: Jeder Saitenpunkt ist entweder in Ruhe, oder er schwingt mit der konstanten (!) **Schnelle** $\pm v$. Kopf- bzw. stegsattelnahe Saitenpunkte schwingen nicht etwa langsamer, sondern während kürzerer Zeit als Punkte aus der Saitenmitte (**Abb. 1.3**).

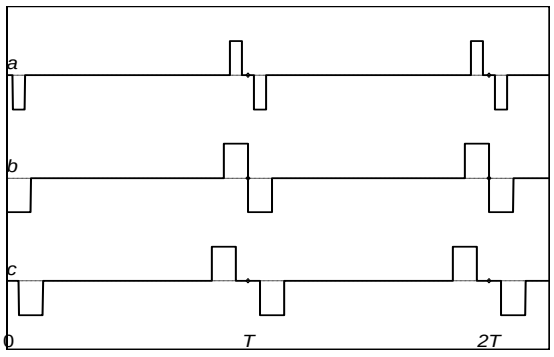


Abb. 1.3: Zeitfunktion der Saitenschnelle für drei verschiedene Punkte a, b, c (vergl. Abb. 1.2). Die Zeitfunktion der Auslenkung dieser Punkte kann hieraus durch Integration bestimmt werden. Als v-Spektrum ergibt sich die Überlagerung zweier Linienspektren mit phasenverschobener si-Hüllkurve. Eine zeitliche Integration entspricht im Frequenzbereich einer Division durch $j\omega$.

Bei dieser Modellbetrachtung ist wichtig, die tatsächlich (real messbare) Saitenschwingung von den Komponenten zu unterscheiden, aus denen sie modellhaft zusammengesetzt ist. Die Teilwellen sind nicht isoliert beobachtbar, sie sind "künstlich geschaffen", um die bildliche Vorstellung zu unterstützen.

© M. Zollner 2002

1.2 Umsponnene Saiten

Die dünnen Saiten der Elektrogitarre (E_4, H_3) bestehen aus massivem Stahl; würde man die dicken (Bass-) Saiten (E_2, A_2, D_3, manchmal auch G_3) in gleicher Weise herstellen, so ergäbe die unvermeidliche Biegesteifigkeit beachtliche Inharmonizitäten (Kap. 1.3). Aus diesem Grund umspinnt man einen dünnen Stahlkern mit einer schraubenförmig aufliegenden Wicklung (**Abb. 1.4**). Diese besteht bei Elektrogitarren aus Stahl oder Nickel, bei Akustikgitarren aus Bronze. Die Biegesteifigkeit wird dann hauptsächlich vom Kern bestimmt, die Umspinnung liefert nur mehr die benötigte zusätzliche Masse.

Für das Verhältnis zwischen Kern- und Außendurchmesser $\kappa = D_K/D_A$ sind mehrere Kriterien maßgeblich: Zur Reduktion der Biegesteife sollte κ möglichst klein gemacht werden, wodurch sich aber die Normalspannung sehr schnell der Zugfestigkeitsgrenze selbst von hochfestem Stahl nähert. Einfacher Baustahl hat z.B. eine **Mindestzugfestigkeit** von 430 N/mm^2 (St 44). Dies ist für Saiten bei weitem nicht ausreichend, hierfür werden bis zu 2000 N/mm^2 gefordert – bei Normalstimmung, und im Ruhezustand. Beim Spielen treten zusätzliche Belastungen auf, die (im Interesse langer Lebensdauer) immer noch deutlich unter der Bruchgrenze bleiben müssen. Zusätzlich wird Dauerfestigkeit gegenüber wechselnder Belastung gefordert, die Saite soll nicht zu schnell verrosten, sie soll nicht zu spröde sein, damit sie gebogen werden kann, und sie braucht gewisse magnetische Eigenschaften. Alles in allem also sehr hohe Anforderungen, die nicht jeder Drahthersteller erfüllen kann.

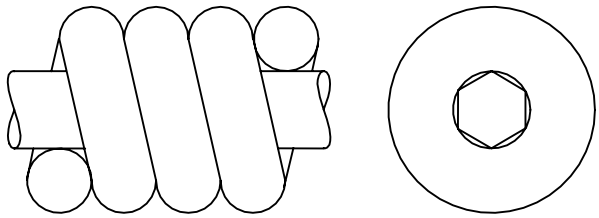


Abb. 1.4: Umsponnene Saite.
Der Saitenkern ist entweder kreisförmig, oder polygon (z.B. sechseckig).

Bei den meisten umsponnenen Saiten beträgt der **Kerndurchmesser** ein bis zwei Drittel des Außendurchmessers. Kleinere κ-Werte führen insbesondere bei den hochfrequenten Saiten zum Saitenbruch, außerdem müsste der Wicklungsdraht sehr stark gekrümmt werden. Größere κ-Werte entlasten den Kern, führen aber zu stärkeren Inharmonizitäten und ergeben einen zu geringen Wickeldrahtdurchmesser, was ebenfalls Lebensdauerprobleme bringt. Neben dem Verhältnis von Kern- zu Außendurchmesser sind auch deren Absolutwerte von Bedeutung. Um eine bestimmte Tonhöhe (z.B. E_2) zu erzeugen, müssen (und dürfen) dicke Saiten mehr gespannt werden als dünne. Eine Durchmesserverdoppelung vervierfacht die Masse; soll die Tonhöhe konstant bleiben, muss die Spannkraft ebenfalls vervierfacht werden – die Normalspannung (Zugkraft / Querschnittsfläche) bleibt hiervon unberührt.

Die Umspinnung der Saite erfolgt häufig mit Runddraht, seltener mit **Flachdraht**. Runddrahtumsponnene Saiten fühlen sich aufgrund der Querrillen rau an, flachdrahtumsponnene Saiten ergeben ein ähnliches Spielgefühl wie blanke Saiten, klingen aber anders. Eine Mittelstellung nehmen **geschliffene Saiten** ein; hierbei wird der Kern zuerst mit Runddraht besponnen, danach werden die äußersten Bereiche der Umspinnung leicht angeschliffen, um die Oberflächenrauigkeit zu reduzieren.

© M. Zollner 2002

Dicke Saiten ermöglichen bei Akustikgitarren einen lauteren Ton, sie müssen aber mit höherer Kraft niedergedrückt werden. Bei Elektrogitarren, deren Signale fast beliebig verstärkt werden können, findet man aus diesem Grund häufig dünnere Saiten als bei Akustikgitarren. Erst das Verringern der Spann- und damit Spielkräfte um bis zu 50% hat bei der Elektrogitarre neue Spieltechniken (Ziehen, Handvibrato) ermöglicht.

Jeder Saitenhersteller bietet Saitensätze mit unterschiedlichem Durchmesser an. Ihre Bezeichnung ist zumeist englisch: "heavy", "medium", "light", "super light". Zur genaueren Kennzeichnung werden zusätzlich alle Saitendurchmesser in mil angegeben (1 mil = 1/1000 inch = 25.4mm /1000). Bei Elektrogitarren ist der sog. "9er-Satz" häufig zu finden, er besteht z.B. aus den Saitendurchmessern: 9-11-15-24-32-42. Es gibt aber auch 9er-Sätze in anderer Abstufung, z.B.: 9-11-16-26-36-46. Bei den dünneren Sätzen sind die drei Diskantsaiten massiv (blank, plain), und die drei Basssaiten umsponnen (wound), bei dickeren Sätzen ist auch die G-Saite umsponnen.

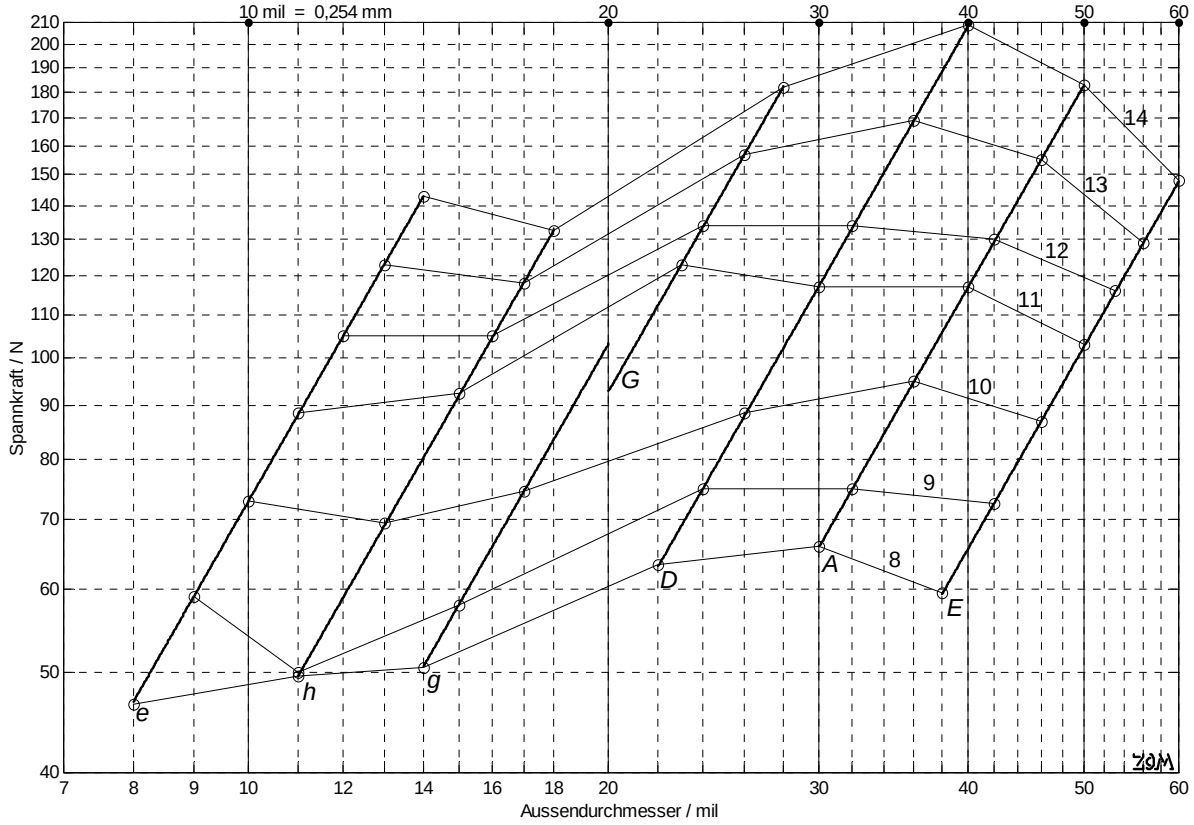


Abb. 1.5: Saitenspannkraft in Abhängigkeit vom Außendurchmesser. ρ_{Kern} = 7900 kg/m^3, $\rho_{Wickl.}$ = 8800 kg/m^3. Die Saitenlänge wurde zu 25.5" = 64.8cm (z.B. Stratocaster) angesetzt, Verkürzung erniedrigt die Spannkraft Ψ. Die Auswirkung von κ auf Ψ ist gering. 13er und 14er Sätze sind hauptsächlich auf Westerngitarren zu finden.

Abb. 1.5 zeigt die Zusammenhänge zwischen Spannkraft Ψ und Saitendurchmesser. Die Saiten sind als steil ansteigende Linien eingezeichnet, die G-Saite ist mit/ohne Umspinnung angegeben. Häufig verwendete Durchmesser-Kombinationen sind als flacher Kurvenzug gekennzeichnet. Die Berechnungen gehen von unnachgiebigen Saitenlagern aus. Federnde Lagerung (z.B. in einem Vibratosystem) erfordert eine höhere Spannkraft. Frequenzabhängige Federwirkung siehe Kapitel 2.5.2.

© M. Zollner 2002

Die **Saitenspannkraft** Ψ berechnet sich bei **Massivsaiten** aus der Dichte ρ, der Grundfrequenz f_G, dem (Außen-) Durchmesser D und der Saitenlänge (Mensur) M:

$$\Psi = \pi \cdot \rho \cdot \left(f_G \cdot D \cdot M \right)^2 \qquad \text{Saitenspannkraft}$$

Bei **umsponnenen Saiten** ist wegen der in der Umspinnung eingeschlossenen Luft die **Dichte** um ca. 10% verringert (bezogen auf gleichen Außendurchmesser)

$$\overline{\rho} = \rho_{wound} = \left[\kappa^2 + \left(1 - \kappa^2\right) \cdot \frac{\pi \cdot \rho_W}{4 \cdot \rho_K} \right] \cdot \rho_{plain} \approx 0.9 \cdot \rho_{plain}; \qquad \kappa = D_\mathrm{K} / D_\mathrm{A}$$

Hierbei ist ρ_W die Dichte der Wicklung (Umspinnung), ρ_K ist die Dichte des Kernmaterials. Mit ρ_{plain} ist die Dichte einer zum Vergleich herangezogenen massiven Saite gleichen Außendurchmessers gemeint, $\overline{\rho}$ ist die mittlere Dichte der umsponnenen Saite. $\kappa = D_\mathrm{K}/D_\mathrm{A}$ = Kern- / Außendurchmesser. Eine genauere Betrachtung erfordert geringfügige Korrekturen, wenn der Kern nicht runden, sondern vier- oder sechseckigen Querschnitt aufweist, und wenn die Umspinnung statt mit Runddraht mit geschliffenem Runddraht oder Flachdraht erfolgt.

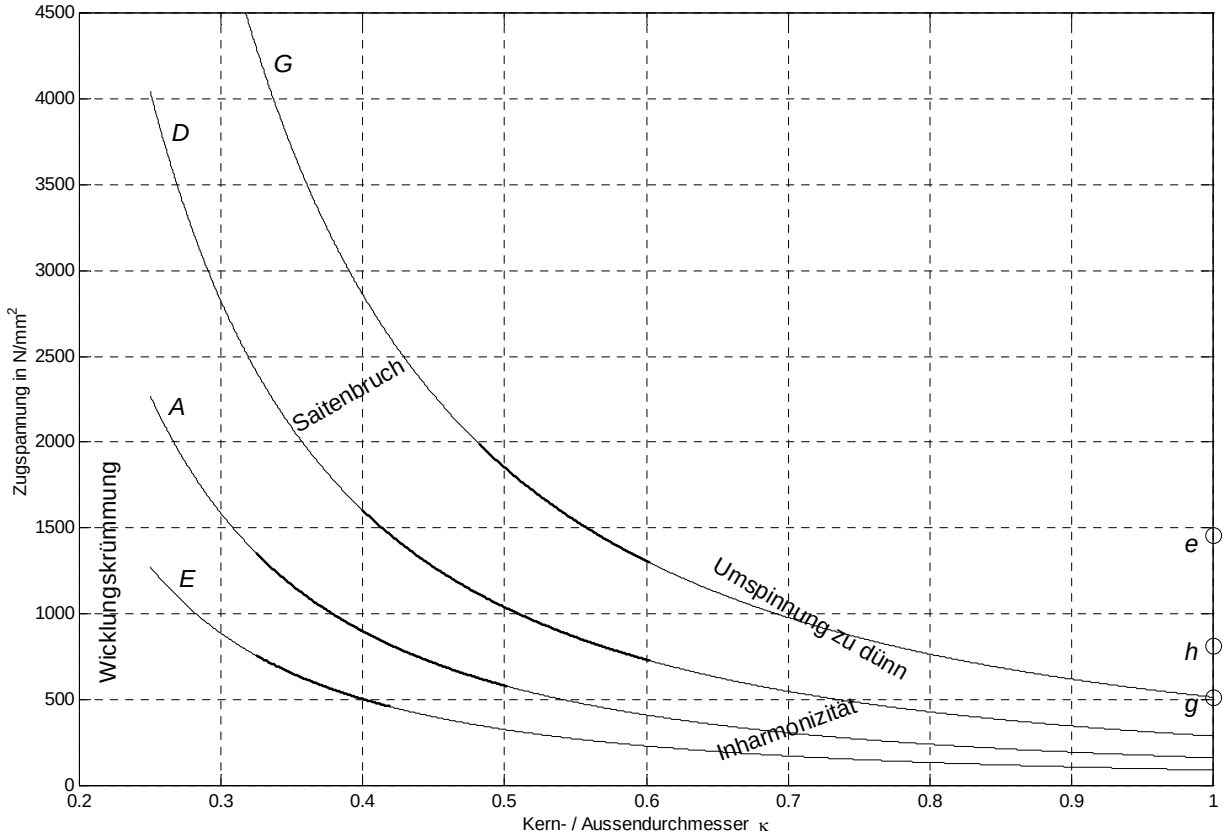


Abb. 1.6: Saitennormalspannung in Abhängigkeit von κ. Gebräuchliche Werte sind dick gezeichnet. Die Werte für (massive) e-, h- und g-Saite sind am rechten Bildrand als Kreis markiert. M = 25.5" = 64.8cm . Die Kurven gelten für unnachgiebige Saitenlager; federnde Lagerung (Vibrato) ergibt höhere Normalspannungen.

© M. Zollner 2002

Die **Normalspannung** σ (Spannkraft / Querschnittsfläche) ergibt sich bei Massivsaiten zu:

$$\sigma = \frac{4\Psi}{\pi D^2} = 4\rho \cdot \left(f_G \cdot M\right)^2$$ Normalspannung (massive Saite)

Die Normalspannung hängt (bei gleicher Grundfrequenz und Länge) nicht vom Saitendurchmesser ab. Wenn der Eindruck entsteht, ein dünner Saitensatz reißt leichter als ein dicker, so liegt das an der zusätzlich wirkenden Anzupfkraft; dünne Saitensätze bieten hier weniger Reserven. Bei umsponnenen Saiten berechnet sich σ zu:

$$\sigma = \frac{4\Psi}{\pi D_{\mathrm{K}}^2} = \frac{4\overline{\rho} \cdot \left(f_G \cdot M\right)^2}{\kappa^2}$$ Normalspannung (umsp. Saite)

Für die Dichte ist bei umsponnenen Saiten die um ca. 10% verringerte mittlere Dichte $\overline{\rho}$ einzusetzen. Besonderen Einfluss hat das Durchmesserverhältnis κ. In **Abb. 1.6** sind für alle 6 Saiten die Normalspannungen angegeben; nach oben hin nimmt die Bruchgefahr zu, nach rechts erhöht sich die Inharmonizität (Abb. 1.7). Während Saitenbruch natürlich zu vermeiden ist, stört Inharmonizität nicht grundsätzlich – sie kann dem Saitenklang sogar eine spezielle "Lebendigkeit" verleihen (Kap. 8.5).

Die insbesondere bei dicken Saiten im hohen Teiltonbereich auftretende **Inharmonizität** ist eine Folge der Biegesteifigkeit. Nach [1] berechnet sich die Frequenz des *n*-ten Teiltons zu:

$$\boxed{f_i[n] = n \cdot f_G \cdot \sqrt{1 + bn^2}}$$

$$b = \left(\frac{\pi D}{8M^2 f_G}\right)^2 \cdot \frac{E}{\rho}$$ Teiltonspreizung

Diese (auf Lord Rayleigh zurückgehende) Formel gilt für massive Saiten mit D als Saitendurchmesser. Für umsponnene Saiten formt man um auf:

$$b = \frac{\pi^2 B}{4M^4 f_G^2 m'} \qquad B = \frac{E\pi D_{\mathrm{K}}^4}{64} \qquad m' = \frac{\pi D_{\mathrm{A}}^2}{4}\overline{\rho}$$

Hierbei ist B die von Kerndurchmesser D_{K} und Elastizitätsmodul E abhängige Biegesteifigkeit, und m' die vom Außendurchmesser D_{A} abhängige **längenspezifische Masse**. Hiermit erhält man für den Inharmonizitätsparameter b:

$$b = \frac{\pi^2 E}{64M^4 f_G^2 \overline{\rho}} \cdot \kappa^4 D_{\mathrm{A}}^2$$ Inharmonizitätsparameter

In **Abb. 1.7** sind für b Bereiche markiert. Sie umfassen für die umsponnenen Saiten den Bereich üblicher Außendurchmesser und üblicher κ-Werte (vergl. Abb. 1.6). Für die massiven Saiten (Kleinbuchstaben) gilt $\kappa = 1$.

© M. Zollner 2002

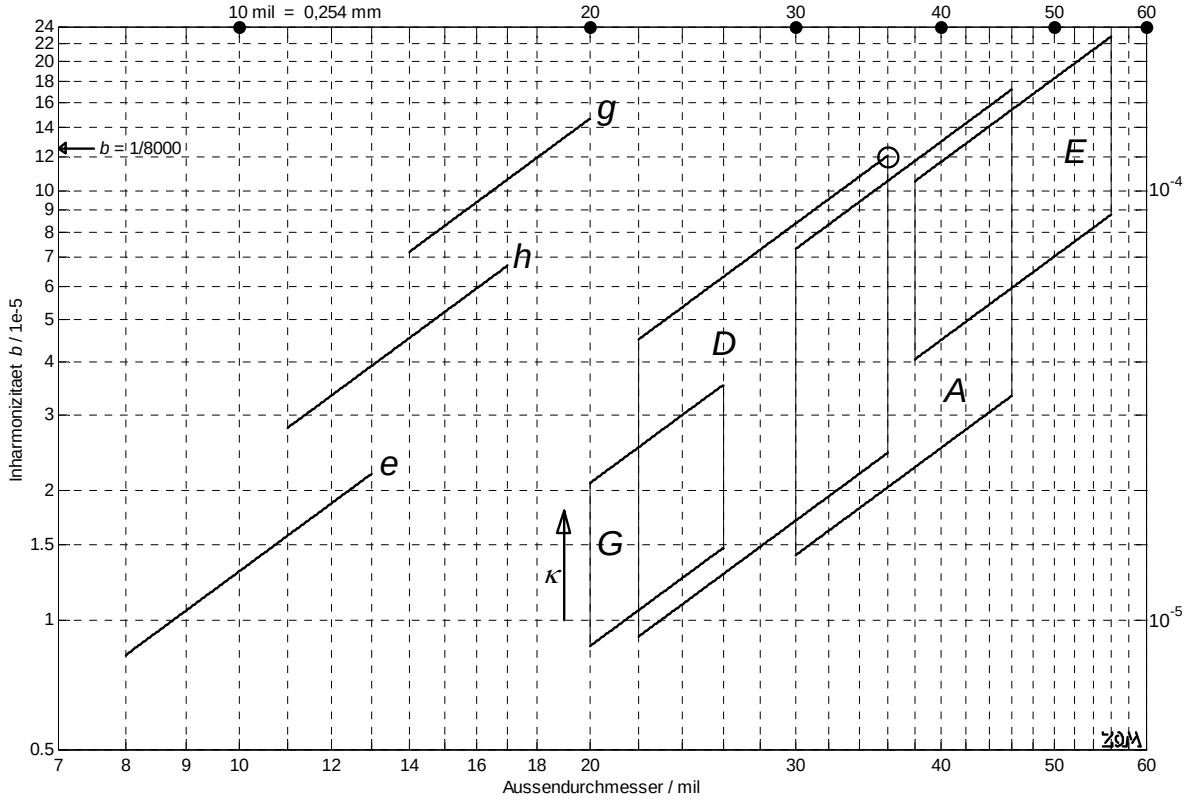


Abb. 1.7: Teilton-Inharmonizitätsparameter *b* typischer Gitarrensaiten, *E-A-D-G* = wound, *g-h-e* = plain. Für eine umsponnene (wound) D-Saite mit 36 mil Außendurchmesser ergibt sich: b = 12e-5 für κ = 0.6; Kern- / Außendurchmesser: κ_E = 0,33 – 0,42 κ_A = 0,33 – 0,50 κ_D = 0,40 – 0,60 κ_G = 0,48 – 0,60. Mensur = 65 cm. Für 63-cm-Mensur sind alle *b*-Werte um 13% zu vergrößern.

Material	Dichte ρ in 10^3 kg / m^3	Elastizitätsmodul E in 10^9 N / m^2
Stahl	7,8 - 8,1	200 - 220
Nickel (Ni)	8,90	199
Kupfer (Cu)	8,92	120
Messing (Cu, Zn)	8,1 - 8,6	≈ 100
Bronze (Cu, Sn)	8,2 - 8,9	≈ 110
Neusilber (Cu, Zn, Ni)	≈ 8,6	≈ 130
Nylon (Polyamid)	≈ 1,2	≈ 3,5

Tabelle: Materialdaten. Stahl, Messing, Bronze und Neusilber gibt es in unterschiedlicher Zusammensetzung.

© M. Zollner 2002

1.3 Inharmonische Teiltöne

Die einfache ideale Saite hat eine längenspezifische Masse m' und eine von der Spannkraft Ψ hervorgerufene Spannsteifigkeit $\pi^2 \Psi/L$. Demgegenüber hat die reale Saite auch eine Biegesteifigkeit, die das Krümmen erschwert – ein unerwünschter Effekt, der **dispersive Wellenausbreitung** bewirkt. Die Biegesteifigkeit tritt um so stärker in Erscheinung, je dicker die Saite ist und je weniger sie gespannt ist, also insbesondere bei den Bass-Saiten der Gitarre. Zur Verbesserung umwickelt (umspinnt) man dicke Saiten ein- oder mehrlagig; die Biegesteifigkeit wird dann hauptsächlich vom dünnen Kern bestimmt, und trotzdem ist eine hohe Massenbelastung erreichbar. Da der Kern aber nicht beliebig dünn gemacht werden kann, ist der Einfluss der Dispersion nur reduziert, nicht beseitigt. Genaue Analysen zeigen eine zu hohen Frequenzen hin zunehmende Ausbreitungsgeschwindigkeit $c(f)$, die gespreizte, und nicht mehr harmonische Teiltonfrequenzen bewirkt. Die Bezeichnung "Harmonische" ist somit im strengen Wortsinn falsch, sie kann durch "Teilton" ersetzt werden.

1.3.1 Dispersion im Frequenzbereich

In einem linearen (oder zumindest linearisierten) System kann jede beliebige Schwingungsform als Überlagerung einzelner monofrequenter Schwingungen dargestellt werden. Die Ausbreitung einer Transversalwelle wird durch die **Wellengleichung** beschrieben. Über der Ausbreitungsrichtung z ergibt sich die orts- und zeitabhängige Querauslenkung $\underline{\xi}(z,t)$, deren zeitliches Differential die Schnelle ist.

$$\underline{\xi}(z,t) = \hat{\xi} \cdot e^{j\varphi_0} \cdot e^{j\omega t} \cdot e^{-jkz} \qquad \text{Wellengleichung}$$

Hierbei ist $\hat{\xi}$ die Schwingungsamplitude, φ_0 ist der Phasenwinkel am Ort $z = 0$ zum Zeitpunkt $t = 0$, ω ist die Kreisfrequenz, und k ist die Wellenzahl. Aus der Kreisfrequenz ergibt sich die zeitliche Periode $T = 2\pi/\omega$, aus der Wellenzahl die örtliche Periode $\lambda = 2\pi/k$. Für festgehaltenen Ort z wächst die Phase linear über der Zeit t, für festgehaltene Zeit fällt die Phase linear über dem Ort z:

$$\varphi(z,t) = \varphi_0 + \omega t - kz \qquad \text{Phasenfunktion}$$

Örtliche Periode (Wellenlänge λ) und zeitliche Periode (Schwingungsdauer T) sind über die Ausbreitungsgeschwindigkeit (=Phasengeschwindigkeit) c miteinander verknüpft:

$$c = \omega/k = \lambda/T \qquad \text{Ausbreitungsgeschwindigkeit}$$

Eine stationäre freie Schwingung kann nur entstehen, wenn sich alle in eine z-Richtung laufenden Reflexionen gleichphasig überlagern, wenn also die Phasenverschiebung über der Länge $2L$ ein ganzzahliges Vielfaches von 2π ist:

$$\left.\begin{array}{l} \Delta\varphi = n \cdot 2\pi = k \cdot 2L \end{array}\right\} \qquad f_n = \frac{n \cdot c}{2L} = n \cdot f_G \qquad \text{Teiltonfrequenzen}$$

In dieser Gleichung ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit c frequenz*un*abhängig angenommen,

© M. Zollner 2002

die Teiltonfrequenzen f_n liegen dann ganzzahlig vielfach zur Grundfrequenz. Bei der realen Saite findet aber eine **dispersive Wellenausbreitung** statt, die Ausbreitungsgeschwindigkeit ist frequenzabhängig: Hochfrequente Signale laufen schneller als niederfrequente, und deshalb werden die Teiltonfrequenzen mit steigender Frequenz progressiv vergrößert (gespreizt). Der Grund hierfür ist die schon erwähnte Biegesteifigkeit, die insbesondere bei Schwingungsformen mit großer Krümmung (d.h. bei kleinen Wellenlängen = bei hohen Frequenzen) zum Tragen kommt. Zu beachten ist, dass es sich hierbei um einen linearen Effekt handelt. Die Frequenzen der **inharmonisch** gespreizten Teiltöne können mit folgender Formel berechnet werden [Anhang]:

$$f_i = n f_G \sqrt{1 + b n^2} \qquad \text{mit } b = \left(\frac{\pi \kappa^2 D_A}{8 L^2 f_G} \right)^2 \cdot \frac{E}{\rho} \qquad \text{Teiltonspreizung}$$

Hierbei bedeuten: f_i = inharmonische Teiltonfrequenz, f_G = Grundfrequenz ohne Dispersion, n = Teilton-Ordnung, b = Inharmonizitätsparameter, E = Elastizitätsmodul (ca. $2 \cdot 10^{11}$ N/m^2), D_A = Außendurchmesser, κ = Kern- / Außendurchmesser, L = Saitenlänge, ρ = Dichte.

Würde man eine 1,2 mm dicke **massive** Stahlsaite so spannen, dass eine Grundfrequenz von 82,4 Hz entsteht, dann würde die Dispersion den 20ten Teilton von 1648 Hz auf 2774 Hz verstimmen – ein beachtlicher Effekt. Verwendet man anstelle der massiven Saite eine **umsponnene** mit gleicher längenspezifischer Masse, so reduziert sich die Biegesteifigkeit und damit auch die Inharmonizität. Bei umsponnenen Gitarrensaiten beträgt der Kerndurchmesser ca. das 0.3- bis 0.6-fache des Außendurchmessers. Für die Dichte ρ ist bei massiven Saiten ca. 7900 kg/m^3 einzusetzen, bei umsponnenen Saiten steht hier die effektive Dichte $\overline{\rho}$, die ca. 10% kleiner ist als die Kerndichte (Kap. 1.2). Für eine umsponnene E_2-Saite (1,3mm Außendurchmesser) erhält man mit b = 1/8141 für den 20ten Teilton eine Spreizung von 1648 Hz auf 1688 Hz, bzw. um 2,5% .

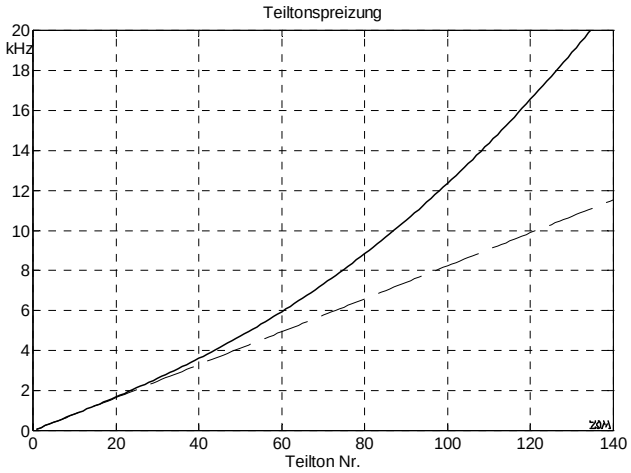
Beim Spreizungsparameter b tritt die Saitenlänge L in vierter Potenz auf, die Grundfrequenz hingegen nur quadratisch. Wird z.B. durch Greifen der Oktave die Saitenlänge halbiert, so vergrößert sich hierdurch für den 20ten Teilton die prozentuale Verstimmung von 2,5% auf 9,5% – also von einem knappen halben Halbton (42 Cent) auf eineinhalb Halbtöne. Der 20te Teilton dieser gegriffenen Oktave liegt allerdings in einem anderen Frequenzbereich; der direkte Vergleich 20ter TT der leeren Saite ./. 10ter TT der Oktave zeigt wieder dieselbe Verstimmung (2,5%). Anders ausgedrückt: Bei einer bestimmen Saite ist bei absolut gleicher Frequenz f_i die relative Inharmonizität immer gleich groß, egal welcher Ton gegriffen wird.

Das **Tieferstimmen** einer Gitarre bewirkt ebenfalls eine Vergrößerung der Inharmonizität: Stimmt man für das o.a. Beispiel die tiefe E-Saite um einen Ganzton tiefer (82.4 $\rightarrow$ 73.4 Hz), und vergleicht die normalgestimmte leere E-Saite mit der am zweiten Bund gegriffenen tiefergestimmten Saite (in beiden Fällen also E_2), so beträgt die Inharmonizität des 20ten Teiltons 2.5% bei der Normalstimmung, bzw. 3.9% bei der tieferen Stimmung.

Inwieweit diese Teiltoninharmonizitäten hörbar sind, soll an dieser Stelle nicht untersucht werden; Kap. 8.5 enthält weitere Details zu diesem Thema, [10] berichtet über Hörversuche, für Klaviersaiten wurde in [2] ein Berechnungsverfahren entwickelt.

© M. Zollner 2002

Abb. 1.8 zeigt die Zusammenhänge zwischen der Teiltonordnung n und der gespreizten Frequenz f_i, wie sie bei einer 1,3 mm dicken, umsponnenen tiefen E-Saite beobachtet werden können. Die Grundfrequenz ist hierbei 82,4 Hz, Spreizungsparameter b = 1/8000.



$$f_n = n \cdot f_G$$

$$f_i = n \cdot f_G \sqrt{1+bn^2} = f_n \sqrt{1+bn^2}$$

$$f_n = f_G \sqrt{\frac{\sqrt{1+4b(f_i / f_G)^2} - 1}{2b}}$$

Abb. 1.8: Inharmonische Teiltonspreizung bei der tiefen E-Saite. Dünn gezeichnet: Harmonische Relation.

Abb. 1.8 ordnet einem bestimmten Teilton seine gespreizte Frequenz zu. Für die folgenden Berechnungen wird allerdings auch die umgekehrte Zuordnung benötigt: Bei der Frequenz f_i liegt ein Teilton, wie stark wurde er gespreizt, bzw. wie groß ist seine Frequenz f_n? Diese Frage beantwortet **Abb. 1.9.** Die hierin dargestellte Abszisse f_i ist die Ordinate von Abb. 1.8.

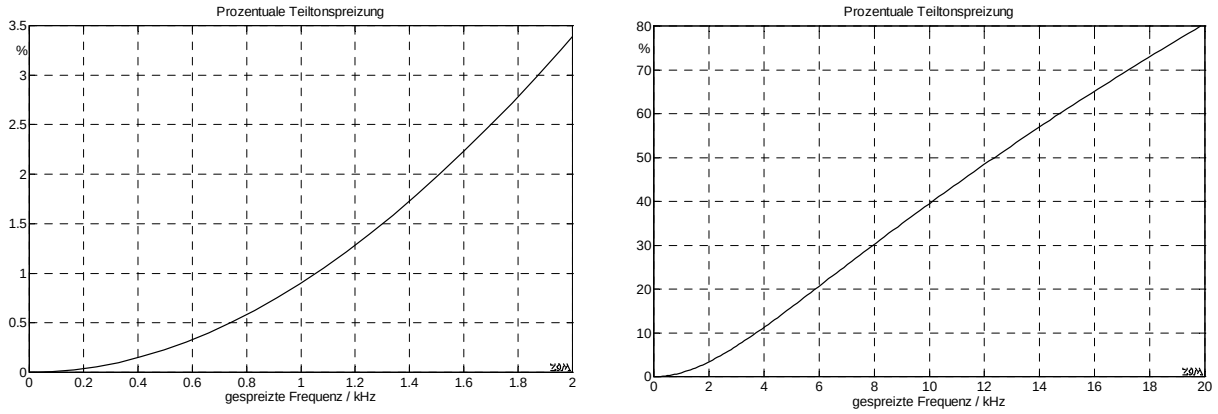


Abb. 1.9: Prozentuale Teiltonspreizung als Funktion der (gespreizten) Frequenz (tiefe E-Saite), b = 1/8000

Nur an den diskreten Frequenzpunkten $f_i[n]$ mit n = *ganzzahlig* überlagern sich alle in dieselbe Richtung laufenden Wellen gleichphasig. Für einen vollen Umlauf ($z = 2L$) beträgt die Phasenverschiebung $n \cdot 2\pi$, die hierfür benötigte Laufzeit entspricht dem n-fachen der Schwingungsdauer T, also $\tau_p = n / f_i$. Da hiermit die Laufzeit für eine bestimmte Phase eines Teiltons gemeint ist (z.B. der Nulldurchgang), spricht man von **Phasenlaufzeit** τ_p, die zugehörige Ausbreitungsgeschwindigkeit ist die **Phasengeschwindigkeit** c_p.

$$\tau_p = \frac{n}{f_i} = \frac{1}{f_G \sqrt{1+bn^2}} \qquad \text{für } z = 2L; \qquad c_p = \frac{2L}{\tau_p} = 2Lf_G \sqrt{1+bn^2}$$

© M. Zollner 2002

Bei den Formeln zur Phasenlaufzeit und -geschwindigkeit ist zu beachten, dass sie für die gespreizte Frequenz gelten. Deshalb sollte die rechte Gleichungsseite f_i und nicht f_n enthalten:

$$\tau_p(2L) = \frac{\sqrt{2}}{f_G\sqrt{1+\sqrt{1+4b\cdot(f_i/f_G)^2}}}; \qquad c_p = \sqrt{2}\cdot L\cdot f_G\cdot\sqrt{1+\sqrt{1+4b\cdot(f_i/f_G)^2}}$$

Abb. 1.10 zeigt die Frequenzabhängigkeit der Phasenlaufzeit und -geschwindigkeit. Abszisse ist die gespreizte Frequenz f_i, d.h. die Frequenz, bei der tatsächlich Schwingungen stattfinden. Die Berechnung erfolgte für die tiefe E-Saite (E_2) mit b = 1/8000.

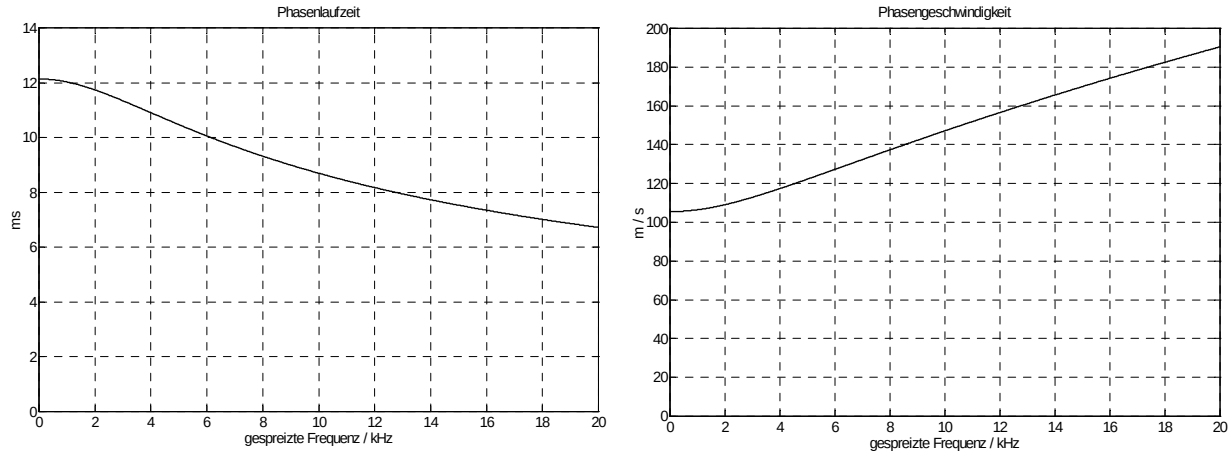


Abb. 1.10: Phasenlaufzeit ($z = 2L$) und Phasengeschwindigkeit, tiefe E-Saite, b = 1/8000.

In den folgenden Betrachtungen werden theoretische Berechnungen mit Messungen verglichen. Messobjekt ist eine **Ovation-Gitarre** (Viper EA-68), deren Steg einen eingebauten Piezo-Tonabnehmer enthält. Die Viper ist keine typische Ovation: Ihr Korpus ist nur 5cm dick und weitgehend massiv, so dass sie eher zu den Solidbody-Gitarren zählt. Der eingebaute Verstärker wurde nicht benutzt, statt dessen wurde der Tonabnehmer direkt mit einem sehr hochohmigen externen Messverstärker verbunden. Für die meisten Messungen wurden D'Addario Phosphor-Bronze-Saiten EJ26 verwendet (.011 – .052). Die Gitarre war, wenn nicht anders angegeben, normal auf E-A-D-G-H-E gestimmt.

In **Abb. 1.11** sind Rechnung und Messung gegenübergestellt. Bei der Spektralanalyse ergibt sich ein prinzipielles Problem: Für eine gute Frequenzauflösung sollte über einen langen Zeitausschnitt gemessen werden, denn Analyse-Bandbreite und -Dauer sind reziprok. Bei langer Dauer macht sich im höheren Frequenzbereich aber die Dissipation bemerkbar, das Signal ist nicht mehr stationär. Jede Messung stellt somit einen Kompromiss dar. In Abb. 1.11 beträgt die Analysedauer 85 ms, anstelle schmaler Spektrallinien erhält man trichterförmige Verbreiterungen (DFT-Leakage). Die nach oben zeigenden Trichterspitzen geben die Frequenzen der Teiltöne an, die Kurvenminima sind nicht von Bedeutung. In Abb. 1.11.a sind zum Vergleich Rechenergebnisse für *harmonische* Teiltöne als Punkte eingezeichnet; die Übereinstimmung ist schlecht, bei 2,3 kHz beträgt die Abweichung bereits einen Teiltonabstand. In Abb. 1.11.b sind *gespreizte* Teiltonfrequenzen eingezeichnet, die Übereinstimmung ist wesentlich besser. Die noch verbleibenden Unterschiede sowie die Frequenzabhängigkeit des Pegels werden später diskutiert.

© M. Zollner 2002

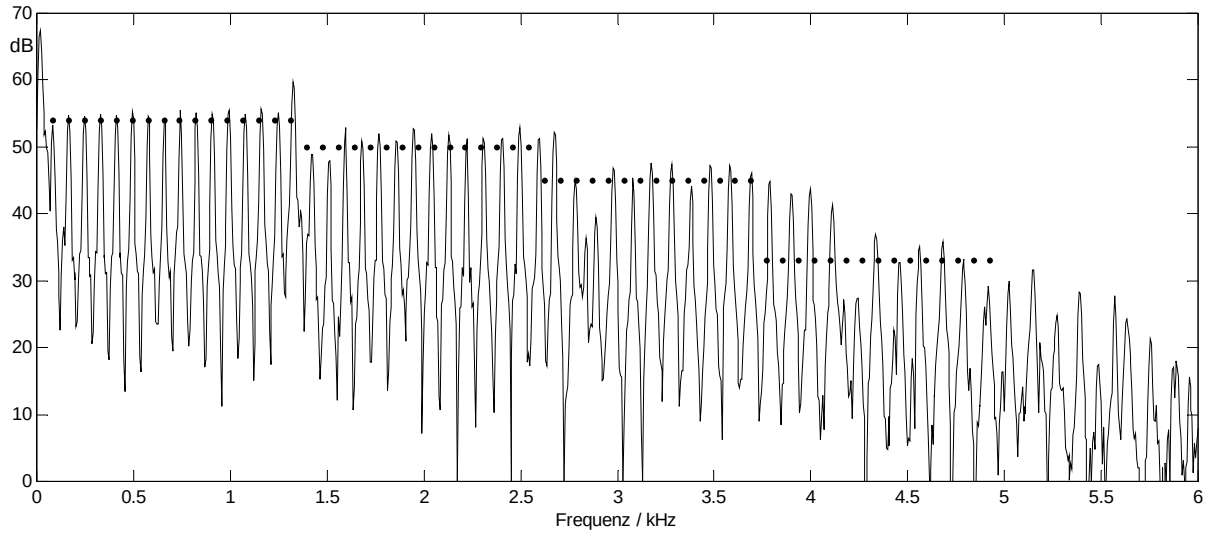


Abb. 1.11.a: Gemessenes Spektrum (Linienzug), berechnete *harmonische* Teiltonfrequenzen (Punkte).

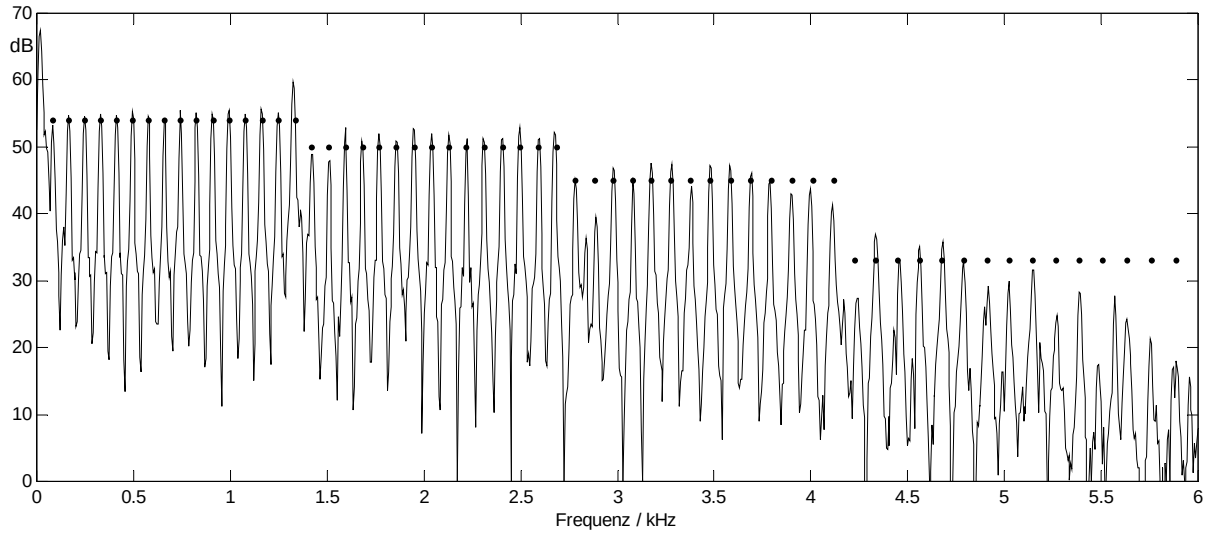


Abb. 1.11.b: Gemessenes Spektrum (Linienzug), berechnete *gespreizte* Teiltonfrequenzen (Punkte, b = 1/8500).

Das o.a. Problem der Selektivität tritt in besonderem Maß bei Spektrogrammen auf. Zu ihrer Erzeugung werden viele Einzelspektren als farb- oder grauwertcodierte Linien übereinander gezeichnet (**Abb. 1.12**). Der Pegel (dB-Wert) ist hierbei als Funktion von Zeit (Ordinate) und Frequenz (Abszisse) aufgetragen. Ein Spektrum kann aber niemals zu einem Zeit*punkt* bestimmt werden – nur über einen Zeitausschnitt. Macht man für gute Zeitselektivität den Zeitausschnitt kurz, wird die spektrale Selektivität schlecht. In Abb. 1.12 hat das Zeitfenster eine effektive Dauer von 1,9 ms, die effektive Bandbreite ist 526 Hz. Im tieffrequenten Bereich folgen rot/gelbe Balken im Abstand von 12 ms aufeinander; dies sind die Reflexionen des Anzupfvorgangs. Der Kehrwert dieser zeitlichen Periode entspricht der Grundfrequenz. Zu hohen Frequenzen hin wird der zeitliche Abstand kürzer, entsprechend einer Spreizung der Teiltonfrequenzen. Die quantitative Auswertung passt aber (noch) nicht zu Abb. 1.10: Wie man sieht, ist in Abb. 1.12 die zu hohen Frequenzen hin auftretende Inharmonizität viel stärker ausgeprägt.

© M. Zollner 2002

Der Grund für diese scheinbaren Diskrepanzen liegt in der Art der Analyse: Ein Spektrogramm zeigt die zu einem Frequenzbereich gehörenden Hüllkurvenverläufe, und nicht die Ausbreitung einer bestimmten Schwingungsphase. Deshalb muss zum Vergleich auch die **Gruppenlaufzeit**, und nicht die Phasenlaufzeit herangezogen werden. Die Phasenlaufzeit ist der negative Quotient aus Phase und Kreisfrequenz, die Gruppenlaufzeit ist der negative Differentialquotient.

$$\tau_p = -\varphi/\omega \qquad \text{Phasenlaufzeit}$$

$$\tau_g = -d\varphi/d\omega \qquad \text{Gruppenlaufzeit}$$

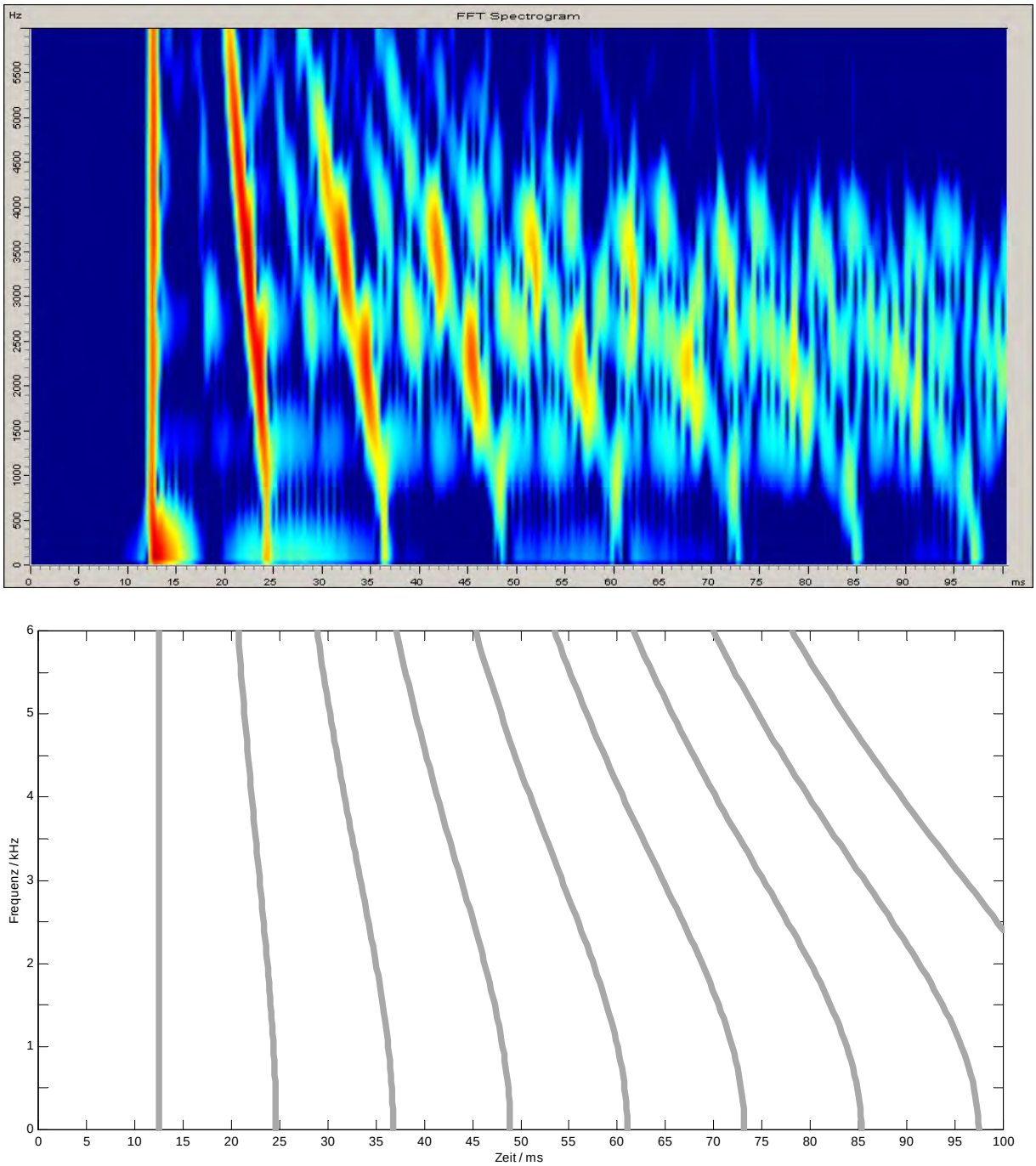


Abb. 1.12: Spektrogramm des Anzupfvorgangs einer tiefen E-Saite (oben), Rechnersimulation (unten). Die bei Vielfachen von 1.4 kHz auftretenden Resonanzen sind auf Dehnwellen zurückzuführen (Kap. 1.4).

© M. Zollner 2002

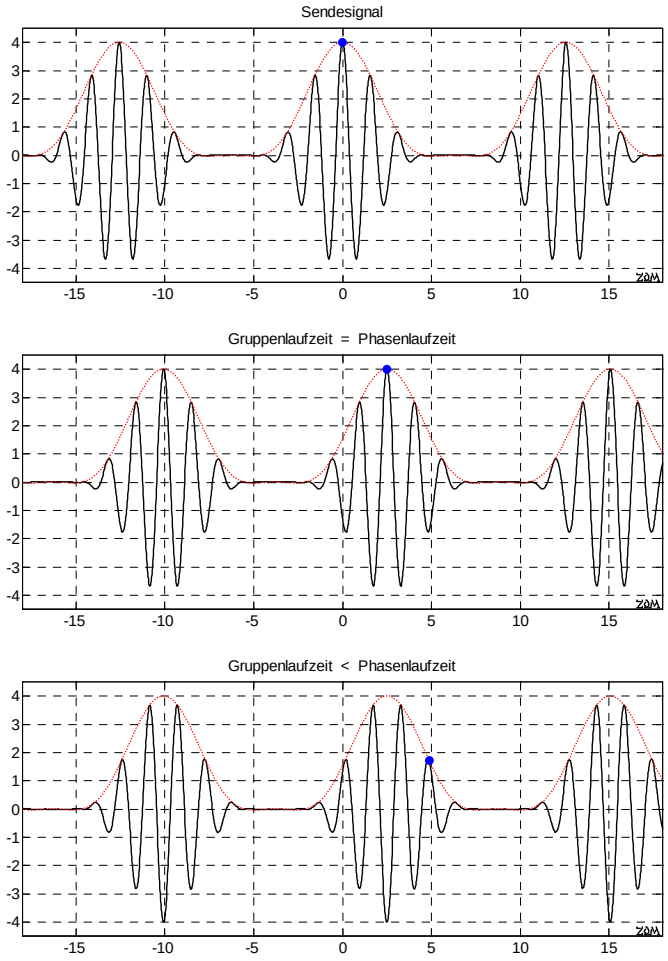


Abb. 1.13 erläutert die Unterschiede. Das oberste Bild ist die Zeitfunktion eines aus 5 benachbarten Tönen zusammengesetzten Signals. Durchläuft dieses Sendesignal ein System mit frequenzproportionaler Phase, so werden Hüllkurve und darunterliegender Träger um dieselbe Laufzeit verschoben (mittleres Bild). Die Phasenlaufzeit und die Gruppenlaufzeit sind dann gleich groß.

Besteht zwischen Phase und Frequenz ein zwar linearer, aber offsetbehafteter Zusammenhang, so unterscheiden sich Phasen- und Gruppenlaufzeit (unteres Bild). Die Hüllkurve wird weniger weit verschoben als eine bestimmte, hier durch einen Punkt markierte Trägerphase. Die Zeitfunktion ist damit nicht nur verschoben, sie hat auch ihre Form geändert. Wegen der frequenzunabhängigen Gruppenlaufzeit ist die Hüllkurvenform aber gleich geblieben.

Abb. 1.13: Zum Unterschied zwischen Phasen- und Gruppenlaufzeit

Für die dispersive Saite errechnet sich die Gruppenlaufzeit für eine volle Schwingungsperiode zu:

$$\tau_g = \frac{1}{f_G}\sqrt{\frac{1+\sqrt{1+4b(f_i/f_G)^2}}{2+8b(f_i/f_G)^2}} \qquad \text{für } z = 2L; \qquad \text{Gruppenlaufzeit}$$

Setzt man in diese Gleichung für f_i einen niedrigen Wert ein (z.B. f_G), so ergibt sich für die Gruppenlaufzeit in sehr guter Näherung der Kehrwert der Grundfrequenz, also ca. 12 ms. Bei höheren Frequenzen, z.B. 6 kHz, erniedrigt sich dieser Wert auf ca. 7,8 ms, was sehr gut zu den hochfrequenten Impulsabständen in Abb. 1.12 passt.

Im unteren Bild von **Abb. 1.12** ist eine Rechnersimulation für das darüberstehende Spektrogramm dargestellt. Die Unterschiede sind zwar unübersehbar: Vielfältige Ausschwingeffekte angeregter Resonanzen und überlagerte Dehnwellen lassen die ursprüngliche Linienstruktur zwar schon bald zerfasern, doch trotzdem ist bereits bei dieser einfachen Analyse eine gute Übereinstimmung der dispersiven Effekte zu erkennen.

© M. Zollner 2002

Systemtheoretisch lässt sich die dispersive Ausbreitung durch einen **Allpass** beschreiben; dies ist ein lineares, verlustfreies Filter, dessen Verzögerungszeit frequenzabhängig ist. Die reale Saite verliert demgegenüber auch Schwingungsenergie, ein Effekt, der zunächst ignoriert wird. Lineare Filter werden im Frequenzbereich durch ihre komplexe **Übertragungsfunktion** beschrieben, im Zeitbereich durch ihre Impulsantwort. Der **Betrag** der Allpass-Übertragungsfunktion ist für alle Frequenzen gleich eins (verlustfreie Übertragung). Wäre die **Phase** der Allpass-Übertragungsfunktion gleich null, so würden sich Eingangs- und Ausgangssignal entsprechen (trivialer Fall). Wäre die Phase proportional zur Frequenz, so wären alle Frequenzanteile um dieselbe Laufzeit verschoben, das System würde nicht Allpass, sondern Laufzeitleitung (Totzeitglied, Delayline) genannt werden. Beim nichttrivialen Allpass verläuft die Phase $\varphi(\omega)$ nichtproportional zur Frequenz. Damit ist die Phasenlaufzeit frequenzabhängig – für die Saite in der Weise, dass hohe Frequenzen nach kürzerer Verzögerung am Allpassausgang erscheinen als niedrige.

Natürlich hängt die Laufzeit auch noch vom zurückgelegten Weg ab. Legt man präzise Fertigung mit orts*un*abhängigem Massen- und Steifigkeitsbelag zugrunde, so stellt die Saite eine **homogene Leitung** dar: Die Ausbreitungsgeschwindigkeit ist zwar frequenzabhängig, aber ortsunabhängig. Damit ist die Phasendrehung proportional zur zurückgelegten Entfernung, und zwar bei jeder Frequenz (natürlich mit frequenzabhängigem Proportionalitätsfaktor). Diese Annahme ist bei der realen Saite gut erfüllt; etwas mehr Probleme bereiten die Reflexionsstellen Kopf- und Stegsattel, hierauf wird noch genauer einzugehen sein.

Bei Abb. 1.12 wurde bereits erläutert, dass für Hüllkurvenausbreitungen nicht die Phasenlaufzeit, sondern die Gruppenlaufzeit maßgeblich ist. Im nichtdispersiven System sind Phasen- und Gruppenlaufzeit identisch, bei der dispersiven Saite ist die Gruppenlaufzeit kleiner als die Phasenlaufzeit. Zur Beschreibung der Übertragungseigenschaft eines Allpasses wird im Frequenzbereich zumeist der **Gruppenlaufzeitfrequenzgang** angegeben, im Zeitbereich ist es die **Impulsantwort**; beide Angaben sind gleichwertig und umrechenbar.

Die Frequenzgänge von Phasen- und Gruppenlaufzeit sind in **Abb. 1.14** dargestellt. Abszisse ist die gespreizte Frequenz f_i, und nicht die n-fache Grundfrequenz.

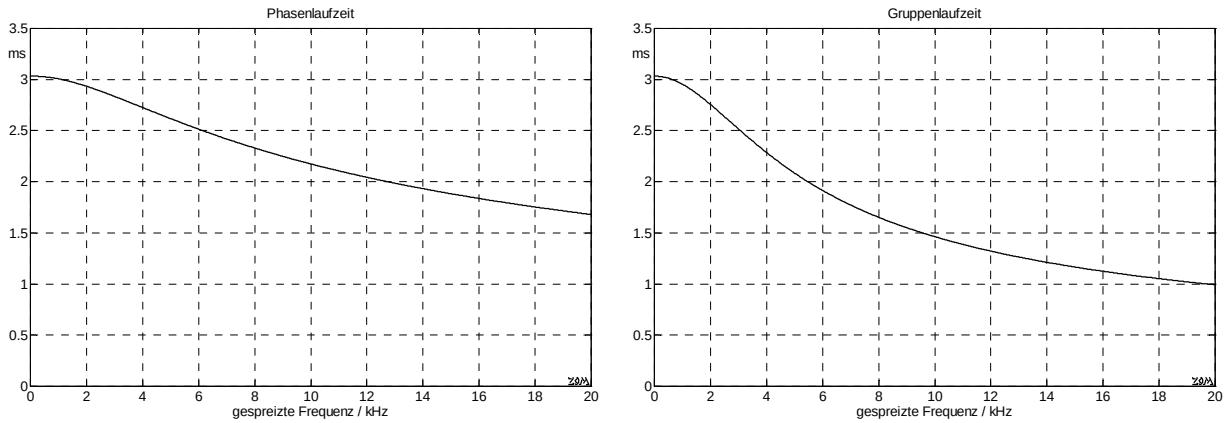


Abb. 1.14: Phasen- und Gruppenlaufzeit über eine halbe Saitenlänge (Steg bis Saitenmitte), E_2, b = 1/8000.

© M. Zollner 2002

1.3.2 Dispersion im Zeitbereich

Gitarrensaiten werden mit dem Finger oder mit dem Plektrum angezupft. Eine langsam ansteigende Kraft zieht die Saite aus ihrer Ruhelage, dann reißt diese Kraft plötzlich ab, und die Saite führt eine freie gedämpfte Schwingung aus. Die idealisierte Zeitfunktion der Anregung ist ein **Kraftsprung**: Zum Zeitpunkt $t = 0$ springt die Kraft von einem Anfangswert auf null. Von der Anzupfstelle ausgehend läuft nach beiden Seiten eine Sprungwelle auseinander, die aber nun dispersionsbedingt ihre Form verändert: Die hohen Frequenzanteile des Sprungs laufen schneller als die niederfrequenten, der Sprung wird zeitlich und örtlich auseinandergezogen. Systemtheoretisch lässt sich die dispersive Ausbreitung durch einen **Allpass** modellieren; dies ist ein lineares, verlustfreies Filter mit frequenzunabhängigem Übertragungsmaß, dessen Verzögerungszeit frequenzabhängig ist (Kap. 1.3.1). Die übertragungsrelevanten Allpassgrößen sind Übertragungsfunktion und **Impulsantwort**.

Die Impulsantwort eines linearen Systems ist die inverse Fouriertransformierte seiner Übertragungsfunktion. Für beliebiges Eingangssignal erhält man das Ausgangssignal des Systems durch Faltung des Eingangssignals mit der Impulsantwort. Wird das System am Eingang z.B. mit einem Sprung angeregt, so ergibt sich nach dieser Definition das Ausgangssignal als Faltungsprodukt von Sprung und Impulsantwort. Für diesen speziellen Fall ist aber eine Vereinfachung möglich: Der Sprung ist das zeitliche (Partikulär-) Integral des Impulses. Die Integration ist wie die Differentiation eine lineare Operation. Damit darf die Reihenfolge: Impuls / Integrator / System vertauscht werden zu: Impuls / System / Integrator (kommutatives Gesetz). Die Sprungantwort eines linearen Systems entspricht somit der integrierten Impulsantwort, wie auch die Impulsantwort der differenzierten Sprungantwort entspricht.

Das im Folgenden verwendete Modellsystem zur Nachbildung der angezupften Saite ist ein Allpass, an dessen Eingang eine Sprungfunktion anliegt.

In **Abb. 1.15.a** ist links das Messergebnis einer E_2-Saite dargestellt, die auf halber Länge angezupft wurde ($z = L/2$). Das Bild rechts daneben zeigt zum Vergleich die Sprungantwort eines Allpasses. Neben deutlichen Unterschieden gibt es auch einige Gemeinsamkeiten: Die Sprungantwort wechselt nach 3 ms endgültig ihre Polarität, diese Verzögerungszeit entspricht der tieffrequenten Gruppenlaufzeit über eine halbe Saitenlänge. Ab etwa 1 ms sind schnelle Oszillationen zu beobachten, dies entspricht der kürzeren hochfrequenten Gruppenlaufzeit. Beim Piezosignal sind die hochfrequenten Schwingungen stärker bedämpft (Höhenabfall), hinzu kommt bei 0 – 2 ms ein plektrumbedingtes Tal. Nach 3 ms treten Ausschwingvorgänge der Longitudinalresonanzen auf (Kap. 1.4), sie fehlen in der Allpasssimulation.

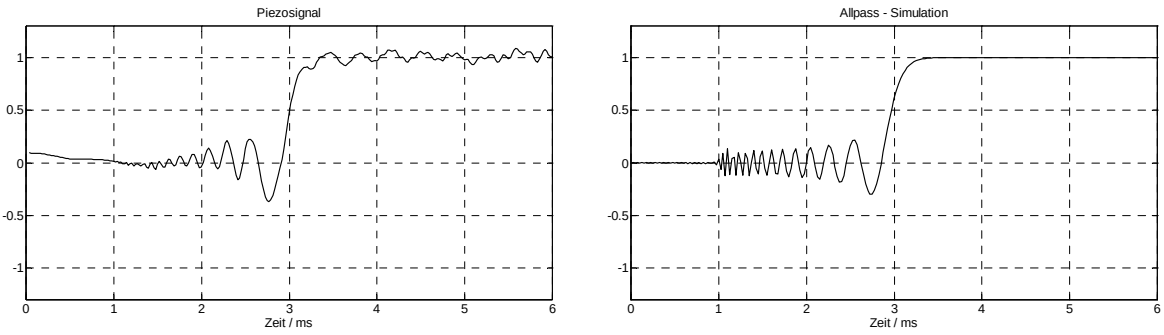


Abb. 1.15.a: Piezosignal (links) und einfache Allpasssimulation (rechts); Sprunganregung in Saitenmitte bei $t = 0$. Vorzeichen und Offset wurden beim Piezosignal passend gewählt.

© M. Zollner 2002

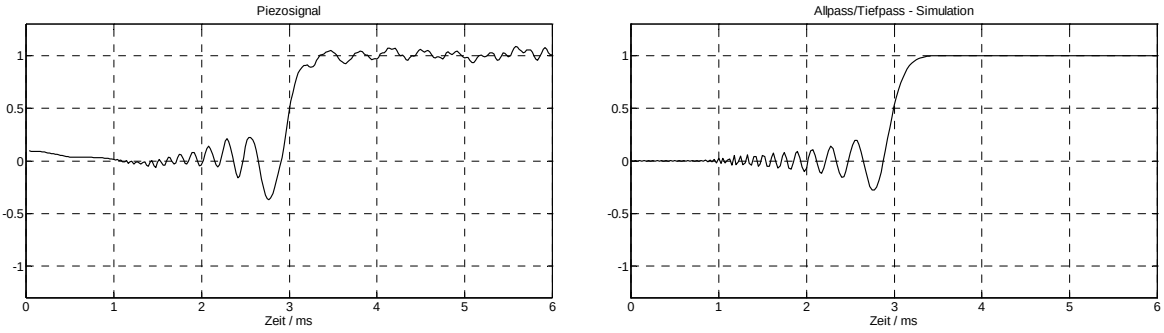


Abb. 1.15b: Piezosignal (links) und Allpass-/Tiefpass-Simulation; Sprunganregung in Saitenmitte bei $t = 0$.

In **Abb. 1.15.b** ist derselbe Allpass wie in Abb. 1.15.a verwendet, ergänzend wurde aber zur Nachbildung der Höhenbedämpfung (Dissipation) ein einfacher Tiefpass angefügt. Die Amplituden der frühen Oszillationen können hiermit wirkungsvoll bedämpft werden.

Noch zwei Hinweise zur **Bandbreite:** Das Piezosignal wurde mit 48 kHz abgetastet, es ist durch ein Filter auf 20 kHz tiefpassbegrenzt, ebenso wie die Allpasssimulation. Die untere Frequenzgrenze des Messverstärkers liegt bei 2 Hz. Eine Gleichspannungskopplung wäre nicht sehr sinnvoll, da sie nur Offsetprobleme schaffen würde. Der Ordinatennullpunkt ist bei Messkurven folglich willkürlich. Zusätzlich wurde das Vorzeichen umgedreht, so dass der Sprung – wie in der Systemtheorie üblich – von null auf positive Werte erfolgt.

Abb. 1.16 zeigt einen längeren Ausschnitt aus dem Piezosignal. Mit fortschreitender Zeit wird der Sprung immer mehr auseinandergezogen, deswegen gleicht keine "Periode" der anderen. Nimmt man für einen Umlauf ($z = 2L$) tieffrequent 12 ms und hochfrequent 4 ms Laufzeit an, so ist der Sprung nach 5 Umläufen mit 60 ms | 20 ms bereits über mehrere "Perioden" verteilt. Ein über einen kurzen Zeitausschnitt ermitteltes Kurzzeitspektrum erfasst folglich Signalanteile, die – je nach Frequenzbereich – unterschiedlich oft reflektiert wurden.

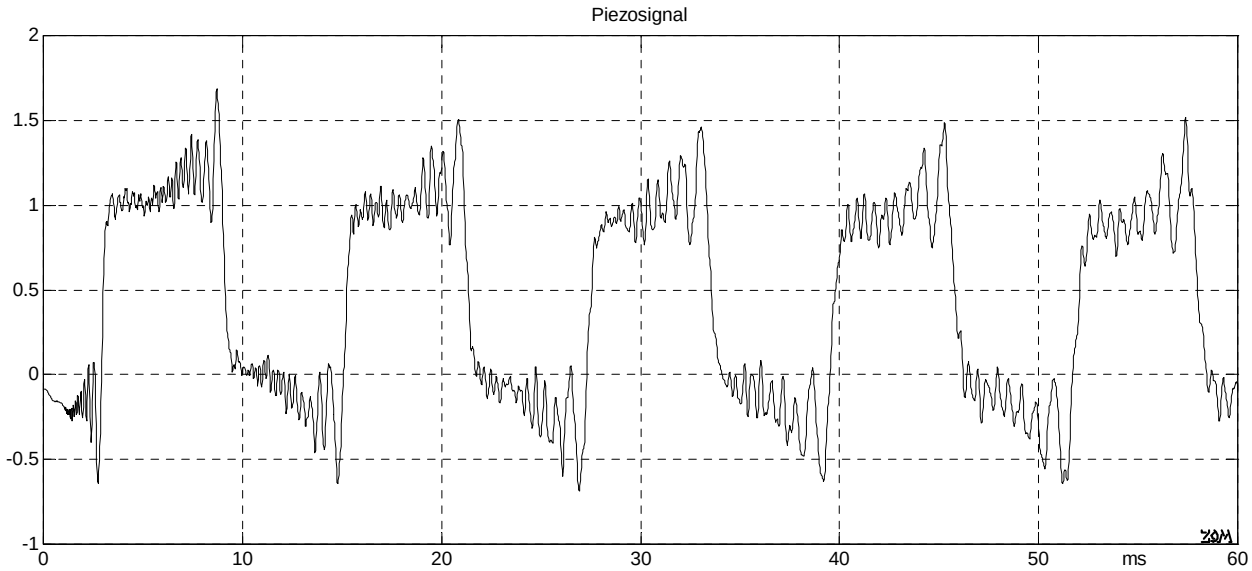


Abb. 1.16: Die ersten 60 ms des Piezosignals; E_2-Saite, auf halber Länge mit Plektrum angezupft.

© M. Zollner 2002

1.4 Longitudinalwellen

Bei der Gitarrensaite ist der wichtigste Wellentyp die Biegewelle, die mit relativ niedriger Phasengeschwindigkeit die Saite entlang läuft (Kap. 1.1). Zusätzlich können aber noch weitere Wellentypen entstehen, die alle eine deutlich höhere Ausbreitungsgeschwindigkeit aufweisen. Ihre Energie ist relativ gering, und aufgrund ihrer hohen Ausbreitungsgeschwindigkeit liegt bereits die Grundfrequenz relativ hoch – trotzdem sind sie beachtenswert.

Bei den Analysen zu Abb. 1.11 zeigte sich immer wieder eine Irregularität bei Vielfachen von ca. 1,4 kHz. Dies wurde zunächst als Tonabnehmer-Resonanz interpretiert, bis sich bei ergänzenden Messungen herausstellte, dass diese Irregularität von der Saitenlänge abhängig war – sie musste folglich von der Saite, und nicht vom Tonabnehmer herrühren. Es ist bekannt, dass in festen Körpern, deren Abmessungen groß im Vergleich zur Körperschallwellenlänge sind, sowohl Transversal- als auch Longitudinalwellen, als auch deren Mischtyen auftreten können [11]. In langen, dünnen Stäben bilden sich neben den zugkraftabhängigen Biegewellen vor allem **Dehnwellen** (Schnürwellen) aus. Ihre Ausbreitungsgeschwindigkeit ist konstant und nicht dispersiv:

$$c_D = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$$ Dehnwellengeschwindigkeit

Für massive Stahlsaiten ergibt die Berechnung $c_D \approx 5100$ m/s, mit 64 cm Saitenlänge erhält man hiermit eine (zugkraftunabhängige) Dehnwellengrundfrequenz von ca. 4 kHz.

Bei **umsponnenen** Saiten hängt die Längssteifigkeit hauptsächlich vom Kerndurchmesser D_K ab, die Masse hingegen vom Außendurchmesser D_A. Mit längenspezifischer Nachgiebigkeit n' und längenspezifischer Masse m' erhält man die Ausbreitungsgeschwindigkeit zu:

$$c_D = \frac{1}{\sqrt{n' \cdot m'}} = \sqrt{\frac{E \cdot D_K^2 \pi}{\rho \cdot D_A^2 \pi}} = \frac{D_K}{D_A}\sqrt{\frac{E}{\rho}}$$ Dehnwellengeschwindigkeit bei Umsp.

Gegenüber der ersten Formel ist hierbei noch der Korrekturfaktor Kerndurchmesser / Außendurchmesser zu berücksichtigen, bei üblichen E_2-Saiten ist dieses Verhältnis ca. 0,32 ... 0,42. Die Dehnwellengrundfrequenz erniedrigt sich hiermit auf ca. 1,3 ... 1,6 kHz, was gut zu den Messergebnissen passt. Noch genauere Werte erhält man, wenn auch Umspinnungs-Füllfaktor und Umspinnungs-Steifigkeit mit berücksichtigt werden.

Die Dehnwellenresonanzen sind sowohl in Abb. 1.11 bei Vielfachen von 1,4 kHz als auch in Abb. 1.15 nach 3 ms deutlich zu sehen. Ihre Auswirkung auf die Übertragung beschreibt folgendes Modell: Beim Anzupfen werden zwei in entgegengesetzte Richtung laufende Transversalwellen erzeugt (Kap. 1.1), die orts- und zeitabhängigen Feldgrößen *Kraft* und *Schnelle* werden über die Leitungsgleichungen (Kap. 2) verknüpft, der Transversalwellenwiderstand errechnet sich zu ca. 1 Ns/m. Leitungsabschluss ist der Steg mit dem Piezotonabnehmer, der als sehr steife Feder aufgefasst wird (unterresonanter Betrieb). Die Ausgangsspannung des elektrisch leerlaufenden Piezos ist dann proportional zur Steg*auslenkung*. Am Steg findet eine Modenkopplung statt, d.h. ein kleiner Teil der Transversalwelle wird in eine Dehnwelle umgewandelt. Die Eingangsimpedanz der Dehnwellenleitung belastet die Transversalwellenleitung und beeinflusst somit den Übertragungskoeffizient des Piezotonabnehmers.

© M. Zollner 2002

Die Abschlussimpedanzen der Saite werden in erster Näherung als groß gegenüber den Wellenwiderständen aufgefasst (bei genauerer Betrachtung müsste man Hals- und Korpusresonanzen berücksichtigen). Die Eingangsimpedanz einer leerlaufenden Dehnwellen-Leitung zeigt kotangensförmige Frequenzabhängigkeit, mit Maxima bei Vielfachen der Dehnwellengrundfrequenz. Bei diesen Maxima wird folglich die Federmöglichkeit des Stegs erschwert, und seine Auslenkung (und damit die Piezo-Empfindlichkeit) verringert.

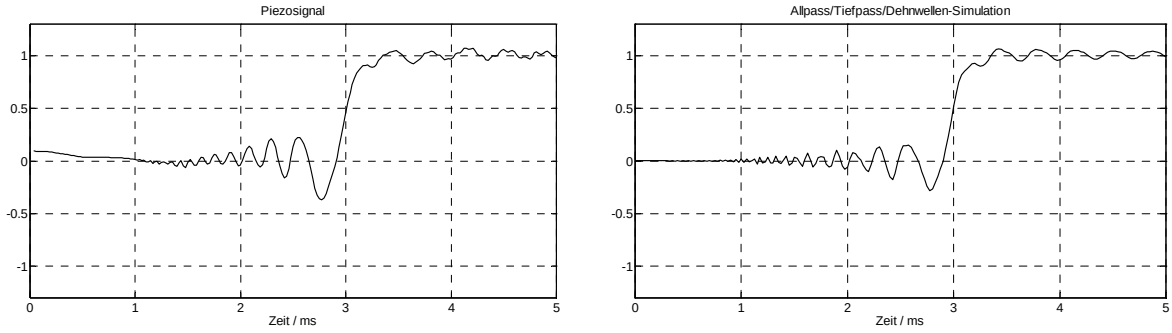


Abb. 1.17: Messung (links) und Simulation (rechts); Sprunganregung in Saitenmitte bei $t = 0$, E_2-Saite.

In **Abb. 1.17** wurde die Allpass-Simulation um eine Dehnwellenleitung ergänzt, die Verbesserungen sind signifikant. Die noch verbleibenden Unterschiede kommen vom Plektrum (tieffrequent, linker Bildbereich) und von Sattelreflexionen (hochfrequent, rechter Bildbereich); beide wurden in der Simulation nicht nachgebildet.

Die prinzipielle Wirkung der Dehnwellenleitung auf den Piezotonabnehmer lässt sich mit diskreten Elementen beschreiben: Bei sehr tiefen Frequenzen wirkt nur die Längssteifigkeit, das Ersatzsystem ist eine Feder. Zur Nachbildung der tiefsten Eigenschwingung denkt man sich die Masse in Saitenmitte konzentriert, mit je einer halben Feder rechts und links davon. Oberhalb dieser Eigenresonanz nimmt die Massenbewegung trägheitsbedingt ab, die Eingangsimpedanz wird von der halben Feder gebildet. Zur Nachbildung höherer Eigenschwingungen unterteilt man die Saite in immer mehr Teilfedern, mit dazwischenliegenden Teilmassen. Eine Federverkürzung bedeutet eine Erhöhung der Steifigkeit, so dass der Piezo mit zunehmender Frequenz durch eine immer steifere Feder belastet wird. Damit nimmt die Piezo-Empfindlichkeit zu hohen Frequenzen hin treppenförmig ab, mit Treppenstufen bei Vielfachen der Dehnwellenresonanzen.

In **Abb. 1.18** ist im oberen Bild nochmals die Spektralanalyse aus Abb. 1.11 wiederholt. Die tiefe E-Saite (E_2) wurde hierbei mit einem Plektrum ca. 6 mm vom Steg entfernt angezupft. Das darunter liegende Bild zeigt das Ergebnis einer Simulationsrechnung, bei der die dispersionsbedingte Inharmonizität, die Dehnwellenbelastung und eine einfache Höhenbedämpfung (Tiefpass erster Ordnung) berücksichtigt werden. In beiden Bildern erkennt man ähnliche Irregularitäten bei ganzzahligen Vielfachen von 1,4 kHz, die als **Dehnwellenresonanzen** erklärt werden können. Die spektrale Hüllkurve verläuft in beiden Bildern in ähnlicher Form, im Detail verbleiben aber Unterschiede. Der wichtigste Grund für diese Unterschiede liegt in der Frequenz der Teiltöne, deren Berechnung in den bisher diskutierten Formeln eine ideale Saiteneinspannung zugrundelegt. Die reale Kopfsattel- bzw. Stegsattelimpedanz ist aber nicht unendlich groß: Hals, Korpus, Nachbarsaiten und viele Kleinteile schwingen als kompliziert gekoppeltes System, woraus eine Vielzahl von Strukturresonanzen entsteht.

© M. Zollner 2002

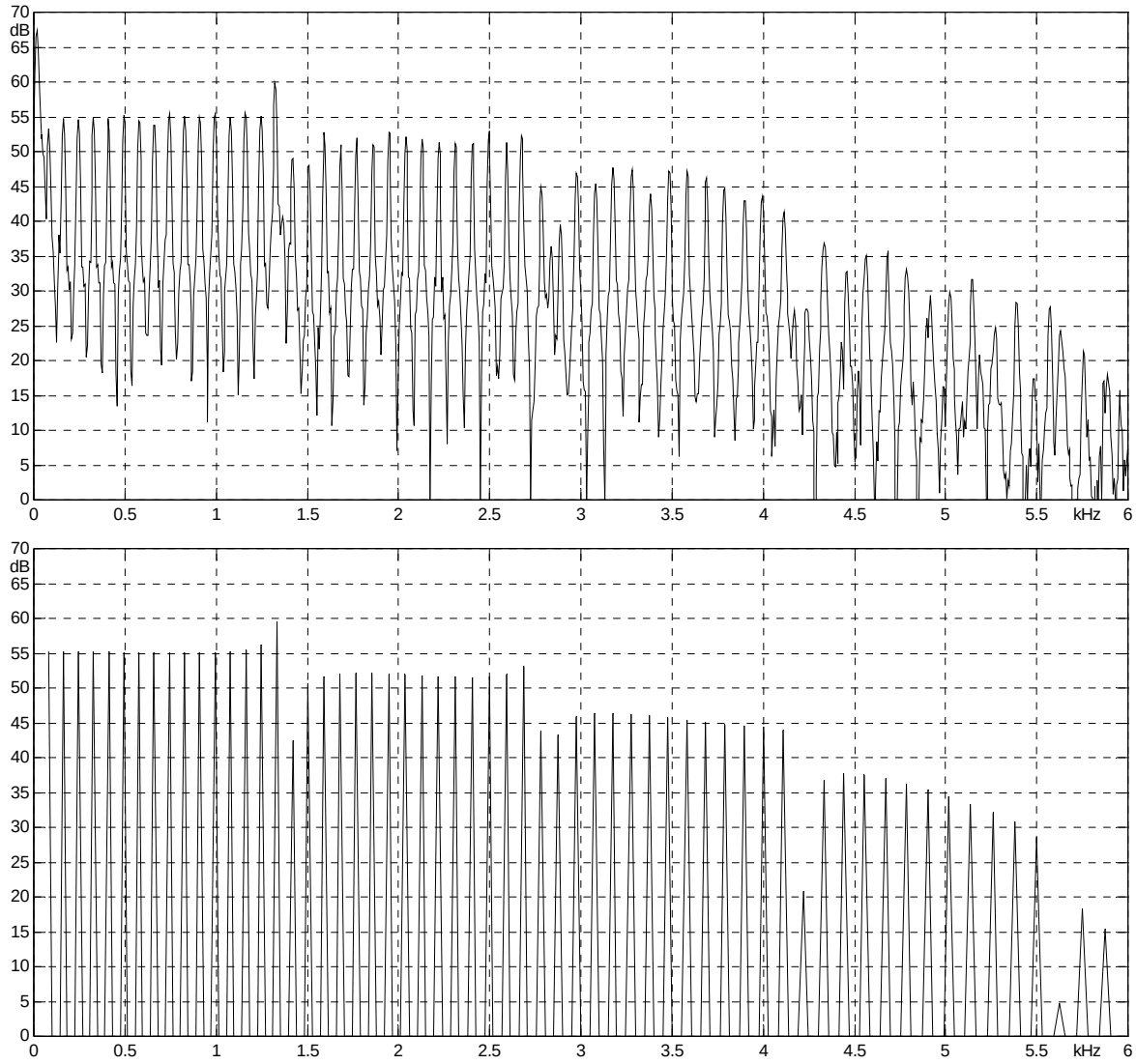


Abb. 1.18: Betragsspektrum: Messung (oben) und Modellrechnung (unten)

Alle Schwingungen können nicht nur in einer, sondern in drei Richtungen auftreten, und zusätzlich sind auch noch Torsionsschwingungen möglich. Nicht alle Resonanzen werden die Sattelimpedanz wesentlich beeinflussen, aber die Dehnwellenresonanzen haben offensichtlich einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss. In Abb. 1.18 wurden die Dehnwellenresonanzen nur bezüglich des Piezo-Frequenzganges (globale Hüllkurve) berücksichtigt, nicht jedoch in ihrem Einfluss auf die genauen Teiltonfrequenzen (Ergänzungen hierzu in Kap. 2.5). Wegen der hohen Resonanzgüten und der damit verbundenen hohen Flankensteilheit (dB/Hz) bewirkt eine Frequenzverschiebung von nur wenigen Promille (!) bereits eine deutliche Änderung im Linienpegel, außerdem entstehen zusätzliche Spektrallinien (bei 2,8 kHz deutlich zu sehen). Da die mechanischen Gitarren-Parameter nicht mit Promille-Genauigkeit bestimmt werden können, kommen die Grenzen der Modellierung in Sicht.

Das Dehnwellen-Modell entstand zunächst als Arbeitshypothese, um den treppenförmigen Hüllkurvenverlauf erklären zu können. Drei Jahre später war dann ein Versuchsaufbau mit Laser-Vibrometer einsatzfähig, der weitere unterstützende Erkenntnisse lieferte:

© M. Zollner 2002

Der lasergestützte Versuchsaufbau besteht aus einem 250 kg schweren Steintisch, auf dem ein **Polytec-Laserkopf** montiert ist. Parallel zur Tischfläche ist ein 0,7 mm dicker Stahldraht gespannt; er liegt am einen Ende in einem Schneidenlager auf einem U-Träger auf, der seinerseits an den Steintisch geschraubt ist. Das andere Ende des Drahtes ist an der 13,3 m entfernten Wand an einem Impedanzmesskopf (Brüel&Kjaer 8001) befestigt, der die Longitudinalkraft misst. Der Draht wurde so stark gespannt, dass seine Grundfrequenz 5 Hz beträgt; dies ergäbe für 0,65 m Drahtlänge bei gleicher Spannkraft eine Grundfrequenz von 102 Hz. Die Vertikalschwingung des Drahtes kann mit dem Laser-Vibrometer abgetastet werden, außerdem wird sie durch Tonabnehmer erfasst, die unter dem Draht am Steintisch befestigt sind. Angeregt wird diese "lange Saite" durch ein Pertinax-Plättchen, das fallhammerartig niederfällt und dadurch einen kurzen transversalen Auslenkungs-Impuls bewirkt (**Abb. 1.19**).

Wenn der Anregungsort nahe am Saitenlager liegt, wirkt das kurze Saitenstück näherungsweise wie eine steife Feder, gegenüber der das lange Saitenstück, dessen Eingangsimpedanz der Wellenwiderstand ist, vernachlässigt werden kann. Die Masse des Pertinax-Plättchens bildet zusammen mit dieser Saitensteifigkeit ein Schwingungssystem 2. Ordnung – zumindest solange Kraftschluss besteht. Folglich wird die Saite sinushalbwellenförmig in Querrichtung ausgelenkt. Abb. 1.19 zeigt diese idealisierte Querbewegung, und zum Vergleich Laser-Messergebnisse. Dieser Halbwellenimpuls läuft – wegen Dispersion zunehmend verbreitert – als Biegewelle die Saite entlang; seine Gruppengeschwindigkeit (1.3.1) beträgt tieffrequent 133 m/s, bei hohen Frequenzen ist die Welle etwa dreimal so schnell. Die erste Reflexion kann also nach frühestens 66 ms am Laser-Vibrometer zurückerwartet werden. Tatsächlich misst der Laserstrahl aber schon nach T = 5,15 ms eine Reflexion, die zeitlich äquidistant mit abnehmender Amplitude wiederholt wird. Bei einer gesamten Lauflänge von 26,6 m ergibt sich hiermit eine Ausbreitungsgeschwindigkeit von c_D = 5165 m/s, der typische Wert für (dispersionsfreie) **Dehnwellen** in Stahldrähten.

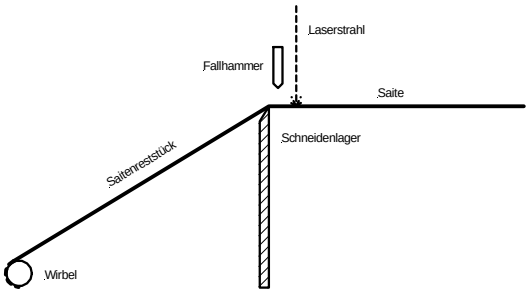
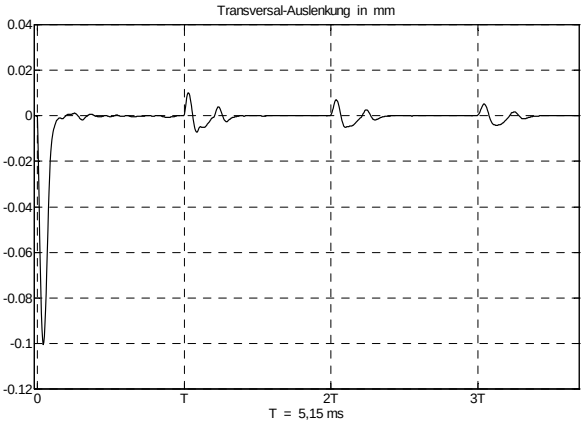
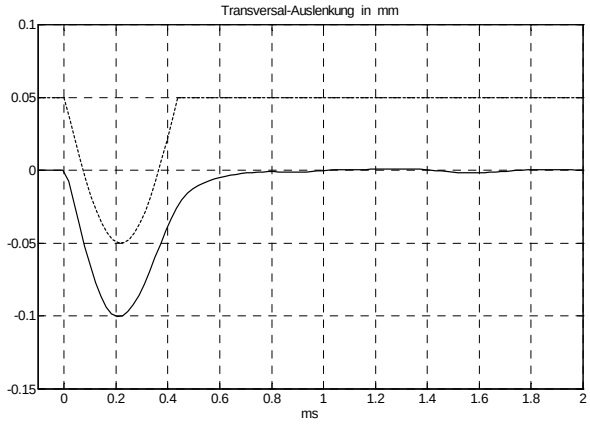


Abb. 1.19: Lasermessplatz (links).
Die unten dargestellten Bilder zeigen Messergebnisse der Saiten-Transversalauslenkung über einer unterschiedlich skalierten Zeitachse. Der idealisierte Verlauf ist rechts unten gestrichelt und verschoben eingezeichnet. Die Anregung erfolgt ca. 1 mm vom Schneidenlager entfernt, der Lasermesspunkt liegt knapp daneben, 5 mm neben dem Schneidenlager.





© M. Zollner 2002

Die Dehnwelle selbst ist für das **Laser-Vibrometer** allerdings so gut wie unsichtbar, da der Laserstrahl nur auf transversale und nicht auf axiale Bewegungen♣ reagieren kann. Dass trotzdem Periodizitäten mit T = 5,15 ms gemessen werden, liegt an einer Verkopplung der beiden Wellentypen: Die Saite erfährt am Lager einen Knick; hier löst die nach 5,15 ms zurückkommende Dehnwelle eine sekundäre Biegewelle aus – und diese ist für den Laserstrahl sichtbar. In der folgenden Modellierung wird versucht, die Feinstruktur der Reflexionen etwas genauer zu erfassen.

In **Abb. 1.20** sind Messergebnisse vom Lasermessplatz dargestellt; die am rechten Saitenende gemessene Längskraft wurde hierfür integriert. Ohne Stützlager erreicht die Saiten-Dehnwelle 2,6 ms nach der (am linken Lager erfolgten) Anregung das rechte Lager. Der Anregungsimpuls war mit dem in Abb. 1.19 gezeigten vergleichbar, aber nicht identisch. Mit **Stützlager** erfolgt ebenfalls nach 2,6 ms die erste Anregung des Kraftsensors, allerdings abgeschwächt. Ohne Stützlager trifft der zweite Impuls 5,2 ms nach dem ersten am Sensor ein, mit Stützlager schon nach 2 ms. Am rechten und linken Saitenlager erfolgt die Reflexion der Längskraft-Welle gleichphasig (feste Einspannung), am Stützlager ergeben sich für Reflexion und Transmission komplexe Faktoren. Die kleinen Welligkeiten, die im linken Bild von Abb. 1.20 zu erkennen sind, haben ihre Ursache in unvermeidbaren Resonanzen des linken Lagers – ihnen kommt keine besondere Bedeutung zu.

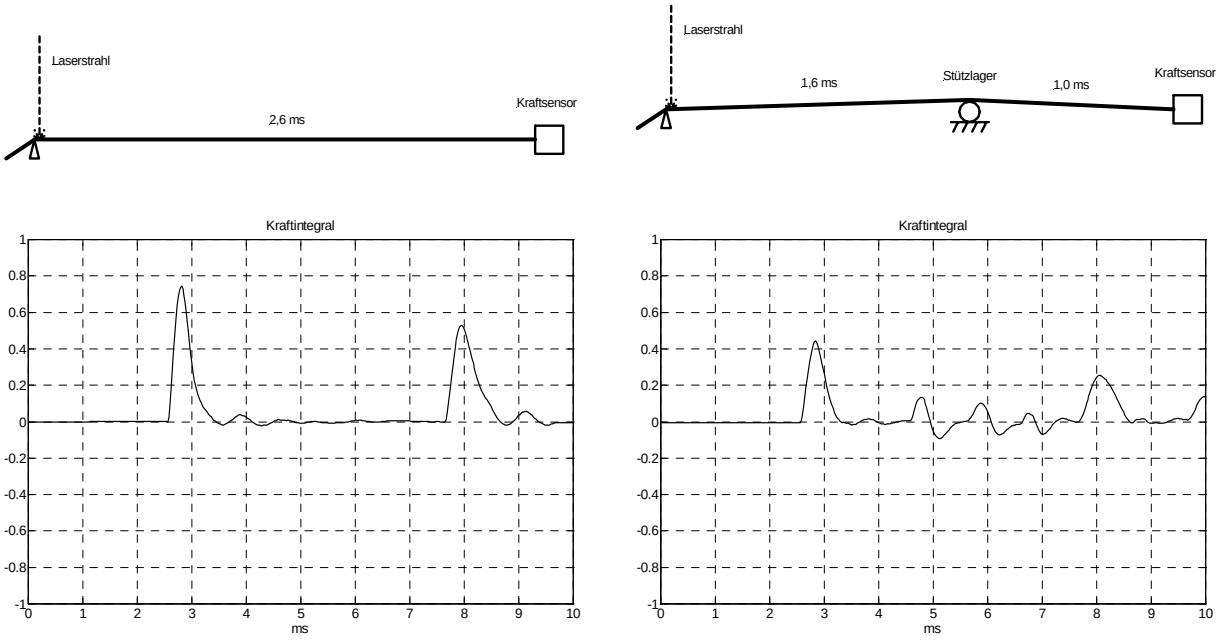


Abb. 1.20: Lasermessplatz ohne/mit Stützlager. Das Stützlager teilt die Saitenlänge in 816 cm : 511 cm. Die Diagramme stellen das zeitliche Integral der Saiten-Längskraft dar, in der Einheit Newton · Millisekunde (Nms). Das positive Vorzeichen bedeutet, dass zuerst eine Stauchung und dann eine Dehnung den Sensor erreicht.

Die im rechten Bild von Abb. 1.20 auftretenden **Reflexionen** weichen in ihrer Form von dem bei 2,6 ms beginnenden Primärimpuls ab. Zwischen 4,6 und 7,5 ms sind drei bipolare Impulse zu beobachten; jeder dieser Impulse ist auf seinem Weg von der Quelle (beim linken Lager) bis zum Kraftsensor einmal über das Stützlager hinweggegangen und wurde zusätzlich mehrfach am Stützlager reflektiert. Wenn aus einem unipolaren Impuls ein bipolarer wird, ist Hochpassfilterung anzunehmen. Die Formänderung der Impulse lies nur den Schluss zu, dass die Reflexion als **Hochpass** wirkt, und die Transmission als **Tiefpass**.

♣ Querkontraktionseffekte sind zu gering ausgeprägt

© M. Zollner 2002

Abb. 1.21 zeigt Rechenergebnisse eines **Dehnwellen-Modells**. Die Transmission über das Stützlager hinweg wurde mit einem Tiefpass 1. Ordnung (1,5 kHz Grenzfrequenz) nachgebildet, die Reflexion mit einem Hochpass 1. Ordnung (1,5 kHz Grenzfrequenz). Die Grenzfrequenz wurde durch "Curve-Fitting" ermittelt (vulgo: Probieren). Die Übereinstimmung ist beachtlich.

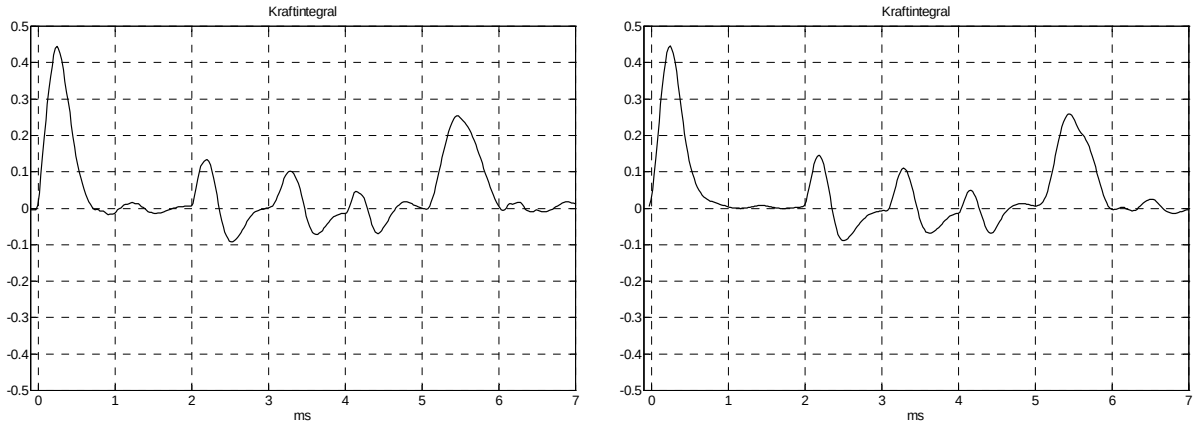


Abb. 1.21: Messung (links) und Modellrechnung (rechts), Saite mit Stützlager, wie in Abb. 1.20. Der Zeitnullpunkt ist um 2,6 ms auf den Beginn des ersten Impulses verschoben. Als Eingangssignal der Modellrechnung wurde die mit dem Laser (nahe des linken Lagers) ermittelte Saiten-Querauslenkung verwendet.

Das **Stützlager** (Abb. 1.20) wurde als beweglicher Messingzylinder (∅ 4 mm) realisiert, um den die Saite mit 5° Knickwinkel geführt war. Mithilfe des Steinerschen Satzes lässt sich das axiale Trägheitsmoment eines Zylinders ($mD^2/8$) in das Mantellinien-Trägheitsmoment umrechnen ($3mD^2/8$), mit m = Masse und D = Durchmesser. Longitudinalbewegungen der Saite rollen den Zylinder auf seiner Unterlage hin und her, angetrieben vom Drehmoment $F \cdot D$, mit F = Saitenlängskraft. Die Trägheit der Stützlager-Rollbewegung kann bezüglich der Saitenlängsbewegung in eine äquivalente Translation umgerechnet werden, mit der äquivalenten Masse $m_{ä} = 3m/8$. Hierin steht m für die tatsächliche Zylindermasse (Volumen · Dichte), und $m_{ä}$ für die aus Sicht der Saite zu verschiebende Äquivalenzmasse. Quellwiderstand der am Stützlager ankommenden Dehnwelle ist der Dehnwellenwiderstand; für einen Stahldraht mit 0,7 mm Durchmesser ergibt sich Z_W zu ca. 15,8 Ns/m (Anhang). Die über das Stützlager hinweg transmittierte Welle belastet dieses ebenfalls mit Z_W, das Stützlager selbst wird durch die Äquivalenzmasse beschrieben (**Abb. 1.22**). Die Grenzfrequenz dieses Tiefpasses ergibt sich hiermit zu: $f_x = 1/(\pi C R_W) = Z_W/(\pi m_{ä})$, hieraus kann die Äquivalenzmasse zu 3,4 g berechnet werden, und hieraus wiederum die **Zylindermasse**: m = 8,9 g. Der im Versuchsaufbau verwendete Zylinder hatte tatsächlich 8,5 g, was die Modellergebnisse gut bestätigt. Ob die Grenzfrequenz zu 1500 Hz oder zu 1578 Hz angesetzt wird, ändert den Kurvenzug in Abb. 1.21 nur um Strichstärke.

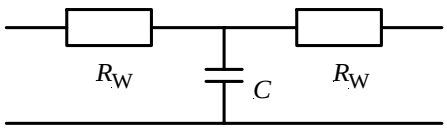
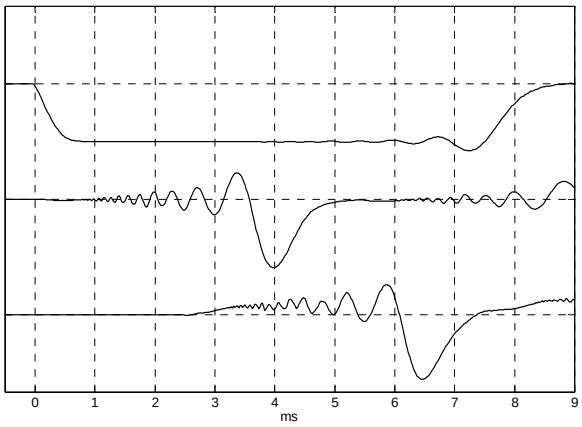


Abb. 1.22: Elektrische Analogieschaltung [3] des Stützlagers. Aus dem mechanischen Wellenwiderstand wird ein elektrischer Leitwert, aus der Äquivalenzmasse wird eine Kapazität (FI-Analogie).

Reflexions- und Transmissionsvorgang können auch mit den für Transversalwelle in Kap. 2.5 ermittelten Gleichungen berechnet werden, als Lagerimpedanz ist dann die Parallelschaltung von R_W und C anzusetzen: $r_F = R_W \cdot pC/(2 + R_W \cdot pC)$, dies entspricht einem Hochpass HP1.

© M. Zollner 2002

Um den **Entstehungsort** der Dehnwelle zu lokalisieren, wurde die Saite 51 cm vom linken Saitenlager entfernt angeschlagen (**Abb. 1.23**). Würde bereits das Aufprallen des Fallhammers auf die Saite eine Dehnwelle auslösen, müsste das gemessene Kraftintegral ein dispersionsfreies Abbild der Saitenauslenkung am Anregungsort sein. Tatsächlich erhält man aber einen Verlauf, der besser zu der nahe des Lagers gemessenen Auslenkung passt, was nur den Schluss zulässt, dass der wesentliche Teil der Dehnwelle erst entsteht, wenn die (dispersiv verbreiterte) Biegewelle das linke Lager erreicht hat. Diese Hypothese wird auch durch die in Abb. 1.23 dargestellten Verzögerungszeiten gestützt.



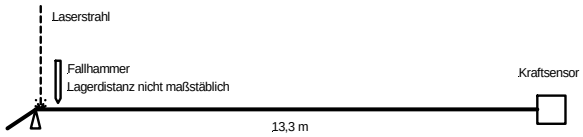


Abb. 1.23: Querauslenkung am Anschlagpunkt, Querauslenkung am linken Saitenlager, Längskraft-Integral am rechten Saitenlager (v.o.n.u.).

Fazit: Dehnwellen sorgen bei der Gitarre zwar nur für Effekte zweiter Ordnung, völlig vernachlässigt werden darf ihre Wirkung aber nicht. Beim Anschlagen der Saite entsteht vor allem eine Biegewelle; sobald diese aber auf ein Lager (Kopf-, Stegsattel) trifft, wird ein Teil der Biegewellen-Energie in eine Dehnwelle umgewandelt. Dehnwellen breiten sich ohne Dispersion aus, sie erzeugen Resonanzen im Frequenzbereich über 1 kHz. An einem Lager mit kleiner Auflagefläche wird eine Dehnwelle nur teilweise reflektiert, ein Teil der Dehnwellen-Energie wird über das Lager hinweg in den jenseitigen Saitenteil eingekoppelt. Der reflektierte Anteil wird teils als Dehnwelle, teils als Biegewelle ausgebildet.

Die Bedeutung dieser **Modenkopplung** zeigt **Abb. 1.24**: Eine 13,3 m lange Saite wurde nahe ihres linken Lagers angeschlagen, der Lasermesspunkt lag knapp daneben. In 20 cm Abstand vom Anschlagpunkt war ein Telecaster-Stegtonabnehmer unter der Saite montiert; er war mit 110 kΩ // 330 pF belastet. Das Integral der Tonabnehmerspannung ist in Abb. 1.24 normiert dargestellt. Die Biegewelle passiert 1 ms nach ihrer Entstehung den Tonabnehmer und induziert dort einen Spannungsimpuls. Die ebenfalls erzeugte Dehnwelle läuft die Saite entlang, wird reflektiert, und ist nach 5,2 ms am linken Lager zurück. Hier wird u.a. eine sekundäre Biegewelle erzeugt, die nach einer weiteren Millisekunde den Tonabnehmer passiert. Das Maximum dieses Sekundärimpulses erreicht in Abb. 1.24 fast 40% des Betrags des Primärimpulses, was die Bedeutung der Dehnwelle – zumindest für diesen Versuchsaufbau – eindrucksvoll belegt.

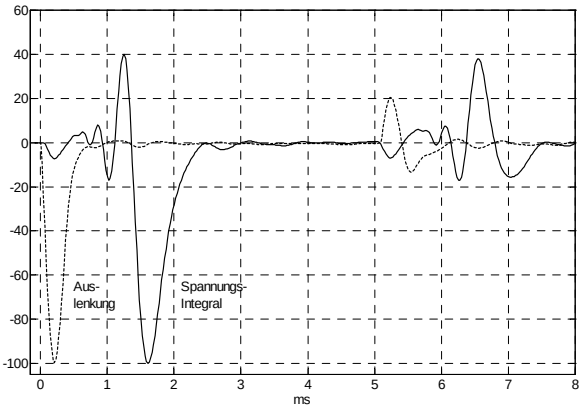


Abb. 1.24: Messungen am Magnet-Tonabnehmer.

© M. Zollner 2002

1.5 Das Anzupfen

Die Gitarrensaite wird mit dem Finger (-nagel) oder mit einem Plektrum angezupft. Die folgenden Berechnungen und Messungen beschreiben die **Plektrumanregung**, weil sie bei Elektrogitarren dominiert.

1.5.1 Dispersions-Entfaltung

Gegenüber der Saitenschnelle ist die Plektrumgeschwindigkeit relativ langsam, das Zur-Seite-Drücken der Saite kann als quasistationär betrachtet werden. Für tieffrequente Bewegungen wirkt die Saite wie eine Feder mit einer Quersteifigkeit s_Q, die von der Mensur M, der Spannkraft Ψ, und der Distanz x zwischen Anzupfort und Steg abhängt:

$$s_Q = \frac{\Psi}{M} \cdot \frac{M/x}{1 - x/M} \qquad \text{Quersteifigkeit}$$

Üblicherweise liegt der Anzupfort ca. 6 – 10 cm vom Steg entfernt, damit ergibt sich eine Quersteifigkeit von ungefähr 1000 – 2000 N/m. Mit einer typischen Auslenkung von 2 mm erhält man eine potentielle **Anregungsenergie** von 2 – 4 mWs. Wesentlich größere Energien sind wegen des Abstandes Saite / Griffbrett kaum erreichbar, kleinere Energien bei schwachem Anschlag schon. Da die Quersteifigkeit aller 6 Saiten ähnlich groß ist, ist auch die Anregungsenergie aller Saiten vergleichbar.

Die Anregungsenergie wird zunächst in der Saite in Schwingungsenergie umgesetzt, die zum einen als Luftschallenergie abgestrahlt wird, zum anderen direkt in Wärme umgewandelt wird. Würde die ganze Schwingungsenergie in der Saite verbleiben, so würde sich diese beim einmaligen Anzupfen um etwa 1/1000 Grad erwärmen – nicht gerade viel. Eine gute Akustik-Gitarre wandelt einen beachtlichen Teil der Schwingungsenergie in Luftschall um, was im reflexionsarmen Raum in 1 m Abstand immerhin zu Spitzenschallpegeln von knapp 90 dB führt. Messungen an einer Martin D45V ergaben eine **Luftschallenergie** von ca. 1 mWs. Dies ist aber nur ein Orientierungswert, da Bündelung und Anschlagstärke nicht exakt bestimmt wurden – die Untersuchung akustischer Gitarren ist nicht das eigentliche Ziel.

Bei der messtechnischen Analyse einer Saitenschwingung sind mehrere Systeme zu unterscheiden: Generator, Saite, Tonabnehmer. Mit dem **Generator** wird die Saitenanregung beschrieben. Idealisiert erfolgt beim Anzupfen ein Kraftsprung, in der Realität zeigen sich je nach Plektrumbewegung Unterschiede zum idealen Sprung. Die **Saite** kann für die ersten Millisekunden gut als verlustfreie, dispersive, homogene Leitung beschrieben werden, für längere Beobachtungen muss eine zu hohen Frequenzen zunehmende Dämpfung berücksichtigt werden. Der **Tonabnehmer** wandelt die mechanischen Schwingungen in elektrische Signale um. Seine Empfindlichkeit ist von der Schwingungsebene der Wellen abhängig, und zusätzlich ist eine deutliche Frequenzabhängigkeit zu beobachten. Der Begriff Tonabnehmer ist zunächst sehr weit gefasst und beinhaltet alle Frequenzabhängigkeiten, die nicht direkt vom Anzupfen oder von derBiegewelle kommen; u.U. ist hier eine weitere Aufspaltung in Subsysteme erforderlich.

Aufgabe der vorliegenden Untersuchungen war, das Übertragungsverhalten der o.g. Systeme zu beschreiben. Da alle drei interagieren (der Anzupfvorgang kann ohne Saite nicht analysiert

© M. Zollner 2002

werden, der Tonabnehmer wirkt auf die Saite zurück), war eine isolierte Systemanalyse nicht möglich. Teilweise setzt auch die Schwingungs-Messtechnik Grenzen, insbesondere wenn bis 10 oder sogar 20 kHz analysiert werden soll.

Die folgenden Messungen wurden an der bereits erwähnten Ovation Viper durchgeführt, die Saite wurde unter realitätsnahen Bedingungen (in situ) mit einem **Plastik-Plektrum** angezupft. In grober Näherung kommt es hierbei zu einer sprungförmigen Krafteinprägung, genauere Untersuchungen zeigen aber signifikante Abweichungen vom idealen Sprung. Die Probleme bereitet weniger der **Sprung** selbst, der natürlich nicht beliebig schnell ablaufen kann (natura non facit saltus), sondern der Kraftverlauf vor dem eigentlichen Sprung. Zunächst drückt das Plektrum relativ langsam die Saite zur Seite (sic!). Kurz vor dem Sprung beginnt zwischen Saite und Plektrum eine Relativbewegung, bei der Gleit- und Haftreibung abwechseln können (Slip-Stick). Die Kraft schwankt hierbei in schneller Folge. Wenn sich das Plektrum von der Saite getrennt hat, führt es eine gedämpfte Eigenschwingung aus, die zu einem nochmaligen kurzen Kontakt mit der Saite führen kann. Die an der Plektrumspitze übertragenen Kräfte sind kaum direkt messbar, insbesondere nicht bis 20 kHz. Das Piezosignal lässt aber Rückschlüsse auf das Anregungssignal zu.

Die gesamte Übertragungsstrecke wird zur Beschreibung in drei Subsysteme unterteilt: In ein **Plektrumfilter**, das aus einem idealen Sprung den realen Kraftverlauf formt, ein **Saitenfilter**, das die dispersive Biegewellenausbreitung nachbildet, und ein **Piezofilter**, das die Übertragungscharakteristik des Tonabnehmers (incl. angekoppelter Resonatoren) nachbildet. Wenn nicht nur die Sprungübertragung, sondern auch Reflexionen interessieren, ist eine rekursive Struktur erforderlich (Kap. 2.8).

Die einzelnen Filter werden als linear angesehen, was zumindest für schwaches Anzupfen zutreffen müsste. Das Piezofilter ist darüber hinaus auch zeitinvariant. Die Saite ist's definitiv nicht, eine alte Saite zeigt eine wesentlich stärkere Höhendämpfung als eine neue. Innerhalb einer Versuchsserie kann aber bezüglich der Saite von Zeitinvarianz ausgegangen werden, sofern keine Verstimmung auftritt. Auch der schlecht reproduzierbare Anzupfvorgang ist zeitvariant; akzeptable, wenn auch nicht ideale Reproduzierbarkeit erreicht man mit mechanischen Vorrichtungen.

Das Gesamtsystem zwischen Sprunganregung und Piezosignal wird durch eine Gesamt-Übertragungsfunktion und eine Gesamt-Sprungantwort (bzw. –Impulsantwort) beschrieben. Eine exakte Auftrennung in die einzelnen Subsysteme ist ohne Zusatzwissen nicht möglich. Unter der Annahme einschränkender Bedingungen ist es aber möglich, angenäherte Übertragungseigenschaften zu bestimmen.

Die ersten Überlegungen gelten der dispersiven Wellenausbreitung. Die Frequenzabhängigkeit der Gruppenlaufzeit konnte durch Kurzzeitspektroskopie bereits dargestellt werden, die Übereinstimmung zwischen physikalischer Erklärung (Biegebalken) und Messung ist gut. Messungen des zeitlichen Teiltonpegelverlaufs zeigen während der ersten Millisekunden nur sehr wenig Dämpfung, so dass die Annahme eines verlustfreien Allpasses gerechtfertigt ist.

Die folgenden Betrachtungen betreffen eine tiefe E-Saite, die in der Mitte mit einem Plektrum angezupft wird. Während der Sprung von der Saitenmitte zum Steg läuft, ändern sich zwar nicht die Teiltonpegel, aber die Phasen werden verdreht, so dass der Sprung auseinandergezogen wird (Abb. 1.16). Dreht man nun mit einem **inversen Filter** alle Phasen zurück, so

© M. Zollner 2002

erscheint der Sprung wieder – allerdings verfälscht durch das Piezofilter, und nach kurzer Zeit überlagert von der Sattelreflexion **(Abb. 1.25)**. Das Zurückdrehen der Phase entspricht einem **Entfalten** mit der Allpass-Impulsantwort, bzw. einer Multiplikation mit der inversen Allpass-Übertragungsfunktion. Zu beachten ist, dass nur für *eine* Leitungslänge (z.B. *L*/2) entfaltet werden kann; deshalb zeigen die in Abb. 1.25 später folgenden Sprünge immer noch Allpass-verzerrungen. Durch die Entfaltung wird der auf den Zeitbereich 1 – 3 ms gedehnte Sprung auf den Zeitnullpunkt konzentriert. Das davor liegende Signal ist die Plektrum-Anregung, gefaltet mit der Impulsantwort des Piezofilters. Und hier wird's schwierig: Plektrumfilter und Piezofilter lassen sich ohne Annahmen nicht trennen. Es gibt unendlich viele Möglichkeiten, ein Produkt in zwei Faktoren zu zerlegen.

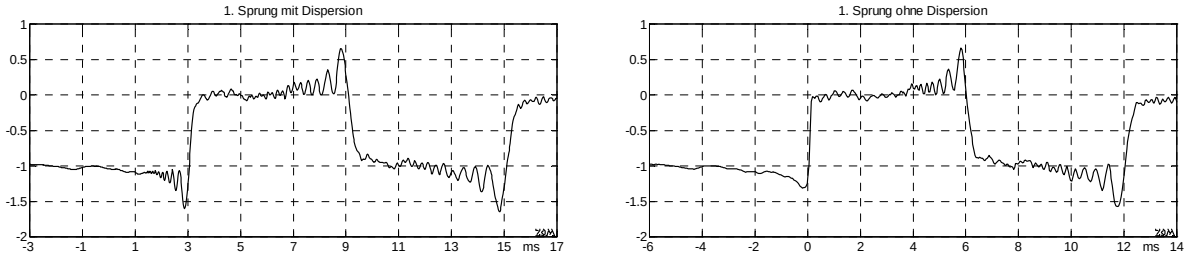


Abb. 1.25: Original-Piezosignal (links), entfaltetes Piezosignal (rechts); tiefe E-Saite, in der Mitte angezupft.

Für das prinzipielle Verständnis des Anzupfvorganges ist die genaue Systemtrennung aber gar nicht nötig, man erhält eine gute Näherung, wenn man den Signalverlauf vor dem 1. Sprung als Plektrumanregung definiert. Für genauere Analysen sind Messungen mit dem Laser-Vibrometer in Vorbereitung.

Bereits die einfache Auswertung vieler Anzupfvorgänge offenbarte verschiedene Mechanismen zur Schwingungsbeeinflussung:

- Der Abstand zwischen Anzupfort und Steg ist für charakteristische Kammfilter verantwortlich; dies wird später noch ausführlich diskutiert.
- Form und Härte des Plektrums beeinflussen die Höhenwiedergabe.
- Der Anstellwinkel des Plektrums beeinflusst die Tiefenwiedergabe.
- Prellen und Slip-Stick führen zu Kammfilterungen.

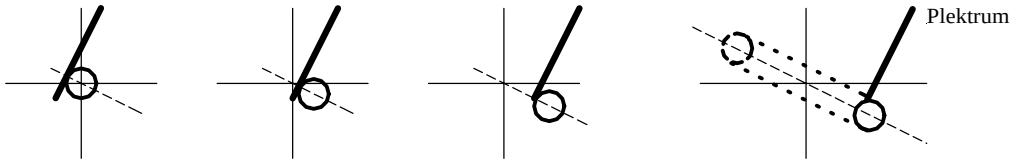


Abb. 1.26: Saitenbewegung bei reibungsfreier Plektrumanregung; Gitarrendecke horizontal (Schnittbild).

In **Abb. 1.26** sind von links nach rechts vier aufeinanderfolgende Zeitpunkte aus einem Anzupfvorgang dargestellt. Die Gitarrendecke liegt horizontal, das Plektrum wird hierzu parallel geführt. Im linken Bild berührt das Plektrum die Saite ohne Kraftübertragung. Im zweiten Bild wird die Saite längs einer Linie ausgelenkt, die durch den Saitennullpunkt geht und senkrecht zum Plektrum steht. Im dritten Bild ist die Auslenkung weiter fortgeschritten, und im vierten Bild beginnt die Saite gerade, das Plektrum zu verlassen und längs der gestrichelten Bahn zu schwingen. Für den ganzen Vorgang ist Reibungsfreiheit angenommen.

© M. Zollner 2002

Für konstante horizontale Plektrumgeschwindigkeit ergibt sich eine sägezahnförmige Saitenauslenkung. Ein im Steg eingebauter Piezotonabnehmer reagiert (wie auch übliche Spulentonabnehmer) hauptsächlich auf deckennormale Bewegungen, deshalb ist nur die vertikale Schwingung von Bedeutung. Für die langsame Plektrumbewegung wirkt die Saite federnd, die Vertikalkraft ist proportional zur Vertikalauslenkung, beide nehmen zeitproportional bis zum Maximalwert zu, danach bricht die Anregungskraft spontan auf null zusammen.

In der Realität wird sich das Plektrum nicht genau horizontal bewegen, sondern durch die Kontaktkräfte nach oben abgelenkt werden. Auch wird sich sein Anstellwinkel ändern, und bei dünnen Plektren kommt es außerdem zur Verbiegung. Die Gleitreibung zwischen Saite und Plektrum erlaubt auch kleine Abweichungen von der gestrichelten Linie, wobei es zu stochastischen **Slip-Stick**-Bewegungen kommen kann. Ursache hierfür ist der Unterschied zwischen Gleit- und Haftreibung: Wenn die plektrumparallele Saitenkraft größer wird als die Haftreibungskraft, setzt zwischen Plektrum und Saite eine Relativbewegung längs des Plektrums ein. Da die kleinere Haltekraft der Gleitreibung nun deutlich überschritten ist, kann die Saite über eine kleine Distanz verrutschen, bevor sie von der (größeren) Haftreibungskraft wieder eingefangen wird.

In Abb. 1.26 ist das Plektrum unter einem Winkel von ca. 63° gegen die Decke geneigt, aber parallel zur Saitenlängsachse. Je kleiner dieser Anstellwinkel wird, desto leichter kann die Saite kontinuierlich nach unten rutschen. Vergrößert man diesen Winkel aber auf 90°, stellt also das Plektrum senkrecht zur Gitarrendecke, so wird die Saite zunächst nur horizontal zur Seite geschoben, ohne Vertikalbewegung. Irgendwann muss das Plektrum nachgeben – entweder es weicht nach oben aus, oder es verbiegt sich bzw. ändert seinen Winkel, so dass die Saite nach unten ausweichen kann. Der hierzu gehörende vertikale Anregungsimpuls dauert kürzer als bei schräg gestelltem Plektrum, das Ausweichen klappt sozusagen erst in der letzten Millisekunde.

Wenn das Plektrum nicht genau parallel zur Saitenlängsachse gehalten wird, sondern leicht schräg dazu, so ändert sich die Reibung, weil nun die Saite nicht mehr an der Plektrumfläche entlang gleitet, sondern den Plektrumrand entlang rutscht. Dieser Rand ist zumeist aufgeraut, was den stochastischen Anteil bei der Anregung erhöht; bei umsponnenen Saiten wird dieser Effekt noch vergrößert.

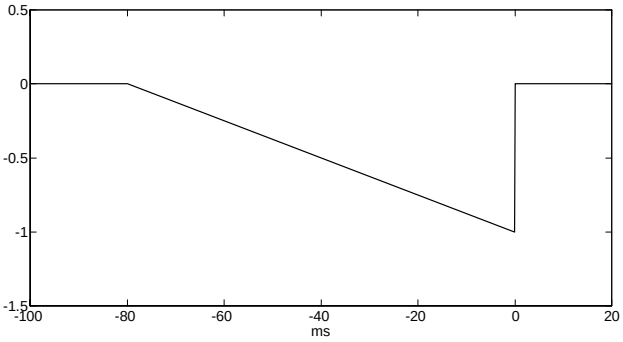
Ein Gitarrist hat somit viele Möglichkeiten, den Anregungsimpuls und somit den Klang der Gitarre zu verändern. Dies beginnt bei der Auswahl des Plektrums, seiner freien Länge, seinem Winkel gegenüber der Gitarrendecke, und seinem Winkel gegenüber der Saitenlängsachse. Zusätzlich zum Plektrum kann beim Anzupfen die Fingerkuppe in Kontakt mit der Saite kommen (auch Zähne werden gerne genommen ...), dann kann noch der Anzupfort variiert werden, und natürlich die Anzupf-Stärke.

Für die systemtheoretische Beschreibung der Saite ist eine einfache, sprungförmige Anregung zweckmäßig. Da auch die Bewertung der Reproduziergenauigkeit mit dieser Anregung relativ leicht gelingt, war sie die Grundlage vieler Messungen. Dies bedeutet allerdings nicht, dass die ideale Sprunganregung auch für den Gitarrist ein erstrebenswertes Ziel darstellt.

© M. Zollner 2002

1.5.2 Plektrum-Einfluss

Die Auswirkungen des Anzupfvorganges auf den Klang lassen sich am einfachsten im Frequenzbereich diskutieren **(Abb. 1.27)**. Der im Bild dargestellte Kraftimpuls dauert willkürliche T = 80 ms lang, $\hat{F}$ ist der (hier negative) Maximalwert. F_S beschreibt das zu diesem Sägezahnimpuls gehörende Spektrum, F_δ gehört zum zeitlich differenzierten Sägezahnimpuls. In dem für die Gitarre wichtigen Spektralbereich macht es keinen großen Unterschied, ob der Impuls (wie im Beispiel) bei –80 ms beginnt, oder wesentlich früher; wichtig ist nur der Sprung bei t = 0. Deshalb ist von **Sprunganregung** die Rede, obwohl streng genommen ein Impuls vorliegt. Den mathematisch exakten Grenzfall erhält man, wenn T gegen ∞ geht; hierfür entfällt der erste Bruch in der Spektralfunktion, und für F_S bleibt mit $1/j\omega$ ein reines (Rechteck-) Sprungspektrum übrig. Das zeitliche Differential dieses idealen Sprunges ist der **Dirac-Impuls**, zu dem ein konstantes (weißes) Spektrum F_δ gehört. In der Systemtheorie wird meist mit (Dirac-) Impulsanregung und Impulsantwort gearbeitet, etwas praxisnäher sind (Rechteck-) Sprunganregung und Sprungantwort. Sieht man von der nicht wirklich existierenden Frequenz f = 0 ab, so sind beide Beschreibungen gleichwertig und umrechenbar.



$$F_S(j\omega) = \hat{F}\left(\frac{1-\exp(j\omega T)}{\omega^2 T} - \frac{1}{j\omega}\right)$$

$$F_\delta(j\omega) = \hat{F}\left(j\frac{1-\exp(j\omega T)}{\omega T} - 1\right)$$

Abb. 1.27: Sägezahnimpuls: Zeit- und Spektralfunktion.

Weil der beim Anzupfen tatsächlich auftretende Kraftverlauf sich nicht wie in Abb. 1.27 dargestellt verhält, wird ein **Plektrumfilter** definiert, das aus dem theoretischen Rechtecksprung den tatsächlichen Kraftverlauf formt. Der Betragsfrequenzgang dieses Plektrumfilters beschreibt den Einfluss des Anzupfvorganges auf den Klang.

Die folgenden Abbildungen zeigen Auswertungen von der erwähnten Ovation-Gitarre. Die tiefe E-Saite wurde mit einem dünnen Nylon-Plektrum (Meazzi 19) angezupft, das Piezosignal wurde direkt einem hochohmigen Messverstärker zugeführt und von der Dispersion durch Entfaltung mit einem inversen Allpass (Kap. 1.3.2) befreit. **Abb. 1.28** zeigt zwei auf diese Weise erhaltene Zeitfunktionen. Gegenüber Abb. 1.27 fallen mehrere Unterschiede auf: Der (betragsmäßige) Kraftanstieg erfolgt nicht linear, sondern progressiv; innerhalb der letzten Millisekunden bilden sich mehrere Spitzen aus (Slip-Stick); nach dem Sprung sind Reflexionen zu sehen, die vermutlich von Longitudinalresonanzen herrühren.

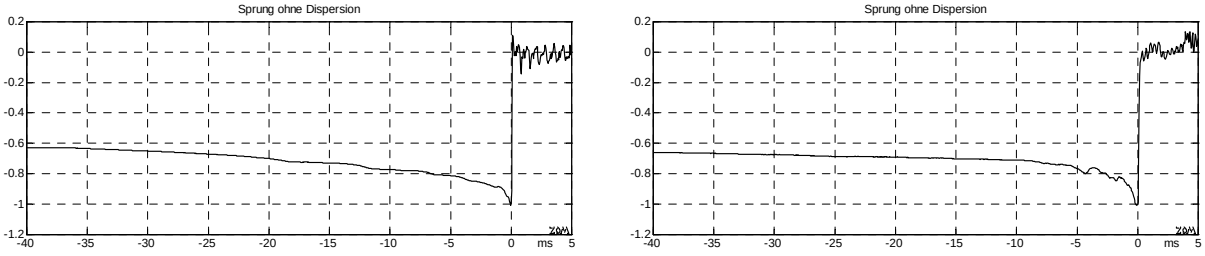


Abb. 1.28: Entfaltetes Piezosignal, zwei verschiedene Anzupfvorgänge.

© M. Zollner 2002

In **Abb. 1.29** sind verschiedene Anzupfvorgänge gegenübergestellt. Die linke Spalte zeigt das dispersionsfreie, entfaltete Piezosignal, die rechte Spalte das zum differenzierten Piezosignal gehörende Betrags-Spektrum. Das Differenzieren erleichtert die Bewertung: Zum differenzierten idealen Rechtecksprung gehört eine konstante (weiße) Spektralfunktion.

Die erste Zeile a) zeigt einen fast perfekten Sprung. Erst ab ca. 3 kHz tritt ein Höhenabfall ein, der mit der Verrundung des Sprungs in Zusammenhang steht. Hierfür kommen mehrere Ursachen in Frage: Die Plektrumspitze ist verrundet, weswegen die Saite nicht exakt dreieckförmig ausgelenkt wird. Durch die Biegesteifigkeit der Saite wird dieser Effekt vermutlich noch vergrößert. Schon im Anregungssignal sind somit die hohen Frequenzen abgeschwächt, zusätzlich sind Saiten-Dissipationseffekte zu berücksichtigen, die sich ebenfalls im hochfrequenten Bereich auswirken.

Im Fall b) steigt die Kraft erst in den letzten Millisekunden auf ihr Betragsmaximum an. Dieser Verlauf ergibt sich bei steil stehendem Plektrum und deckenparalleler Plektrumsbewegung. Der Kraftverlauf ist impulsförmiger, im Spektrum sind die Tiefen abgeschwächt.

Die Analysen c) bis e) zeigen eine zunehmende Höhendämpfung, wie sie für ein rundes, hartes Plektrum typisch ist.

Bei den restlichen Analysen steigt die Kraft zunächst betragsmäßig an, um dann betragsmäßig durch ein Minimum zu gehen (die Kraft wirkt in negativer Richtung). Vermutlich rutscht hierbei die Saite am Plektrum entlang, bleibt kurz an der Plektrumkante hängen, um sich dann endgültig davon zu trennen.

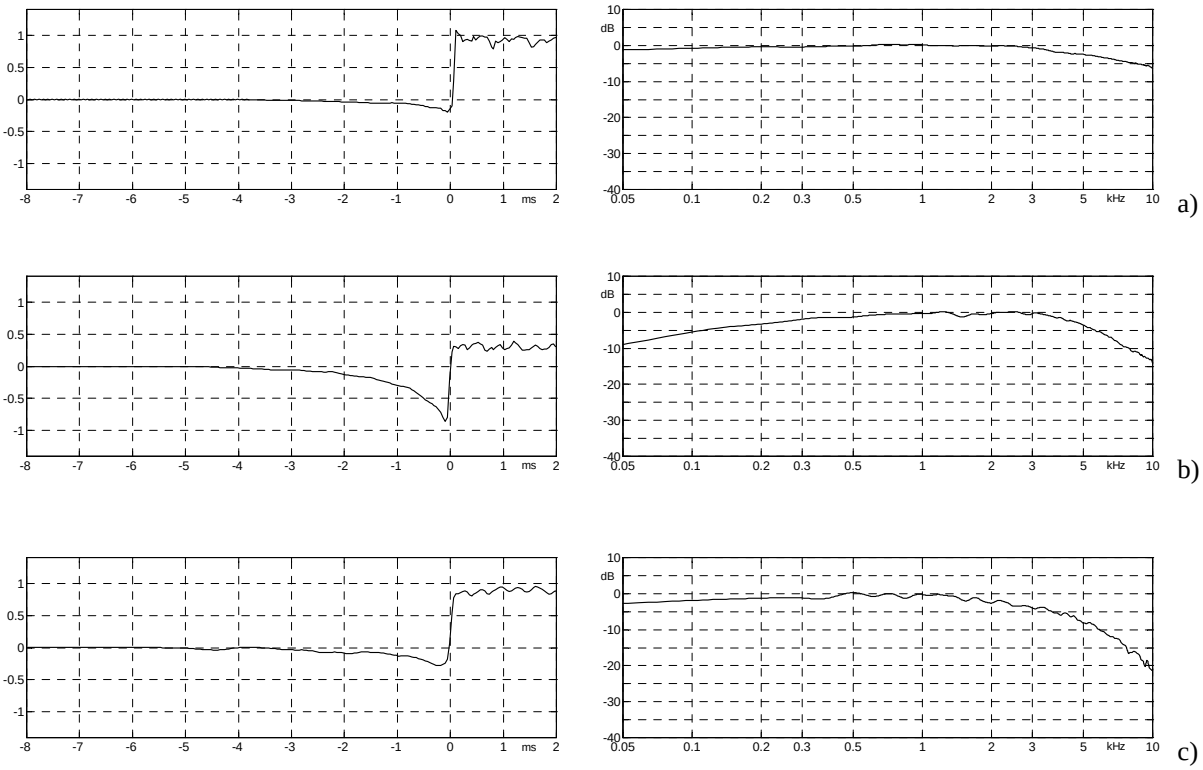


Abb. 1.29: Anregungssprung und Spektrum des differenzierten Sprungs, verschiedene Plektrumbewegungen.

© M. Zollner 2002

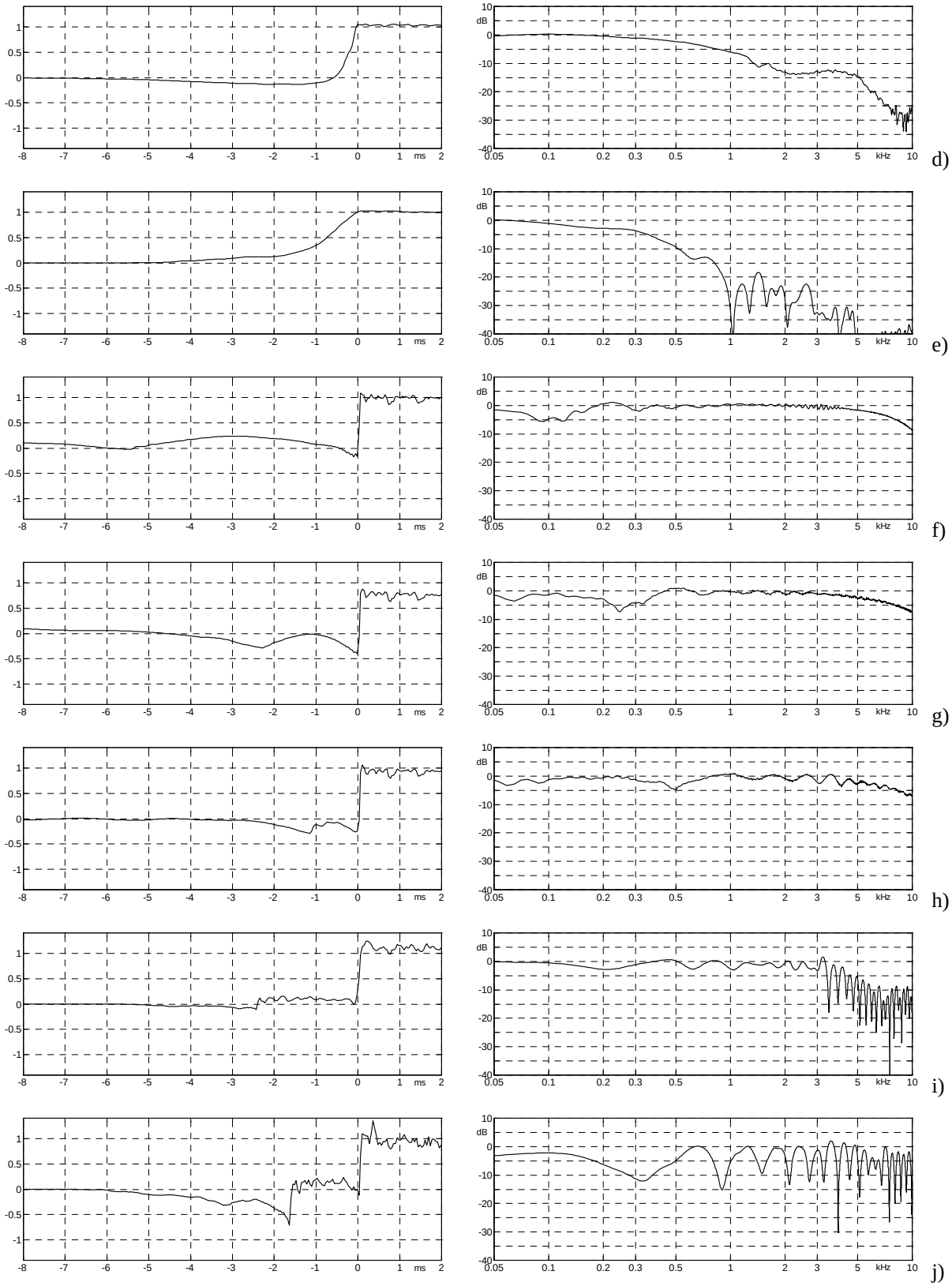


Abb. 1.29: Fortsetzung von der vorhergehenden Seite.

© M. Zollner 2002

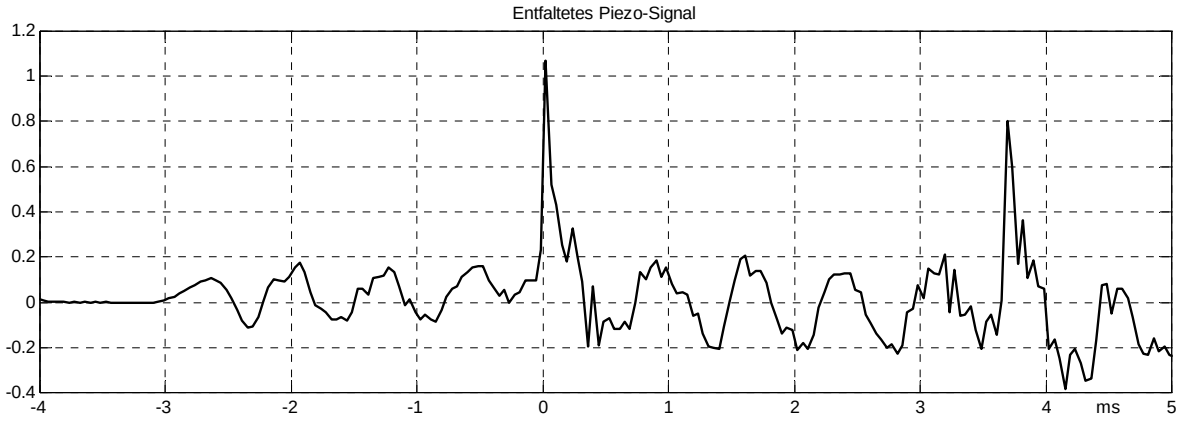


Abb. 1.30: Entfaltetes Piezosignal der in Längsrichtung angeregten (gekratzten) Saite

Abb. 1.30 dokumentiert ein interessantes Detail: Die tiefe E-Saite wurde hierbei mit einem scharfkantigen Metallplektrum in Saitenmitte in **Längsrichtung** angeregt, d.h. das Plektrum kratzt an der Saite entlang und springt von einer Windung der Umspinnung zur nächsten. Das vom Piezo übertragene Signal wurde wie bisher entfaltet, d.h. von der Dispersion befreit. Wenn das Plektrum über die Umspinnung springt, wird eine Biegewelle ausgelöst, deren erster (entfalteter) Impuls bei 0 ms dargestellt ist (der zweite kommt bei 3,7 ms). Zusätzlich wird aber auch eine **Dehnwelle** von ca. 1,4 kHz erzeugt (Kap. 1.4). Diese (nichtdispersive) Dehnwelle läuft mit wesentlich höherer Geschwindigkeit als die Transversalwelle, ihr Beginn wird durch die Entfaltung um 3 ms in die Vergangenheit geschoben. Der Entfaltungsalgorithmus trennt ja nicht nach der Wellenart, er korrigiert die Phasenlaufzeit eines jeden 1,4-kHz-Signals um -3 ms. Weitere Details zur Dehnwelle, insbesondere zur Verkopplung mit der Transversalwelle, wurden schon in Kap. 1.4 beschrieben.

Die in Abb. 1.29 und 1.30 dargestellten Anzupfvorgänge sind für Gitarren typisch, sie stellen aber nur eine relativ willkürliche Auswahl dar. Daneben gibt es eine Vielzahl weiterer Möglichkeiten zur Saitenerregung, wobei insbesondere berücksichtigt werden muss, dass neben dem Plektrum auch die Daumen- oder Zeigefingerkuppe in Kontakt mit der Saite kommen kann. Es deutet also nicht immer auf übersteigerte Eitelkeit hin, wenn ein Profigitarrist bei der Frage nach seinem Equipment an eine ausführliche Schilderung seiner custom-built Hardware ein selbstbewusstes "aber 90% vom Sound kommen aus die Finger" anhängt.

© M. Zollner 2002

1.5.3 Saitenprellen

Wird die Saite mit wenig Kraft angezupft, so reagiert sie näherungsweise als lineares System. Dies bedeutet, dass zu verdoppelter Initial-Auslenkung auch im weiteren Schwingungsverlauf in jedem Moment die doppelte Auslenkung gehört. Natürlich kann die Auslenkung nicht beliebig groß werden, irgendwann schlägt die Saite auf den Bünden des Griffbretts auf und erzeugt dabei einen klirrenden Ton. Dieser ist bis zu einem gewissen Grad Ausdrucksmittel und deshalb nicht generell unerwünscht.

In dem Buch "E-Gitarren" von Day/Waldenmaier findet sich die Empfehlung: *"Durch eine leichte Schrägstellung des Steges ist es möglich, die hohe E-Saite gegenüber der tiefen E-Saite etwas flacher einzustellen. Letztgenannte hat nämlich eine größere Schwingungsamplitude und benötigt mehr Platz als die hohen Saiten"*. Bei allen üblichen Saitensätzen ist aber die Quersteifigkeit der tiefen E-Saite (E_2) *größer* als die der hohen (E_4) – warum sollte dann die steifere Saite mehr Platz zum Schwingen brauchen? Man kann ihr diesen Platz zugestehen; die Entscheidung ist aber genau so individuell wie die Wahl der Saitendurchmessers, und nicht mit generell größerer Amplitude begründbar.

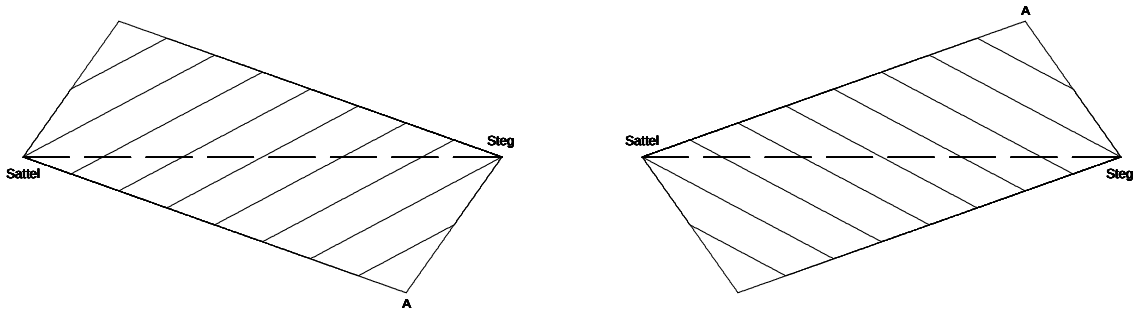


Abb. 1.31: Bei A ausgelenkte Saite (dick gezeichnet), Zwischenpositionen der Schwingung (dünn). Im linken Bild wurde die Saite gegen den Korpus gedrückt und losgelassen, im rechten Bild abgehoben und losgelassen.

Die Saite wird durch das Plektrum (Fingerkuppe, Fingernagel, ... Zähne ...) dreieckförmig ausgelenkt; nach dem Anzupfen bewegt sie sich innerhalb eines Parallelogramms – sofern man ein dispersionsfreies Modell zugrunde legt (**Abb. 1.31**). Diese parallelogrammförmige Bewegung kann sich aber nur einstellen, wenn der Saite keine Hindernisse in den Weg treten. Bünde sind potentielle Hindernisse; ihre unmittelbar Nachbarschaft bewirkt, dass die Saite nicht nur gelegentlich, sondern regelmäßig anstößt, wodurch die parallelogrammförmige Bewegung verändert wird. In **Abb. 1.32** ist ein (von der Seite betrachteter) Hals mit typischer konkaver Krümmung dargestellt. Die hierbei verwendeten Achsenrelationen gelten auch für die folgenden Abbildungen.

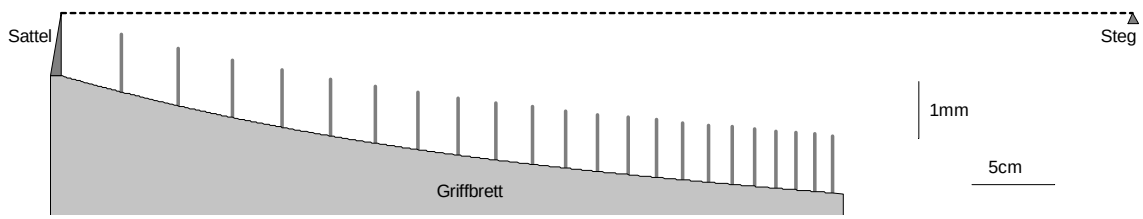


Abb. 1.32: Griffbrettgeometrie in stark verzerrtem Maßstab, Unterkante einer nicht ausgelenkten Saite (gestrichelt). Die Bünde werden durch die starke Vergrößerung der vertikalen Dimension zu Strichen verzerrt.

© M. Zollner 2002

Wenn die bei A heruntergedrückte Saite (**Abb. 1.33**) keinen Kontakt mit den Bünden hat, kann sie im dispersionsfreien Modellfall ungehindert ausschwingen. Die hochgehobene Saite prallt hingegen schon nach weniger als einer halben Schwingungsperiode auf den 10. Bund, ihre Schwingungsform wird komplett zerstört.

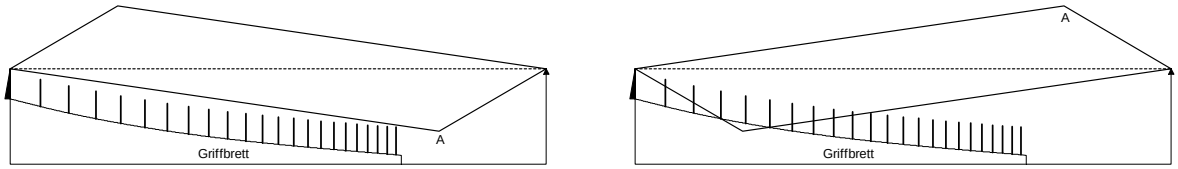


Abb. 1.33: Saitenparallelogramm. Im linken Bild wurde die Saite heruntergedrückt und losgelassen (ungehinderte Schwingung), im rechten Bild hochgehoben und losgelassen (Prellen am 10. Bund).

Der versierte Gitarrist variiert seinen Anschlag nach Bedarf und gestaltet den Klang des angeschlagenen Tones durch Verändern der Anschlagstärke und -richtung: Sowohl Drücken als auch Abheben der Saite kommt vor. Insbesondere bei dünnen Saitensätzen oder flacher Saitenlage ist aber noch ein weiteres Schwingungsmuster möglich, das entsteht, wenn die Saite beim Drücken Kontakt mit dem letzten Bund bekommt (**Abb.1.34**). Sobald die Saite (bei A) losgelassen wird, breitet sich nach beiden Seiten eine Querwelle aus, die zuerst am letzten Bund und dann am Steg eine Reflexion erfährt; als Konsequenz entsteht eine zum Sattel laufende Spitze, die dort reflektiert wird und auf den ersten Bund prellt (rechtes Bild).

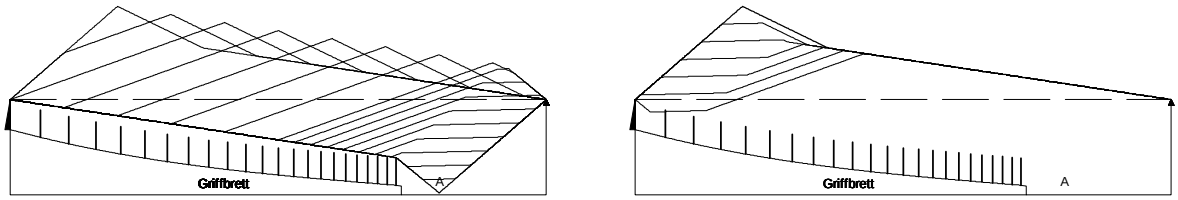


Abb. 1.34: Saitenauslenkung zu verschiedenen Zeitpunkten. Das linke Bild zeigt die erste Halbperiode, das rechte den folgenden Verlauf mit Prellen am ersten Bund. Anzupfen bei A mit Griffbrettkontakt. Die Zeitintervalle sind so gewählt, dass zu Beginn und nach $t = T/2$ die Auflösung verbessert wird. Ohne Dispersion.

Hierbei stellt sich sofort die Frage, wie häufig dieser Fall eintritt. Eine Kontaktmessung am letzten Bund ergibt: Sehr häufig. Zum besseren Verständnis ist in **Abb. 1.35** der Zusammenhang zwischen Anzupfkraft (Querkraft) und Saiten-Anfangsauslenkung (bei A) dargestellt. Da Querkräfte häufig um 5 N betragen (selbst 10 N werden gelegentlich erreicht), wird der Kontakt zum letzten Bund häufig hergestellt.

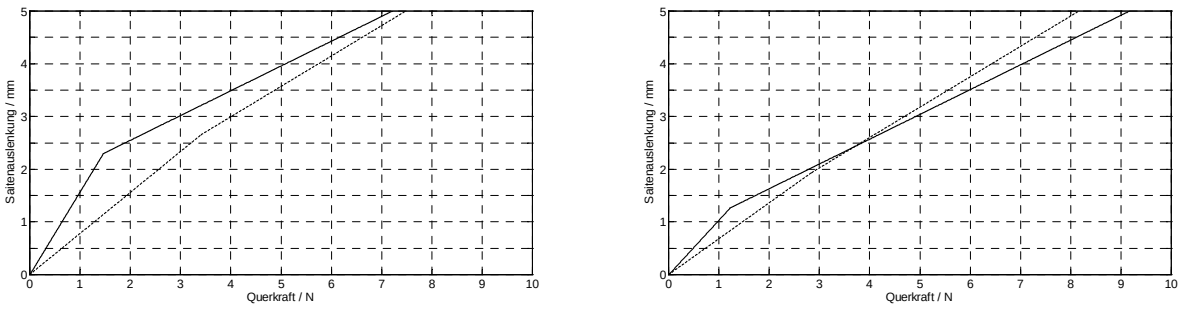


Abb. 1.35: Zusammenhang zwischen Querkraft und Saitenauslenkung, leere Saite (links), Saite am 14. Bund gegriffen (rechts); Anzupfpunkt 14 cm (——) bzw. 6 cm (---) vom Steg entfernt. 2,1 mm lichte Weite zwischen Saitenunterseite und Oberkante letzter Bund (= 22. Bund). H-Saite,13 mil, Rechenergebnisse.

© M. Zollner 2002

Abb. 1.35 kann entnommen werden, dass die Saite nur für schwachen Anschlag als lineares System arbeitet. Sobald die Saite beim Anschlag Kontakt mit dem letzten Bund bekommt, erfährt die Kraft/Auslenkungs-Kennlinie einen Knick, die Saitensteifigkeit steigt sprunghaft an. Diese degressive Charakteristik entspricht tendenziell einem **Kompressorverhalten**: Trotz stärkerer Anzupfkraft nimmt die Saitenauslenkung nur mehr mäßig zu. Hier steckt allerdings auch eine Quelle für Missverständnisse, denn Auslenkung ist nicht identisch mit Lautstärke! Sobald die Saite beim Anzupfen in Kontakt mit dem letzten Bund kommt, weicht ihre Schwingung von der erwähnten Parallelogrammform ab, wodurch sich Änderungen im Spektrum und damit auch im Klang ergeben.

In den folgenden Darstellungen wurde die E_4-Saite einer **Ovation**-Gitarre (EA-68) mit einem Plektrum angezupft; analysiert wurde die elektrische Spannung des in den Steg eingebauten Piezo-Tonabnehmers, also die Stegkraft. Der Anzupfort lag 125 mm vom Steg entfernt, das Plektrum wurde gegen den Gitarrenkorpus gedrückt, sodass nach dem Anzupfen eine griffbrettnormale Schwingung entstand. **Abb. 1.36** zeigt Zeitfunktion und Spektrum für den linearen Fall (kein Bundkontakt): Die Piezospannung springt zwischen 0 und 0,4 V hin und her, das Tastverhältnis ergibt sich hierfür aus der Saitenteilung (517:125, Mensur = 642 mm). Mit dem Übertragungskoeffizient 0,2 V/N (Kap. 6) erhält man die zugehörige Stegkraft zu 2 N, was in guter Übereinstimmung mit Abb. 1.35 ist. In diesem Beispiel sind 2 N die Grenze für linearen Betrieb; bei größerer Kraft schlägt die Saite auf den Bünden auf.

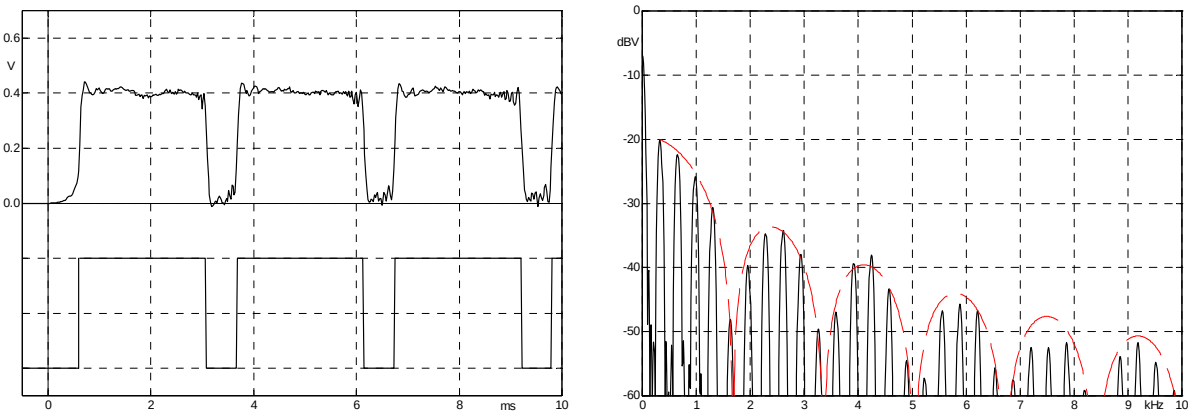


Abb. 1.36: Zeitfunktion und Spektrum des Piezosignals. In der oberen Hälfte des linken Bildes ist die gemessene Zeitfunktion dargestellt, darunter die berechnete. Das rechte Bild zeigt das gemessene Pegelspektrum, sowie die berechnete (idealisierte) Hüllkurve. Leere E_4-Saite, griffbrettnormale Schwingung.

Die in den folgenden Bildern (**Abb. 1.37**) dargestellten Auswertungen entsprechen Abb. 1.36, allerdings mit unterschiedlich starker Saitenanregung (jeweils griffbrettnormal). Für die ersten beiden Bildzeilen ist im Zeit- und Spektralbereich Proportionalität erkennbar, das Pegelspektrum wird bei stärkerem Anschlag lediglich nach oben geschoben, behält aber seine Form. Sobald die Anzupfkraft 2 N überschreitet (in den unteren beiden Bildzeilen), liegt die Saite auf dem letzten Bund auf und prellt. Zeitfunktion und Spektrum werden irregulär. Die starke Spitze in der Zeitfunktion findet ihr Pendant in der Ortsfunktion (Abb. 1.34); sie kann als Interaktion zweier Anregungen interpretiert werden:

a) Saitenauslenkung, Kraftsprung bei $t = 0$ (idealisiert), und
b) Gegenphasiger Kraftsprung am letzten Bund; setzt in dem Moment ein, in dem die Saite den letzten Bund verlässt ($t \approx 0{,}2$ ms).

© M. Zollner 2002

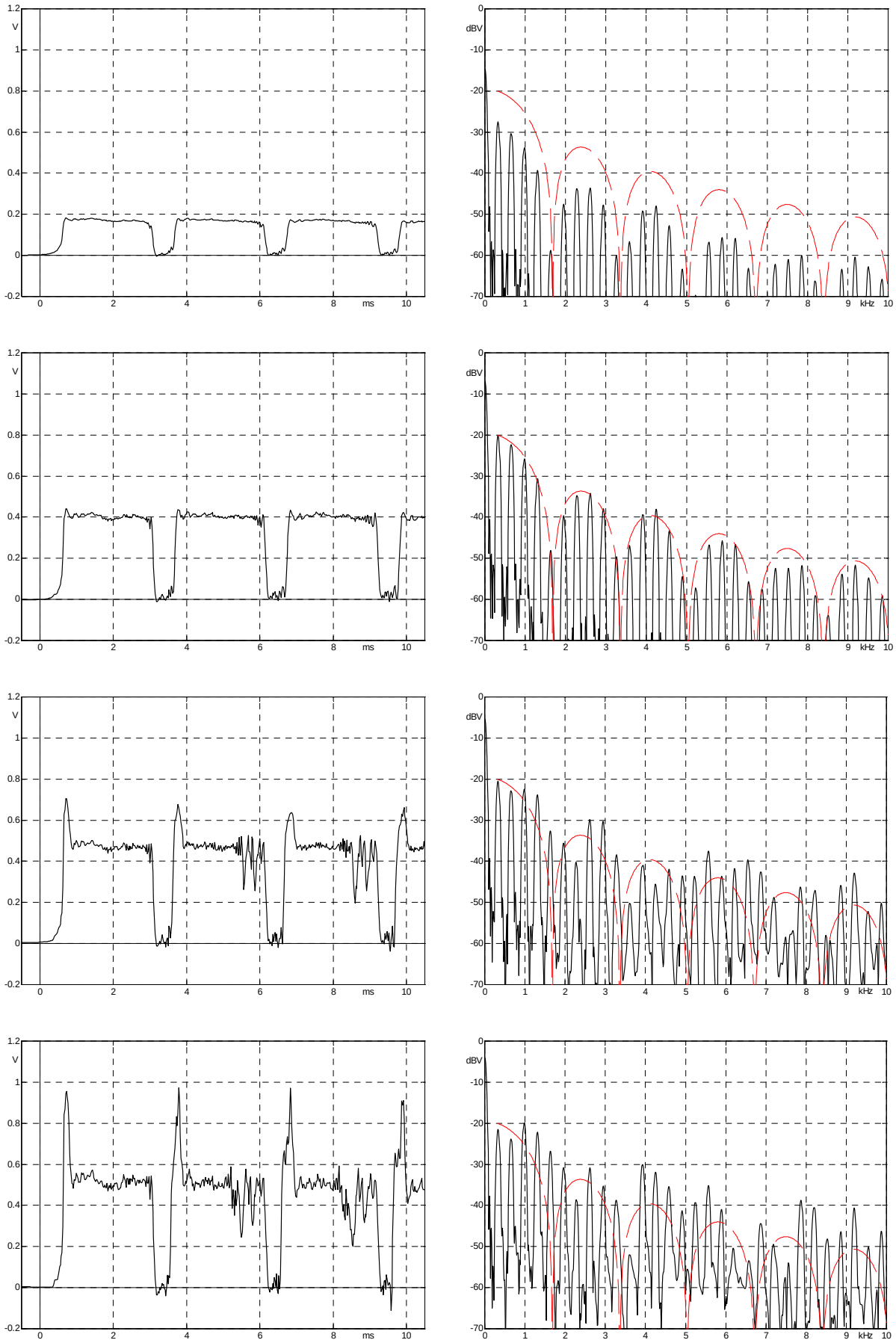


Abb. 1.37: Zeitfunktion und Spektrum der Piezospannung, Saite unterschiedlich stark angezupft. Siehe Text.

© M. Zollner 2002

Bei einer Akustikgitarre sind Spektralanalyen zweckmäßig, die den ganzen Hörbereich umfassen; für Piezotonabnehmer gilt Entsprechendes (Kap. 6). In **Abb. 1.38** sind drei der Schalle aus Abb. 1.37 als Terzspektren dargestellt. Das linke Bild zeigt Spektren einer schwach und mittelstark angezupften Saite, das System ist noch linear, die Spektren lediglich parallel verschoben. Starkes Anzupfen (rechtes Bild) führt nur mehr im mittleren und hohen Frequenzbereich zu einer Pegelzunahme, unterhalb von 1 kHz verringert sich sogar der Pegel. Werden andere Saiten gespielt oder die E_4-Saite an anderen Bünden gegriffen, bleibt dieser Effekt tendenziell erhalten, die spektralen Unterschiede sind aber einzelfallspezifisch.

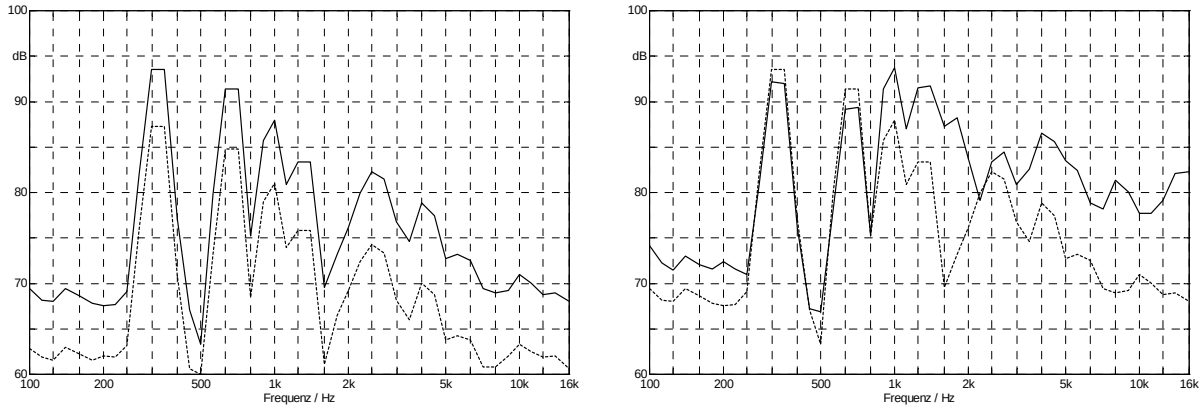


Abb. 1.38: Terzpegelspektren, leere E_4-Saite, überlappende Haupt- und Nebenterzanalyse.
Im linken Bild und bei der im rechten Bild gestrichelt gezeichneten Kurve tritt gerade noch kein Prellen auf. Starkes Anzupfen (rechtes Bild, durchgezogene Linie) führt dazu, dass die Saite am letzten Bund anliegt und prellt. Hierbei nehmen die Pegel der 1. und 2. Harmonischen sogar ab, während bei mittleren und hohen Frequenzen ein deutlicher Pegelzuwachs zu sehen ist.

Hieraus kann ein bei jeder Gitarre vorhandenes **Kompressorverhalten** abgeleitet werden: Bei leichtem Anzupfen arbeitet die Saite als lineares System, kleine Änderungen in der Anzupfstärke führen (in guter Näherung) im ganzen relevanten Frequenzbereich zu gleichartigen Pegeländerungen. Bereits bei mittelstarkem Anzupfen prellt die Saite an den Bünden; je niedriger die Saitenlage und je dünner der Saitensatz, desto niedriger ist die Schwelle, ab der dieses Prellen einsetzt. Wird nun durch Filterung (Magnettonabnehmer) ein bestimmter Frequenzbereich hervorgehoben, so wird die Kompression unterschiedlich stark wahrgenommen. Fenderartige Singlecoil-Tonabnehmer, die den Frequenzbereich um 3 – 5 kHz betonen, werden weniger Kompression wahrnehmen lassen als Humbucker mit 2,5 kHz Resonanzfrequenz. Vielleicht nicht bei allen gespielten Tönen, aber bei dem in Abb. 1.38 gezeigten Beispiel. Komprimiert nun ein Humbucker mehr als ein Singlecoil? "Irgendwie" schon, aber nicht ursächlich. Denn Quelle der Kompression ist die Saite (und die Bünde), die in verschiedenen Frequenzlagen unterschiedlich komprimiert. Tonabnehmer und Verstärker bringen diese unterschiedliche Kompression unterschiedlich zu Gehör.

Hierzu eine Meinung aus der Zeitschrift Gitarre und Bass (02/2000): "*Was passiert, wenn ich z.B. das A auf der tiefen E-Saite über einen leicht angezerrten Amp zunächst sanft und dann immer härter anschlage? Die Strat verhält sich wesentlich dynamischer und man kann immer mehr Gas geben, bis, rein theoretisch, letztlich die Saite aufgibt und reißt. Die Les Paul zeigt einen gänzlich anderen Charakter: zunächst erzeugen die härter werdenden Anschläge auch mehr Lautstärke, doch dann kippt das Ganze um, die Töne werden nicht mehr lauter, sondern dichter – geradezu als wäre ein Kompressor/Limiter zugeschaltet worden. Wie meinen? Ja, das ist so, den Klangcharakter der Les Paul bestimmen die aus dem Verhalten der Hölzer resultierenden Informationen der Saitenschwingung, nicht die fetter klingenden Humbucker*."

© M. Zollner 2002

Der G&B-Autor war so vorsichtig (?), nicht noch hinzuzufügen "womit gezeigt ist, dass Mahagoni stärker komprimiert als Erle". Allerdings folgert er: "*Jetzt wird auch verständlich, warum aus einer Strat trotz Humbucker niemals eine Les Paul werden kann. Man kann den Ton höchstens wärmer und fetter machen, doch die typische Kompression wird nicht erreicht.*" Leider berichtet er nicht, aufgrund welcher Versuche oder Modelle diese letzte Vermutung zustande kam.

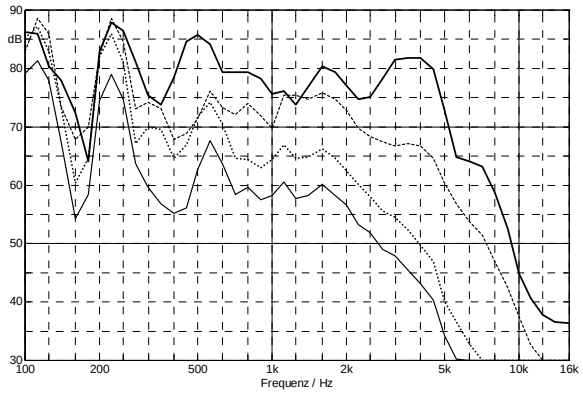


Abb. 1.39: Terzpegelspektrum, Stratocaster, Hals-Tonabnehmer, am 5.Bund gegriffene E_2-Saite (42mil). Schwach bis sehr stark angezupft. Abstand zwischen Plektrum und Steg: 13cm. Lichte Weite der leeren E_2-Saite zum letzten Bund: 2,3 mm.

Wie **Abb. 1.39** entnommen werden kann, komprimiert auch eine **Stratocaster** im Bereich der tiefen Teiltöne. Während der Pegelunterschied zwischen schwachem und sehr starkem Anzupfen bei 4 kHz immerhin 39 dB beträgt, sind beim Grundton nur 7 dB Pegelunterschied zu beobachten. Ein typischer Gibson-Humbucker überträgt das Spektrum der tiefen E-Saite nur bis ca. 2 kHz, und verpasst somit die Dynamik des 4-kHz-Bereichs, die der Fender-Tonabnehmer noch überträgt. Fast noch wichtiger dürfte bei dem in G&B beschriebenen Versuch aber das Verhalten des Verstärkers sein: *"Über einen leicht angezerrten Amp"*. Aha! Der Gibson-Humbucker dürfte etwa doppelt so viel Spannung erzeugen wie der Fender-Singlecoil. Damit wirkt aber auch der **Verstärker** bei der Signalkompression mit; er komprimiert bzw. limitiert das lautere Signal (Les Paul) stärker.

Das bedeutet nun aber nicht, dass die Kompression nur von Saitenlage und Verstärker bestimmt wird. Beim Prellen trifft eine Metallsaite (E-Gitarre) auf einen Metallbund: Die Folge ist ein breitbandiges Prellgeräusch, dessen Spektrum bis zur oberen Frequenzgrenze des Hörbereichs reichen kann. Von besonderer Bedeutung für dieses Prellgeräusch sind Saiten- und Bundmaterialien: Stahlumsponnene Saiten (pure steel wound) erzeugen ein aggressiveres, höhenbetonteres Geräusch als nickelumsponnene Saiten (pure nickel wound). Alte Saiten, deren Umspinnungs-Zwischenräume sich mit Rost, Fett, etc. gefüllt haben, klingen stumpfer als neue Saiten. Aber auch der **Bunddraht**, auf den die Saite aufprellt (das kann im Verlauf der Schwingung jeder Bund sein), trägt mit seiner mechanischen Impedanz zum Prellgeräusch bei. Eine ausführliche Analyse der mechanischen Hals- und Korpusimpedanz erfolgt im siebten Kapitel, Saite/Bund-Kontakte werden detailliert in Kap. 7.12.2 analysiert.

© M. Zollner 2002

1.5.4 Saitenschnarren

Wird die Saite mit wenig Kraft angezupft, so reagiert sie näherungsweise als lineares System. Dies bedeutet, dass für verdoppelte Initial-Auslenkung auch im weiteren Schwingungsverlauf die Auslenkung in jedem Moment doppelt so groß ist. Natürlich kann die Auslenkung nicht beliebig groß werden, irgendwann schlägt die Saite auf den Bünden des Griffbretts auf (Kap. 1.5.3, Kap. 7.12.2). Erfolgt dieser Bundkontakt gleich nach dem Anzupfen, wird er Teil des Tonansatzes (des Attacks). Spätere Bundkontakte (als Grenze müsste man ca. 50 ms setzen) werden als Einzelereignisse hörbar, sofern sie stark genug sind. Schwache bzw. kurzdauernde Saite/Bund-Kontakte (Prellen, Kap. 1.5.3) sind bis zu einem gewissen Grad Ausdrucksmittel und deshalb nicht generell unerwünscht, bei zu großer Dominanz wird aus dem Prellen aber ein unerwünschtes Schnarren (Scheppern, Klirren).

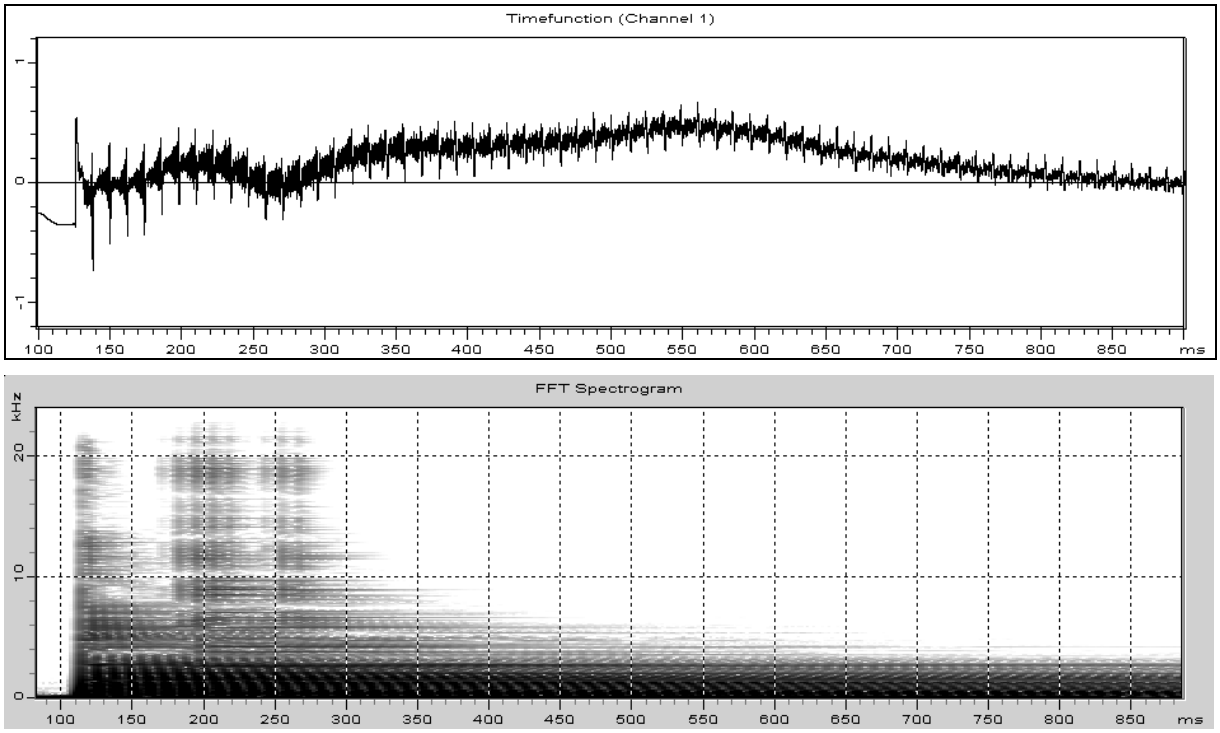


Abb. 1.40: Zeitfunktion und Spektrogramm der Piezospannung einer stark angezupften tiefen E-Saite (E_2).

In **Abb. 1.40** ist die an einer OVATION Adamas SMT abgenommene Piezospannung dargestellt (leere E_2-Saite). Die Saite wurde so stark mit dem Plektrum angezupft, dass ein deutliches Schnarren hörbar war. Das Spektrogramm offenbart nach dem breitbandigen Anzupfimpuls weitere Anschläge um 200 und 250 ms, die wie hochfrequente Echos wirken. Hier prellt die Saite mehrmals stark auf die Bünde und schnarrt deutlich hörbar.

In der Zeitfunktion sind außer den im 12-ms-Abstand aufeinander folgenden Impulsen auch sehr niederfrequente Schwingungen sichtbar, die erahnen lassen, warum die Saite nicht nur ganz zu Beginn aufschlägt. Eine exakte Analyse der niederfrequenten Saitenbewegung ist aus der Zeitfunktion allerdings nicht ableitbar, weil die um 2 Hz liegenden unteren Grenzfrequenzen von Piezo-Tonabnehmer, Verstärker und Analysator starke Phasendrehungen bewirken. Ursache der niederfrequenten Signalanteile ist eine Rotation der Schwingungsebene (Kap. 7.7.4, Kap. 7.12.2).

© M. Zollner 2002

1.6 Das Ausschwingen

Nach dem Anzupfen führt die Saite eine freie, gedämpfte Schwingung aus. Frei bedeutet, dass keine weitere Energie zugeführt wird, gedämpft bedeutet, dass die Schwingungsenergie in Schall und Wärme umgewandelt wird (Dissipation, Abstrahlung). Nicht betrachtet werden soll hierbei die zusätzliche Saiten-Bedämpfung durch Fingerkuppe oder Handballen.

1.6.1 Ein Freiheitsgrad (ebene Polarisation)

Das einfachste Schwingungssystem besteht aus einer Masse, einer Feder und einem Dämpfer. Die Massenkraft ist proportional zur Beschleunigung (Trägheit, NEWTON), die Federkraft ist proportional zu Auslenkung (Steifigkeit, HOOKE), die Dämpferkraft ist proportional zur Schnelle (Reibung, STOKES). Die zeitlich differenzierte Auslenkung ergibt die Schnelle, die zeitlich differenzierte Schnelle ergibt die Beschleunigung [3].

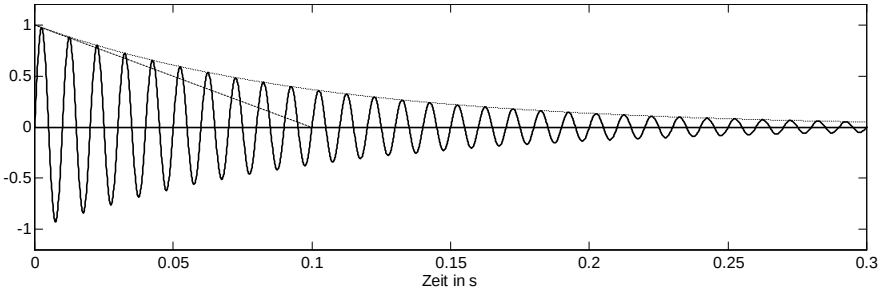
Nach dem Anstoßen entsteht eine "periodische" Schwingung mit der Frequenz f_d. Zeitpunkte mit gleicher Phase, z.B. Maxima, Nulldurchgänge, Minima, folgen äquidistant aufeinander, was zum Begriff **Periode** $T = 1/f_d$ geführt hat. Die Signaltheorie zählt dieses Ausschwingen aber nicht zu den periodischen Signalen, weil die einzelnen Perioden wegen der exponentiellen Abnahme nicht identisch sind. Demgegenüber spricht die Mechanik schon vom periodischen Schwingen, weil die Periodendauer zeitinvariant ist (... non est disputandum).

Die entstehende Schwingung hat drei Parameter: Die Frequenz f_d, die Anfangsphase φ, und die Hüllkurvenzeitkonstante ϑ. In dieser allgemeinen Form lautet die Schwingungsgleichung:

$$\xi(t) = \hat{\xi} \cdot e^{-t/\vartheta} \cdot \sin(2\pi f_d t + \varphi), \qquad t \geq 0$$ Schwingungsgleichung

Für $t = 0$ ergibt die e-Funktion 1, mit zunehmender Zeit nimmt sie gegen 0 ab. Die Phasenverschiebung φ kann für die ersten Betrachtungen zu null angenommen werden. Die Zeitkonstante ϑ bestimmt, wie schnell die Schwingung abklingt: Je kleiner ϑ, desto schneller. Anstelle von ϑ findet man in der Literatur eine Vielzahl anderer Parameter, die leicht umgerechnet werden können. Häufig wird für die Zeitkonstante der Buchstabe τ verwendet, was hier aber erst bei der Pegelmessung zum Einsatz kommt. Insbesondere ist die Verwechslung mit Dämpfungsgrad und Abklingkoeffizient zu vermeiden, die manchmal auch ϑ heißen!

Physikalische Schwingungsgröße kann die Auslenkung, Schnelle oder Beschleunigung sein. Ein Sensor wandelt diese Größen in die Spannung $u(t)$ um, die dann analysiert wird.



$f_d = 100\,\text{Hz}$

$\vartheta = 0{,}1\text{s}$

Abb. 1.41: Gedämpfte Schwingung mit 100 Hz, exponentielles Abklingen, Zeitkonstante $\vartheta = 0{,}1\text{s}$.

© M. Zollner 2002

Mit Masse *m*, Federsteifigkeit *s* und Reibung *W* erhält man Frequenz und Zeitkonstante:

$$f_d = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{s}{m} - \frac{1}{\vartheta^2}} \qquad \vartheta = \frac{2m}{W}$$ Schwingungsparameter

Wenn man hierbei die Reibung *W* gegen null gehen lässt, entsteht das unbedämpfte System, mit einer gegen unendlich gehenden Zeitkonstante; die *e*-Funktion ergibt dann den konstanten Wert 1, die Schwingung klingt nicht mehr ab. **Abb. 1.41** zeigt den Zeitverlauf einer schwach bedämpften Schwingung mit der Frequenz f_d = 100 Hz. Gestrichelt ist der Verlauf der *e*-Funktion eingezeichnet, deren Tangente die Nulllinie bei ϑ schneidet. Zum Zeitpunkt $t = \vartheta$ hat die Hüllkurve von 1 auf $1/e \approx 0{,}37$ abgenommen.

In der Messtechnik wird das Ausschwingen häufig als **Pegelverlauf** dargestellt. Der Pegel ist ein logarithmisches Maß, das auf unterschiedliche Art bestimmt werden kann. In jedem Fall handelt es sich um einen zeitlichen Mittelwert über ein gewichtetes Messintervall, gemittelt wird über die quadrierte Signalgröße. Häufig anzutreffen ist die exponentielle Mittelung, bei der die Gewichtung exponentielle Form hat und so erfolgt, dass weiter in der Vergangenheit liegende Signalanteile abgeschwächt in die Messung eingehen. Als Parameter der exponentiellen Mittelung wird die **Mittelungszeitkonstante** τ spezifiziert, wobei häufig der Wert $\tau = 125\,\text{ms}$ zu finden ist; diese Mittelungsart wird normgemäß als **FAST** bezeichnet. Die Abklingzeitkonstante ϑ der gedämpften Schwingung darf nicht mit der Mittelungszeitkonstant τ der Pegelmessung verwechselt werden.

Die Pegelmessung umfasst drei aufeinander folgende Operationen: Quadrieren, Mitteln und Logarithmieren. Quadrieren und Logarithmieren sind nichtlineare Operationen, deshalb darf die Reihenfolge nicht vertauscht werden. Nur die **Mittelung** ist eine lineare Filteroperation, im Falle der Pegelmessung eine Tiefpassfilterung erster Ordnung. Sie wird im Zeitbereich durch die Faltung beschrieben [6]: Das Mittelungsergebnis entspricht der Faltung von quadriertem Signal und Mittler-Impulsantwort *h*(*t*). Für die gedämpfte Schwingung erhält man:

$$m(t) = h(t) * u^2(t) = \int_0^t \left(\frac{1}{\tau} e^{\frac{\psi - t}{\tau}} \right) \cdot \left(\hat{u} \cdot e^{-\psi/\vartheta} \cdot \sin(\omega_d \psi) \right)^2 \cdot d\psi$$ (für kausale Signale)

$$h(t) = \frac{1}{\tau} e^{-t/\tau} \qquad u(t) = \hat{u} \cdot e^{-t/\vartheta} \cdot \sin(\omega_d t) \qquad \omega_d = 2\pi f_d$$

Hierbei ist *h*(*t*) die Impulsantwort des Mittlers, *u*(*t*) ist die gedämpfte Schwingung, der Stern * ist das Symbol für die Faltung. Der Mittelwert *m*(*t*) wird für den Zeitpunkt *t* berechnet, hierfür ist über die Zeitvariable ψ von 0 bis *t* zu integrieren. **Mittelwert** *m*(*t*) meint hier also nicht den Mittelwert über die gesamte abklingende Schwingung, sondern den Mittelwert über den Zeitabschnitt von der Anregung bis zum (variablen) Zeitpunkt *t*. Die Mittelungszeitkonstante τ ist groß gegenüber der Schwingungsperiode *T*, deswegen kann der Beitrag der Sinusfunktion in guter Näherung vernachlässigt werden. Hiermit erhält man für den zeitvarianten Mittelwert:

$$m(t) = \frac{\tilde{u}^2}{1 - 2\tau/\vartheta} \cdot \left(e^{\frac{-2t}{\vartheta}} - e^{\frac{-t}{\tau}} \right) \qquad \tilde{u} = \hat{u}/\sqrt{2} \qquad \text{für } 2\tau \neq \vartheta$$

© M. Zollner 2002

Bei der Berechnung des Pegels ist zu beachten, dass ein quadriertes Signal vorliegt, deswegen ist die Formel für den Leistungspegel zu wählen. Der Bezugswert u_0 ist so zu wählen, dass sich für den stationären Fall ($\vartheta \to \infty$) der richtige Absolutpegel ergibt. Setzt man hingegen $u_0 = \tilde{u}$, so erhält man den relativen Pegel, der von 0 dB ausgehend abfällt.

$$L(t) = 10\lg\left(m(t)/u_0^2\right)\text{dB} \qquad \text{dB = Dezibel} \qquad u_0 = \text{Bezugswert}$$

Abb. 1.42 zeigt den mit exponentieller Mittelung bestimmten Pegelverlauf einer gedämpften Schwingung. Die Dämpfungszeitkonstante beträgt hierbei $\vartheta = 4\,\text{s}$. Mit Kenntnis der Schwingungsgleichung kann man natürlich den exakten Pegelverlauf angeben, hierzu muss lediglich die *e*-Funktion logarithmiert werden (gestrichelt eingezeichnet). Der messtechnisch ermittelte Pegelverlauf weicht hiervon signifikant ab. Im Bild sind zwei Kurven mit den Mittelungszeitkonstanten 0,125 s und 0,5 s eingezeichnet, sowie der theoretische Verlauf (gestrichelt).

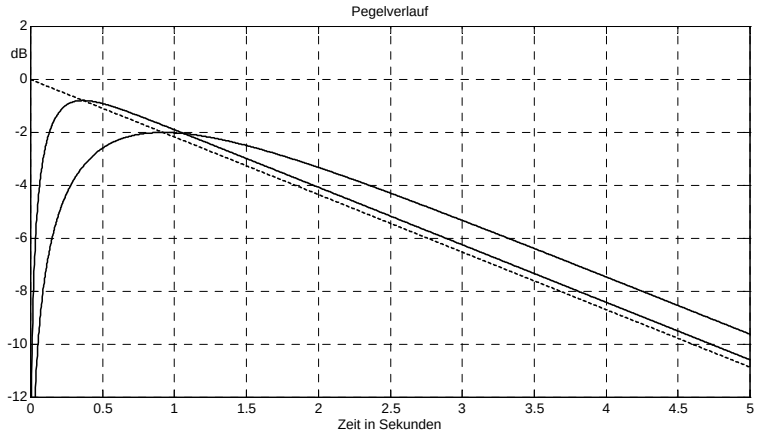


Abb. 1.42: Pegelverlauf einer exponentiell gedämpften Schwingung. Dämpfungszeitkonstante ϑ = 4 s, Mittelungszeitkonstante τ = 125 ms bzw. 500 ms. Für 500 ms liegt die Asymptote um 1,2 dB zu hoch, für 125 ms um 0,3 dB.

Nach einem kurzen, hauptsächlich von τ bestimmten Anstieg, fällt der Pegel näherungsweise mit der Zeitkonstanten ϑ ab. Wie man sieht, verlaufen die Messkurven nach kurzer Zeit parallel zu den exakten Werten, liegen aber zu hoch. Somit kann die Steigung, und damit die Systembedämpfung, in guter Genauigkeit bestimmt werden, bei Absolutmessungen können aber beachtliche Fehler entstehen. Der Pegelunterschied ergibt sich aus $L(t)$ zu:

$$\Delta L = 10\lg\frac{1}{1-2\tau/\vartheta}\,\text{dB} \qquad \left.\vartheta = 10\tau \quad\right\} \quad \Delta L \approx 1\text{dB}$$

Die messtechnische Pegelermittlung wird um so genauer, je kürzer die Mittelungszeitkonstante gegenüber der Dämpfungszeitkonstante ist. Zu kurz darf die Mittelungszeitkonstante aber auch nicht gewählt werden, weil sonst die (quadrierte) Schwingung nicht mehr ausgemittelt wird und im Pegelverlauf Welligkeiten entstehen.

Abb. 1.42 kann auch entnommen werden, dass das gemessene **Pegelmaximum** niedriger als erwartet liegt. Durch Differenzieren und Nullsetzen erhält man die Lage des Maximums zu:

$$t_{\max} = \frac{\ln(2\tau/\vartheta)}{2/\tau - 1/\tau} \qquad m_{\max} = \tilde{u}^2 \cdot \left(\frac{\vartheta}{2\tau}\right)^{\frac{1}{1-\vartheta/2\tau}}$$

Das Maximum liegt um so niedriger, je größer die Mittelungszeitkonstante gewählt wird.

© M. Zollner 2002

Eine gedämpfte Schwingung gehört signaltheoretisch zu den **Energiesignalen**. Die Signalenergie ergibt sich als Integral über die quadrierte Signalgröße; sie unterscheidet sich von der physikalischen Energie:

$$E_{Signal} = \int_{-\infty}^{\infty} u^2(t)\,dt \qquad E_{phys} = \int_{-\infty}^{\infty} F(t)v(t)dt = \int_{-\infty}^{\infty} v^2(t)\cdot Z\cdot dt \qquad Z = \text{Impedanz}$$

Die Signalenergie der gedämpften Schwingung kann aus der Schwingungsgleichung durch Integration berechnet werden:

$$E = \int_{0}^{\infty} \left(\hat{u}\cdot e^{-t/\vartheta}\cdot \sin(2\pi f_d t)\right)^2 dt \qquad \xrightarrow{\vartheta\cdot f_d >> 1} \qquad E = \hat{u}^2\cdot \vartheta/4$$

Der Mittelwert über $m(t)$ ergibt dieselbe Signalenergie, unabhängig von τ. Wird die Energie jedoch über $m_{\max}$ ermittelt, so ist wegen $m_{\max} < \tilde{u}^2$ eine Korrektur erforderlich.

Neben der exponentiellen Mittelung gibt es noch andere Mittelungsarten: Die Blockmittelung erfolgt mit konstanter Gewichtung über ein festes Zeitintervall, die Hanning-Mittelung verwendet eine sinusförmige Gewichtung. Die Blockmittelung wird auch **lineare Mittelung** genannt, ein eher verwirrender Begriff, der aber in der Spektralanalyse gebräuchlich ist. Während die exponentielle Mittelung immer vom Signalanfang bis zum Messzeitpunkt verläuft (in **Abb. 1.43** mit einem Stern markiert), erfolgt die lineare Mittelung über ein Intervall fester Dauer, im Bild über 1 Sekunde. Bei der exponentiellen Mittelung wird nur das Intervallende verschoben, bei der linearen Mittelung hingegen Anfang und Ende. **Die Hanning-Mittelung** verwendet auch eine feste Mittelungsdauer (im Bild 2 s), gewichtet das Signal aber $\sin^2$-förmig. Sie kommt häufig in DFT-Analysatoren zum Einsatz, neben einer Vielzahl weiterer DFT-Fenster (Blackman, Kaiser, Bessel, Gauß, Flat-Top, etc.).

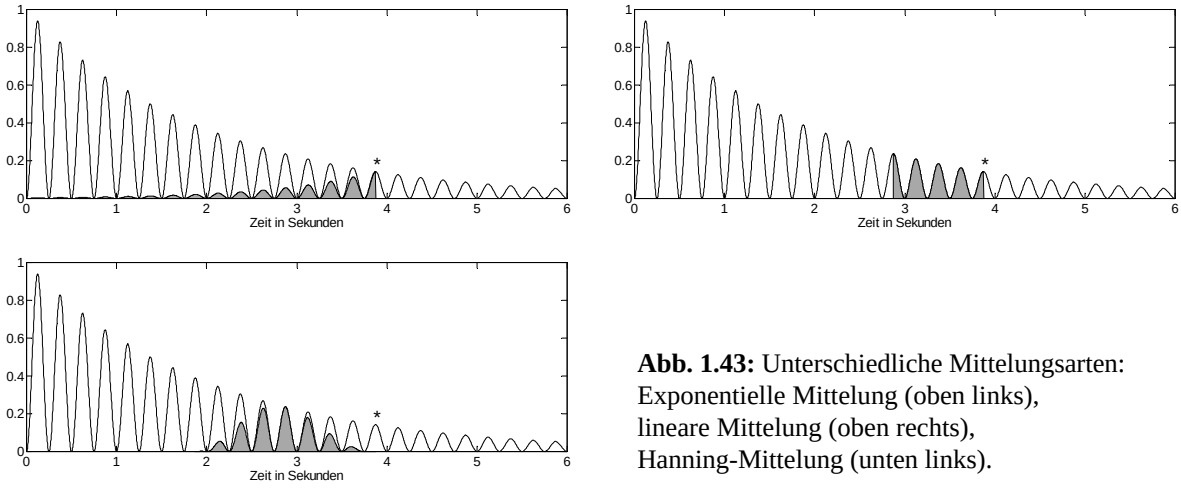


Abb. 1.43: Unterschiedliche Mittelungsarten:
Exponentielle Mittelung (oben links),
lineare Mittelung (oben rechts),
Hanning-Mittelung (unten links).

Alle Mittelungsarten werden so kalibriert, dass sie bei stationären Signalen (konstanter Pegel) das gleiche Ergebnis liefern. Bei zeitvariantem Pegelverlauf ergeben sich aber Unterschiede. Bei frequenzselektiven Analysen (DFT, Terz, etc.) kommen weitere systemimmanente Fehler hinzu: Ein Filter reagiert um so träger auf das Eingangssignal, je schmalbandiger es ist. Bei breitbandigen Pegelmessungen (z.B. 20 Hz – 20 kHz) entstehen keine beachtlichen Fehler, bei selektiven Teiltonmessungen (z.B. 2500 Hz – 2520 Hz) u.U. schon.

© M. Zollner 2002

1.6.2 Räumliche Saitenschwingungen

Auf einer Gitarrensaite bilden sich nach dem Anzupfen räumliche Wellen aus. Von besonderer Bedeutung sind die in Kap. 1.1 vorgestellten Querwellen. Nimmt man die Saitenlängsachse als *z*-Koordinate an, so können sich sowohl in der *xz*-Ebene, als auch in der *yz*-Ebene Querwellen ausbreiten; auch Überlagerungen sind möglich. Für Elektro-Gitarren ist die Schwingungsebene senkrecht zur Gitarrendecke besonders bedeutsam, bei Akustik-Gitarren hat auch die deckenparallele Schwingung Auswirkungen.

Die Wellengleichung zeigt eine Orts- und eine Zeitabhängigkeit. Schwingungsuntersuchungen an Gitarrensaiten gehen aber meist von einem festen Ort aus (Tonabnehmer, Steg), so dass nur die Zeit als Variable übrig bleibt. Vereinfachend wird die an einem Ort auftretende Saitenschwingung gerne als Überlagerung vieler exponentiell abklingender Teiltöne betrachtet (Kap. 1.6.3). Hierbei ist aber zu berücksichtigen, dass für jeden Teilton Schwingungen in zwei Ebenen auftreten können. Manchmal hat eine der beiden fast keine Wirkung und kann vernachlässigt werden, manchmal müssen aber auch beide berücksichtigt werden.

Die folgenden Betrachtungen gehen zunächst von der Annahme aus, dass beim Anzupfen zwei räumlich orthogonale Schwingungen *gleicher Frequenz* entstehen. Ihre Dämpfungszeitkonstanten ϑ sind aber unterschiedlich, ihre Wirkung auf den Ausgang ist unterschiedlich, und sie können zueinander phasenverschoben sein. Am Ausgang werden beide überlagert:

$$u(t) = \hat{u} \cdot \left(e^{-t/\vartheta_1} \cdot \sin(\omega t) + d \cdot e^{-t/\vartheta_2} \cdot \sin(\omega t + \varphi) \right) \qquad d = \text{deckenparalleler Anteil}$$

Speziell bei Akustik-Gitarren koppelt die deckennormale Schwingung gut an das Schallfeld an, wodurch die Schwingungsenergie relativ schnell entzogen wird; die Dämpfungs-Zeitkonstante ist kurz. Die deckenparallele Schwingung strahlt nicht so effizient ab (kleineres *d*), hat deshalb aber eine größere Zeitkonstante. Die Pegelanalyse ergibt einen Abfall mit einem charakteristischen Knick (**Abb. 1.44**).

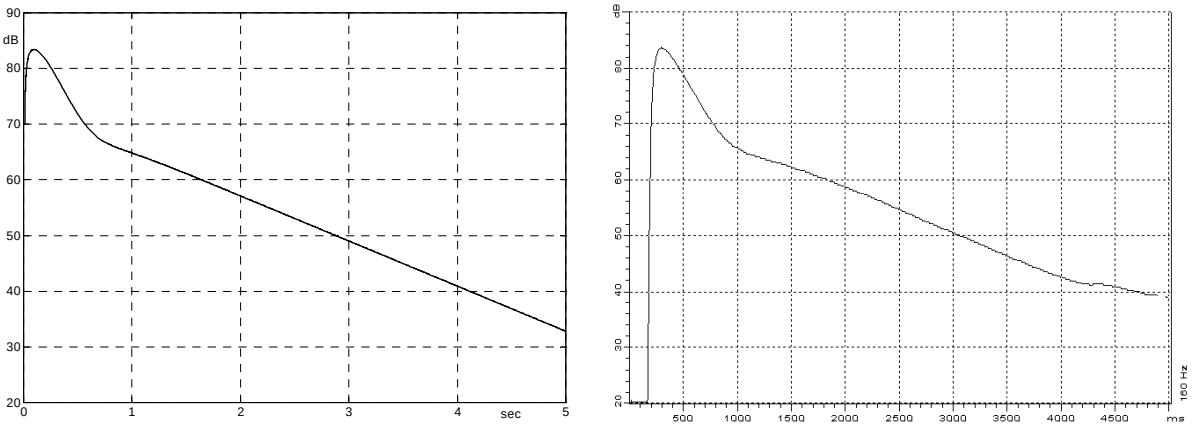


Abb. 1.44: Leere E_2-Saite, FAST-Pegel des 2. Teiltons; *links*: Rechnung, *rechts*: Messung (MARTIN D45V).

Zur Bestätigung der Schwingungshypothesen wurden zwei Experimente durchgeführt: Bei der OVATION Adamas SMT kann zum Einstellen der Halskrümmung eine Abdeckplatte (⌀13cm) im Gitarrenboden geöffnet werden; dies verstimmt die Helmholtz-Resonanz, und damit die tieffrequente Schallfeld-Ankopplung. Bei geöffneter Abdeckplatte werden die tiefen Frequenzen schwächer abgestrahlt, die Zeitkonstante müsste verlängert werden.

© M. Zollner 2002

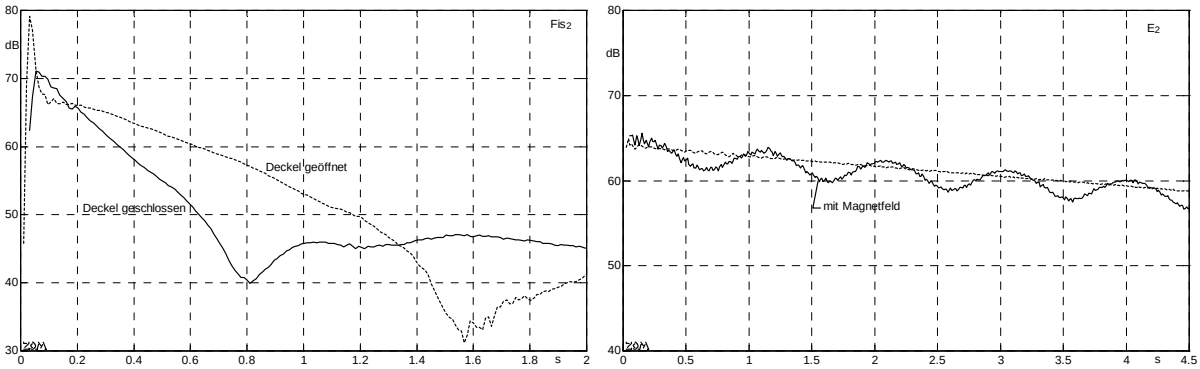


Abb. 1.45: Links: Ovation Adamas SMT, Grundtonpegel (Fis_2), mit geschlossener / geöffneter Abdeckplatte. Rechts: Ovation Viper EA-68, Grundtonpegel (Fis_2), mit / ohne Magnetfeldeinwirkung.

In **Abb. 1.45** (links) sind für den Grundton des auf der tiefen E-Saite am 2. Bund gegriffenen *F#* die Abklingkurven dargestellt; die Messungen bestätigen die Vermutung. Im zweiten Experiment wurde an die tiefe E-Saite einer OVATION Viper ein **Permanentmagnet** angenähert. Durch seine Anziehungskraft wird die Saitensteifigkeit in *einer* Schwingungsebene reduziert, die Schwingfrequenz in dieser Ebene also verringert. Dies bewirkt eine **Schwebung** der nun leicht gegeneinander verstimmten orthogonalen Grundschwingungen (**Abb. 1.45** rechts).

Aber auch ohne Magnetfeld muss die deckennormale Schwingung eines speziellen Teiltones nicht mit exakt derselben Frequenz erfolgen wie die deckenparallele Schwingung desselben Teiltones. Ursache hierfür sind die schwingrichtungsabhängigen Reflexionsfaktoren der Saiteneinspannung (Steg, Sattel). Die Randfedersteifigkeiten können in beiden Schwingungsrichtungen unterschiedlich sein, woraus geringfügige Unterschiede in der Schwingfrequenz entstehen. Im Ausschwingen ergeben sich damit Schwebungen, die den Klang "lebendig" machen. **Abb. 1.46** zeigt Berechnungen und zum Vergleich Schalldruckpegel, die an einer Akustik-Gitarre (MARTIN D45V) gemessen wurden (reflexionsarmer Raum, Mikrofon in 1m Abstand vor der Gitarre). Es treten verschiedene Muster auf:

Der Pegelunterschied der beiden Teilschwingungen bestimmt die *Stärke* der Interferenz. Bei 20 dB Unterschied schwankt die Amplitude nur um 10%, bei 6 dB Unterschied um 50%. Die Unterschiede in der Dämpfung bestimmen, über welchen *Zeitraum* die Schwebung auftritt. Klingen beide Teilschwingungen mit gleicher Dämpfung ab, so ändert sich der Pegelunterschied und damit die Schwebungsstärke nicht, bei unterschiedlichem Abklingen ist die Schwebung in dem Moment am stärksten, in dem beide Pegel gleich sind. Der Frequenzunterschied bestimmt die *Hüllkurvenfrequenz*; je größer der Frequenzunterschied, desto schneller die Schwankung. Schließlich ist die *Phase* der Teilschwingungen von Bedeutung: Insbesondere bei unterschiedlicher Dämpfung, wenn die Schwebung also auf einen kurzen Zeitausschnitt begrenzt ist, wird ein Interferenzloch nur sichtbar, wenn während dieses Zeitausschnittes die beiden Teilschwingungen gegenphasig sind.

Ein weiterer Freiheitsgrad ergibt sich, wenn auch **Nichtlinearitäten** zugelassen werden. Beispielsweise kann die Reibung von einer höheren Schnellepotenz abhängen, oder es ändert sich die Federsteifigkeit in Abhängigkeit von der Auslenkung. Als Folge fällt dann z.B. der Pegel einer monofrequenten Schwingung nicht mehr linear über der Zeit ab, sondern gekrümmt. Derartige Probleme fordern einen hohen Aufwand – sie werden nicht untersucht.

© M. Zollner 2002

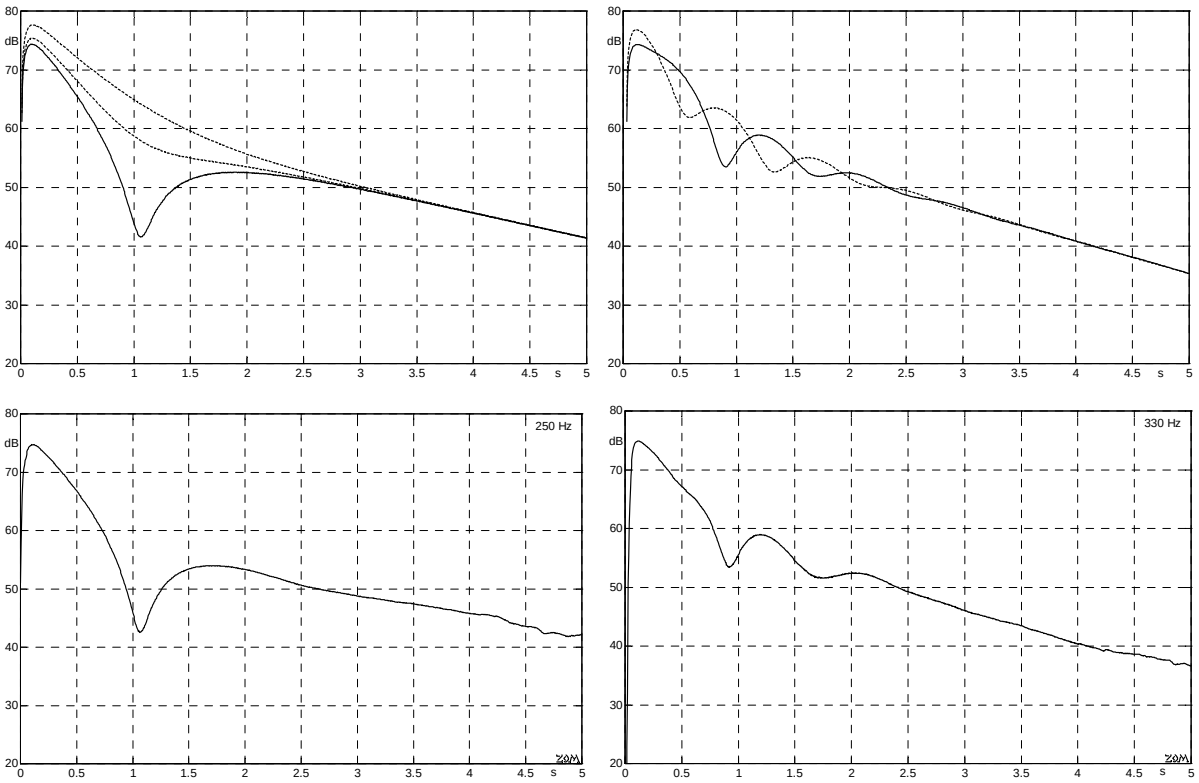


Abb. 1.46 oben: Abklingvorgänge mit unterschiedlicher Phasendifferenz. Links = Gleiche Frequenz der beiden Schwingungen, rechts = Schwebung mit 1.2 Hz Frequenzunterschied. Die Dämpfung kann aus der anfänglichen Kurvensteigung nicht mehr präzise bestimmt werden. **Unten:** Messungen an einer MARTIN D45V

Eine interessante Kurvenschar erhält man, wenn die Anregungs-Energie konstant bleibt, und nur die Saitenbedämpfung variiert. Hierbei ist es erforderlich, den Begriff "Bedämpfung" zu präzisieren: Jede reale Saite führt eine bedämpfte (auch: 'gedämpfte') Schwingung aus. In diesem Fall bedeutet **Dämpfung**, dass der Saite kontinuierlich Schwingungsenergie entzogen wird, wodurch die Auslenkungs-Amplitude (potentielle Energie) und die Schnelle-Amplitude (kinetische Energie) im Laufe der Zeit abnehmen. Federn und Massen speichern Energie, Widerstände "vernichten" Energie (Verlustwiderstand). Natürlich kann Energie nicht wirklich vernichtet werden; sie wird in Wärme umgewandelt, steht damit aber für die Saitenschwingung nicht mehr zur Verfügung.

Bei der **Akustik-Gitarre** ist nun zwischen 'gutem' und 'schlechtem' Verlust zu unterscheiden. Wenn die gesamte Saitenenergie mit 100% Wirkungsgrad in Schallenergie umgewandelt wird, tritt zwar eine Dämpfung (ein Verlust) auf, aber das Ziel der Schallerzeugung ist auf das Effizienteste erreicht worden. Wenn hingegen durch innere Reibung 90% der Saitenenergie direkt in Wärme umgewandelt und nur 10% abgestrahlt werden, entsteht ein unerwünschter Verlust. Ein BEISPIEL soll dies verdeutlichen: Aus einer Gießkanne wird ein Blumentopf mit Wasser versorgt. Tritt das Wasser aus einem kleinen Querschnitt aus, so dauert es lange, bis die Kanne leer ist; bei großem Querschnitt geht's schneller – aber immer kommt das ganze Wasser im Blumentopf an. Dies ändert sich, wenn ein Loch im Kannenboden ist, hiermit ergibt sich ein zusätzlicher Freiheitsgrad, der den Wirkungsgrad beeinflusst ◊. Auf die Saite übertragen: Durch gute Kopplung zwischen Saite und Schallfeld fließt die Energie schnell von der Saite ab, die Saite wird stark bedämpft, aber alle Energie kommt im Schallfeld an (100% Wirkungsgrad). Erst wenn in der Gitarre ein Wirkwiderstand (Reibung) enthalten ist, sinkt der Wirkungsgrad.

© M. Zollner 2002

Bei **Elektro-Gitarren** ist die Zielsetzung ganz anders: Sie müssen keine Schallenergie abstrahlen – das besorgt der Lautsprecher. Wegen der fehlenden Abstrahlverluste ist die Saitenbedämpfung geringer, das Ausklingen dauert länger, die Gitarre hat ein längeres **Sustain**.

Es gibt mehrere Größen zur Dämpfungs-Beschreibung: Eine ist die Dämpfungszeitkonstante bzw. **Hüllkurvenzeitkonstante** ϑ der einzelnen Teiltöne. Pro Zeitkonstante nimmt der Teiltonpegel um 8,686 dB ab. Eine Schwingung, deren Pegel in 10 s um 60 dB abnimmt, hat eine Zeitkonstante von 1,45 s. Die Zeitdauer, die der Pegel für einen Abfall um 60 dB braucht, wird in der Raumakustik **Nachhallzeit** T_N genannt. Auch sie ist zur Dämpfungs-Beschreibung geeignet, es gilt $T_N = 6{,}91 \cdot \vartheta$. In **Abb. 1.47** sind die mit Piezo-Tonabnehmer gemessenen Grundton-Pegelverläufe (*G#*) dargestellt. Während der ersten Sekunde unterscheiden sich die Zeitkonstanten um den Faktor 18.

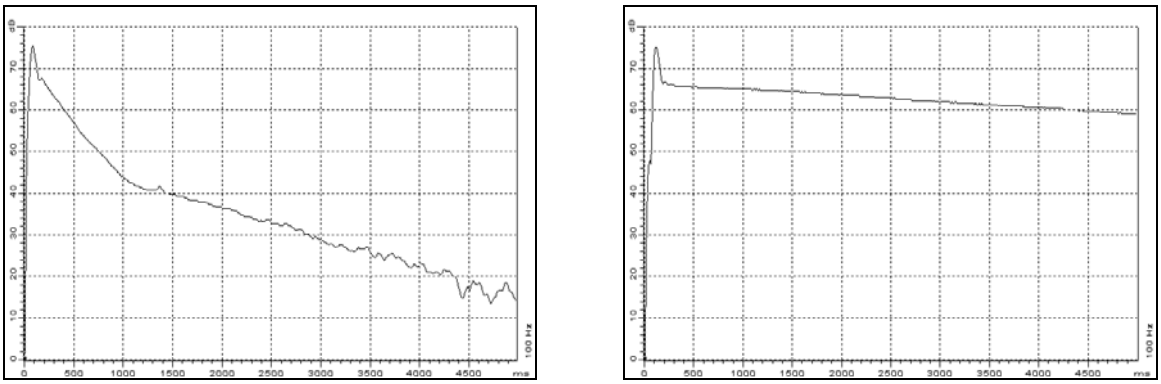


Abb. 1.47: Messungen an Ovation-Gitarren: SMT (Akustik-Gitarre, links); Viper (Elektro-Gitarre, rechts).

Den folgenden Betrachtungen liegt der Energiesatz zugrunde. Der Saite wird beim Anzupfen eine bestimmte potentielle Energie mitgegeben, die teils dissipiert, teils abgestrahlt wird. Als BEISPIEL soll eine Saite mit 5 mWs angezupft werden und unterschiedlich bedämpft ausschwingen. Welcher Schallpegel entsteht in 1 m Entfernung, wenn man zunächst annimmt, dass 100% der Schwingungsenergie als **Schallwelle** abgestrahlt werden?

Für die genaue Berechnung müsste die Bündelung bekannt sein, vereinfachend wird hierbei Kugelcharakteristik angenommen. Für den pegelstarken zweiten Teilton der E-Saite ist diese Annahme eine gute Näherung [1]. Die Energie *E* der Kugelwelle [3] berechnet sich zu:

$$E = \frac{4\pi R^2}{Z_0} \int_0^\infty p^2(t)dt = \frac{4\pi R^2}{Z_0} \cdot \frac{\hat{p}^2}{4} \cdot \vartheta \qquad \text{mit } Z_0 = 414 \text{ Ns/m}^3$$

$p(t)$ ist hierbei der Schalldruck in der Entfernung R = 1m; das Integral über die gedämpfte Schwingung wurde bereits am Ende von Kap. 1.5.1 berechnet. Die Gleichung kann nach der Schalldruckamplitude aufgelöst werden:

$$\hat{p} = \sqrt{\frac{Z_0}{\pi R^2} \cdot \frac{E}{\vartheta}} \quad \text{im Beispiel} \quad \hat{p} = 0{,}57\,\text{Pa} \quad \text{für } \eta = 100\% \text{ und } \vartheta = 2\,\text{s}.$$

Aus dem nunmehr bekannten Schalldruckverlauf kann der Pegelverlauf für z.B. exponentielle FAST-Mittelung berechnet werden (**Abb. 1.48 links**, unterschiedliches ϑ). ◊

© M. Zollner 2002

$$L(t) = 10\lg\left(\frac{Z_0 E / p_0}{2\pi R^2 (\vartheta - 2\tau)} \cdot \left(e^{-2t/\vartheta} - e^{-t/\tau} \right) \right) \qquad \vartheta \neq 2\tau$$

Die Dämpfungszeitkonstante ϑ beeinflusst sowohl den Maximalwert, als auch die Abklinggeschwindigkeit. Der Gitarrenbauer kann durch gute mechano-akustischen Kopplung den Spitzenschallpegel erhöhen, dann klingt die Lautstärke aber schnell ab; oder durch schlechte Kopplung ein langes Ausklingen erreichen, dann ist die Gitarre aber nicht so laut – die Anzupf-Energie ist eben nur einmal vorhanden. Lässt man nun aber die Saite in zwei Ebenen schwingen, so gelingt das scheinbar Unmögliche: Eine laute, lang nachklingende Gitarre. Die deckennormale Schwingung erzeugt einen lauten Anschlag, dessen schnelles Ausklingen von der langsamer abklingenden deckenparallelen Schwingung nach kurzer Zeit übertönt wird.

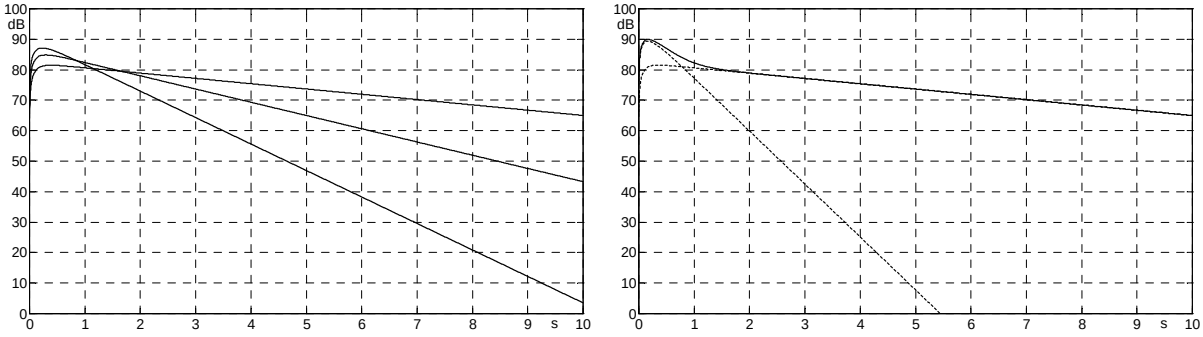


Abb. 1.48: Links: FAST-Schallpegel für unterschiedliche Kopplung zwischen Saite und Schallfeld (η = 100%). Rechts: FAST-Schallpegel für zwei überlagerte orthogonale Schwingungen (η = 100%). Gleiche Energie.

Abb. 1.48 rechts zeigt ein Beispiel, bei dem beide Schwingungen mit 5 mWs angeregt werden. Das schnelle Abklingen erfolgt mit 0,5 s Dämpfungszeitkonstante, das langsame Abklingen mit 5 s. Gestrichelt eingetragen ist der Pegelverlauf der Einzelschwingung. Für beide Schwingungen ist wieder ein 100%-iger Wirkungsgrad angenommen.

Ein **Wirkungsgrad** von 100% ist in der Praxis natürlich nicht erreichbar, ein Teil der Schwingungsenergie wird bereits in der Saite und im Korpus in Wärme umgewandelt. Reduziert man den Wirkungsgrad auf z.B. 50%, so wird hierdurch auch die Abklingzeitkonstante auf die Hälfte reduziert (Herleitung über die Leitungsgleichung). Der Pegelverlauf wird dann von zwei Parametern bestimmt: Von der mechano-akustischen Anpassung, und von der Gitarrendissipation (**Abb. 1.49**).

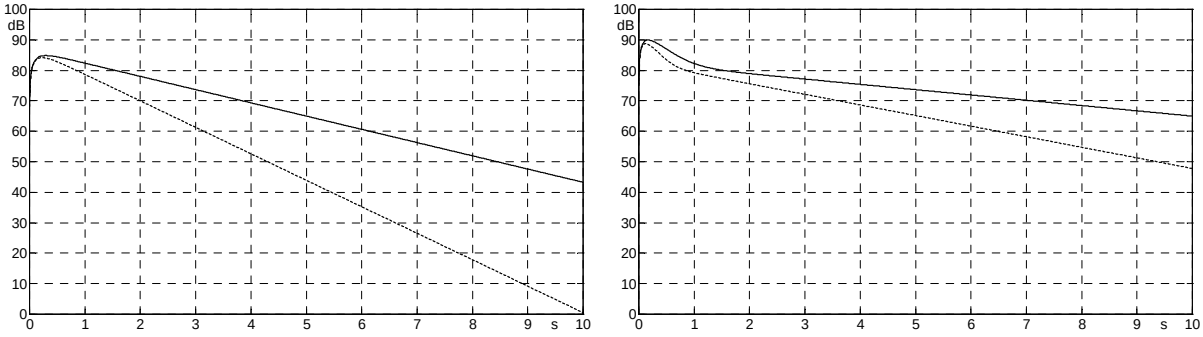


Abb. 1.49: Berechneter Schallpegelverlauf für 5 mWs (links) bzw. 2∗5 mWs (rechts) Anregungsenergie. Die durchgezogene Linie zeigt 100 % Wirkungsgrad, die gestrichelte Linie 50%.

© M. Zollner 2002

1.6.3 Teilton- und Summenpegel

Die reale Gitarrensaite besteht nicht nur aus einer Masse und einer Steifigkeit, vielmehr sind diese beiden Größen kontinuierlich verteilt. Als Konsequenz dieser räumlichen Verteilung bildet sich eine Vielzahl von Eigenschwingungen aus (Kap. 1.1 und 1.3), die alle mit ihrer individuellen Frequenz f_i, Anfangsphase φ_i und Dämpfung ϑ_i abklingen. Die tatsächliche Schwingung ist eine Überlagerung (Addition, Superposition) der Einzelschwingungen, die jeweils noch in zwei Ebenen auftreten – mit wiederum unterschiedlichen Parametern. Diese schon relativ komplizierte Beschreibung ist aber immer noch eine Vereinfachung, denn insbesondere bei lautem Anschlag müsste auch noch nichtlineares Verhalten berücksichtigt werden.

Tieffrequente Teiltöne klingen typischerweise lange nach, während hochfrequente Teiltöne schnell abklingen, vor allem bei alten Saiten. Der Pegelverlauf für die einzelnen Teiltöne muss frequenzselektiv ermittelt werden, z.B. mit einem schmalbandigen Bandpassfilter, dessen Mittenfrequenz auf die Teiltonfrequenz abgestimmt wird. Wählt man die Filterbandbreite zu groß, dann wird das Messergebnis auch von Nachbartönen beeinflusst, wählt man sie zu klein, dann werden schnelle Pegeländerungen nicht richtig wiedergegeben. Systemtheoretisch sind bei der selektiven Analyse zwei Filter in Kette geschaltet: Die Saite und das Bandfilter. Das Filter-Ausgangssignal ergibt sich aus dem Filter-Eingangssignal (Saitenschwingung), gefaltet mit der Impulsantwort des Filters. Je schmalbandiger das Filter, desto langsamer klingt seine Impulsantwort ab, und desto stärker wird der Teiltonpegelverlauf verfälscht.

Dieses Problem existiert grundsätzlich, egal wie die Schmalbandfilterung erzeugt wird. Auch eine DFT (Diskrete Fourier-Transformation) kann als Filterbank interpretiert werden: Hierzu wird das DFT-Fenster (z.B. Hanning) längs der Zeitachse verschoben, und die nun zeitvariante Spannung jedes diskreten Frequenzpunktes als zeitdiskrete Filter-Ausgangsspannung interpretiert (STFT = Short-time Fourier Transform).

Bei der STFT wird das zu analysierende Zeitsignal $\underline{u}(t)$ zuerst mit einem Gewichtsfenster $g(t)$ multipliziert; diese Gewichtsfunktion ist nur während kurzer Zeit von null verschieden, ansonsten null. Über das derart gewichtete Signal wird die DFT berechnet, was bei der individuellen Frequenz f einen komplexen Momentanwert ergibt. Nun wird das Fenster um einen Abtastwert verschoben, und wieder eine DFT berechnet, usw.

$$\underline{U}(t',\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \underline{u}(t) \cdot g(t'-t) \cdot e^{-j\omega(t'-t)} \cdot dt \qquad \text{STFT}$$

$$\underline{z}(t') = \int_{-\infty}^{\infty} \underline{x}(t) \cdot \underline{y}(t'-t) \cdot dt \qquad \text{Faltung}$$

Integriert wird bei der STFT formal über die unendlich dauernde Zeit t, de facto aber nur über den Fenster-Ausschnitt, der mit t' verschoben wird; die e-Funktion kommt von der Fourier-Transformation. Die gleiche Form hat das Faltungsintegral, dessen erster Faktor als zu filternde Zeitfunktion aufgefasst wird, und dessen zweiter Faktor – als Impulsantwort – eine mit $g(t)$ gewichtete Schwingung der Kreisfrequenz ω ergibt. Damit ist gezeigt, dass die STFT wie ein (digitales) Filter funktioniert, mit allen systemtypischen Selektivitätsproblemen.

© M. Zollner 2002

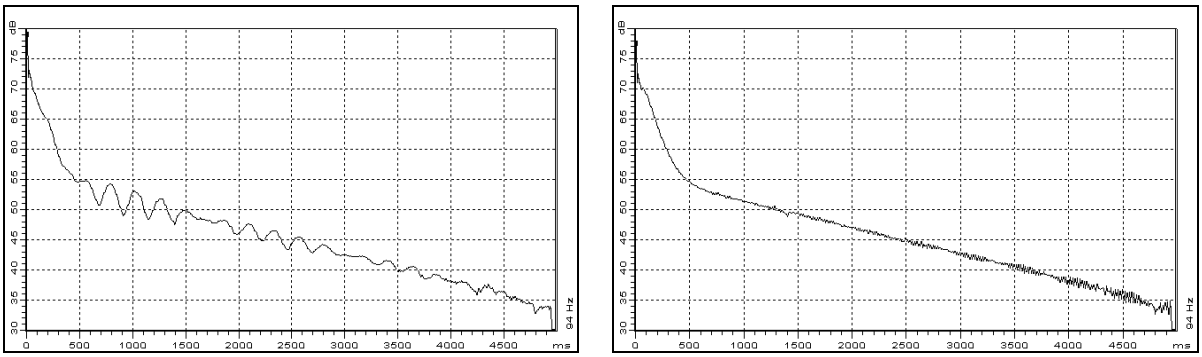


Abb. 1.50 Grundton-Pegelverlauf (*G#*): 40-dB-Kaiser-Bessel-Fenster (links), 60-dB-Kaiser-Bessel-Fenster.

Während es nur *ein* (theoretisches) Langzeitspektrum gibt, existieren (je nach Parametrierung) beliebig viele Kurzzeitspektren, die sich zum Teil deutlich unterscheiden. In **Abb. 1.50** wird derselbe Ausschwingvorgang mit 2 unterschiedlichen DFT-Fenstern untersucht. Die im linken Bild sichtbaren Schwebungen sind Leakage-Effekte des DFT-Fensters, wie sie in ähnlicher Form auch beim Hamming-Fenster und 40-dB-Gauss-Fenster[♣] auftreten. Obwohl diese Analyse nicht als falsch bezeichnet werden kann, ist es doch zweckmäßiger, ein Fenster mit stärkerer Flankenbedämpfung zu verwenden (z.B. 60 dB, rechtes Bild).

Eine 512-Punkte DFT ergibt für 48 kHz Abtastfrequenz einen Linienabstand von 94 Hz. Für die Auflösung eines E2-Spektrums (82,4 Hz Grundfrequenz) ist dieses Frequenzraster zu grob. Mit einer 8K-DFT verringert sich der Linienabstand auf 5,9 Hz, gleichzeitig wächst die Blocklänge aber auf 171 ms an. Der selektiven Pegelmessung liegt dann eine filterbedingte Mittelungszeit von 171 ms zugrunde (Gewichtung entsprechend *g(t)*), die alle schnellen Pegeländerungen verschleift. Zwischen diesen beiden Extremen sollte ein Kompromiss gefunden werden.

Aus dem zeitlichen Verlauf der Teiltonpegel kann durch Summation der Gesamtpegel berechnet werden. Hierbei dürfen aber nicht einfach die dB-Werte zusammengezählt werden, vielmehr müssen die Einzel*leistungen* addiert werden (inkohärente Quellenaddition). Da Leistungen stets positiv sind, kann der Gesamtpegel nie kleiner sein als die Einzelpegel – sofern alle mit gleicher Mittelungsart gemessen wurden! Bei unterschiedlicher Mittelung kann jedoch der Summenwert kurzzeitig schon kleiner sein als die Einzelwerte.

Zusammengefasst ergibt sich folgendes Bild: Die Teilton*leistungen* klingen näherungsweise exponentiell ab, die Teilton*pegel* linear. Weisen die griffbrettnormalen und griffbrettparallelen Schwingungen unterschiedliche Bedämpfung auf, so kann sich im Pegelverlauf ein Knick ergeben; sind auch noch die beiden Frequenzen unterschiedlich, so können Schwebungen entstehen. Messtechnisch unvermeidliche Mittelungsverfahren verschleifen den Pegelverlauf. Der Gesamtpegel wird im ersten Moment nach dem Anzupfen stark von den hochfrequenten Teiltonpegeln beeinflusst, diese klingen aber schnell ab. Nach kurzer Zeit dominieren einige wenige tieffrequente Teiltöne, die langsam abklingen. Deshalb fällt der Gesamtpegel häufig nicht linear ab, sondern zunächst schnell, und zunehmend langsamer. Da viele Teiltöne beteiligt sind, ergibt sich kein scharfer Knick, sondern ein verrundeter Verlauf.

[♣] ausführlicher in: M. Zollner, Signalverarbeitung, Hochschule Regensburg, 2010.

© M. Zollner 2002

1.6.4 Alte Saiten

Der in der Saite in Wärme umgewandelte Energieanteil hängt bei umsponnenen Saiten stark vom Saitenalter ab. In den Rillen der Umspinnung lagern sich Schmutz und Hautreste ab, wodurch die Saite zusätzlich bedämpft wird. Auch Korrosion kann einen Beitrag leisten. Die in die Rillen eingebrachte Masse bewirkt eine Verstimmung, aber vor allem macht sich bei hohen Teiltönen die Dämpfung bemerkbar: Die alte Saite klingt dumpf. Bei elektrisch abgenommenen Gitarren hilft es dabei wenig, den Höhenverlust durch Höhenanhebung ausgleichen zu wollen, denn hierdurch kann die Abklingzeitkonstante nicht verlängert werden.

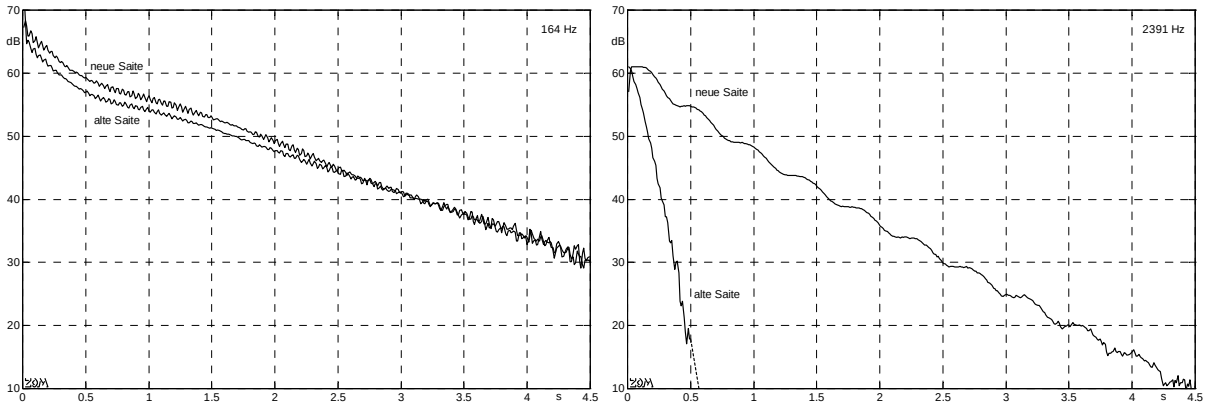


Abb. 1.51: Das Ausschwingen einer leeren E_2-Saite bei einem tiefen (links) und einem hohen Teilton (rechts).

In **Abb. 1.51** ist der Teiltonpegelverlauf einer ausschwingenden E_2-Saite dargestellt. Für den 2. Teilton (164,8 Hz) sind die Unterschiede zwischen neuer und alter Saite innerhalb der Reproduziergenauigkeit, die Schwingungen klingen praktisch gleich schnell ab. Ganz anders bei hohen Frequenzen: Die Ausschwingdauer der alten Saite ist auf etwa 1/7 verkürzt. Die Abklingzeitkonstante der alten Saite beträgt nur 0,1 s, das Ausschwingen darf deshalb keinesfalls mit FAST-Mittelung gemessen werden.

Bei der E_4-Saite konnte keine Alterung festgestellt werden — weder beim Grundton, noch bei höheren Harmonischen. Allerdings war die Saite vor der Messung mit einem Lumpen geputzt worden. Offensichtlich lassen sich Ablagerungen von massiven Saiten ausreichend gut entfernen, während bei umsponnenen Saiten einfaches Abwischen nur wenig Besserung bringt. Bessere Ergebnisse sollen mit Ultraschall-Bädern oder mit Auskochen der Saiten in geeigneten Lösungsmitteln erreicht worden sein, eigene Versuche hierzu wurden nicht durchgeführt.

Neben Korrosion und Ablagerungen ist ein weiterer Alterungsprozess zu beobachten: Die Bünde schleifen im Lauf der Zeit kleine **Querrillen** in die Saite, wodurch Saitenlage und Homogenität geändert werden. Masse und Steifigkeit sind dann nicht mehr in gleicher Weise längs der Saite verteilt, sondern ortsabhängig. Als Saitenmodell ergibt sich eine inhomogene Leitung mit ortsabhängigem Wellenwiderstand. Jede Rille sorgt für eine kleine Fehlanpassung und somit für geringfügige Reflexionen. Der Effekt wurde nicht näher analysiert.

Abschließend sei auf Kap. 1.5.3, 7.7.6 und 7.12.2 verwiesen: Bei alten Saiten ist nicht nur der Abklingvorgang anders, sondern auch die Anregung. Neue Saiten klingen brillanter, weil jedes Auftreffen auf einen Bund (**Prellen**) einen breitbandigen Impuls erzeugt. Bei alten Saiten wirken die Ablagerungen als höhendämpfender Puffer.

© M. Zollner 2002

1.7 Saitenlebensdauer

Wie lange halten Gitarrensaiten? Hängt davon ab... Der Sammler ist vielleicht von der Original-Nocaster begeistert, die nach 50 Jahren noch immer ihre Originalbesaitung vorweisen kann, der Profigitarrist wechselt hingegen vor jedem Auftritt. Oder auch erst, wenn die Saite abgerissen ist, weil er den schrillen Klang neuer Saiten nicht mag: "*James, die Paula klingt so grell*." "Welche, Milord?" "*Die mit dem eingeritzten E.C., müsste Nr. 8 sein*." "Verzeihung Milord, Nr. 8 ist die mit dem eingezwickten 40 cm langen Barthaar, die mit E.C. ist Nr. 38. Ich habe gerade erst neue Saiten aufgezogen und sie noch nicht eingespielt".

Saiten reißen fast immer an Knickstellen, weil hier die mechanische Belastung noch höher als "unterwegs" ist. Im Interesse langer Haltbarkeit sollten deshalb alle scharfkantigen Auflagen verrundet sein. An einer scharfen Kante kann die eigentlich vor Korrosion schützende Nickelschicht zum elektrochemischen Saitenmörder mutieren: Ist die Nickelschicht beschädigt, bilden Feuchtigkeit und Schweiß zusammen mit den beiden Metallen (Stahl, Nickel) ein Lokalelement, und der entstehende elektrische Strom führt zu **Unterrostung** und letztendlich zum Saitenbruch. Fender empfiehlt, die Auflagestellen der Saite mit einem Tropfen Maschinenöls oder mit Vaseline zu versehen, um Feuchtigkeit und Schweiß von der Saite fernzuhalten. Ein guter Rat, dem man folgende Empfehlung hinzufügen muss: Bei der Stratocaster werden die Diskantsaiten am Vibratoblock scharfkantig umgelenkt. Es lohnt, diese Kante mit einer feinen Rundfeile zu entschärfen. (Ähnliche Problemzonen findet man auch bei anderen Gitarren). Warum Fender diese Kante nicht selbst entschärft? Nun, Fender ist ja auch Saitenhersteller...

"Bei guter Führung" können Saiten auch bei häufigem Spiel monatelang halten, klingen aber immer matter (Kap. 1.6.4, Kap. 7.7.6, Kap. 7.12.2) und werden deshalb schon vor ihrem finalen Abschiedsknack ausgetauscht. Ob dies nun aber nach einigen Tagen oder einigen Wochen geschieht, ist so individuell, dass keine Richtwerte angegeben werden können. Häufiges, kraftvolles Spiel und Handschweiß verkürzen die Lebensdauer, gelegentliches Abwischen und Pflegemittel können sie verlängern. Bei allen Pflegemitteln ist aber auf Griffbrettverträglichkeit zu achten!

© M. Zollner 2002

2. Die Saite als Leitung

In der Terminologie der Systemtheorie ist eine **Leitung** ein spezieller Übertragungskanal, der Signale von der Quelle zum Empfänger (zur Senke) überträgt. Bei der E-Gitarre denkt man im Zusammenhang mit Leitung wohl zuallererst an das Gitarrenkabel. Aber obwohl auch dieses im o.a. Sinne elektrische Signale von der Gitarre zum Verstärker leitet, ist zu seiner Funktionsbeschreibung nicht die allgemeine Leitungstheorie erforderlich. Im Falle kurzer Leitungen ist nämlich eine Vereinfachung auf konzentrierte Leitungselemente ausreichend. Das Gitarrenkabel ist eine kurze Leitung – kurz gegenüber der *elektrischen* Wellenlänge, die größer als 30 km ist. Die Leitungstheorie soll vor allem lange Leitungen beschreiben; Leitungen, deren Abmessungen der Wellenlänge entsprechen (oder länger als diese sind). In diesem Sinne ist die **Gitarrensaite** eine lange *mechanische* Leitung: Quelle der sich ausbreitenden mechanischen Welle ist der Ort, an dem die Saite angezupft wird. Empfänger des über die Saite geleiteten Signals ist der Steg, der einen Teil der ankommenden Signalenergie auskoppelt und in den Korpus weiterleitet; die restliche Signalenergie wird als Reflexion in die Saite zurückgeschickt. Auch der Sattel reflektiert, wodurch sich auf der Saite eine **stehende Welle** ausbildet.

Ursache aller im Tonabnehmer erzeugten Musik-Signale sind **Saitenschwingungen**; ihrer Beschreibung gilt der folgende Teil. Dass ein Tonabnehmer auch Störsignale erzeugen kann, wird an anderer Stelle genauer untersucht (Kap. 5.7). Die Gitarrensaite ist ein mechanisches System, das streng genommen in komplizierter Weise nichtlinear reagiert, aber vereinfachend als linear und zeitinvariant angenommen wird. Unter diesen Randbedingungen lassen sich als **Systemgrößen** Massen, Steifigkeiten und Widerstände definieren, und an diesen angreifend die **Signalgrößen** Kraft und Schwinggeschwindigkeit = Schnelle. Die örtlichen Verteilungen der Signalgrößen laufen als **Welle** mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit c die Saite entlang. Ganz ähnliche Verhältnisse ergeben sich auf elektrischen Leitungen: Ihre Systemgrößen sind Kapazitäten, Induktivitäten und Widerstände, ihre Signalgrößen Strom und Spannung. Aufgrund der analogen mathematischen Beschreibung werden im Folgenden mechanische und elektrische Leitungen gegenübergestellt. Die mechanische Leitung ist die Gitarrensaite; die hierzu analoge elektrische Leitung soll als **Modell** zur Veranschaulichung dienen – sie existiert nicht wirklich, und ist insbesondere nicht das Gitarrenkabel!

2.1 Transversalwellen

Auf einer mechanischen Leitung breiten sich mechanische Wellen aus. Diese können Longitudinalwellen, Transversalwellen, oder Kombinationen hiervon sein. Bei der reinen Transversalwelle schwingen die differentiell kleinen Leitungsteilchen quer zur Richtung der Wellenausbreitung; entweder als ebene Bewegung, oder drehend. Bei einer reinen Longitudinalwelle schwingen die Leitungsteilchen in Richtung ihrer Ausbreitung; bei der Gitarrensaite also in Richtung der Saitenachse – gegenüber der Transversalwelle eher von untergeordneter Bedeutung. Bei der einfachen elektrischen Leitung entsteht zwischen zwei parallelen Leitern

(Drähten) ein elektromagnetisches Feld; *in* den Leitern fließen Ströme, *zwischen* den Leitern entstehen Potentialdifferenzen, also elektrische Spannungen. Die elektrische Leitungstheorie unterscheidet verschiedene Leitergeometrien – dies ist für die hier anstehenden grundsätzlichen Betrachtungen aber nicht erforderlich.

Was sich als Welle längs der Leitung mit c ausbreitet, ist die örtliche Verteilung von Signalgrößen. Bei der mechanischen Leitung ist eine Signalgröße die **Kraft** F, die als Funktion des Ortes und der Zeit definiert wird: $F(z,t)$. Dabei ist z die Ortskoordinate in Saitenlängsrichtung, t ist die Zeit. Hier liegt bereits ein erster Grund für mögliche Missverständnisse: Gemeint ist nicht die Saitenspannkraft Ψ, sondern die Wellenkraft F. Beim Stimmen der Saite wird in Saitenlängsrichtung eine Saitenspannkraft Ψ aufgebracht, die nach vollendetem Stimmen (idealisiert) konstant bleibt. Zusätzlich entsteht beim Anzupfen der Saite in Querrichtung eine **Querkraft**; diese ist mit F gemeint. Außer der örtlichen und zeitlichen Kraftverteilung ist zur Beschreibung der sich ändernden Geometrie auch noch eine Bewegungsgröße erforderlich. Grundsätzlich wird hierbei die Verteilung der **Quergeschwindigkeit** betrachtet, die durch Differentiation in eine Beschleunigung, und durch Integration in eine Auslenkung umgeformt werden kann. Um Verwechslungen mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit c zu vermeiden, die ja eine signalunabhängige Konstante ist, wird diese Signalgeschwindigkeit **Schnelle** $v(z,t)$ genannt. Damit sind die beiden signaltragenden **Wellengrößen** die Kraft $F(z,t)$ und die Schnelle $v(z,t)$. Bei der wichtigeren Transversalwelle verläuft ihre Richtung quer zur Saitenachse, bei der Longitudinalwelle parallel hierzu.

Beide Wellengrößen sind nicht direkt beobachtbar. Auch wenn man sieht, *dass* eine Saite schwingt: Es ist unmöglich zu sagen, ob die Schnelle 1 m/s oder 5 m/s beträgt. Hingegen ist die Auslenkung abschätzbar – zumindest bei ausreichend starker Anregung. Am leichtesten zu interpretieren sind deshalb grafische Darstellungen der **Auslenkung**, die häufig x oder ξ genannt wird. Nun ist aber ξ vom Ort *und* von der Zeit abhängig: $\xi(z,t)$. Diese Funktion könnte durch ein räumliches z,t,ξ-Koordinatensystem dargestellt werden, mit ξ als Höhe über der z,t-Ebene. Schnitte längs $t = t_0 = const$ ergeben dann eine Ortsfunktion $\xi(z,t_0)$, Schnitte längs $z = z_0 = const$ ergeben eine Zeitfunktion $\xi(z_0,t)$. Die **Ortsfunktion** ist eine Momentaufnahme, in der die örtliche Verteilung der Auslenkung zu *einem* Zeitpunkt dargestellt wird. Die **Zeitfunktion** zeigt den zeitlichen Verlauf der Auslenkung *eines* speziellen Saitenpunktes. Räumliche Darstellungen über einer z,t-Ebene haben aber den großen Nachteil, dass die Zeit t eben gerade *keine* Raumkoordinate ist. Bei allgemeiner Definition des Begriffes "Raum" ist das kein Problem, für Grundlagenbetrachtungen aber etwas unanschaulich. Problematisch wird hingegen die "Vereinfachung" von $\xi(z,t_0)$ zu $\xi(z)$ = Ortsfunktion, und von $\xi(z_0,t)$ zu $\xi(t)$ = Zeitfunktion. Zwar sind t_0 und z_0 jeweils konstante Größen, aber es handelt sich bei $\xi(z)$ und $\xi(t)$ um zwei verschiedene Funktionen – die nicht mit demselben Buchstaben ξ benannt werden sollten. Um die Unterscheidung zu erleichtern, wird zunächst für die Auslenkungs-Zeitfunktion $\xi_{ZF}(t) = \xi(z_0,t)$ geschrieben, und für die Auslenkungs-Ortsfunktion $\xi_{OF}(t) = \xi(z,t_0)$.

In **Abb. 2.1** ist für drei verschiedene Wellenformen die Ortsfunktion der Auslenkung zu 7 verschiedenen Zeiten dargestellt. In jedem der drei Bilder läuft eine Transversalwelle von rechts nach links. Im Gegensatz zur realen Saite ist die in Abb. 2.1 dargestellte Wellenausbreitung nicht-dispersiv, d.h. die Welle behält ihre Form. Bei der realen Saite erfolgt die Ausbreitung hingegen mit frequenzabhängiger Ausbreitungsgeschwindigkeit (**Dispersion**), die Welle ändert während der Ausbreitung ihre Form, weil sich höhere Frequenzen mit größerer Geschwindigkeit ausbreiten. Für einführende Betrachtungen darf die Dispersion vernachlässigt werden, bei genauen Analysen ist sie zu berücksichtigen, indem die Ausbreitungsgeschwindigkeit c nicht als Konstante, sondern frequenzabhängig angesetzt wird.

© M. Zollner 2002

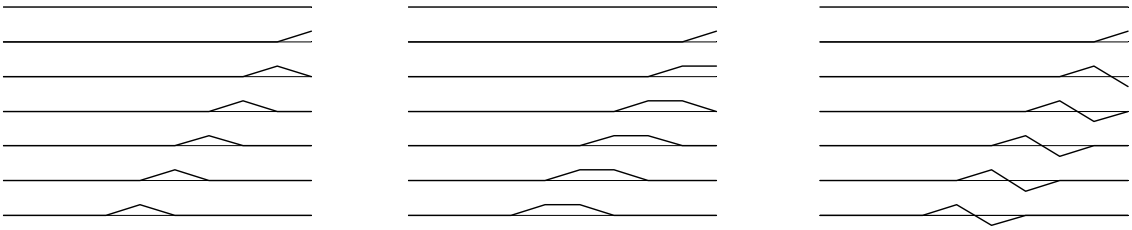


Abb. 2.1: Transversalwellen. Jede Zeile zeigt die Querauslenkung der Saite zu einem Zeitpunkt. Die Welle schreitet (in jedem der drei Bilder) von rechts nach links fort, tiefer liegende Zeilen zeigen spätere Zeitpunkte. Am rechten Bildrand erfolgt eine kurz dauernde Quer-Anregung, die eine mit konstanter Ausbreitungsgeschwindigkeit nach links laufende Welle erzeugt. Die drei Bilder zeigen drei unterschiedliche Anregungsfunktionen.

Im Folgenden ist mit $\xi = \xi_{OF}(z)$ die analytische Darstellung einer **Funktion** gemeint; ihre entsprechende grafische Darstellung zeigt (für ein spezielles Beispiel) **Abb. 2.2**. Eine Funktion ist eine Vorschrift, die jedem **Argument** z eindeutig einen **Funktionswert** ξ zuordnet. Anstelle von zuordnen spricht man auch von abbilden, und so betrachtet ist eine Funktion auch eine **Abbildung**: Die Menge der z-Punkte wird auf die Menge der ξ-Punkte abgebildet.

Die **Transformation** ist auch eine Abbildung, denn auch hier werden Mengen aufeinander abgebildet. Im Folgenden ist der Begriff Transformation (spezialisierend) so definiert, dass er die Verschiebung der $z\xi$-Ebene beschreibt. Jeder Punkt dieser Ebene wird ja durch ein Wertepaar beschrieben; der Ursprung z.B. durch $z = 0$, $\xi = 0$. Wenn wir jeden Punkt der $z\xi$-Ebene um dieselbe Distanz in dieselbe Richtung verschieben, führen wir eine spezielle Transformation durch, die in diesem Fall **Verschiebung** oder **Translation** genannt wird. Die analytische Geometrie der Ebene spricht hier von einer *Parallelverschiebung der Ebene in sich*, die zur Klasse der gleichsinnigen **Kongruenzabbildungen** gehört.

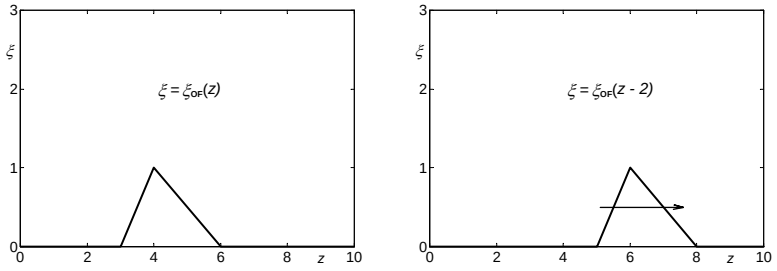


Abb. 2.2: Grafische Darstellung der Funktion $\xi = \xi_{OF}(z)$. Durch Anwendung der Transformation wird der Funktionsgraph in positiver z-Richtung verschoben.
Rechtes Bild: $ct = 2$.

Funktionen, Abbildungen und Transformationen sind Zuordnungsvorschriften; für die folgenden Betrachtungen wurde folgende Begriffsspezialisierung vorgenommen: Die z-ξ-Zuordnung wird *Funktion* genannt, die Verschiebung aller z,ξ-Punkte, die zu einer Verschiebung des Funktionsgraphen (der Funktionskurve) führt, ist eine *Transformation*. Besondere Bedeutung hat die Verschiebung des Funktionsgraphen in Richtung der z-Koordinate (Abszisse), denn dies ist die Achse (Längsrichtung) der Saite, und in dieser Richtung laufen elastische Wellen die Saite entlang. Die Auslenkungs-Ortsfunktion beschreibt den Zusammenhang zwischen dem Ort z und der Auslenkung ξ. Bei der Saite gehört für einen speziellen Zeitpunkt zu jedem z ein eindeutiges ξ. Der Funktionsgraph, analytisch beschrieben durch $\xi = \xi_{OF}(z)$, ist ein Abbild der Saitenauslenkung.

In Abhängigkeit von der sich ändernden Zeit t verändert der Funktionsgraph seine Lage; er verschiebt sich längs z. Diese Verschiebung ist – mathematisch gesehen – eine zeitabhängige

© M. Zollner 2002

Transformation (speziell: Translation). Sie wird entweder Koordinaten-Transformation oder **Argument-Transformation** genannt, weil die Transformationsvorschrift nur das Funktions-Argument z verändert. Alle Funktionswerte (ξ) bleiben erhalten; sie werden durch die Transformation aber neuen z-Werten zugeordnet.

$$\xi = \xi_{OF}(z - ct_0) \qquad \text{zeitabhängige Translation}$$

Die Transformation verändert das Argument der Funktion: Aus z wird $z - ct_0$. Hierbei ist c die **Ausbreitungsgeschwindigkeit**[♣] der Welle, und ct_0 der während der Zeit t_0 zurückgelegte Weg. Man kann $\xi_{OF}(z)$ als Ortsfunktion zum Zeitpunkt $t = 0$ interpretieren, und $\xi_{OF}(z - ct_0)$ als Ortsfunktion zum (anderen) Zeitpunkt t_0. Der mit $\xi_{OF}(z)$ definierte Funktionsgraph wird durch die Transformation in z-Richtung verschoben: Sofern c positiv ist, nach rechts, für negatives c nach links. Neben der Ortsfunktion, bei der die Auslenkung zu einem festen Zeitpunkt t_0 als Funktion des Ortes beschrieben wird, kann auch die Zeitfunktion betrachtet werden, bei der die Auslenkung für einen festen Ort z_0 als Funktion der Zeit beschrieben wird. Ist eine der beiden Funktionen bekannt, kann die andere hieraus berechnet werden.

In **Abb. 2.3** ist als Beispiel eine dreieckförmige Ortsfunktion $\xi_{OF}(z)$ dargestellt. Der Ort (z) wird bezüglich des speziellen Saitenpunktes $z_0 = 8$ neu definiert: $z = z_0 - ct$. Dieser Substitution liegt die Überlegung zugrunde, dass es für die Berechnung keinen Unterschied macht, ob die Welle zu dem Punkt z_0 hinläuft, oder ein Beobachter vom Punkt z_0 aus der Welle entgegenläuft. Aus $\xi_{OF}(z_0 - ct)$ wird die neue Funktion $\xi_{ZF}(t)$, die aus $\xi_{OF}(z)$ durch Argument-Transformation hervorgeht: $\xi_{OF}(z) \Leftrightarrow \xi_{ZF}(t)$. Allgemeiner: **Die Ortsfunktion wird durch Argument-Transformation zur Zeitfunktion, und umgekehrt**. ξ_{OF} und ξ_{ZF} haben einen ähnlichen Verlauf, sind aber nicht identisch.

Für positives c (nach rechts laufende Welle) geht die eine Funktion aus der anderen durch horizontale Streckung, Spiegelung an der Ordinate und horizontale Verschiebung hervor. Obwohl auch andere Abbildungsschritte definierbar sind, sollen diese drei Teilabbildungen betrachtet werden: Die horizontale (in Abszissenrichtung ausgeführte) Streckung weist der Abszisse eine neue Skalierung zu: Aus dem Ort wird die Zeit, bzw. umgekehrt ($z = ct$). Die Spiegelung ergibt eine Umkehr der Abszissenrichtung. Zu beiden Teilabbildungen könnte man auch sagen: Streckung mit negativem Koeffizient. Die in Abszissenrichtung gestreckte und gespiegelte Kurve wird abschließend noch in Abszissenrichtung verschoben, und aus einer Ortsfunktion wurde eine Zeitfunktion (oder umgekehrt). Bei der nach links laufenden Welle (negatives c) entfällt die Spiegelung, d.h. die Abszissenrichtung wird nicht umgekehrt. Abb. 2.3 handelt es sich in beiden Bildern um Auslenkungsfunktionen; der Funktionalzusammenhang zwischen Abszisse und Ordinate ist aber unterschiedlich.

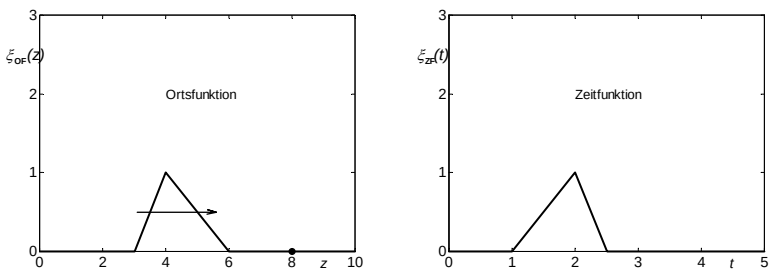


Abb. 2.3: Orts- und Zeitfunktion. Die Welle läuft nach rechts auf den Punkt $z_0 = 8$ zu; die Auslenkung dieses Punktes ist in der Zeitfunktion dargestellt. Physikalische Einheiten siehe Text.

♣ In der Literatur findet man auch Gleichungen, die grundsätzlich von positivem c ausgehen, und – je nach Ausbreitungsrichtung – ein Plus- oder Minuszeichen schreiben.

© M. Zollner 2002

In den Abbildungen 2.2 und 2.3 haben die Variablen keine physikalischen Einheiten – für mathematische Darstellungen nicht ungewöhnlich. Man könnte **Einheiten** hinzufügen, oder die Ortskoordinate z normiert interpretieren: Z.B. auf 1 m normiert; dann bedeutet $z_0 = 8$ eigentlich: $z_0 = 8\,\text{m}$. Nimmt man ergänzend an, dass die Zeit t auf 1s normiert ist, dann beträgt die Ausbreitungsgeschwindigkeit für dieses Beispiel: $c = z/t = 2\,\text{m/s}$.

In Abb. 2.3 ist es egal, ob die Welle (linkes Bild) mit 2 m/s auf den am festen Punkt $z_0 = 8$ stehenden Beobachter zuläuft, oder ob ein Beobachter, ausgehend von $z_0 = 8$, der unbewegten Welle (!) mit 2 m/s entgegenläuft; in beiden Fällen ergibt sich für den Beobachter dieselbe Zeitfunktion. Und – liebe Physiker: Gaaaanz ruhig bleiben: Wellen auf Gitarrensaiten laufen nicht mit Lichtgeschwindigkeit. Auch nicht näherungsweise.

Die bisherigen Abbildungen haben Orts- und Zeitfunktion der **Auslenkung** dargestellt, weil diese Größe bei schwingenden Saiten gut beobachtbar ist. Aus systemtheoretischer Sicht ist aber die **Schnelle** v wichtiger, denn aus ihr entstehen – zusammen mit der Kraft – Leistung und Impedanz. Die Schnelle v (am Ort z_0) ist das partielle zeitliche Differential der Auslenkung ξ (am selben Ort):

$$v(z,t) = \frac{\partial}{\partial t}\xi(z,t) \qquad \text{Zeitfunktion: Auslenkung} \rightarrow \text{Schnelle}$$

In allgemeiner Darstellung, bei der v und ξ von zwei Variablen abhängen, ist eine partielle Differentiation nach t erforderlich. Dabei wird nur nach t differenziert, unter der Bedingung, dass $z = z_0$ hierfür konstant bleibt:

$$v_{\text{ZF}}(t)\big|_{z=z_0} = \frac{d}{dt}\xi_{\text{ZF}}(t)\bigg|_{z=z_0} \qquad \text{Beide Funktionen für denselben Ort } z_0$$

Nun hängen aber Ort und Zeit über die Ausbreitungsgeschwindigkeit zusammen: $z = z_0 - ct$. Es ist deshalb möglich, die zeitliche Differentiation d/dt in eine örtliche Differentiation d/dz umzuformen, und damit von der Ortsfunktion der Auslenkung $\xi_{\text{OF}}(z)$ direkt zur Ortsfunktion der Schnelle $v_{\text{OF}}(z)$ zu gelangen (Kettenregel der Differentialrechnung):

$$v_{\text{OF}}(z)\big|_{t=t_0} = -c \cdot \frac{d\xi_{\text{OF}}(z)}{dz}\bigg|_{t=t_0} \qquad \text{Ortsfunktion: Auslenkung} \rightarrow \text{Schnelle}$$

Bei all diesen Gleichungen ist das **Vorzeichen** der Schnelle v an der ξ-Richtung orientiert: Bewegung in ξ-Richtung ergibt positives v. Die Umrechnung der Schnelle-Ortsfunktion in die Schnelle-Zeitfunktion geschieht wie bei der Auslenkung durch Substitution: $z = z_0 - ct$.

$$v_{\text{OF}}(z) \Rightarrow v_{\text{OF}}(z_0 - ct) \Rightarrow v_{\text{ZF}}(t) \qquad \text{Ortsfunktion} \rightarrow \text{Zeitfunktion}$$

Bei bekannter Ortsfunktion und bekannter Ausbreitungsgeschwindigkeit ist die Zeitfunktion eindeutig definiert, und umgekehrt. Bei bekannter Auslenkung und bekannter Ausbreitungsgeschwindigkeit ist die Schnelle eindeutig definiert, und umgekehrt.

© M. Zollner 2002

Abb. 2.4 zeigt die Ortsfunktionen dreieckförmiger Auslenkungswellen; die zugehörigen Schnellewellen sind rechteckförmig. In den Bildern ist *z* die Abszisse; von oben nach unten sind 7 aufeinanderfolgende Zeitpunkte dargestellt. Obwohl die Form der Auslenkungs-Ortsfunktion in beiden Fällen dieselbe ist, unterscheiden sich die Schnelle-Ortsfunktionen im Vorzeichen: In den bisher verwendeten Formeln wird diese Vorzeichenumkehr durch *c* bewirkt. Für rechtslaufende Wellen wurde *c* positiv definiert, für linkslaufende negativ.

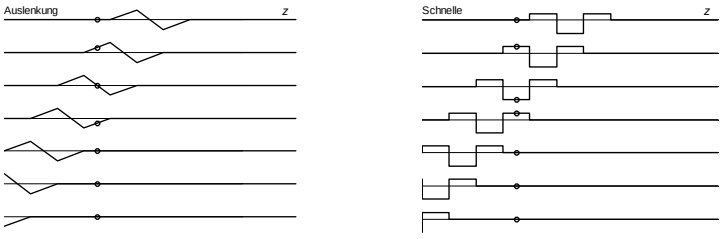


Abb. 2.4a: Ortsfunktionen einer nach links laufenden Welle. Der markierte Punkt wird zuerst nach *oben* bewegt: Die Schnelle dieses Punktes beginnt positiv.

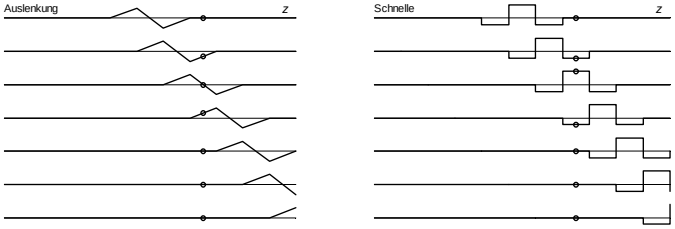


Abb. 2.4b: Ortsfunktionen einer nach rechts laufenden Welle. Der markierte Punkt wird zuerst nach *unten* bewegt: Die Schnelle dieses Punktes beginnt negativ.

N.B.: Am linken und rechten Rand verschwindet die Welle aus dem Bildausschnitt; es erfolgt keine Reflexion.

Auslenkung ξ und Schnelle v beschreiben die Saiten-Deformation, die **Kraft** F kann als deren Ursache interpretiert werden. Wie schon erwähnt, ist hierbei nicht die Spannkraft, sondern die Querkraft gemeint. An dieser Stelle ist es zweckmäßig, den Blick von der mechanischen zur elektrischen Leitung zu wenden. Da beiden Leitungen derselbe Differentialgleichungstyp zugrunde liegt (nur die Systemparameter heißen anders), ermöglichen **Analogiebetrachtungen** vom Verhalten einer Leitung auf das einer anderen zu schließen [3]. Besonders naheliegend ist, die Erkenntnisse der elektrischen Leitungstheorie [5] mittels Kraft-Strom-Analogie auf mechanische Leitungen zu übertragen. Hierbei ergeben sich folgende Entsprechungen: Kapazität ↔ Masse, Induktivität ↔ Feder, elektrische Admittanz ↔ mechanische Impedanz, elektrische Spannung ↔ Schnelle, Strom ↔ Kraft. Zur Vereinfachungen werden nur verlustlose Leitungen betrachtet, auf denen Signaldämpfungen im Kurzzeitbereich vernachlässigbar werden können. Dispersion wird nicht berücksichtigt.

Wenn sich auf einer elektrischen Leitung eine Welle ausbreitet, hängen an jedem Ort dieser Leitung Spannung und Strom über den **Wellenwiderstand** Z_{Wel} zusammen: $\underline{U} = Z_{Wel} \cdot \underline{I}$. Der Wellenwiderstand ist für verlustlose Leitungen rein resistiv (d.h. reell). Diese Aussage ist kein Widerspruch: Die Leitung nimmt ja tatsächlich Wirkleistung auf – allerdings nicht, um sie in Wärme umzuwandeln, sondern um sie weiterzuleiten. Damit es nicht zu Reflexionen kommt, geht man zumeist von einer *unendlich langen Leitung* aus; dies ist aber nicht zwingend: Solange sich der Welle kein 'Hindernis' in den Weg stellt, wird mit dem Wellenwiderstand gerechnet. Wendet man nun die *F-I*-Analogie auf die elektrische Leitung an, erhält man:

$$\underline{F} = Z_W \cdot \underline{v} \qquad \text{mechanische Leitungsgrößen}$$

Im Unterschied zum elektrischen Wellenwiderstand Z_{Wel} wird der mechanische Wellenwiderstand Z_W genannt.

© M. Zollner 2002

Der mechanische Wellenwiderstand Z_W berechnet sich mit längenspezifischer Masse *m*' und längenspezifischer Nachgiebigkeit *n*' zu:

$$Z_W = \sqrt{m'/n'} = \sqrt{\tfrac{1}{4}\rho D^2 \pi \cdot \Psi}$$ mechanischer Wellenwiderstand

In dieser Formel steht Ψ für die Saitenspannkraft, ρ für die Dichte, und *D* für den Durchmesser. Für einen 9er-Satz erhält man 0,68 Ns/m (E2♣) bzw. 0,14 Ns/m (E4), siehe Kap. A.7.

Bei der ungestört fortschreitenden Welle sind an jedem Ort Kraft *F* und Schnelle *v* über diese reelle Größe verbunden. Als Beispiel: Die E4-Saite schwingt mit 1 mm Amplitude; ihre Schnelle beträgt $2\pi 330 s^{-1} 0{,}001 m$ = 2,07 m/s (330Hz, sinusförmig, Scheitelwert). Mit Z_W = 0,14 Ns/m ergibt sich für den Scheitelwert der Kraftwelle: F = 0,29 N. Weil Z_W reell ist, sind Kraft und Schnelle an jedem Ort in Phase. Dies gilt aber nur für die ungestört fortschreitende Welle. Sobald reflektierte Wellen überlagert werden, ergeben sich andere Abhängigkeiten. Die folgende Tabelle zeigt die formalen Zusammenhänge zwischen den Wellengrößen.

Ortsfunktion → Zeitfunktion: $z = z_0 - ct$. Zeitfunktion → Ortsfunktion: $t = t_0 - z/c$

	Ortsfunktion	Zeitfunktion
Auslenkung	$\xi_{OF}(z)$	$\xi_{ZF}(t)$
Schnelle	$v_{OF}(z) = -c \cdot \frac{d\xi_{OF}(z)}{dz}$	$v_{ZF}(t) = \frac{d\xi_{ZF}(t)}{dt}$
Kraft	$F_{OF}(z) = Z_W \cdot v_{OF}(z)$	$F_{ZF}(t) = Z_W \cdot v_{ZF}(t)$

Mithilfe der bisher aufgestellten Formeln ist es möglich, Orts- und Zeitfunktionen ineinander umzurechnen, und Beziehungen zwischen Auslenkung, Schnelle und Kraft herzustellen. Dem **Vorzeichen** wurde allerdings noch zu wenig Aufmerksamkeit gewidmet. Seine Definition ist nicht so trivial, wie zunächst vielleicht vermutet. Bei der Auslenkung ergeben sich noch relativ einfache Zusammenhänge: Auslenkungen in ξ-Richtung werden positiv definiert. Für die in +*z*-Richtung fortschreitende Welle bedeutet positive Auslenkung also: In Ausbreitungsrichtung gesehen erfolgt die Auslenkung 'nach links', für die in –z-Richtung laufende Welle ist positive Auslenkung hingegen: in Ausbreitungsrichtung gesehen 'nach rechts'.

Es gibt offensichtlich zwei unterschiedliche Möglichkeiten zur **Vorzeichendefinition**: Entweder mit Bezug auf absolute Koordinaten, oder mit Bezug auf die Ausbreitungsrichtung. Wenn Wellen, die sich in unterschiedliche Richtungen ausbreiten, überlagert werden sollen, sind **Absolutkoordinaten** zweckmäßiger; die Überlagerung kann dann als einfache Addition ausgeführt werden, unabhängig von der Ausbreitungsrichtung. Bei der **Auslenkung** ist diese Definition naheliegend: Auslenkungen in ξ-Richtung sind positiv. Auch bei **Schnelle** und Beschleunigung empfiehlt sich dieses Prinzip. Eine positive **Beschleunigung** heißt folglich, dass sich die Saite mit zunehmender Schnelle in ξ-Richtung bewegt. Bei der **Kraft** gilt: Eine positive Kraft erzeugt einen Druckzustand in der Feder. In einer aufrecht stehenden Schraubenfeder kann ein *Druck*zustand erzeugt werden, wenn auf das obere Ende nach unten gedrückt wird, oder auf das untere Ende nach oben – beide Fälle bewirken positive Kraft.

♣ Bei den umsponnenen Saiten muss wegen der eingeschlossenen Luft mit einer um ca. 10% verringerten Dichte gerechnet werden.

© M. Zollner 2002

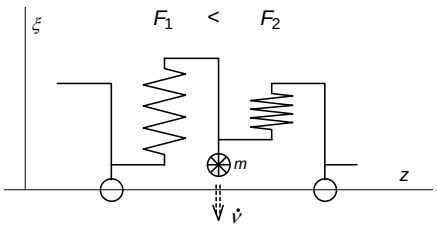


Abb. 2.5: Leitungselement. Die Kreise sind in Querrichtung bewegbare Massen, die Federn bilden die Quersteifigkeit nach. $F_2 > F_1$ bedeutet, dass in der rechten Feder eine größere Druckkraft herrscht. Als Konsequenz wirkt auf die Masse eine nach unten gerichtete Beschleunigung, hier durch den Pfeil veranschaulicht. Mit der o.a. Vorzeichenkonvention ist diese Beschleunigung negativ (negative ξ-Richtung).

Zur Veranschaulichung der Transversalkräfte dient das Feder-Masse-Modell nach **Abb. 2.5**. Die Auslenkung ξ der Massenpunkte ist direkt als Distanz zur Nulllinie zu sehen, die in den Federn wirkende Querkraft F kann aus der Deformation der Federn entnommen werden. Die für die Massen relevanten Beschleunigungskräfte ergeben sich als Differenz der beiden benachbarten Federkräfte. Die Kraftdifferenz $F = F_2 - F_1$ bewirkt eine nach unten gerichtete Beschleunigung, die Trägheits-Formel erfordert also ein Minuszeichen. Dividiert man die Gleichung durch die differentielle Länge dz des Leitungselementes, wird aus der Kraft die längenspezifische Kraft, und aus der Masse m die längenspezifische Masse m'.

$$F_2 - F_1 = -\dot{v} \cdot m \quad \Big\} \quad \frac{dF}{dz} = -\dot{v} \cdot \frac{dm}{dz} = -\dot{v} \cdot m' \qquad \text{Trägheitsgesetz}$$

Die in einer Feder wirkende Querkraft F hängt über die Nachgiebigkeit n von der Längenänderung $\Delta\xi$ ab: $F = \Delta\xi/n$. Die Längenänderung ergibt sich als Differenz zweier benachbarter Auslenkungen, durch Bezug auf dz wird aus der Nachgiebigkeit n die spezifische Nachgiebigkeit n'.

$$F = -\frac{\xi_2 - \xi_1}{n} \quad \Big\} \quad F = -\frac{d\xi}{dz} \cdot \frac{dz}{dn} = -\frac{d\xi/dz}{n'} \qquad \text{Hookesches Gesetz}$$

Die spezifische Nachgiebigkeit (Nachgiebigkeit pro Länge) ist der Kehrwert der Saitenspannkraft Ψ (siehe später). Durch nochmalige Differentiation der Federkraft erhält man zwei Ausdrücke, die gleichgesetzt werden können:

$$\frac{\partial F}{\partial z} = -m' \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}; \qquad \frac{\partial F}{\partial z} = -\Psi \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2}; \qquad \text{daraus folgt:} \qquad \boxed{\Psi \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = m' \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}}$$

Die hiermit gefundene Differentialgleichung wird **Wellengleichung** genannt. Sie verknüpft die zweite örtliche Ableitung (Krümmung) mit der zweiten zeitlichen Ableitung (Beschleunigung). Die allgemeine Lösung besteht aus der Überlagerung beliebig vieler Wellen, die jeweils nach rechts oder nach links laufen können. Der Betrag der Ausbreitungsgeschwindigkeiten muss aber für alle Wellen gleich sein, denn der hängt als Konstante von den Leitungsparametern (Saitenparametern) ab. Für nach rechts laufende Wellen wurde c (willkürlich) positiv definiert, für nach links laufende negativ. Der Wellenwiderstand $Z_W = F/v$ ist ebenfalls vorzeichenbehaftet, mit der bisherigen Vorzeichenkonvention gehört zu einer nach rechts laufenden Welle ein positiver Wellenwiderstand, zu einer nach links laufenden ein negativer.

$$c^2 = \Psi / m'; \quad c = \pm\sqrt{\Psi/m'} \qquad Z_W^2 = \Psi \cdot m'; \quad Z_W = \pm\sqrt{\Psi \cdot m'}$$

© M. Zollner 2002

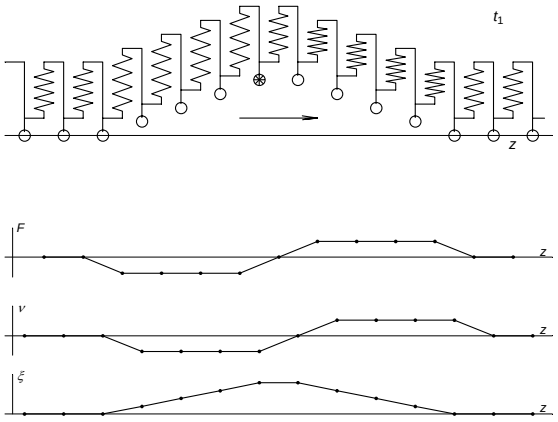


Abb. 2.6a: Nach rechts laufende Transversalwelle. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit c ist positiv, der Wellenwiderstand Z_W ist ebenfalls positiv.

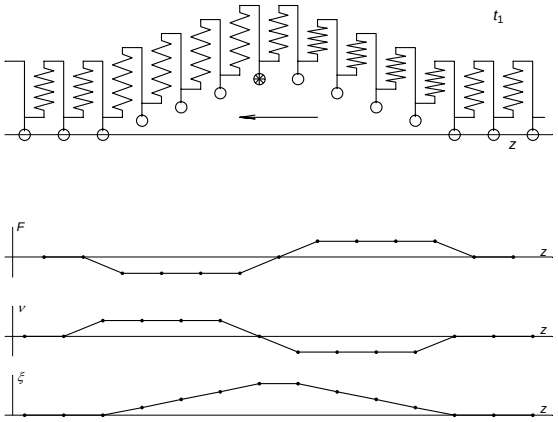


Abb. 2.6b: Nach links laufende Transversalwelle. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit c ist negativ, der Wellenwiderstand Z_W ist ebenfalls negativ.

In **Abb. 2.6** ist eine fortschreitende Welle zu den beiden Zeitpunkten t_1 und t_2 dargestellt; aus dem Unterschied der Auslenkungen kann auf die momentane Schnelle geschlossen werden. Beispielsweise bewegt sich bei der nach rechts laufenden Welle die mit * gekennzeichnete Masse nach unten; ihre Schnelle ist folglich negativ. Die dargestellte Kraft F ist aber nicht die Massenträgheitskraft, sondern die in den Federn übertragene Kraft. Durch die Ortsfunktion der Auslenkung ist F eindeutig bestimmt; zur Bestimmung von v muss aber zusätzlich c bekannt sein.

Es ist nicht zwingend, in Abb. 2.6 die Federn in der gezeichneten Weise zu verbinden. Alternativ könnte man auch das obere Federende mit der links daneben angeordneten Masse verbinden, und das untere mit der rechten Masse. Damit würde sich allerdings das Vorzeichen der Kraft umkehren! Als Konsequenz hätte eine nach links laufende Welle einen positiven Wellenwiderstand, und eine nach rechts laufende einen negativen. Beide Änderungen stellen keinen Widerspruch dar: Das Feder-Masse-Modell ist die diskrete Visualisierung eines mechanischen Spannungszustandes. Das Vorzeichen ist in diesem Modell zunächst willkürlich definierbar; danach sind aber alle folgenden Berechnungen an diese Definition gebunden. Anstelle des Feder-Masse-Modells könnte man auch ortsdiskrete Schubspannungen definieren, aber wiederum mit Vorzeichenfreiheit.

© M. Zollner 2002

Die folgende Darstellung (**Abb. 2.7**) gibt einen Überblick über verschiedene dreieckförmige Auslenkungswellen. In 7 untereinander gezeichneten Funktionsgraphen sind 7 aufeinanderfolgende Zeitpunkte dargestellt; Beginn ist jeweils in der obersten Zeile. Alle Darstellungen sind Ortsfunktionen über der *z*-Koordinate. Bei allen Beispielen wird angenommen, dass sich nur eine Transversalwelle entlang der Saite bewegt. Sobald man die Überlagerung von in unterschiedliche Richtungen laufenden Wellen zulässt, ergibt sich für die Schnelle ein neuer Freiheitsgrad (Abb. 2.8). Die Kraft ist hingegen immer eindeutig mit der Auslenkung verknüpft.

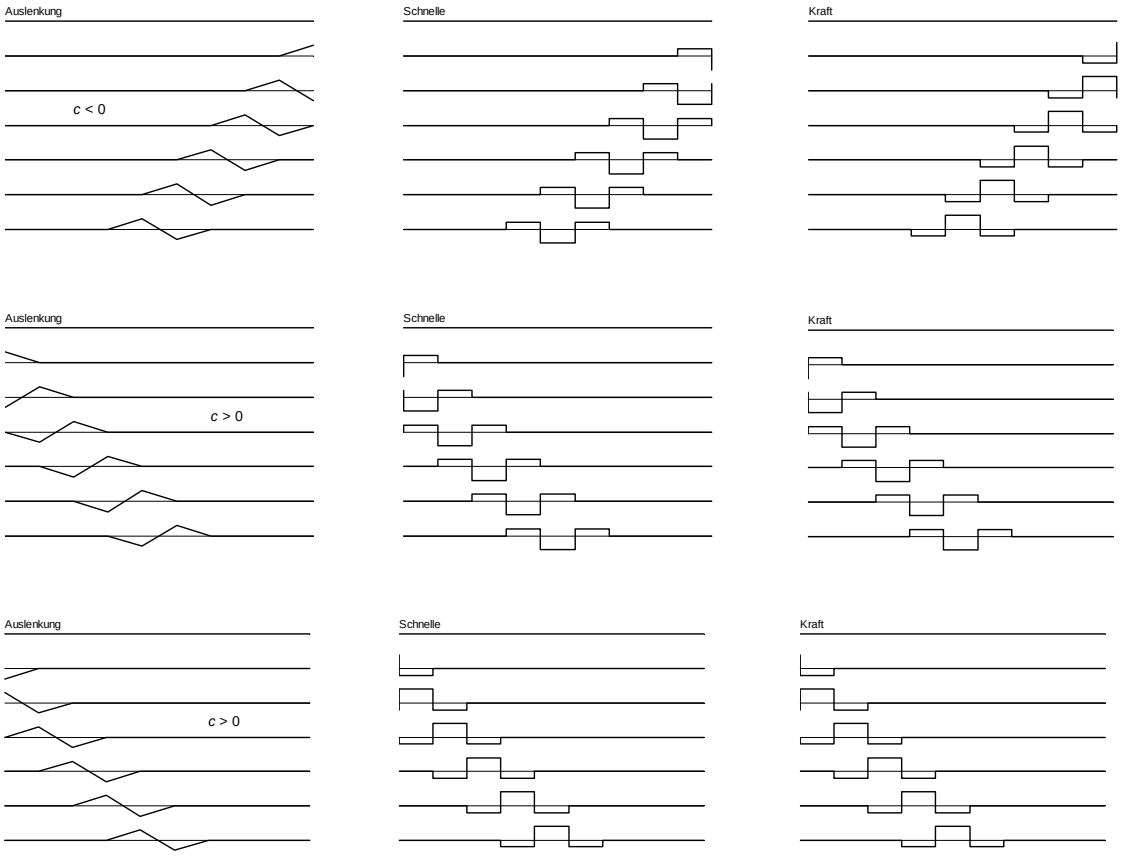


Abb. 2.7: Ortsfunktionen der Auslenkung, der Schnelle, und der Querkraft für drei verschiedene Wellen.

In **Abb. 2.8** ist die Überlagerung von zwei in unterschiedliche Richtungen laufenden Wellen dargestellt. Zum fünften Zeitpunkt ist die Schnelle für alle Saitenpunkte null. Diese spezielle Bedingung kann nicht mit *einer* Welle realisiert werden; für $c \neq 0$ müsste sonst die Auslenkung auf der ganzen Saite immer null sein.

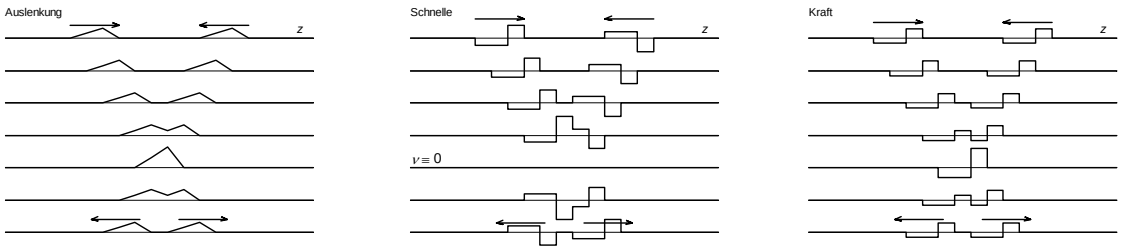


Abb. 2.8: Ortsfunktionen der Auslenkung, der Schnelle, und der Querkraft. Die Summenkraft kann nicht mehr über den Wellenwiderstand aus der Summenschnelle berechnet werden.

© M. Zollner 2002

2.2 Spiegelwellen als Reflexionsmodell

Solange der Wellenwiderstand einer Saite an jedem Ort derselbe ist, erfolgt eine ungestörte Wellenausbreitung. Jede örtliche Änderung des Wellenwiderstandes bewirkt hingegen, dass ein Teil der Welle seine Richtung umkehrt, und zur Quelle zurückläuft (reflektiert wird). Besonders große Änderungen treten an den Lagerpunkten der Saite auf: Die Lagerimpedanz F/v ist sehr groß, v ist wegen der geringen Lager-Nachgiebigkeit fast null. Bei der Akustik-Gitarre muss der Steg eine gewisse Nachgiebigkeit aufweisen, damit ein Teil der Saitenschwingungsenergie in den Korpus abfließen kann (und von dort abgestrahlt wird), bei der Elektro-Gitarre ist hingegen Schallabstrahlung vom Korpus kein vorrangiges Ziel, die **Impedanz** der Lagerpunkte ist sehr groß, die Schnelle der Lagerpunkte ist näherungsweise null.

Eine Reflexion am Lager lässt sich auf zwei Arten beschreiben: Entweder man berücksichtigt die Störung des Wellenwiderstandes und formuliert Reflexionsgesetze, oder man ignoriert die Störung des Wellenwiderstandes, und erzwingt durch zwei gegeneinanderlaufende Wellen die Lagerbedingung $v = 0$. Der zweite Weg wird hier beschritten: Die sich in Richtung Lager ausbreitende Welle wird durch eine **Spiegelwelle** ergänzt, die von der anderen Seite auf das Saitenlager zuläuft; beide Wellen können ungestört (!) über das Lager hinweglaufen, so, als würde der Lagerpunkt nicht existieren. Die Parameter der Spiegelwelle sind so zu wählen, dass sich am Lager zu jedem Zeitpunkt die Lagerbedingung $v = 0$ ergibt. Welle und zugehörige Spiegelwelle werden addiert, die Summe bildet den Reflexionsvorgang nach.

Abb. 2.9 zeigt eine dreieckförmige Auslenkungswelle, die nach rechts auf das durch einen senkrechten Strich dargestellte Lager zuläuft. Ihr läuft in der rechten Bildhälfte eine Spiegelwelle entgegen; beide Auslenkungswellen sind (für dieses unnachgiebig definierte Lager) punktsymmetrisch. Entsprechendes ist im mittleren Bild für die Schnelle dargestellt. Aufgrund der Punktsymmetrie sind Auslenkung und Schnelle am Lager immer null. Über den vorzeichenbehafteten Wellenwiderstand gelangt man von der Schnelle zur achsensymmetrischen Kraft (rechtes Bild). Diese v-F-Transformation gilt aber nur für die Einzelwellen, nicht für deren Summe. Die tatsächliche Lagerkraft ist doppelt so groß wie die Kraft der über das Lager hinweglaufenden ungestörten Einzelwelle. Mit der o.a. Vorzeichendefinition folgt: **Auslenkung und Schnelle werden gegenphasig reflektiert, die Kraft wird gleichphasig reflektiert.** Es macht keinen Unterschied in den Funktionsgraphen, ob man in Abb. 2.9 die nach rechts laufende Welle als Ursache ansieht, deren Wirkung eine nach links laufende Reflexion ist, oder ob man die nach links laufende Welle nach rechts reflektiert; in beiden Fällen entstehen identische Bilder.

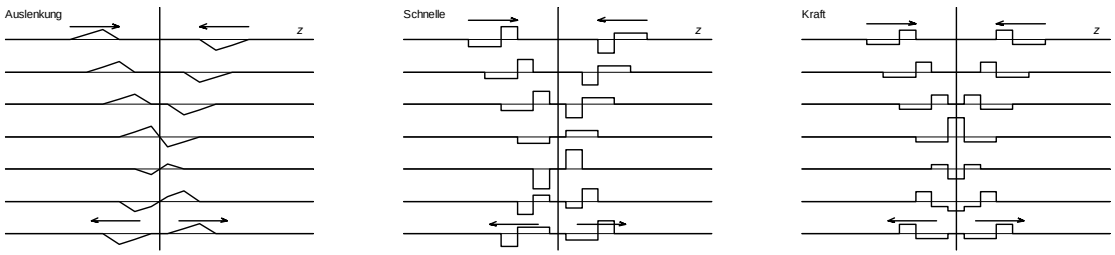


Abb. 2.9: Nachbildung der Reflexion durch eine gegenläufige Spiegelwelle. Das Lager ist jeweils in Bildmitte. Von oben nach unten sind 7 aufeinanderfolgende Zeitpunkte gezeichnet.

© M. Zollner 2002

2.3 Stehende Wellen

Die bisher betrachteten Wellen hatten eine Ausbreitungsrichtung: Entweder nach rechts, d.h. in Richtung wachsender *z*-Koordinate (positive Ausbreitungsgeschwindigkeit *c*), oder nach links (negatives *c*). Man nennt diese Wellen *fortschreitende Wellen* oder *Wanderwellen*. Sie transportieren reelle **Wirk-Energie**: $E = P \cdot t = F \cdot v \cdot t$. Bei der Überlagerung zweier energiegleicher, einander entgegenlaufender Wellen ist der Nettoenergiefluss jedoch null. Nur Blind-Energie tritt in Form von potentieller Federenergie bzw. kinetischer Massenenergie auf; der Leistungsmittelwert über ganze Schwingungsperioden ist aber null.

Bei einer Leitung, deren Ende mit einer unendlichen Lagerimpedanz Z abgeschlossen wird, kann keine Energie an das Lager abgegeben werden, weil die Lagerschnelle immer null ist: $v = F / Z = F / \infty$. Folglich wird die gesamte am Lager ankommende Wellenenergie reflektiert, die Amplituden der hin- und rücklaufenden Wellen müssen gleich sein. Die hierbei entstehende Überlagerung nennt man **stehende Welle**. Der Begriff gilt für jede Wellenform, ist aber bei sinusförmigen Wellen besonders anschaulich (**Abb. 2.10**): Bei der fortschreitenden Sinus-Welle bleibt die Amplitude konstant, die Phase ändert sich als Funktion der Zeit. Bei der stehenden Sinuswelle bleibt die Phase (als Funktion des Ortes) konstant, die Amplitude ändert sich über der Zeit.

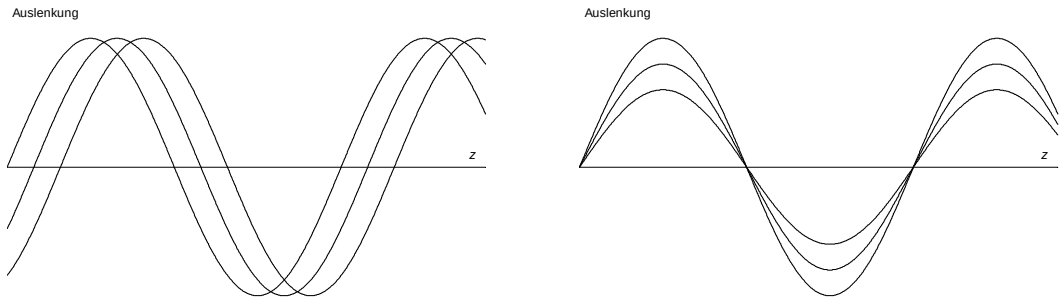


Abb. 2.10: Fortschreitende sinusförmige Welle (links), stehende sinusförmige Welle (rechts). Über der Ortskoordinate (*z*) ist die Auslenkung zu drei aufeinanderfolgenden Zeitpunkten dargestellt.

In der Literatur werden Leitungswellen häufig sinusförmig beschrieben. Bei Gitarrensaiten ist aber (zumindest beim Anschlag) die **Dreieckform** vorzufinden. An der Anschlagstelle wird die Saite durch eine Querkraft ausgelenkt, für einen Moment stellt sich (näherungsweise) eine dreieckförmige Saitenauslenkung ein. Sobald der Kontakt zwischen Plektrum (bzw. Finger) und Saite abreißt, laufen zwei Dreieckswellen in entgegensetzte Richtungen auseinander, werden an den Saitenlagern reflektiert, und bilden als Summe aller Reflexionen eine stehende Welle. Anstelle der Reflexionen können auch **Spiegelwellen** (siehe vorhergehendes Kapitel) definiert werden, die ungehindert über die Lagerpunkte hinweglaufen (ohne Reflexion). Als **Randbedingungen** sind in diesem Modell einzuhalten: Die dreieckförmige Anregungsform zum Zeitpunkt $t = 0$, und die idealisierten Lagerbedingungen $\xi \equiv 0$. Unter der vereinfachenden Annahme verlustfreier Ausbreitung und Reflexion wird jede Welle unendlich oft reflektiert; es sind folglich unendlich viele Spiegelwellen erforderlich, die aber alle mit betragsmäßig gleicher Ausbreitungsgeschwindigkeit über die Saite laufen. Alle mit positivem *c* laufenden Wellen können zu *einer* nach rechts laufenden Summenwelle zusammengefasst werden (überlagert werden), und ebenso können alle nach links laufenden Wellen zusammengefasst werden, so dass die stehende Welle durch zwei in unterschiedliche Richtungen laufende Summenwellen beschreibbar ist.

© M. Zollner 2002

Da in diesem Modell von dispersionsfreier Ausbreitung ausgegangen wird, ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit c nicht von der Frequenz abhängig. Der zeitliche Abstand zweier in gleicher Richtung (!) stattfindender Reflexionen desselben Ereignisses beträgt folglich für alle Spektralanteile $T = 2l/c$. Hierbei ist l die Saitenlänge, die zweimal durchlaufen werden muss, bis beispielsweise am rechten Lager die nächste Reflexion erfolgt. Bei bekannter Anregungs-Ortsfunktion sind damit die Summenwellen leicht beschreibbar: Ihre örtliche Periode ist doppelt so lang wie die Saite, die Auslenkungs- und die Schnelle-Ortsfunktion sind punktsymmetrisch zum Lager. Zum Zeitpunkt $t = 0$ sind die beiden Summenwellen identisch, laufen aber für $t > 0$ in entgegengesetzte Richtungen auseinander. Der Terminus **Summenwelle** meint die Summe aller *in dieselbe Richtung* laufenden Wellen. Die nach rechts laufende Summenwelle muss zu der nach links laufenden Summenwelle addiert werden, um die tatsächliche Saitenwelle zu erhalten.

Abb. 2.11 zeigt eine Saite, die zwischen ihren Lagerpunkten dreieckförmig ausgelenkt wird. Die obere Zeile beginnt links mit dem Startzustand. Rechts daneben sind die beiden Summenwellen dargestellt, aus denen man sich die Auslenkung zusammengesetzt denken kann; zum Zeitpunkt $t = 0$ sind beide Summenwellen identisch, deshalb ist nur *eine* Kurve zu erkennen. Im rechten Bild ist ein späterer Zeitpunkt dargestellt, die Summenwellen sind jetzt schon ein kleines Stück auseinandergelaufen. Ihre Überlagerung (zweite Bildzeile) ergibt den tatsächlichen Verlauf der Auslenkung, die an den Lagerpunkten definitionsgemäß immer null sein muss (unnachgiebiges Lager). Im rechten Bild der unteren Bildzeile sind mehrere aufeinanderfolgende Zeitpunkte der Wellenausbreitung dargestellt.

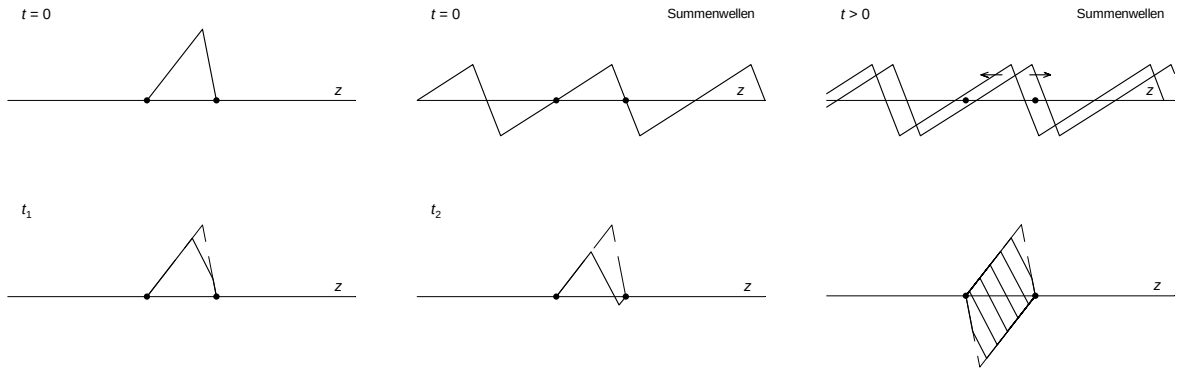


Abb. 2.11: Ausbreitung einer dreieckförmigen Auslenkungswelle. Die unnachgiebigen Saitenlager sind als Punkte markiert. Die Welle pendelt in Zickzackform zwischen den gestrichelten Endpositionen hin und her.

Saitenschwingungen werden in Büchern häufig sinusförmig dargestellt, ähnlich den Bildern in Abb. 2.10; dabei handelt es sich aber um monofrequente Sonderfälle. Die Auslenkungsform der Saite ist im Moment der Anregung jedoch dreieckförmig, wie in Abb. 2.11 dargestellt. Die Saite schwingt zickzackförmig hin und her, im Verlauf der Zeit ändert sich aber die Wellenform: Die über der Frequenz zunehmende Dämpfung verrundet die Form, zusätzlich tritt Dispersion auf (hohe Frequenzen laufen mit größerer Ausbreitungs-Geschwindigkeit). Diese Formänderungen werden hier nicht erfasst, Abb. 2.11 zeigt das grundsätzliche Verhalten vereinfacht. Nicht berücksichtigt bleibt auch die Schwingungsebene: Die Saitenschwingung ist eine räumliche Bewegung, an den Lagern kommt es zu Drehungen der Polarisationsebene. Auch wenn die Saite z.B. exakt griffbrettnormal angezupft wird, entsteht doch im Lauf der Zeit eine zusätzliche griffbrettparallele Komponente.

© M. Zollner 2002

Aus der in Abb. 2.11 dargestellten Ortsfunktion der Auslenkung können die Ortsfunktionen der Schnelle und der Kraft, aber auch deren Zeitfunktionen abgeleitet werden. Die Schnelle ist Anregungsgröße des Magnettonabnehmers, die Kraft ist die auf die Lager einwirkende Größe, die z.B. von piezoelektrischen Tonabnehmern verarbeitet wird. Es wurde schon gezeigt, dass die Schnelle durch *örtliches* Differenzieren der Auslenkung entsteht – dies gilt aber nur für fortschreitende, nicht für stehende Wellen. In die folgende Gleichung muss die Ausbreitungsgeschwindigkeit c mit Vorzeichen eingesetzt werden; für nach links laufende Wellen definitionsgemäß negativ, so dass $-c$ positiv wird.

$$v(z)\big|_{t=t_0} = -c \cdot \frac{d\xi(z)}{dz}\bigg|_{t=t_0}$$ Ortsfunktion: Auslenkung → Schnelle

Die stehende Welle ist also – wie in Abb. 2.11 gezeigt – in zwei Summenwellen zu zerlegen; jede dieser Summenwellen wird örtlich differenziert und mit $-c$ multipliziert. Das Ergebnis ist für die dreieckförmige Anregung in Abb. 2.12 dargestellt. Die dreieckförmige Auslenkung schwingt nicht etwa auf und ab, vielmehr läuft eine Zickzackwelle zwischen den dreieckförmigen Grenzpositionen hin und her. Die Schnelle hat die Form eines Rechteckimpulses, der an den Lagern gegenphasig reflektiert wird. Auch die Kraftwelle hat Rechteckform, wird aber gleichphasig reflektiert. Bei allen drei Ortsfunktionen handelt es sich um stehende Wellen, die aus je zwei Summenwellen zusammengesetzt sind. Bei den Summenwellen ist eine einfache Umrechnung ($\xi \Leftrightarrow v \Leftrightarrow F$) möglich, bei den daraus zusammengesetzten tatsächlichen Funktionen (stehenden Wellen) ist nur zwischen Auslenkung und Kraft ein einfacher Zusammenhang feststellbar: $F = -\Psi \cdot \partial\xi / \partial z$.

Um die Ortsfunktion der Kraft zweifelsfrei der Auslenkung zuordnen zu können, ist in Abb. 2.13 nochmals das Feder-Masse-Modell dargestellt. Hiermit ist für zwei Zustände sehr schön die dreieckförmige Auslenkung und die rechteckförmige (Feder-) Kraftverteilung zu sehen.

Nachdem nun die Ortsfunktionen bekannt sind, können die Zeitfunktionen bestimmt werden. Wiederum gilt: Die Summen-Ortsfunktionen lassen sich mit wenig Aufwand in die Summen-Zeitfunktionen umgewandelt werden; bei den stehenden Wellen ist dies nicht direkt möglich. Als erstes wird die Lagerkraft betrachtet, die sich aus zwei einander entgegenlaufenden Summenwellen zusammensetzt. Die Startbedingung ($v \equiv 0$) erzwingt, dass die beiden Summenwellen $F(z)$ zum Startzeitpunkt ($t = 0$) identische Form haben; die Lagerbedingung ($\xi = 0$) erzwingt bezüglich des Lagers einen ungeraden (punktsymmetrischen) Verlauf der Auslenkung $\xi(z)$ bzw. wegen der Differentiation einen geraden (achsensymmetrischen) Verlauf der Kraft $F(z)$. Da sich die beiden achsensymmetrischen Kraft-Summenwellen mit betragsmäßig gleicher Ausbreitungsgeschwindigkeit c auf das Lager zubewegen, ist die Lagerkraft zu jedem Zeitpunkt doppelt so groß wie die am Lager wirkende Kraft einer einzelnen Summenwelle. Aus der Ortsfunktion einer Kraftsummenwelle lässt sich somit durch einfache Argumenttransformation ($z = ct$) die Zeitfunktion der Lagerkraft bestimmen (Abb. 2.14).

Zur periodischen Zeitfunktion der Lagerkraft gehört ein diskretes harmonisches Linienspektrum mit der Grundfrequenz $f_0 = 1/T$; hierbei ist $T = 2l/c$ die zeitliche Periode. Die spektrale Hüllkurve ist eine si-Funktion [$\mathrm{si}(x) = \sin(x)/x$], ihre Nullstellen ergeben sich aus dem örtlichen Teilungsverhältnis der Auslenkung: Eine Saitenteilung im Verhältnis 4:1 löscht den 5. Teilton aus.

© M. Zollner 2002

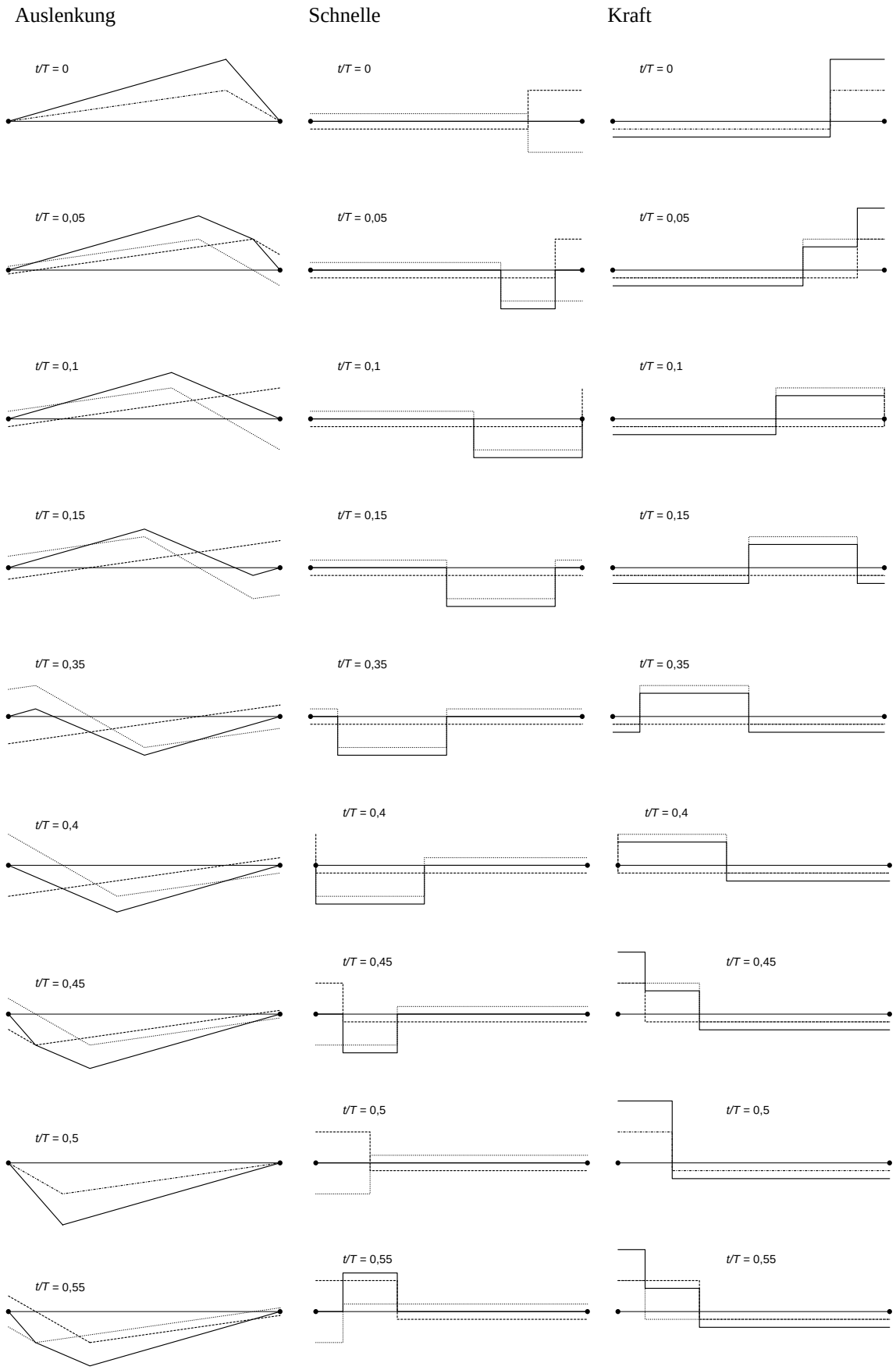


Abb. 2.12: Dreieckwelle: Ortsfunktionen zu 9 verschiedenen Zeitpunkten (T = Periodendauer). Das Schnellerechteck wird gegenphasig reflektiert, das Kraftrechteck gleichphasig. Ausbreitungsrichtung: ----→, ←·····.

© M. Zollner 2002

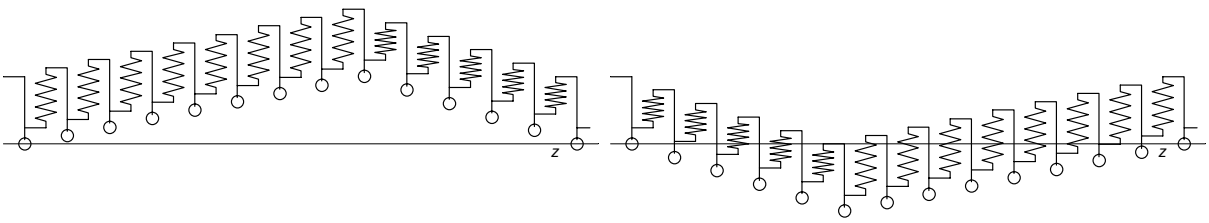


Abb. 2.13: Dreieckwelle: Feder-Masse-Modell (vergl. Abb. 2.6). Aus der Deformation der Federn kann auf die Ortsfunktion der Kraft geschlossen werden. Im linken Bild ist die Kraft links vom Knick negativ, rechts davon positiv (Vorzeichenkonvention: Druckspannung = positives Vorzeichen). Im rechten Bild ist die Kraft links vom Knick positiv, rechts davon negativ.

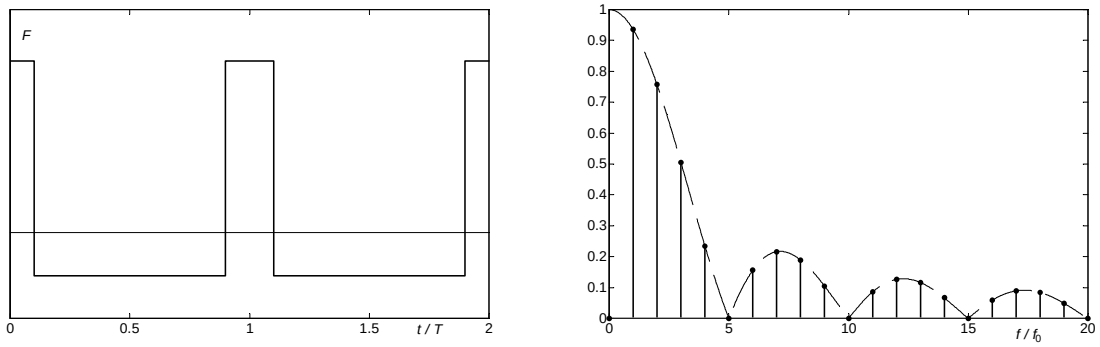


Abb. 2.14: Zeitfunktion und Betragsspektrum der Lagerkraft; dreieckförmige Auslenkung ähnlich Abb. 2.12. Der zeitliche Kraftverlauf ist mittelwertfrei, der Gleichanteil im Spektrum ist deshalb null. Wenn die Distanz zwischen Sattel und Anzupfpunkt 1/5 der Saitenlänge beträgt (linkes Bild), werden ganzzahlige Vielfache der fünffachen Grundfrequenz ausgelöscht.

In **Abb. 2.15** ist das Ergebnis einer Spannungsmessung dargestellt. Hierzu wurde die E_4-Saite einer Ovation (EA-86) mit einem Plektrum angezupft, als Sensor diente der im Steg eingebaute Piezo-Tonabnehmer. Der Spannungsverlauf ist grundsätzlich rechteckig, die überlagerten Schwingungen sind Auswirkungen der dispersiven Wellenausbreitung. Der Piezo-Tonabnehmer kann vereinfacht als Kraft-Spannungs-Wandler interpretiert werden, der die im Steg wirkenden Wellenkräfte in eine hierzu proportionale elektrische Spannung umwandelt. Das Tastverhältnis der Rechteckschwingung entspricht dem Saiten-Teilverhältnis (32:32, 51:13).

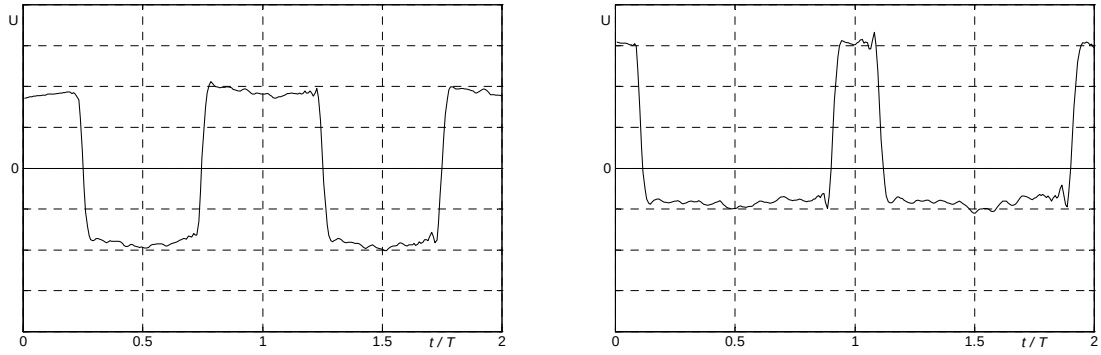


Abb. 2.15: An einem im Steg eingebauten Piezotonabnehmer gemessene elektrische Spannung. Der grundsätzliche Verlauf ist rechteckförmig – Ursache der Schwingungen sind Resonanzen und dispersive Wellenausbreitung. Anzupfpunkt-Steg = 32cm (links), = 13cm (rechts); Saitenlänge = 64 cm.

© M. Zollner 2002

Die tatsächliche **Saitenschnelle** ist zum Anzupfzeitpunkt (der bei $t = 0$ angenommen wird) für alle Saitenpunkte null – die Saite startet ausgelenkt, aber in Ruhe. Hieraus folgt für die beiden Summenwellen ein entgegengesetztes Vorzeichen: $v_R(z, t=0) = -v_L(z, t=0)$. Der Index kennzeichnet hierbei die Laufrichtung, R = rechtslaufend, L = linkslaufend. Zusätzlich ist an jedem (unbeweglich angenommenen) Lager die tatsächliche Schnelle immer null, die Summenwellen müssen deshalb zueinander für $t = 0$ punktsymmetrisch sein. Somit gilt für alle Zeiten: $v_R(z, t) = -v_L(-z, t)$. Aus beiden Bedingungen folgt, dass beide Summenwellen für $t = 0$ gerade Funktionen sind: $v_R(z, t=0) = v_R(-z, t=0)$, $v_L(z, t=0) = v_L(-z, t=0)$.

Bei der Elektrogitarre ist die Saitenschnelle die Eingangsgröße des **Magnettonabnehmers**. Die Ermittlung des Spektrums ist komplizierter als beim Piezotonabnehmer, weil Schnellesensoren nicht am Steg wirken können. Typischerweise ist ein Magnettonabnehmer 3 – 15 cm vom Steg entfernt unter der Saite befestigt; diese Distanz wird z_{TS} genannt, die hierfür benötigte Laufzeit ist τ_{TS}. Von der dreieckförmigen Saitenauslenkung bis zur Saitenschnelle über dem Tonabnehmer sind mehrere Transformationen nötig: Die tatsächliche Auslenkung wird in zwei Summenwellen zerlegt, örtliches Differenzieren ergibt die Ortsfunktion der Schnelle, eine Argumenttransformation ($z = z_0 - ct$) macht aus der Orts- die Zeitfunktion, die zeitliche Verzögerung τ_{TS} entspricht im Frequenzbereich einer Phasendrehung. Am Steg setzt sich die tatsächliche Schnelle aus zwei Komponenten zusammen, die aufgrund der o.a. Symmetrien immer null ergeben: $v_\Sigma(t) = v(t) - v(t)$. An der Stelle des Tonabnehmers muss die Laufzeit mit unterschiedlichen Vorzeichen berücksichtigt werden: $v_\Sigma(t) = v(t + \tau_{TS}) - v(t - \tau_{TS})$. Für den Frequenzbereich ergibt sich hieraus mit dem Verschiebungssatz der Fouriertransformation:

$$\underline{V}_\Sigma(j\omega) = \underline{V}(j\omega)\cdot e^{j\omega\tau} - \underline{V}(j\omega)\cdot e^{-j\omega\tau} = \underline{V}(j\omega)\cdot 2j\cdot\sin(\omega\tau) \qquad \text{mit } \tau = \tau_{TS} = z_{TS}/c$$

Hierbei ist $\underline{V}_\Sigma(j\omega)$ das Schnellespektrum der Saite am Ort des Tonabnehmers, das aus dem Schnellespektrum $\underline{V}(j\omega)$ einer Summenwelle durch Multiplikation mit einer Sinusfunktion entsteht. Die Schnelle-Summenwelle hat ein diskretes, harmonisches Linienspektrum, die Nullstellen der si-förmigen spektralen Hüllkurve werden wie bei der Lagerkraft vom Anzupfort bestimmt. Dieses Spektrum muss mit der o.a. Sinusfunktion multipliziert werden, deren Nullstellen von der Position des Tonabnehmers bestimmt werden. **Abb. 2. 17** zeigt für eine E_2-Saite die Schnelle-Spektren. In Abhängigkeit von Tonabnehmer- und Anzupfort ergibt sich eine charakteristische, klangbestimmende Hüllkurve.

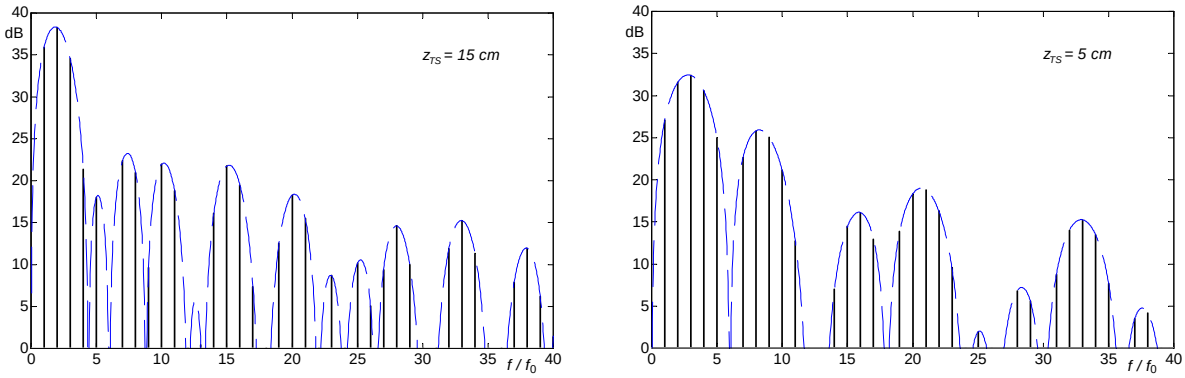


Abb. 2.17: Pegel-Spektrum der tatsächlichen Saitenschnelle am Ort des Tonabnehmers. Der Anzupfort ist 11 cm vom Steg entfernt, der Tonabnehmer 15 cm (links) bzw. 5 cm (rechts); Saitenlänge = 66 cm. f_0 = 82,4 Hz.

© M. Zollner 2002

2.4 Einschwingvorgänge

Die Systemtheorie beschreibt lineare zeitinvariante (LZI-) Systeme durch die **Impulsantwort**. Die Impulsantwort $h(t)$ ist eigentlich eine *System*größe; man kann sie sich aber auch als eine *Signal*größe vorstellen, die am Systemausgang anliegt, wenn der Systemeingang mit einem (Dirac-) Impuls $\delta(t)$ angeregt wird. Verwendet man anstelle des Dirac-Impulses dessen zeitliches Partikulärintegral, die Sprungfunktion, so entsteht am Systemausgang das zeitliche Partikulärintegral der Impulsantwort, die **Sprungantwort**. Dirac-Impuls und Sprung sind Idealisierungen, die in der Realität nur näherungsweise vorkommen. In einer Vorüberlegung soll die Saite mit einem **Kraftsprung** angeregt werden: Eine von außen auf die Saite einwirkende Querkraft ändert ihren Wert zum Zeitpunkt $t = 0$ von 0 auf F, die Saite ist für negative Zeiten bewegungslos in Ruheposition (nicht ausgelenkt). Für diese Modellbetrachtung ist es unwichtig, wie so ein Kraftsprung realisiert werden könnte, wichtig ist aber, dass F konstant bleibt, und insbesondere nicht von der Auslenkung abhängt. Die Saite ist an *einer* Stelle ($z = 0$) unnachgiebig gelagert, das rechte Lager ist sehr weit entfernt. Im Abstand d vom Lager greift die **externe Kraft** F an der Saite an (**Abb. 2.18**).

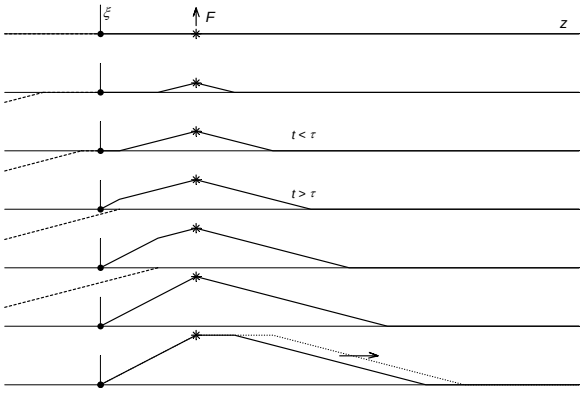


Abb. 2.18: Ortsfunktionen der Auslenkung. Von oben nach unten sind 7 aufeinanderfolgende Zustände gezeichnet. Das unnachgiebige Lager ist durch einen Punkt gekennzeichnet, an der mit einem Stern markierten Stelle greift eine konstante externe Kraft F an. In den ersten 5 Bildern ist die von links kommende Spiegelwelle gestrichelt eingezeichnet, in den letzten beiden Bildern nicht mehr. Der weitere Verlauf der Welle ist im untersten Bild gepunktet dargestellt.

Durch die Saitendaten ist der Wellenwiderstand Z_W definiert. Solange am Anregungspunkt (Stern) noch keine Reflexion angekommen ist, beschreibt Z_W den Quotient zwischen Kraft F und Schnelle v. Da der Anregungspunkt aber mit *zwei* Leitungen belastet ist (nach rechts und nach links), ist aus externer Sicht der Eingangswiderstand an dieser Stelle verdoppelt, also $2Z_W$. Bei Analogiebetrachtungen mit einer elektrischen Leitung muss berücksichtigt werden, dass die *F-I*-Analogie reziproke Widerstände ergibt: Impedanz ↔ Admittanz. Das Einprägen einer konstanten Kraft am Stern führt zu einer Querbewegung mit konstanter Schnelle: $v = F/(2Z_W)$. Die **Reflexion** wird durch eine von links kommende Spiegelwelle berücksichtigt, die nach der Zeit $\tau = 2d/c$ den Stern erreicht (c = Ausbreitungsgeschwindigkeit). Für $t > \tau$ wird der Quotient von F und v nicht mehr durch Z_W bestimmt, denn nun sind beim Stern zwei Wellen überlagert. Die beiden entgegengesetzten Schnellewellen bewirken, dass bei $t = \tau$ der mit einem Stern markierte Saitenpunkt seine Schnelle von v auf null ändert, für $t > \tau$ bleibt er ortsfest ausgelenkt. Seine in diesem Punkt erreichte Auslenkung $\hat{\xi}$ kann berechnet werden:

$$\hat{\xi} = \tau \cdot v = \frac{2d \cdot F}{c \cdot 2Z_W} = \frac{d \cdot F}{\Psi}$$

Maximalauslenkung am Stern, $t \geq \tau$

Denselben Wert erhält man mit dem Kräfteparallelogramm, wenn man die Saitenspannkraft Ψ und die Querkraft F orthogonal zueinander ansetzt: $\hat{\xi}/d = F/\Psi$.

© M. Zollner 2002

Der Zeitpunkt $t = \tau$ trennt zwei verschiedene Vorgänge: Während $t < \tau$ findet der Einschwingvorgang statt (der Begriff Einschwingen ist nicht wörtlich zu nehmen, die Bewegung ist aperiodisch). Für $t > \tau$ ist zwischen dem Lager (Punkt) und dem Kraftangriffspunkt (Stern) der stationäre Endzustand erreicht.

Falls, wie in Abb. 2.18 dargestellt, das rechte Lager sehr weit entfernt ist, läuft eine im Bild gepunktet gezeichnete Flanke ungestört nach rechts, das Saitenstück zwischen dem Lager und dem Stern kommt zum Zeitpunkt τ zur Ruhe und verharrt dort bewegungslos. Falls aber auch auf der rechten Seite Reflexionen erfolgen können, entsteht eine kontinuierlich schwingende **stehende Welle**. Trotzdem wird mit diesem Modell ein Anzupfvorgang nicht nachgebildet, denn bei ihm springt die Kraft nicht von 0 auf F, sondern von F auf 0. Unter der LZI-Voraussetzung kann aber ein $F \to 0$-Sprung als Summe eines negativen Kraft-Sprunges und einer für alle Zeit konstanten Kraft aufgefasst werden:

$$F = F_1 + F_2; \qquad F_1 = \begin{cases} 0 & t < 0 \\ -\hat{F} & t > 0 \end{cases}; \qquad F_2 = \hat{F}\,.$$

Dann lauten die Randbedingungen: Für negative Zeit wirkt eine konstante Kraft $\hat{F}$ auf einen Saitenpunkt, die Saite ist dreieckförmig ausgelenkt, aber in Ruhe. Zum Zeitpunkt $t = 0$ springt die Kraft von $\hat{F}$ auf 0, es beginnt eine Schwingung, die sich der dreieckförmigen Auslenkung überlagert. In **Abb. 2.19** ist die Ausgangssituation ($t < 0$) dargestellt. Die zeitlich konstante externe Kraft $\hat{F}$ findet ihre Gegenkräfte in den Lagerkräften F_L und F_R. Die Vorzeichen der internen Saitenkräfte und der externen Kräfte sind gewöhnungsbedürftig, aber konsistent. Für positive Zeit $t > 0$ entfällt die externe Kraft $\hat{F}$, ab diesem Zeitpunkt müssen deshalb die beiden Lagerkräfte mittelwertfrei sein (**Abb. 2.20**).

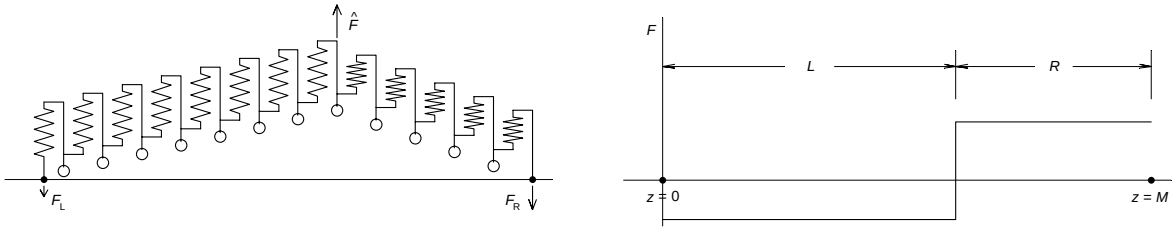


Abb. 2.19: Feder-Masse-Modell für $t < 0$ (linkes Bild), und saiteninterne Kraft-Ortsfunktion hierfür.

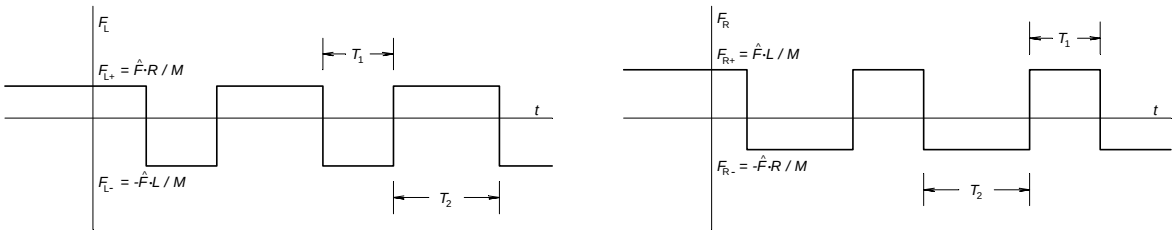


Abb. 2.20: Zeitfunktionen der Lagerkräfte; bei $t = 0$ springt die Anregung $\hat{F}$ auf null. Die Vorzeichen der Lagerkräfte sind untereinander vergleichbar definiert: Wenn die Saite in ξ-Richtung ausgelenkt wird, muss an beiden Lagern eine Gegenkraft wirken; ihre Richtung ist in Abb. 2.19 mit einem Pfeil dargestellt. Die Saitenlänge ist M, aufgeteilt in einen linken (L) und rechten Teil (R). $T_1 = TR/M$, $T_2 = TL/M$, $T = 1/f_G$.

© M. Zollner 2002

2.5 Reflexionsberechnung

In Kap. 2.2 wurde zur Beschreibung einer Wellenreflexion das Spiegelwellenmodell eingeführt: Hierbei läuft die betrachtete Welle ungehindert über das Lager hinweg (und verschwindet), gleichzeitig tritt aus dem Lager eine entgegenlaufende Spiegelwelle hervor. Alternativ zu diesen zwei ungehindert fortschreitenden Wellen kann es zweckmäßig sein, nur *eine* Welle zu betrachten, die am Lager nach bestimmten Kriterien reflektiert wird. Insbesondere bei der Modellierung der Saite mit Laufzeitgliedern bringt dieses Reflexionsmodell Vorteile.

2.5.1 Der Reflexionsfaktor

Jede fortschreitende Welle (Wanderwelle) transportiert Energie; bei der elektrischen Leitung magnetische und elektrische Feldenergie, bei der mechanischen Leitung kinetische und potentielle Energie. Die zeitlichen Mittelwerte der mechanischen Energien berechnen sich zu:

$$E_k = dm \cdot v^2/2\,; \quad E_p = dn \cdot F^2/2 \qquad \xrightarrow{F = v \cdot Z_W} \qquad E_k = E_p$$

An jeder Stelle der Leitung sind die beiden transportierten (gemittelten) Energien gleich groß. Wenn die Welle ein Saitenende erreicht, kann diese Energie nicht ins Nichts verschwinden; sie wird entweder in die Lagerung eingekoppelt (und dort weitergeleitet oder dissipiert), oder sie wird (ganz oder teilweise) reflektiert.

Jedes Lager weist eine komplizierte **Lagerimpedanz** auf. Sie ist anisotrop, d.h. abhängig von der Richtung der Schwingungsebene, und frequenzabhängig. Die Lagernachgiebigkeit ist der Kehrwert der komplexen Lagerimpedanz, sie ist komplex als **Admittanz** definiert:

$$\underline{Y} = \underline{v}/\underline{F} = G + jB \qquad \text{Admittanz} = \text{Konduktanz} + j \cdot \text{Suszeptanz}$$

$$\underline{Z} = \underline{F}/\underline{v} = R + jX \qquad \text{Impedanz} = \text{Resistanz} + j \cdot \text{Reaktanz} = 1/\text{Admittanz}$$

Ein unnachgiebiges Lager (kleine Admittanz, große Impedanz) kann Kräfte aufnehmen, ermöglicht aber keine Bewegung; beim nachgiebigen Lager ist's umgekehrt. Saiten sind in relativ unnachgiebigen Lagern verankert. Völlig unnachgiebig dürften sie nur für die Elektro-Gitarre sein, in der Realität ist ein derartiges Ideal natürlich nicht erreichbar. Wären die Saitenlager der Akustik-Gitarre völlig unnachgiebig, so könnten sie (wegen $v = 0$) von der Saite keine Energie aufnehmen und zur Abstrahlung weiterleiten.

Die Lagerimpedanz (bzw. –admittanz) verknüpft die beiden Feldgrößen Kraft und Schnelle, deren Produkt die Leistung P ist. Die Stetigkeitsbedingungen fordern für beide Saitenenden: $F_{\text{Saite}} = F_{\text{Lager}}$ und $v_{\text{Saite}} = v_{\text{Lager}}$. Auf der Saite ist der Quotient F/v für die fortschreitende Welle gleich Z_W, am Lager kann dieser Quotient aber jeden Wert annehmen; dies ist zunächst ein Widerspruch. Wenn eine 2-N-Kraftwelle über eine Leitung mit einem Wellenwiderstand von 1 Ns/m läuft, dann ist die Schnelle 2 m/s. Trifft diese Welle nun auf ein Lager mit 10 Ns/m Lagerimpedanz, so kann ihre Leistung vom Lager nicht vollständig aufgenommen werden. Das Lager "entnimmt" sich von der ankommenden Welle die Teilleistung, die mit ihrer F- und v-Komponente zur Lagerimpedanz passt, der Rest wird "zurückgeschickt".

© M. Zollner 2002

Am Lager und an jedem Leitungspunkt überlagern sich somit *zwei* in entgegengesetzte Richtungen laufende Wellen (hinlaufend und reflektiert). Kraft und Schnelle ergeben sich damit als Summe zweier Werte. Auch die vom Anzupfort in Gegenrichtung laufende Welle muss mit ihrer Reflexion berücksichtigt werden, sowie die in Folge entstehenden weiteren Reflexionen. Alle Wellen werden nach dem Durchlaufen einer Saitenlänge wieder reflektiert, so dass sich immer mehr Wellen überlagern. Die Summe aller überlagerten Wellen ergibt den **eingeschwungenen Zustand**, der mit den Mitteln der Netzwerkanalyse berechnet werden kann. Wenn für diesen eingeschwungenen Zustand an irgendeinem Punkt *z* die Leitungsimpedanz *Z(z)* berechnet wird, so erhält man hierfür nicht den Wellenwiderstand (zumindest nicht im allgemeinen Fall).

Noch ist die im o.a. Beispiel "zurückgeschickte" Welle unbekannt. Zur Berechnung setzt man die an jedem Leitungspunkt wirkende Kraft *F(z)* und Schnelle *v(z)* als Summe zweier Wellen an♣. Die (zum Lager) hinlaufenden Wellen $F_h(z)$ und $v_h(z)$ sind gegeben; hierbei reicht die Kenntnis einer Größe, die andere kann über Z_W berechnet werden. Die reflektierten Wellen $F_r(z)$ und $v_r(z)$ sind ebenfalls über Z_W verknüpft, aber noch unbekannt. Diese fehlende Bedingung wird von der Lagerimpedanz geliefert, denn am Lagerpunkt (z.B. bei $z = 0$) ist der Quotient aus $F(z = 0)$ und $v(z = 0)$ gleich der **Lagerimpedanz** Z_L. Das **Vorzeichen** sorgt, wie so oft, für Überraschung: Am rechten Lager gilt $Z_L = F/v$, am linken $Z_L = -F/v$. Am leichtesten erkennt man diese Vorzeichenumkehr in Abb. 2.5: Ein linkes Lager kann man dadurch erzeugen, dass F_1 null wird; die linke Masse entfällt dann, die als "Trägheitsgesetz" bezeichnete Formel führt auf ein Minuszeichen. In ähnlicher Weise gibt $F_2 = 0$ ein Pluszeichen. Auch der Wellenwiderstand hat seine Vorzeichenbesonderheit: Bei nach links laufenden Wellen ist Z_W negativ, bei nach rechts laufenden positiv (Kap. 2.1). Überlagert man hin- und rücklaufende Wellen, müsste man mit zwei verschiedenen Wellenwiderständen rechnen. In der folgenden Berechnung ist jedoch Z_W **grundsätzlich positiv**, bei nach links laufenden Wellen wird ein Minuszeichen eingefügt. Die folgende Berechnung betrachtet eine nach links auf das linke Lager ($z = 0$) hinlaufende Welle, und eine nach rechts reflektierte Welle:

$$F_h = -v_h \cdot Z_W; \qquad F_r = v_r \cdot Z_W; \qquad Z_W = \sqrt{\Psi \cdot m'} \quad > 0$$

$$F_L = F_h + F_r; \qquad v_L = v_h + v_r; \qquad Z_L = -F_L / v_L$$

$$(v_h + v_r) \cdot Z_L = -(F_h + F_r) = -(-v_h + v_r) \cdot Z_W \qquad \Rightarrow \qquad \frac{v_r}{v_h} = \frac{Z_W - Z_L}{Z_W + Z_L}$$

Das Verhältnis der komplexen Amplituden aus rück- und hinlaufender Welle ist der komplexe **Reflexionsfaktor** *r*. Er hängt vom Wellenwiderstand Z_W und von der Lagerimpedanz Z_L ab:

$$r_v = \frac{v_r}{v_h} = \frac{Z_W - Z_L}{Z_W + Z_L} \qquad r_F = \frac{F_r}{F_h} = \frac{v_r \cdot Z_W}{-v_h \cdot Z_W} = -r_v$$

Reflexionsfaktor

Drei Sonderfälle sind interessant: Für $Z_L = Z_W$ **(Anpassung)** wird der Reflexionsfaktor null, die Welle wird nicht reflektiert, das Lager nimmt die gesamte Wellen-Energie ohne Reflexion auf. Für $Z_L \to 0$ wird der Schnelle-Reflexionsfaktor +1, die Schnelle-Welle wird vollständig gleichphasig reflektiert, die Kraft-Welle vollständig gegenphasig.

♣ *F*, *v* und *Z* sind komplex; auf das Unterstreichen wird verzichtet.

© M. Zollner 2002

Für $Z_L \to \infty$ wird der Schnelle-Reflexionsfaktor −1, die Schnelle-Welle wird vollständig gegenphasig reflektiert, die Kraft-Welle vollständig gleichphasig. Dieser Fall gehört zu einem unbeweglichen Lager, an dem die Saiten-Schnelle immer null ist. Eine Gitarrensaite darf natürlich nicht mit $r = 0$ betrieben werden, sonst könnte sich keine "periodische" Schwingung einstellen. Mit $r = \pm 1$ würde eine Schwingung nie mehr abklingen – zumindest im Rahmen der hier zugrundegelegten Idealisierungen.

In Kap. 1.5 wurden Untersuchungen zum Ausschwingen vorgestellt. Wenn die Schwingung einer E_2-Saite z.B. in 12 s um 60 dB (rein exponentiell) abnimmt, dann nimmt sie in 12 ms (1 Periode) um 0,06 dB ab; dies entspricht 0,7%. Der Reflexionsfaktor ist damit 0,993 pro Periode. Nun wird aber eine Saitenwelle pro Periode zweimal reflektiert, also muss man diese 0,7% Absorption auf die Steg- und Sattelreflexion aufteilen, z.B. Sattel 0,3% und Steg 0,4%. Typischerweise ergibt sich ein Reflexionsfaktor nahe bei 1.

Mit einer rein **reellen Lagerimpedanz** wird der Reflexionsfaktor reell, denn Z_W ist auch reell. Für reelles r ist die Phasendrehung zwischen hin- und rücklaufender Welle entweder 0° oder 180°. Im Gegensatz zur Reflexion an einer imaginären Lagerimpedanz ist die Amplitude der rücklaufenden Welle nun kleiner als die der hinlaufenden. Bei der Gitarrensaite ist die Lagerimpedanz Z_L groß gegenüber Z_W, damit erhält man als Näherung:

$$r_v = \frac{Z_W - Z_L}{Z_W + Z_L} = -\frac{1 - Z_W/Z_L}{1 + Z_W/Z_L} \approx -(1 - Z_W/Z_L)\cdot(1 - Z_W/Z_L) \approx -(1 - 2Z_W/Z_L)$$

Ein negativ-reeler Reflexionsfaktor zeigt an, dass die Schnelle-Reflexion gegenphasig erfolgt. Ist der Realteil des Reflexionsfaktors ungleich null, fließt Wirkenergie in die Lagerpunkte (**Dissipation,** Saitenbedämpfung). Für die Saite ist es dabei gleichgültig, ob diese Energie vom Korpus abgestrahlt oder direkt im Saitenlager in Wärme umgewandelt wird – die abfließende Energie steht der Saite nicht mehr als Schwingungsenergie zur Verfügung.

Das andere Extrem ist eine rein imaginäre Lagerimpedanz, wie sie von einer Masse oder einer Feder gebildet wird. Auch wenn das Lager aus mehreren Massen und Federn aufgebaut ist, so ergibt sich *bei einer Frequenz* immer nur eine entweder träge oder steife Lagerimpedanz. Für **rein imaginäre Lagerimpedanz** sind Zähler und Nenner des Reflexionsfaktors konjugiert komplex; der Betrag von r ist somit 1. Und zwar exakt 1! Hin- und rücklaufende Welle werden zwar in ihrer Phase verschoben, ihr Betrag bleibt aber erhalten, die Schwingungsenergie nimmt nicht ab. Nachdem sich aber die Phase der fortschreitenden Wellen auch als Funktion des Ortes ändert (Wellengleichung), kann man die phasenverschobene Reflexion modellhaft als nicht-phasenverschobene Reflexion eines anderen Ortes auffassen. Man stellt sich vor, die Welle würde ein kleines Stückchen hinter dem Steg ohne Phasendrehung reflektiert, und die von diesem Umweg hervorgerufene Phasendrehung entspricht der realen Reflexion. Je nach Vorzeichen kann es auch erforderlich sein, den gedachten Reflexionspunkt vor den Steg zu legen – und das gleiche gilt auch für den Sattel. Die effektive Saitenlänge kann somit von der geometrischen abweichen, und je nach Lagerimpedanz frequenzabhängig kürzer oder länger werden. Dies beeinflusst die Frequenzen der Teiltöne:

Ein federndes Lager verlängert die effektive Saitenlänge und erniedrigt die Schwingfrequenz; je weicher die Feder, desto niedriger *f*. Ein massebelastetes Lager verkürzt die Saite und erhöht die Schwingfrequenz; je leichter die Masse, desto höher die Frequenz.

© M. Zollner 2002

Der Reflexionsfaktor der realen Saite hat sowohl eine reelle, als auch eine imaginäre Komponente; beide hängen von der Frequenz ab. Der Realteil bewirkt eine Saitenbedämpfung, der Imaginärteil verstimmt die Saite. Zusätzlich müssten auch noch saiteninterne Mechanismen berücksichtigt werden; die Theorie dieses Kapitels betrifft aber nur die verlustfreie Leitung.

BEISPIEL*:* Eine gespannte Saite (L = 64 cm, ρ = $8{\cdot}10^3$ kg/m^3, S = 0,5 mm^2, und Ψ = 100 N) ist auf einer Seite fest, auf der anderen Seite federnd aufgehängt; s = 10.000 N/m, $s \neq s(f)$.

Hieraus ergibt sich: Z_W = 0,633 Ns/m, c = 158,1 m/s, f_G = 123,5 Hz (ohne Federeinfluss). Mit Berücksichtigung der federnden Randeinspannung erniedrigt sich die Grundfrequenz f_G:

$$Z_L = s/j\omega = -j\cdot 12{,}89\,\mathrm{Ns/m} \qquad r = \frac{Z_W - Z_L}{Z_W + Z_L} = -0{,}9952 + 0{,}0979\,j = e^{j\cdot 174{,}4°}$$

Der Betrag des Reflexionsfaktors ist 1, der Winkel ist um 5,6° kleiner als 180°. Beim Durchlaufen einer vollen Saitenlänge L wird die Phase der Welle um 180° gedreht, eine Drehung um 5,6° entspricht damit einer Weglänge von 2 cm. Die einseitig federnde Lagerung verlängert die Saite effektiv um 2 cm, die Grundfrequenz wird hierdurch auf 119,8 Hz erniedrigt♣. Die relative Verstimmung ist für alle Harmonischen dieselbe (Dispersion vernachlässigt).◊

2.5.2 Ein Resonator als Saitenlager

Jedes reale Saitenlager muss neben federnden Komponenten auch Massen aufweisen, und damit sind Lagerresonanzen unvermeidlich. Bei den Resonanzfrequenzen kompensieren sich die Reaktanzen (bzw. Konduktanzen), Impedanz und Admittanz sind rein reell. Bei allen anderen Frequenzen sind Impedanz und Admittanz komplex [3].

Als Lager wird beispielhaft ein **verlustfreies** Feder/Masse-System untersucht. Seine Lagerimpedanz und Resonanz(kreis)frequenz berechnen sich zu:

$$Z_L = j\omega m + s/j\omega \qquad \omega_r = \sqrt{s/m} \qquad f_r = \omega_r/2\pi$$

Für $\omega = \omega_r$ wird die Lagerimpedanz null (keine Kraft trotz Bewegung), für $\omega < \omega_r$ wirkt das Lager federnd (federgehemmt), für $\omega > \omega_r$ wirkt es träge (massegehemmt). Unterresonant wird eine angekoppelte Saite effektiv verlängert, überresonant verkürzt. Selbst wenn man die Saite dispersionsfrei annimmt, liegen die Teiltonfrequenzen somit nicht mehr harmonisch; im Bereich unterhalb der Lagerresonanzfrequenz werden sie erniedrigt, oberhalb der Lagerresonanzfrequenz erhöht. Für den Schnelle-Reflexionsfaktor erhält man:

$$r_v = \frac{Z_W - Z_L}{Z_W + Z_L} = \frac{Z_W - j(\omega m - s/\omega)}{Z_W + j(\omega m - s/\omega)} = -\frac{p^2 m - pZ_W + s}{p^2 m + pZ_W + s} \qquad p = j\omega$$

Die Frequenzabhängigkeit des Reflexionsfaktors $r_v(j\omega)$ führt auf eine gebrochen rationale Funktion zweiter Ordnung. Die geraden Zähler- und Nennerpotenzen sind identisch, die ungeraden haben invertiertes Vorzeichen; Zähler und Nenner sind somit zueinander konjugiert komplex. Eine derartige Frequenzabhängigkeit heißt **Allpassfunktion**.

♣ Reale Lager sind wesentlich steifer, die Verstimmung ist bei ihnen geringer.

© M. Zollner 2002

Der Betrag einer Allpassfunktion ist 1, die Phase dreht für $0 : f : \infty$ um $n \cdot \pi$, n ist die Ordnung der Allpassfunktion. Für $f = 0$ gilt $r_v = -1$, die Schnelle-Welle wird mit umgedrehtem Vorzeichen reflektiert. Für $f = f_r$ ergibt sich $r_v = +1$, für $f \to \infty$ erhält man wieder $r_v = -1$.

Somit bewirkt ein Resonator als Leitungsabschluss eine zusätzliche Phasendrehung. Eigenschwingungen (Teiltöne) der Saite entstehen bei den Frequenzen, bei denen die Phasendrehung für einen vollständigen Umlauf ($2L$) gerade ein ganzzahliges Vielfaches von 2π ist. Für dispersionsfreie Wellenausbreitung auf einer fest eingespannten Saite ergeben sich damit Teiltonfrequenzen, die ganzzahlig vielfach zur Grundfrequenz liegen. Wenn aber ein Lager als Resonator wirkt, ergibt sich eine zusätzliche Phasendrehung, die (im Beispiel) einen **zusätzlichen Teilton** erzeugt. Für Resonatoren höherer Ordnung entstehen mehrere zusätzliche Teiltöne.

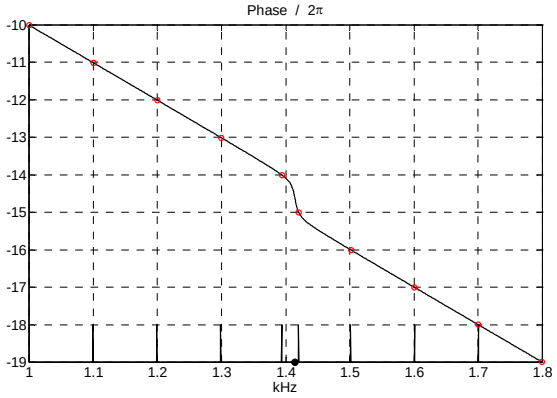


Abb. 2.21: Phasendrehung längs eines Saitenumlaufs. Ein Saitenlager ist als Resonator mit 1,415 kHz Resonanzfrequenz ausgeführt. Durch die schmalbandige zusätzliche Phasendrehung um 2π entsteht eine zusätzliche Eigenfrequenz.

In **Abb. 2.21** ist die Phasendrehung dargestellt, die sich für eine mit 100 Hz Grundfrequenz schwingende Saite für einen Umlauf (doppelte Saitenlänge) ergibt. Die Phase ist negativ, wie in der neueren Literatur für Verzögerungen üblich. Ein Saitenlager ist als Resonator mit einer Resonanzfrequenz von 1,415 kHz ausgeführt (Punkt auf der Abszisse). Am unteren Bildrand sind die Teiltonfrequenzen mit Strichen angegeben. Der eigentlich bei 1,40 kHz liegende Teilton wird durch die Lagerresonanz deutlich tiefer gestimmt, und bei 1,42 kHz entsteht ein zusätzlicher Teilton. Alle anderen Verstimmungen sind so gering, dass sie im Bild nicht zu erkennen sind.

Das spektrale Differential $-d\varphi/d\omega$ ergibt die **Gruppenlaufzeit** (Kap. 1.2.1). Die Steigung der Phasenfunktion ist praktisch konstant, mit Ausnahme des Bereichs um die Lagerresonanz. Somit ist auch die Gruppenlaufzeit überall konstant, nur im Bereich um die Lagerresonanz ist sie verlängert, was im Spektrogramm (Abb. 1.8) zu Verwerfungen führt.

2.6 Leitungsverluste

Ideale Massen und Federn speichern Energie, wandeln sie aber nicht in Wärme um. Sie werden deshalb als verlustfreie Elemente bezeichnet. Demgegenüber weist jede reale Saite auch Reibwiderstände auf, in denen die Schwingungsenergie irreversibel in Wärme umgewandelt wird. Die Leitungstheorie berücksichtigt diese Energieverluste durch verteilte, differentiell kleine Widerstände. Für das Modell ist es unerheblich, ob die Verluste durch mechanische Reibung in der Saite (innere Dämpfung) entstehen, oder dadurch, dass die Saite Schallenergie *direkt* abstrahlt (d.h. ohne Umweg über den Korpus).

© M. Zollner 2002

Eine tiefe E-Saite, deren Pegel beim Ausschwingen in 10 s um 10 dB abnimmt, verliert pro Grundschwingungsperiode ca. 2,8 ‰ Schwingungsenergie. Die Saite zählt damit zu den schwach bedämpften Systemen (Güte Q = 2249), und kann in guter Näherung als *Leitung mit geringen Verlusten* aufgefasst werden. Berücksichtigt man auch noch, dass der Hauptteil der gemessenen Verluste ja gar nicht von der Saite selbst, sondern von den Lagern kommt, so ist diese Näherung in hohem Maße gerechtfertigt.

Bei einer **Leitung mit geringen Verlusten** geht man davon aus, dass Phasen- und Gruppengeschwindigkeit durch die Dämpfung praktisch nicht verändert werden. Lediglich die Schwingungsamplitude nimmt beim Durchlaufen der Leitung geringfügig ab. Für Leitungslängen im Bereich der Saitenlänge sind die Amplitudendämpfungen so gering, dass sie in vielen Fällen ganz vernachlässigt werden können. Wenn Signale aber häufig reflektiert werden und sekundenlanges Ausschwingen Ziel der Untersuchung ist, darf die Amplitudendämpfung nicht mehr vernachlässigt werden. Es ist allerdings nicht immer erforderlich, eine differentiell verteilte Dämpfung anzusetzen; sofern auf der Saite nur diskrete Punkte interessieren, ist die Kettenschaltung eines dämpfungsfreien Laufzeitgliedes und einer laufzeitfreien Dämpfung ein gut brauchbares Modell (Kap. 2.8).

Der Versuch einer Berechnung der **inneren Saitenverluste** fördert Kurioses zutage: Die in verschiedenen Büchern für Stahl angegebenen Verlustfaktoren unterscheiden sich um den Faktor 14. Selbst in ein und demselben Buch findet man Abweichungen um 600%. Dies mag daran liegen, dass mikrophysikalische Verlusteffekte herstellungsabhängig sind, oder daran, dass es *den* Stahl nicht gibt, wahrscheinlicher ist aber, dass 'interne' Verluste auch Abstrahlverluste beinhalten. Der Verlustfaktor d = 0,0001 (*Gahlau et al., Geräuschminderung durch Werkstoffe und Systeme, Expert Sindelfingen 1986*) erscheint plausibel, hiermit erhält man für 82,4 Hz einen Pegelabfall mit 0,22 dB/s; das ist deutlich kürzer als typische Messwerte (0,6 dB/s) und lässt Raum für zusätzliche Dämpfungsmechanismen. Das im selben Buch mit nur 14 Seiten Abstand spezifizierte d = 0,0006 ist hingegen zu hoch (1,3 dB/s).

Die Hoffnung auf eine einheitliche Terminologie muss wohl aufgegeben werden; zu eingefahren sind die Wege. Was da mit Dämpfungsfaktor, Dämpfungskoeffizient, Dämpfungsgrad, Verlustfaktor etc. bezeichnet wird, ist sicher (?) innerhalb einer Veröffentlichung konsistent; interindividuelle Unterschiede sind allerdings die Regel. So verwundert es nicht, wenn ein Autor den aperiodischen Grenzfall (der anderswo 'kritische Dämpfung' heißt) mit d = 1 angibt, während der (ebenso berühmte Kollege) im anderen Buch für denselben Fall d = 2 spezifiziert. Man kann damit leben 💣, aber man muss es wissen (sapienti sat).

Die quantitative Berechnung der direkten **Abstrahlverluste** ist eher möglich. In [9] sind unter dem Stichwort "air damping" Formeln zur Wirkleistungsabstrahlung angegeben und für Bass-Saiten ausgewertet. Die Verluste steigen mit zunehmender Frequenz, und nehmen ab mit zunehmendem Saitendurchmesser. Die Berechnungen in [9] betreffen die Grundtondämpfung, höhere Teiltöne werden tendenziell schlechter abgestrahlt, was geringere Saitenbedämpfung bedeutet♣. Für Gitarrensaiten erhält man strahlungsbedingte Amplituden-Zeitkonstanten im Bereich 20 s (leere E_2-Saite) bis 2 s (leere E_4-Saite). Bei den tiefen Gitarren-Saiten kann man Strahlungsverluste folglich vernachlässigen, bei den hohen Saiten liegen sie im Grenzbereich (Messwerte z.B. 1,7 s).

♣ Ergänzend kann betrachtet werden, dass sich Griffbrett und Korpus als Reflektoren in unmittelbarer Nachbarschaft der Saite befinden; die Berechnung der Strahlungsimpedanz (Wirkungsgrad eines oszillierenden Zylinders) wird hierdurch erschwert.

© M. Zollner 2002

Als **Fazit** kann man festhalten: Innere Verluste und Strahlungsverluste können vernachlässigt werden, solange man nur Wellenausbreitung über kurze Saitenstücke betrachtet. Analysiert man länger dauernde Schwingungen, findet man bei E-Gitarren Dämpfungsmechanismen, deren Wirkung zu hohen Frequenzen hin zunimmt (Kap. 7.7), und zusätzliche, frequenzselektive Absorptionen (z.B. Stegresonanzen). Bei Akustikgitarren ist auch im tieffrequenten Bereich mit wesentlichen Absorptionen zu rechnen, weil ein nicht zu vernachlässigender Teil der Schwingungsenergie an die Auflager (Steg, Bünde) abgegeben wird.

2.7 Dispersive Biegewellen

Die einfache Leitungstheorie geht von ortsunabhängigem Wellenwiderstand und frequenzunabhängiger Ausbreitungsgeschwindigkeit aus. Die Transversalwellen der Gitarrensaite breiten sich aber **dispersiv**, d.h. mit frequenzabhängiger Geschwindigkeit aus; die hohen Frequenzen laufen schneller als die tiefen (Kap. 1.2.1). Ursache hierfür ist die Biegesteifigkeit; sie vergrößert die spannkraftabhängige Quersteifigkeit.

Die Modellierung der Saite als dispersive Leitung ist aufwändig und nicht immer erforderlich. Zumeist interessieren nämlich nur zwei oder drei Punkte auf der Saite (Sattel, Anzupfort und Steg), ggf. kommt noch eine Tonabnehmerposition hinzu. Die Leitungsstücke zwischen den diskreten Punkten können leicht durch Allpässe nachgebildet werden (Kap. 2.8). Wenn allerdings die Reflexionsbedingungen genau beschrieben werden sollen, ist ein detaillierteres Modell erforderlich. Für eingeschwungene (monofrequente) Teiltöne ergibt sich die einfachste Lösung: Ausbreitungsgeschwindigkeit und Wellenwiderstand ändern sich nur relativ wenig als Funktion der Frequenz; bei schmalbandiger Betrachtung können sie als konstant angenommen werden. Ein- und Ausschwingvorgänge erstrecken sich aber über einen Frequenz*bereich*, so dass in diesen Fällen mit frequenzabhängigen Größen gearbeitet werden muss.

In Abb. 2.5 wurde für die dispersionsfreie Saite ein einfaches Modellelement vorgestellt. Als beschreibende Signalgrößen reichten die orts- und zeitabhängige Kraft und Schnelle. Die Biegesteifigkeit der realen Saite erfordert aber, dass zusätzlich zur (Quer-) **Kraft *F*** ein orts- und zeitabhängiges **Biegemoment *M*** spezifiziert wird, und dass ergänzend zur (Quer-) **Schnelle *v*** eine **Winkelgeschwindigkeit *w*** eingeführt wird. Als Konsequenz erhält man eine frequenzabhängige Phasenlaufzeit (Abb. 1.6). Das dispersive Leitungselement ist nicht mehr als Zweitor (Vierpol) beschreibbar, vielmehr muss ein **Viertor** (Achtpol) spezifiziert werden [11]. Seine Eingangssignalgrößen sind F_1, M_1, v_1, w_1, seine Ausgangssignalgrößen sind F_2, M_2, v_2, w_2. Da die Saitenquerabmessungen klein gegenüber der Wellenlänge sind, dürfen Schubdeformationen und Rotations-Trägheitsmomente vernachlässigt werden (Euler-Bernoulli-Theorie des Biegestabes), so dass als Systemgrößen (im Inneren des Viertors) die längenspezifische **Masse *m'***, die längenspezifische **Nachgiebigkeit *n'***, und die **Biegesteifigkeit *B*** übrig bleiben.

Die biegesteife Saite hat *zwei* **Wellenwiderstände** $Z_F = F/v$ bzw. $Z_M = M/w$, und *zwei* Wellenleistungen $P_F = Fv$ bzw. $P_M = Mw$. An beiden Saitenlagern (Steg, Sattel) sind je *zwei* Lagerimpedanzen wirksam, und zusätzlich können in jedem Lager Verkopplungen zwischen den vier Signalgrößen auftreten. Beispielsweise kann eine Randkraft zwangsweise ein Randmoment erzeugen, oder eine Auslenkung führt zwangsläufig zu einer Verdrehung. Da alle diese Beziehungen frequenz- und richtungsabhängig auftreten, sind Vereinfachungen und Näherungen unerlässlich.

© M. Zollner 2002

Wellen mit niedriger Ordnung (Grundton und tieffrequente Teiltöne) werden von der Biegesteifigkeit nur wenig beeinflusst. Die wirksame Gesamt-Steifigkeit wird praktisch nur von der Spannkraft Ψ bestimmt, die Dispersion ist unbedeutend (Abb. 1.4). Bei Teiltönen höherer Ordnung kann aber insbesondere bei den tiefen Saiten der Einfluss der Biegesteifigkeit nicht mehr ignoriert werden. Die für höhere Teiltöne maßgebliche (Gesamt-) Steifigkeit besteht aus zwei Komponenten: Einem frequenz*un*abhängigen, spannkraftbedingten Anteil, und einem frequenzabhängigen, biegesteifigkeitsbedingten Anteil. Die Differentialgleichung der Biegewelle ist von vierter Ordnung, deshalb sind vier Randbedingungen erforderlich, und vier unabhängige Fundamental-Lösungen möglich. Wie bei der biegesteifigkeitsfreien Saite treten in Längsrichtung eine hin- und eine rücklaufende **Welle** auf, aber zusätzlich überlagert sich in Lagernähe ein exponentielles **Randfeld**. Erfreulicherweise ist diese Randfeld nach kurzer Distanz abgeklungen, weswegen im lagerfernen Saitenbereich mit nur einem Wellentyp gerechnet werden darf. Ohne Randfeld erhält man eine einfache Verkopplung zwischen *F*, *v*, *M*, *w*: Die Kenntnis einer dieser vier Größen reicht aus, um die anderen drei zu beschreiben. Außer im Randbereich genügt *eine* Wellengleichung zur Beschreibung der Saitenschwingung (in einer Ebene), für die allerdings eine frequenzabhängige Wellenzahl $k(\omega)$ erforderlich ist.

Zur Beschreibung der Reflexionen ist diese Vereinfachung aber nicht zulässig, denn Reflexionen treten ja gerade im Randbereich auf. Rand meint hier Saitenanfang bzw. –ende, und nicht die Zylindermantelfläche. Im Randbereich ist neben der Wellengleichung ein Randfeld mit eigener Wellenzahl *k*' anzusetzen; *k*' wird **Randfeldzahl** genannt. Zwar werden auch im Randbereich die Signalgrößen *F* und *v* über Z_F, sowie *M* und *w* über Z_M verknüpft, aber *F* kann wegen des Randfeldes unabhängig von *M* jeden Wert annehmen (und umgekehrt). Während bei der dispersionsfreien Saite der Reflexionsfaktor nur vom Verhältnis Wellenwiderstand / Lagerimpedanz abhängt, definieren bei der biegesteifen Saite zwei Wellenwiderstände und zwei Lagerimpedanzen (je Lager!) die **Reflexionsfaktoren**. So ist es (zumindest theoretisch) möglich, die *Fv*-Welle am Lager komplett zu reflektieren, und die *Mw*-Welle komplett zu absorbieren. Dies bedeutet aber nicht, dass dann keinerlei *Mw*-Welle zurückläuft; das Randfeld sorgt dafür, dass schon nach kurzer Distanz wieder eine *Mw*-Welle vorhanden ist – die Energie hierfür wird der *Fv*-Welle "entzogen".

Aus der Fülle der in jeder Schwingungsebene möglichen Reflektionsbedingungen sind einige Sonderfälle leicht analysierbar:

- Freies Saitenende: Die Saite 'hängt in der Luft', das Ende kann keine Querkraft *F* und kein Moment *M* aufnehmen. Dies scheint praxisfern, kann aber bei Resonanz auftreten.
- Geklemmte Saite: Querschnelle *v* und Winkelgeschwindigkeit *w* sind null.
- Geführtes Ende: Winkelgeschwindigkeit *w* und Querkraft *F* sind null.
- Gestützte Saite: Querschnelle *v* und Moment *M* sind null.

Das reale Saitenlager wird durch keinen der obigen Sonderfälle repräsentiert, denn die Saite endet normalerweise nicht am Lager, sondern wird darüber hinweg geführt. Häufig liegt die Saite in einer kleinen Kerbe, die nur linienförmigen Kontakt ermöglicht. Dies unterbindet die Querbewegung, lässt aber Kräfte, Winkelbewegungen und Momente zu. Interpretiert man dieses Lager als große **Sperrmasse**, so werden an ihm zwar *Fv*-Wellen reflektiert, aber nicht *Mw*-Wellen! Für den Extremfall einer Saite, deren Steifigkeit nur durch die Biegesteifigkeit bestimmt wäre (Balken), reflektiert eine Sperrmasse 50% der einfallenden Wellen-Energie; die anderen 50% werden als Biegeenergie über das Lager hinweg in den jenseitigen Saitenrest eingekoppelt. Im anderen Extremfall ($B = 0$) werden hingegen 100% der Energie reflektiert.

© M. Zollner 2002

Um die Bedeutung der Biegesteifigkeit abzuschätzen, wird folgender **Modellfall** betrachtet: Die Saite liegt auf einem Schneiden-Lager auf, das keine Querbewegung ermöglicht; sie wird über das Lager hinaus unendlich weitergeführt. Das andere Saitenlager ist ideal reflektierend. Der am Lager transmittierte prozentuale Energieanteil ist in **Abb. 2.22** für eine E_2-Saite dargestellt. Bei tiefen Frequenzen ist der Einfluss der Biegesteifigkeit vernachlässigbar, die Energie wird fast vollständig reflektiert. Aber bereits im mittleren Frequenzbereich wird ein erheblicher Prozentsatz über das (unbewegliche!) Lager hinweggekoppelt. Jenseits des Lagers entsteht nicht etwa eine reine *Mw*-Welle, vielmehr sorgt das Randfeld wieder für die Kombination aus *Fv*- und *Mw*-Welle. In Abb. 2.22 wurde die E_2-Saite ausgewählt, weil sich bei ihr die Biegesteifigkeit am stärksten auswirkt; bei allen anderen Saiten ist der dargestellte Effekt schwächer ausgeprägt.

Die reale Saite wird natürlich nicht unendlich lange weiter geführt, sie endet nach wenigen Zentimetern am Wirbel ("an der Mechanik"), im Saitenhalter, im Korpus, oder wo eben gerade Platz war. Abb. 2.22 zeigt allerdings deutlich, dass es nicht egal ist, wie und wo die Saite befestigt wird, denn die Saitenstücke jenseits der Lager können bei entsprechender Länge als angekoppelte Resonatoren beachtliche Schwingungsenergie ableiten. Abb. 2.22 darf allerdings nicht in der Weise missverstanden werden, dass der dargestellte Energieprozentsatz prinzipiell bei jeder Reflexion verloren geht. Der über das Lager hinweg gekoppelte Anteil kann ja z.B. am Saitenhalter reflektiert werden, läuft daraufhin zum Lager zurück und wird wieder in den Hauptteil der Saite zurückgekoppelt. Außerdem hat die reale Saite nicht nur Linienkontakt mit dem Lager; durch einen Flächenkontakt (Rille) kann neben einer reinen Querkraft auch ein Moment aufgenommen werden. Einige Steg-/Sattelkonstruktionen sind absichtlich (?) mit größerer Auflagefläche oder direkt als Klemm-Mechanik ausgeführt; für sie wird ein weiterer Modellfall am Kapitelende diskutiert.

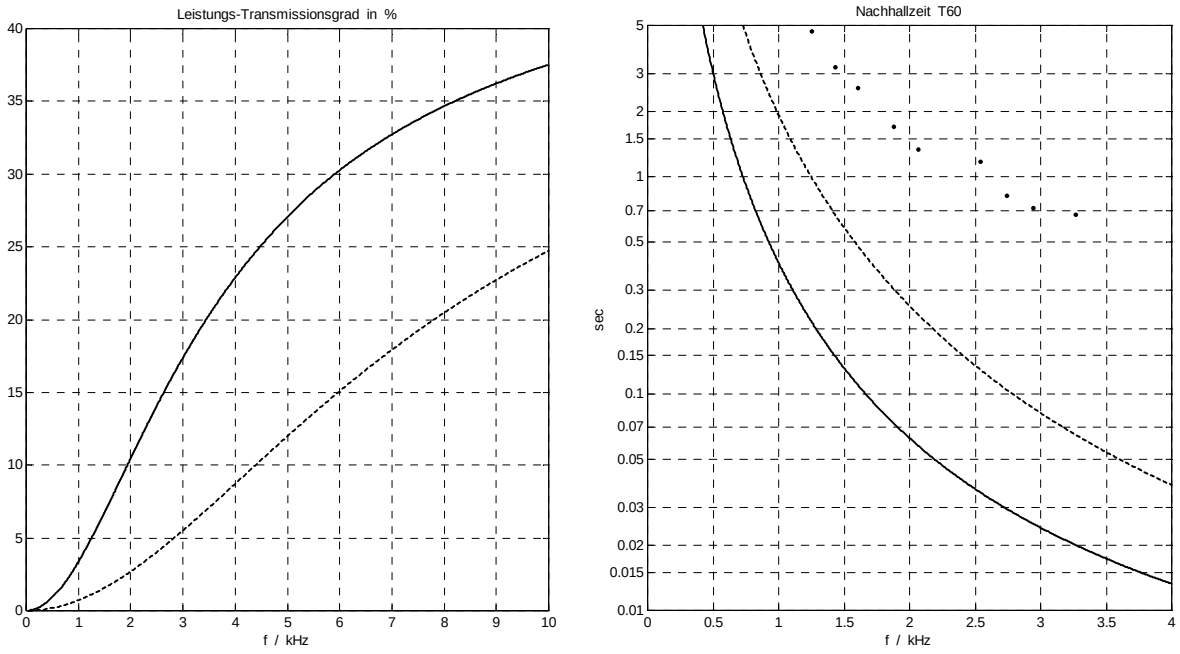


Abb. 2.22: Transmissionsgrad bei einer schneidengelagerten E_2-Saite (42 mil). Im rechten Bild ist die rein transmissionsbedingte (!) Teilton-Ausschwingdauer für 60 dB Pegelabfall angegeben (Nachhallzeit T60). Das Verhältnis Kern- / Außendurchmesser beträgt $\kappa = 50\%$ (——) bzw. 33% (-----). Die im rechten Bild eingezeichneten Punkte sind Messwerte einer Fender-Saite (42 mil, 3150), ermittelt an einer Ovation EA-86. Der oben modellhaft angegebene Transmissionsverlust ist wesentlich größer als die realen Schwingungsverluste.

© M. Zollner 2002

Zur Berechnung der Schwingungs- und Reflexionsbedingungen teilt man die Saite in kleine **Zylinderstückchen** der Länge *dz*. Im Ruhezustand stehen die kreisförmigen Trennflächen (Querschnitte) senkrecht auf der *z*-Achse. Bei Anregung bleiben die Querschnittsflächen zwar eben, verlieren wegen der Biegemomente aber ihre Parallelität und bilden einen Krümmungswinkel. Bewegungs-, Trägheits- und Festigkeitsgesetze ergeben die partielle Differentialgleichung für die biegesteife Saite (Details im Anhang):

$$\Psi \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} - B \cdot \frac{\partial^4 \xi}{\partial z^4} = m' \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}$$ Saiten-Differentialgleichung

Die Differentialgleichung (DGL) ist *partiell*, weil nach dem Ort *z* und nach der Zeit *t* differenziert wird; sie ist *linear*, weil die Variablen: Querauslenkung ξ, Ort *z* und Zeit *t* nur in erster Potenz vorkommen; sie enthält *konstante Koeffizienten*, weil die Systemgrößen Spannkraft Ψ, Biegesteifigkeit *B* und längenspezifische Masse *m'* nicht von *z* und *t* abhängen (idealisiert); und sie ist *homogen*, weil sie keine externe Anregung enthält.

B und *m'* werden durch Materialdaten und Geometrie der Saite bestimmt, die Spannkraft Ψ ergibt sich aus der geforderten Grundfrequenz f_G. Eine **Lösung** der DGL ist jede Funktion $\xi(z,t)$, welche die DGL erfüllt. Nach DANIEL BERNOULLI wird die Lösung als Produkt mit einem rein zeitabhängigen und einem rein ortsabhängigen Faktor für sinusförmige Bewegungen formuliert:

$$\xi(z,t) = \hat{\xi} \cdot e^{j(\omega t + \varphi)} \cdot e^{-jkz} = \underline{\xi} \cdot e^{-jkz}$$ Lösungsansatz

Der erste Faktor $\underline{\xi}$ enthält die Kreisfrequenz ω und die Anfangsphase φ, aus einer partiellen Differentiation nach der Zeit *t* wird eine Multiplikation mit $j\omega$. Der zweite Faktor enthält die Wellenzahl *k*, aus einer partiellen Differentiation nach dem Ort *z* wird eine Multiplikation mit $-jk$. Setzt man die entsprechenden Ableitungen von $\xi(z,t)$ in die DGL ein, ergibt sich:

$$-k^2 \Psi \underline{\xi} - k^4 B \underline{\xi} = -\omega^2 m' \underline{\xi}$$ charakteristische Gleichung

Die charakteristische Gleichung darf durch $\underline{\xi}$ gekürzt werden (der Fall $\xi \equiv 0$ ist trivial), womit man für *k* eine Bestimmungsgleichung enthält, die nur noch von den Systemgrößen abhängt. Da es sich um eine Gleichung vierten Grades handelt, ergeben sich vier unabhängige Lösungen, zu denen vier unabhängige Randbedingungen spezifiziert werden müssen. Zwei *k*-Werte sind im Sinne des Lösungsansatzes reell, der Exponent ist somit imaginär ($-jkz$); hiermit wird eine nach links bzw. rechts laufende **sinusförmige Welle** beschrieben. Die anderen beiden *k*-Werte sind imaginär, der Exponent ist somit reell; dies beschreibt ein vom Saitenlager ausgehendes exponentiell anklingendes bzw. abklingendes **Randfeld**. Nur das abklingende Randfeld ist von praktischer Bedeutung. Die allgemeine Bewegungsgleichung ergibt sich als Überlagerung der beiden Wellengleichungen und der Gleichung des abklingenden Randfeldes:

$$\xi(z,t) = \underline{\xi}_1 \cdot e^{+jkz} + \underline{\xi}_2 \cdot e^{-jkz} + \underline{\xi}_3 \cdot e^{-k'z}$$ allgemeine Lösung

Die Zeitabhängigkeit steckt hierbei in den drei unabhängigen komplexen Amplituden $\underline{\xi}_i$, die Frequenz ist für alle drei Komponenten identisch.

© M. Zollner 2002

Im Folgenden wird eine Saite ($z \geq 0$) betrachtet, bei $z = 0$ befindet sich das (linke) Lager. Mit

$$\xi_A(z,t) = \underline{\xi} \cdot e^{jkz}, \qquad \underline{\xi} = \hat{\xi}_A \cdot e^{j(\omega t+\varphi)}; \qquad \text{Anregung}$$

wird eine nach links auf das Lager zulaufende sinusförmige Welle beschrieben (ξ = Auslenkung). Ein Teil ihrer Energie wird bei $z = 0$ reflektiert, der restliche Teil transmittiert:

$$\xi_R(z,t) = \zeta \cdot \underline{\xi} \cdot e^{-jkz}, \qquad \xi_T(z,t) = \psi \cdot \underline{\xi} \cdot e^{jkz}; \qquad \text{Reflexion, Transmission}$$

Reflexionsfaktor ζ und Transmissionsfaktor ψ sind im allgemeinen Fall komplex. Im betrachteten Saitenstück ($z \geq 0$) überlagern sich drei Auslenkungen:

$$\xi(z,t) = \underline{\xi} \cdot \left(e^{jkz} + \zeta \cdot e^{-jkz} + \gamma \cdot e^{-k'z} \right) \qquad z \geq 0$$

γ ist der komplexe Randfeldfaktor. Jenseits des Lagers, im Transmissionsbereich, überlagern sich zwei Auslenkungen:

$$\xi(z,t) = \underline{\xi} \cdot \left(\psi \cdot e^{jkz} + \delta \cdot e^{k'z} \right) \qquad z \leq 0$$

Auch hier entsteht (zusätzlich zum transmittierten Anteil) ein Randfeld mit anderer Wellenzahl k', und Randfeldfaktor δ. Randfelder und Wellen sind Funktionen des Ortes (z) und der Zeit (t). Die Zeitabhängigkeit wird mit ω als Kreisfrequenz durch $\underline{\xi}$ beschrieben, die Ortsabhängigkeit mit den **Randfeldzahlen** k und k'. Für die fortschreitenden Wellen ist $k = 2\pi / \lambda$ reziprok zur Wellenlänge λ. Die Grundfrequenz f_G ist die tiefste Eigenfrequenz einer Saite, λ_G entspricht der doppelten Saitenlänge, bei der E_2-Saite sind das ca. 1,3 m für 82,4 Hz. Zu Teiltönen im Bereich um 10 kHz gehört folglich eine Wellenlänge um 1 cm ($\lambda_n = \lambda_G/n$). Dies ist immer noch ausreichend groß gegenüber dem Saitendurchmesser, sodass mit Näherungen gerechnet werden darf. Bei den hohen Saiten sind diese Voraussetzungen noch besser erfüllt.

Aus der Randfeldzahl k' lässt sich eine Grenzdistanz $z_g = 1/k'$ abschätzen, die angibt, in welcher Entfernung vom Lager das Randfeld auf 1/e abgeklungen ist. Da es sich hierbei um eine Biegewelleneigenschaft handelt, ist (insbesondere bei umsponnenen Saiten) die Berechnung etwas komplizierter; **Abb. 2.23** zeigt typische Werte für z_g.

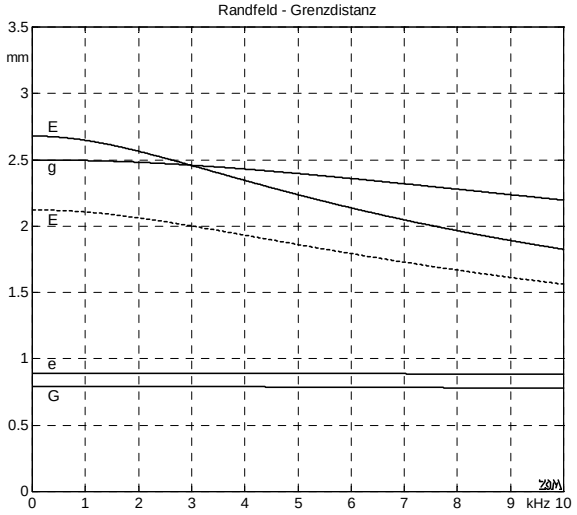


Abb. 2.23: Randfeld-Grenzdistanz z_g (in mm)
E_2-Saite: 53 mil, $\kappa = 0.4$
E_2-Saite: 42 mil, $\kappa = 0.4$ ----
G_3-Saite: 24 mil, $\kappa = 0.5$
g_3-Saite: 20 mil, plain
e_4-Saite: 12 mil, plain

© M. Zollner 2002

Die zum Lager hinlaufende Anregungswelle ist durch ihre Amplitude $\hat{\xi}_A$ und ihre Frequenz ω vorgegeben. Über die Systemgrößen B, m' und Ψ sind *für diese Welle* auch F, M, w definiert, sowie die Wellenwiderstände Z_F und Z_M, und mit $v = \partial\xi/\partial t$ ist auch die Schnelle v vorgegeben. Das Lager ($z = 0$) ist (zunächst) durch seine beiden **Lagerimpedanzen** $Z_{FL} = F(0) / v(0)$ und $Z_{ML} = M(0) / w(0)$ definiert. Bei Betrachtung der Saite als lineares System erhält man im Bereich $z \geq 0$ die Überlagerung dreier Schwingungen: Die gegebene Anregungswelle ($\hat{\xi}_A$), die reflektierte Welle (ζ), und das Randfeld (γ). ζ und γ sind zunächst zwei Unbekannte, die über die beiden Lagerimpedanzen berechnet werden können.

Die Systemgrößen der Saite sind Spannkraft Ψ, längenspezifische Masse $m' = \rho S$ und Biegesteifigkeit $B = ES^2 / 4\pi$. Hierbei ist ρ = Dichte, S = Querschnittsfläche, E = Elastizitätsmodul. Bei umsponnenen Saiten wird die Biegesteifigkeit überwiegend vom Kern bestimmt, die Dichten von Kern und Umspinnung können sich unterscheiden [Anhang]. Aus diesen Größen lassen sich die **Wellenzahl *k*** und die **Randfeldzahl *k'*** berechnen:

$$k = \sqrt{\frac{\Psi}{2B}\left(\sqrt{1 + 4B\omega^2 m'/\Psi^2} - 1\right)} \qquad k' = \sqrt{\frac{\Psi}{2B}\left(\sqrt{1 + 4B\omega^2 m'/\Psi^2} + 1\right)}$$

Auch sie sind Systemgrößen, d.h. signalunabhängig. Die biegesteife, gespannte Saite kann durch Variation von B und Ψ in zwei Grenzfälle überführt werden: Für $B = 0$ erhält man die dispersionsfreie Saite (auch biegeweich genannt), und für $\Psi = 0$ ergibt sich der Biegebalken ohne Spannkraft. Die Wellenzahlen entarten hierfür zu:

$$k \to \omega\sqrt{\frac{m'}{\Psi}} = \frac{\omega}{c} \qquad k' \to \infty \qquad B \to 0 \qquad \text{Saite ohne Biegesteifigkeit}$$

$$k \to \sqrt{\frac{\omega}{B}\sqrt{Bm'}} = \frac{\omega}{c(\omega)} \qquad k' \to k \qquad \Psi \to 0 \qquad \text{Balken ohne Spannkraft}$$

Die Phasengeschwindigkeit c ist für $B \neq 0$ frequenzabhängig, für $B \to 0$ konstant. Der Wellenreflexionsfaktor ζ berechnet sich zu:

$$\zeta = \frac{\left(Bk^2 + \Psi + \omega Z_{FL}/k\right)\left(\omega Z_{ML}/Bk + jk'/k\right) + \left(Bk'^2 - \Psi + j\omega Z_{FL}/k'\right)\left(1 + \omega Z_{ML}/Bk\right)}{\left(Bk^2 + \Psi - \omega Z_{FL}/k\right)\left(\omega Z_{ML}/Bk + jk'/k\right) - \left(Bk'^2 - \Psi + j\omega Z_{FL}/k'\right)\left(1 - \omega Z_{ML}/Bk\right)}$$

Die Formeln beginnen, länglich zu werden – und beschreiben das Lager immer noch nicht vollständig. Denn die in der Literatur manchmal zu findende Vereinfachung auf zwei Lagerimpedanzen Z_{FL} und Z_{ML} ist nicht immer hinreichend: Im allgemeinen Fall kann eine Kopplung zwischen den Transversalgrößen F bzw. v, und den Biegegrößen M bzw. w auftreten; die Lagerimpedanz erhält dann Matrixform und noch einen zusätzlichen **Koppelterm**. Zwar ist hiermit die formale Beschreibung immer noch explizit möglich, der praktische Nutzen der Formeln wird aber zunehmend eingeschränkt, weil die einzelnen Lagergrößen nicht mehr mit ausreichender Genauigkeit gemessen werden können. Die unüberschaubare Mannigfaltigkeit der Lagerparameter zwingt zu Vereinfachungen, aber auch zur Frage, wie genau diese dann im Einzelfall zutreffen.

© M. Zollner 2002

Die Saitenschwingung kann auf verschiedene Arten approximiert werden:

a) Die einfachste Näherung beschreibt die Saite ohne ihre Biegesteifigkeit. Die Teiltöne liegen damit harmonisch, die Ausbreitungsgeschwindigkeit ist frequenzunabhängig, zur Lager- und Reflexionsbeschreibung reicht eine Lagerimpedanz Z_{FL}, die z.B. mit einem Impedanzmesskopf ermittelt werden kann. Für die Grundschwingung f_G und die niedrigsten Teiltöne ist diese Näherung in vielen Fällen ausreichend, aber schon im mittleren Frequenzbereich erkennt man deutliche Abweichungen zwischen Rechnung und Messung (Abb. 1.5, 1.7).

b) Eine leicht erreichbare Verbesserung stellt die Teiltonberechnung mit Berücksichtigung der Biegesteifigkeit dar; im Mittel wird hierdurch die Teiltonspreizung recht gut getroffen. Berücksichtigt man auch noch die Dehnwellen (Abb. 1.17), so ergibt sich eine brauchbare Näherung für das Pegelspektrum.

c) Zur Berechnung der Abklingvorgänge müssen die Lagerimpedanzen bekannt sein. Bei sehr dünnen Saiten darf die Biegesteifigkeit vernachlässigt werden, bei dickeren Saiten muss neben der Lagerimpedanz Z_{FL} auch die Lagerimpedanz Z_{ML} bekannt sein.

d) Die vermeintlich 'vollständige' Lagerbeschreibung entartet schnell zu einem unübersichtlichen Gleichungssystem: In zwei orthogonalen Schwingungsebenen müssten je drei Lagerimpedanzen definiert werden, mit zusätzlichen Koppelimpedanzen zwischen den beiden Ebenen. Ergänzend sollte eine Longitudinalwellen-Impedanz berücksichtigt werden, ebenfalls mit Modenkopplung zu den beiden orthogonalen Transversalwellen. Vermutlich kann eine Torsionswelle auf der Saite vernachlässigt werden. Abgesichert ist diese Vermutung aber noch nicht; bei der gestrichenen Saite ist die Torsionswelle wesentlich. Da alle Lager- und Koppelimpedanzen (u.U. stark) von der Frequenz abhängen, entsteht eine unüberschaubare Parametervielfalt.

Das nächste **Beispiel** zeigt, dass die Saiten-Biegesteifigkeit auch bei tiefen Frequenzen für Probleme sorgen kann – obwohl in diesem Bereich eigentlich die Spannsteifigkeit bei weitem überwiegt. Zur Berechnung wird idealisierend ein Stützlager angenommen, das sich in Querrichtung nicht bewegen lässt; die Transversalschnelle ist somit an diesem Lager null. Für Biegevorgänge, die an die Winkelgeschwindigkeit gekoppelt sind, soll dieses Lager aber ein Trägheitsmoment aufweisen (**Sperrmasse**). Durch die (material- und geometrieabhängige) Biegesteifigkeit der Saite und die Lagerträgheit kann eine Resonanzstelle entstehen, bei der u.U. ein Großteil der Schwingungsenergie absorbiert bzw. auf den jenseitigen Saitenteil gekoppelt wird (**Totaldurchgang**). Für sehr geringe oder sehr große Sperrmassen liegt die Resonanzfrequenz bei sehr hohen oder sehr tiefen Frequenzen und stört nicht; bei entsprechender Dimensionierung sind aber auch Resonanzen im mittleren Frequenzbereich erzielbar. Derartige Resonanzen sind nicht generell unerwünscht – vielleicht möchte der Gitarrenbauer ja gerade bei dieser Frequenz eine etwas größere Absorption erreichen. Zum gezielten Einsatz dieser Maßnahme müsste dann aber das (frequenzabhängige) Trägheitsmoment der Lager bekannt sein, was messtechnisch Probleme bereitet.

Die folgende Berechnung umgeht die messtechnischen Schwierigkeiten und definiert idaelisierte Lagerparameter, ohne sich an einer speziellen Realisierung zu orientieren. In der später folgenden Diskussion der Korpusparameter wird diese Thematik nochmals aufgegriffen und präzisiert.

© M. Zollner 2002

Als BEISPIEL wird eine umsponnene E_2-Saite (46 mil Durchmesser) betrachtet. Sie ist so gelagert, dass ihre Querbewegung null ist; Z_{FL} wird somit unendlich. Der Reflexionsfaktor

$$\zeta = \frac{\left(Bk^2 + \Psi + \omega Z_{FL}/k\right)\left(\omega Z_{ML}/Bk + jk'/k\right) + \left(Bk'^2 - \Psi + j\omega Z_{FL}/k'\right)\left(1 + \omega Z_{ML}/Bk\right)}{\left(Bk^2 + \Psi - \omega Z_{FL}/k\right)\left(\omega Z_{ML}/Bk + jk'/k\right) - \left(Bk'^2 - \Psi + j\omega Z_{FL}/k'\right)\left(1 - \omega Z_{ML}/Bk\right)}$$

vereinfacht sich damit zu:

$$\zeta = \frac{\left(1 - jk'/k\right)\omega Z_{ML}/Bk + 1 + (k'/k)^2}{\left(1 + jk'/k\right)\omega Z_{ML}/Bk - 1 - (k'/k)^2} \qquad \text{Reflexionsfaktor}$$

Die Biege-Impedanz Z_{ML} des Lagers ist negativ, weil die anregende Welle nach links läuft:

$$Z_{ML} = -(j\omega\Theta + W) \qquad \Theta = \text{Lager-Trägheitsmoment},\ W = \text{Lager-Widerstand}$$

Damit ergibt sich der komplexe Reflexionsfaktor zu:

$$\zeta = -\frac{Bk - \omega(j\omega\Theta + W)/(1 + jk'/k)}{Bk + \omega(j\omega\Theta + W)/(1 - jk'/k)}$$

Die Biegesteifigkeit B und das Lager-Trägheitsmoment Θ bilden zusammen eine Resonanz, die z.B. im mittleren Frequenzbereich liegen kann (**Abb. 2.24**). Wenn W passend gewählt wird, ist in einem schmalen Frequenzbereich Totalabsorption möglich. Derart extreme Fälle sind bei üblichen Saitenlagern zwar nicht zu erwarten, man sieht aber deutlich, dass die Biegesteifigkeit auch bei mittleren und tiefen Frequenzen Auswirkungen haben kann. ◊

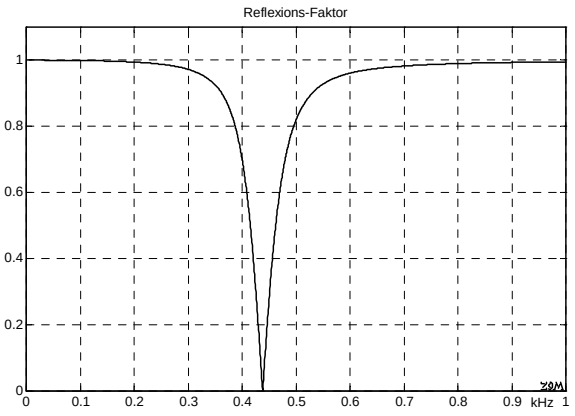


Abb. 2.24: Betrag des Reflexionsfaktors einer E_2-Saite. 46 mil, Kern- / Außendurchmesser 50% (κ = 0.5). Das Lager ist in Querrichtung unnachgiebig, weist aber für Biegebeanspruchung ein Trägheitsmoment Θ und einen Drehwiderstand W auf. $\Theta = 4{,}2{*}10^{-8}$ kgm^2 entspricht der Rotationsträgheit einer Stahlkugel mit 10 mm Durchmesser. $W = 1{,}07{*}10^{-5}$ Nsm.

Abschließend wird nochmals die Berechnung des Transmissionsfaktors ψ aufgegriffen. Bei bekannter Anregung und bekannten Lagerimpedanzen kann ψ berechnet werden; umgekehrt ist bei bekanntem ψ eine unbekannte Lagerimpedanz (vorzugsweise Z_{ML}) berechenbar. Für das in Querrichtung unbewegliche Lager ist bei biegeweicher Saite die Transmission null, die Schwingungsenergie wird komplett reflektiert. Saiten mit Biegesteifigkeit können einen Teil ihrer Schwingungsenergie aber über ein derartiges Lager hinweg übertragen (Abb. 2.22).

© M. Zollner 2002

Die Berechnung des **transmittierten Anteils** geht davon aus, dass sich im Hauptteil der Saite eine Biegewelle mit der Querschnelle $\underline{v}$ ausbreitet. Die Querschnelle am Lager $v(z = 0)$ soll definitionsgemäß null sein (ideales Schneidenlager), als Kopplungsgröße wird die Winkelgeschwindigkeit $w(z = 0)$ betrachtet; sie ist auf beiden Seiten des Lagers identisch. Im Hauptteil der Saite wird v durch folgende Gleichung beschrieben:

$$v(z,t) = \underline{v} \cdot \left(e^{jkz} + \zeta \cdot e^{-jkz} + \gamma \cdot e^{-k'z} \right) \qquad z \geq 0$$

Die Winkelgeschwindigkeit erhält man hieraus durch örtliche Differentiation ($w = \partial v / \partial z$):

$$w(0) = jk\underline{v} \cdot \left(1 - \zeta + j\gamma\, k'/k\right)$$ Winkelgeschwindigkeit am Lager

Der hierin enthaltene Reflexionsfaktor ζ ergibt sich für das Schneidenlager ($Z_{FL} = 0$) zu:

$$\zeta = \frac{\left(1 - j\,k'/k\right)\omega Z_{ML}/Bk \; + \; 1 + (k'/k)^2}{\left(1 + j\,k'/k\right)\omega Z_{ML}/Bk \; - \; 1 - (k'/k)^2}$$ Reflexionsfaktor

Das ideale Schneidenlager hat keine Biegeimpedanz Z_{ML}. Die am Lager ankommende Biegewelle trifft trotzdem auf eine Biegeimpedanz, nämlich die der jenseits des Lagers ($z < 0$) weiter laufenden Saite. Diese ergibt sich zu:

$$Z_{ML} = \frac{-Bk}{\omega} \cdot \frac{1 + (k'/k)^2}{1 + j\,k'/k}$$ Eingangsimpedanz der Restsaite

Die Lagerimpedanz Z_{ML} ist negativ, weil die Anregungswelle *nach links* auf das Lager zuläuft ($z > 0$). Mit Z_{ML} vereinfacht sich der (komplexe) Reflexionsfaktor zu:

$$\zeta = \frac{-1}{1 - j\,k'/k}$$ Reflexionsfaktor des Schneidenlagers ($z>0$)

Für das Schneidenlager ist damit auch der Randfeldfaktor γ definiert:

$$\gamma = \frac{-1}{1 + j\,k/k'}$$ Randfeldfaktor des Schneidenlagers ($z>0$)

Hiermit kann die am Lager herrschende Winkelgeschwindigkeit berechnet werden: $w(0) = j\,k\,\underline{v}$. Die fortschreitende w-Welle läuft aber nicht einfach unbeeindruckt über das Lager hinweg: Direkt an der jenseitigen Lagerseite besteht $w(-0)$ aus dem ψ-Anteil der fortschreitenden Welle und dem δ-Anteil des Randfeldes. Nach kurzer Distanz ($z < 0$) ist das Randfeld aber abgeklungen, und es bleibt nur noch der ψ-Anteil der vom Lager weglaufenden (transmittierten) Welle.

Mit $w(0)$ wird nun die Restsaite im Bereich $z < 0$ angeregt (Transmissions-Anteil), hier überlagern sich weglaufende Welle und Randfeld:

$$v(z,t) = \underline{v} \cdot \left(\psi \cdot e^{jkz} + \delta \cdot e^{k'z} \right) \qquad z \leq 0$$

Auch bei $z = -0$ muss die Querschnelle $v(-0)$ null sein (Schneidenlager), deshalb gilt: $\delta = -\psi$.

© M. Zollner 2002

Die Absolutskalierung wird mit Winkelgeschwindigkeit des Lagers $w(0)$ berechnet:

$$w(0) = jk\underline{v} = jk\underline{v}\left(\psi - j\delta k'/k\right) \qquad \Big\} \qquad \psi = \frac{1}{1 + jk'/k}$$

ψ ist der komplexe **Transmissionsfaktor**; er gibt an, welcher Teil der Anregungswelle über das Lager hinaus weiterläuft. Für einen zugspannungsfreien Biegebalken ($\Psi = 0$) gilt $k'/k = 1$, der transmittierte Amplitudenanteil beträgt 71%, der transmittierte Leistungsanteil ist 50%. Die anderen 50% der Leistung werden reflektiert. Bei der Gitarrensaite überwiegt natürlich die Spannkraft Ψ, deshalb ist der reflektierte Anteil auch größer (Abb. 2.22).

Ganz ignoriert werden darf die **Biegekopplung** aber nicht, wie folgender Versuch beweist: Bei einer Halbresonanzgitarre (Gibson ES335 TD), deren Saiten nach dem Steg noch 10 cm weiter laufen (Trapez Tailpiece), wurde die E_2-Saite zwischen Steg und Saitenhalter angeklopft und in diesem Bereich gleich wieder abgedämpft. Das Saitenstück zwischen Steg und Sattel war durch diese kurze Anregung über den Steg hinweg aber auch angeregt worden und klang hörbar nach. Wenn man die Saite hingegen direkt über der Stegauflage anklopft, wird sie praktisch nicht angeregt, die Querimpedanz des Steges ist tatsächlich sehr groß.

Die Kopplungen über den Steg hinweg zeigt auch folgendes Experiment: Die Ausschwingdauer (Sustain) der ES 335 TD wurde für die E_2-Saite terzbreit ermittelt. Anschließend wurde mit dem Handballen das Saitenstück zwischen Steg und Saitenhalter bedämpft und hierfür die Ausschwingdauer (des Saitenstückes zwischen Steg und Sattel) erneut ermittelt, wobei sich nun im gesamten Frequenzbereich kürzere Ausschwingdauern ergaben.

Beide Experimente sind kein absoluter Beweis, denn die Saite liegt ja auch am Sattel auf, und auch hier könnte über Umwege eine Anregung bzw. eine zusätzliche Dämpfung erfolgt sein. Deshalb wurde ein zusätzliches Experiment auf dem **Schwingungsprüfstand** durchgeführt: Ein 0,7 mm dicker und 13,3 m langer massiver Stahldraht ist zwischen zwei pultdachförmige Lager gespannt. Ein **Laserstrahl** tastet die Transversalschnelle dieser "Saite" 4 mm vor einem der beiden Lager ab; hinter dem Lager läuft die Saite 65 mm zum Befestigungspunkt weiter (= Saitenreststück). Zwischen dem Lager und dem Lasermesspunkt wird die Saite mit einem kleinen Fallhammer impulsartig angeregt. In **Abb. 2.25** ist der zeitliche Verlauf der Querauslenkung dargestellt; einmal mit unbedämpftem Saitenreststück, daneben mit bedämpftem Saitenreststück. Die Biegekopplung ist nicht sehr stark ausgeprägt, aber offensichtlich.

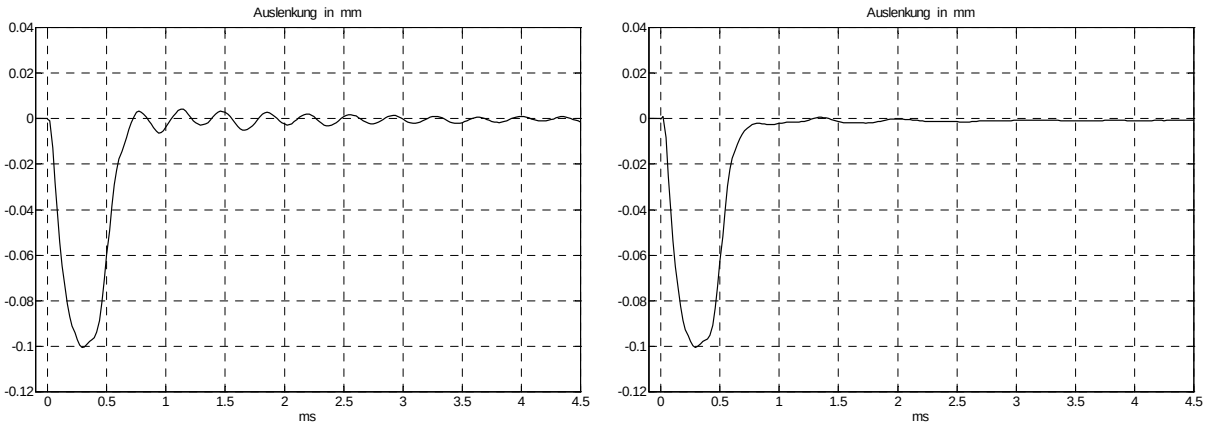


Abb. 2.25: Transversalauslenkung, ohne (links) bzw. mit (rechts) Dämpfung des Saitenreststückes. (Kap. 1.4)

© M. Zollner 2002

2.8 Das verallgemeinerte Leitungsmodell

Die Gitarre ist Teil eines signalverarbeitenden Systems, das aus einer Plektrumbewegung Schall erzeugt. Ein Teilsystem der Gitarre ist die Saite, mit den beiden Eingangsgrößen Plektrumskraft und -schnelle, und den Ausgangsgrößen Lager-Kräfte und -Schnellen (Akustikgitarre) bzw. Tonabnehmer-Spannung und -Strom (Elektrogitarre). In Kap. 1.5 wurde der Anzupfvorgang als Einprägen eines Kraftsprunges definiert, als dessen Folge eine spezielle Rechteckwelle auf der Saite hin- und herläuft. Diese (mehr oder weniger) periodische Wiederholung des Anregungssignals lässt sich sehr schön mit Signalflussdiagrammen beschreiben, wie sie auch bei digitalen FIR-/IIR-Filtern zur Anwendung kommen. Dass die Signale digitaler Filter üblicherweise zeit- und wertdiskret sind, während die Saitensignale zeit- und wertkontinuierlich sind, stellt kein Problem dar. Beim einfachen Leitungsmodell bildet man nur die zwischen den Saitenlagern auftretenden Laufzeiten durch Verzögerungsglieder (delay lines) nach, beim verallgemeinerten Modell können Anzupfpunkt und Tonabnehmerposition beliebig gewählt werden.

2.8.1 Ideale Saite, Stegtonabnehmer

Die folgenden Signalflussdiagramme **SFD** (Blockschaltbilder) stellen die Signalverarbeitung durch arithmetische Operationen dar. Die Grundoperationen sind Verzögerung, Addition, Subtraktion, und Multiplikation mit einer Konstanten. Die Bilder geben keine Auskunft über Quell-/Lastimpedanzen und dürfen nicht mit Schaltplänen verwechselt werden.

Als Anregungsgröße für die Saite wird eine Querkraft definiert, die zum Zeitpunkt $t = 0$ auf null springt. Dieser Kraftsprung läuft vom Anzupfort mit der Phasengeschwindigkeit c nach beiden Seiten auseinander. Die Laufzeit bis zum Steg bzw. Sattel hängt von c und von der zurückzulegenden Distanz ab. Am Saitenende wird jeder Sprung reflektiert, wobei zwischen $r_{Steg} = R$ und $r_{Sattel} = r$ zu unterscheiden ist. Danach kreisen beide Sprünge in einer rekursiven Schleife, deren Gesamtlaufzeit $T = 2L/c$ ist. **Abb. 2.26** zeigt das hierzu gehörende SFD:

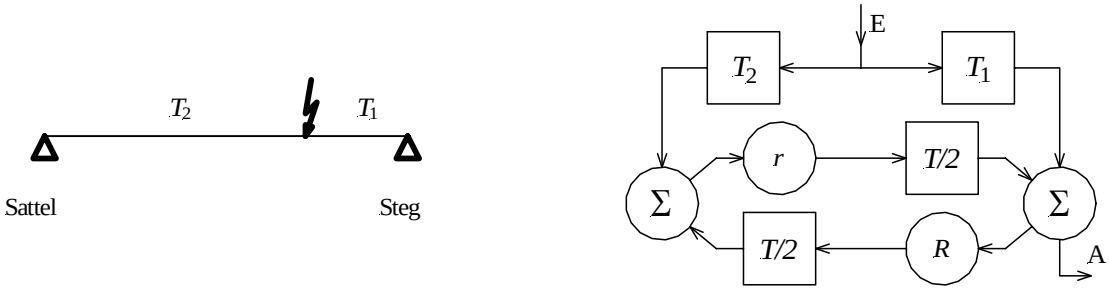


Abb. 2.26: Signalflussdiagramm (SFD) zur nichtdispersiven Saitenschwingung. T_1 bzw. T_2 sind die Laufzeiten vom Anzupfort zum Steg bzw. Sattel, R ist der Steg-Reflexionsfaktor, r ist der Sattel-Reflexionsfaktor, $T/2$ ist die Laufzeit zwischen Steg und Sattel bzw. Sattel und Steg. E = Eingang, A = Ausgang (Steg).

Das in Abb. 2.26 dargestellte SFD unterscheidet sich von der idealen Saite in einem wesentlichen Punkt: Der beim Anzupfen entstehende Impuls läuft auf ein und derselben Saite hin und her, wohingegen der Hin- und Rücklauf im SFD in nacheinander angeordneten getrennten Signalzweigen stattfindet; die Signalverarbeitung ist aber identisch, und in beiden Fällen enthält ein Zyklus *zwei* Reflexionen.

© M. Zollner 2002

Durch Verschieben einzelner Laufzeiten kann man das SFD umformen, woraus die Kettenschaltung dreier Systeme entsteht (**Abb. 2.27**):

- Eine Grundverzögerung T_1, wodurch die Laufzeit vom Anzupfpunkt zum Steg nachgebildet wird.
- Ein rekursives System mit Laufzeit T, das die durch die Reflexionen aufrecht erhaltene Saitenschwingung nachbildet (IIR- bzw. AR-Filter)
- Ein Interferenzfilter mit Laufzeitunterschied $2T_2$, das die Klangfärbung durch den Anzupfpunkt nachbildet (FIR- bzw. MA-Filter). Für die einmalige Sattelreflexion gilt $r \approx -1$.

Der große Vorteil dieser Darstellung ist, dass "Anzupf-Filter" (FIR-Filter) und Generatorteil (IIR-Filter) unabhängig voneinander in getrennten Stufen erfasst werden. Nimmt man unbedämpfte, verlustfreie Schwingungen an ($R \cdot r = 1$), so erzeugt das grenzstabile IIR-Filter nach Impulsanregung ein periodisches Signal. Hierzu gehört zwangsläufig ein harmonisches Linienspektrum, bei dem der Frequenzabstand gleich der Saitengrundfrequenz ist.

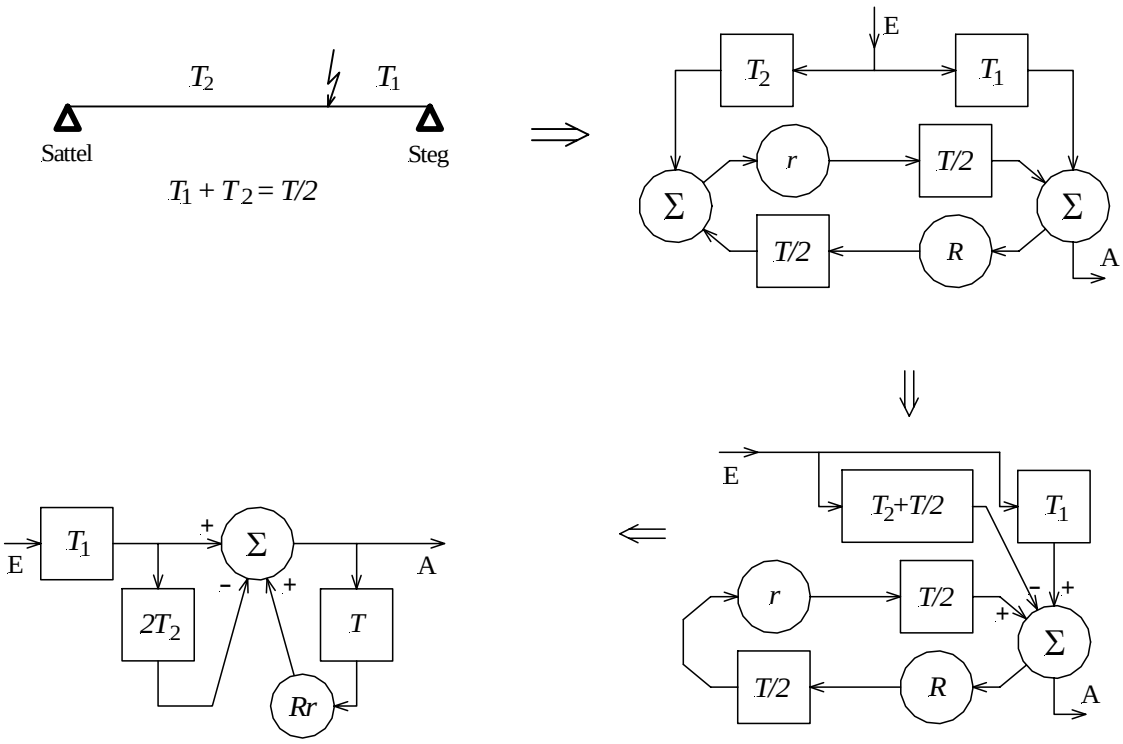


Abb. 2.27: Umgeformtes Signalflussdiagramm (nur ein Signalweg Saite → Steg). Die Reihenfolge von FIR-Filter ($2T_2$) und IIR-Filter (T) ist vertauschbar (kommutative Abbildungen im linearen System).

Die Umformung der FIR-Laufzeit erfolgt mit $T_1 + T_2 = T/2$ zu:

$$(T_2 + T/2) - T_1 = T_2 + T/2 - (T/2 - T_2) = 2T_2$$

Aus dem in Abb. 2.27 dargestellten SFD kann nun mit einfachen Methoden der Signalverarbeitung [z.B. 5] das Frequenzverhalten abgeleitet werden. Nimmt man als Anregung einen kurzen Impuls (idealisiert: Dirac), der im IIR-Filter periodisch wiederholt wird, so ergibt sich ein Spektrum mit äquidistanten Linien konstanter Höhe. Dieses Spektrum wird beim Durchlaufen der folgenden Systeme gefiltert, also verändert. Eine reine Signalverzögerung um

© M. Zollner 2002

eine konstante Laufzeit (z.B. T_1) ändert nur das Phasenspektrum, nicht aber das Betragsspektrum. Da es für die folgenden Betrachtungen unerheblich ist, ob das Ausgangssignal insgesamt einige Millisekunden später ankommt oder nicht, wird diese Grundlaufzeit ignoriert. Nicht ignoriert werden darf die Laufzeit im FIR-Filter, denn hier werden zwei gegeneinander verzögerte Signale überlagert, woraus frequenzselektive Verstärkungen und Auslöschungen resultieren (Kammfilter). Die Reihenfolge FIR/IIR bzw. IIR/FIR darf vertauscht werden.

Die Filterwirkung eines **Kammfilters** ist in der Literatur ausführlich beschrieben, hier erfolgt nur eine Kurzdarstellung: Das Eingangszeitsignal einer Verzögerungsleitung kommt nach der Laufzeit (allgemein: T_x) am Ausgang an, das Spektrum des Eingangssignals muss mit der Übertragungsfunktion multipliziert werden und ergibt das Spektrum des Ausgangssignals. Die Übertragungsfunktion $\underline{H}$ einer (reinen) Verzögerungsleitung mit Laufzeit T_x ist:

$$\underline{H}(j\omega) = e^{-j\omega T_x}; \qquad \omega = 2\pi f \qquad \text{Laufzeit-Übertragungsfunktion}$$

Beim Kammfilter wird das verzögerte Signal zum unverzögerten addiert bzw. subtrahiert; damit erhält man die Kammfilter-Übertragungsfunktion zu:

$$\underline{H}_{FIR} = 1 - \exp(-j\omega T_x); \qquad \left|\underline{H}_{FIR}\right| = 2 \cdot \left|\sin(\omega T_x / 2)\right| \qquad \text{FIR-Filter}$$

Weil die Impulsantwort von endlicher Dauer ist, spricht man auch vom **FIR-Filter** (Finite Impulse Response). Als Betragsfrequenzgang ergibt sich der Betrag einer Sinusfunktion, mit Nullstellen bei 0Hz und bei ganzzahlig Vielfachen vom Kehrwert der Verzögerungszeit T_x. Die Berechnung ist formal korrekt, aber in der Darstellung ungünstig, wie **Abb. 2.28** zeigt. Ähnliche Probleme sind bei zeitdiskreten Signalen bekannt, wenn das Abtasttheorem nicht eingehalten wird: Unterabtastung ergibt (meist unerwünschte) Rückfaltung. In diesem speziellen Fall ist die abtastbedingte Mehrdeutigkeit allerdings hilfreich. Über die Identität

$$\left|\sin(m\pi - \varphi)\right| \equiv \left|\sin(\varphi)\right| \qquad \text{nur für } m = \text{ganzzahlig}$$

und einige Zwischenschritte kann die FIR-Übertragungsfunktion umgeformt werden in:

$$\left|\underline{H}_{FIR}\right| = \left|\sin\left(\pi \cdot \frac{f}{f_G} \cdot \frac{d}{M}\right)\right| \qquad \text{FIR-Filter, umgeformt}$$

Hierbei ist d die Entfernung zwischen dem Anzupfpunkt und dem Steg, und M ist die Länge der leeren Saite (Mensur). Auch bei kürzer gegriffener Saite muss hier die Mensur eingesetzt werden, weil sie in die Formel für die Wellen-Ausbreitungsgeschwindigkeit eingeht. Wird die leere Saite genau in der Mitte angezupft, enthält das Langzeitspektrum nur ungeradzahlige Harmonische; bei den geradzahligen liegen die Nullstellen der Sinusfunktion. Je näher der Anzupfpunkt am Steg liegt, desto weiter auseinander liegen die Hüllkurvenminima. Die Umformung ist nur im stationären Teil (diskretes Linienspektrum) gültig, nicht für den Einschwingvorgang; aber das ist Grundbedingung für jede Übertragungsfunktion: Sie gilt immer nur für den eingeschwungenen Zustand. Des weiteren ist zu berücksichtigen, dass bei dem o.a. Modell die Laufzeiten frequenzunabhängig sind – Dispersion ist (noch) nicht nachgebildet, gespreizte Spektren erfordern anstelle einfacher Verzögerungsglieder **Allpässe**, deren Laufzeitfrequenzgang die Saitendispersion approximiert (Kap. 2.8.4).

© M. Zollner 2002

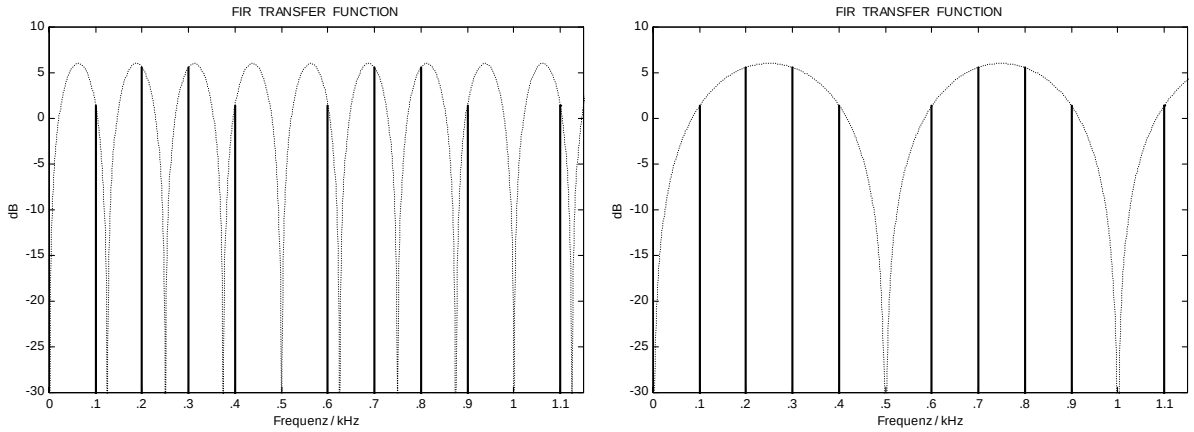


Abb. 2.28: Betragsfrequenzgang des FIR-Filters (...) und gefiltertes Linienspektrum für $d = M/5$. Die dargestellten Linien sind in beiden Bildern identisch, das rechts Bild zeigt die umgeformte FIR-Übertragungsfunktion.

In **Abb. 2.29** sind Messwerte einer angezupften E_2-Saite dargestellt. Die Distanz zwischen Anzupfort und Steg betrug d = 4,7 cm bzw. 1,5 cm. Das erste Kammfilter-Minimum berechnet sich daraus zu 1,1 kHz bzw. 3,5 kHz. Im Bereich tiefer Frequenzen ist in der spektralen Hüllkurve die Kammfilterstruktur gut erkennbar; sie wird allerdings von den Dehnwellen-Resonanzen gestört (Kap. 1.4, im Abb. 2.29 durch Punkte gekennzeichnet). Im Vorgriff auf Kap. 2.8.4 ist in Abb. 2.29 bereits die dispersive Spreizung der spektralen Hüllkurve berücksichtigt.

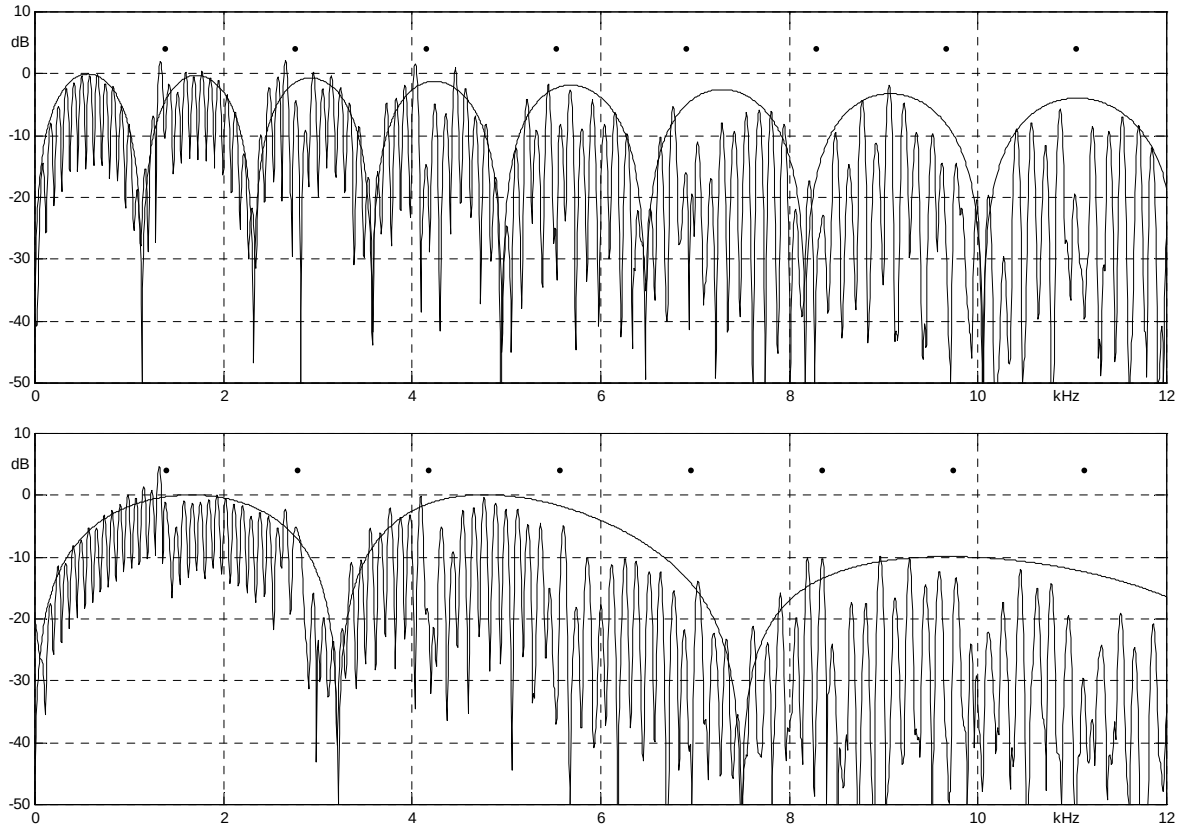


Abb. 2.29: Gemessene Spektren, E_2-Saite (Impulsanregung), d = 4,7 cm (oben) bzw. d = 1,5 cm (unten). Die eingezeichnete Hüllkurve wurde gespreizt (Dispersion) und zu hohen Frequenzen hin leicht abgesenkt. Die beiden Messungen wurden an zwei unterschiedlichen E_2-Saiten durchgeführt (OVATION Viper EA-68).

© M. Zollner 2002

Während das FIR-Filter die spektrale Hüllkurve bestimmt, definiert das rekursive Filter die Frequenz der einzelnen Spektrallinien. Die Impulsantwort des rekursiven Teilfilters dauert unendlich lang, deshalb ist hierfür auch der Begriff **IIR-Filter** gebräuchlich (Infinite Impulse Response). Sind beide Reflexionsfaktoren gleich 1, dann wird ein kurzer Anregungsimpuls ohne Abschwächung unendlich lange in der Schleife kreisen; ein derartiges Filter heißt grenzstabil. Reale Saiten haben Reflexionsfaktoren < 1, deshalb klingt eine impulsförmige Anregung mit der Zeit ab. Für einen vollständigen Schleifenumlauf wirken beide Reflexionsfaktoren multiplikativ verknüpft ($R \cdot r$).

Für $R \cdot r = 0{,}9$ nimmt die Impulshöhe bei einmaligem Umlauf von z.B. 1 auf 0,9 ab, bei zweimaligem Umlauf auf 0,81, bei n-maligem Umlauf auf $0{,}9^n$. Die Amplituden der im Abstand T aufeinander folgenden Impulse bilden eine geometrische Folge, für $R \cdot r < 1$ spricht man von **exponentiellem Abklingen**. Schon in Kap. 1.6 wurden quantitative Aussagen zum Abklingen gemacht, die Schleifenfaktoren ($R \cdot r$) sind bei der Gitarrensaite sehr nahe an 1 (z.B. 0,993). Im FIR-Filter tritt nur eine einmalige Reflexion auf, hier kann in sehr guter Näherung $r = -1$ gesetzt werden; im IIR-Filter wird die Schleife aber unendlich oft durchlaufen, hier ist diese Näherung nicht zulässig.

Kap. 2.5 hat gezeigt, dass der Reflexionsfaktor nicht konstant, sondern frequenzabhängig ist. Ursache sind Steg- und Sattel-Resonanzen, die von der Kombination aus Massen und Federn gebildet werden. Diese Massen und Federn befinden sich nicht alle im Steg bzw. im Sattel, sie können auch z.B. im Hals lokalisiert sein, und auf den Sattel wirken [8]. Bei der Einfügung eines frequenzabhängigen Reflexionsfaktors in das SFD (Abb. 2.27) ist zu beachten, dass das als Kreis ($R \cdot r$) dargestellte System damit zum Filter wird: $R \cdot r(j\omega)$ ist die frequenzabhängige Übertragungsfunktion dieses **Reflexions-Filters.** Über die Schleifenlaufzeit T, die bei Berücksichtigung der Dispersion frequenzabhängig ist, und $R \cdot r(j\omega)$ ergibt sich die Abkling-Zeitkonstante für jeden Teilton. Das SFD (Abb. 2.27) berücksichtigt nicht die Dämpfungs-Ursache, mit $R \cdot r(j\omega)$ wird die *Gesamt*dämpfung modelliert. Falls erforderlich, können hierfür aber auch mehrere Einzelfilter in Kette geschaltet werden, um beispielsweise die innere Saitendämpfung in einem eigenen Subsystem modellieren zu können.

Vor dem mit E bezeichneten Eingang in Abb. 2.27 ist das **Plektrumfilter** anzuordnen, das aus einem idealen Sprung (oder aus einem Impuls) die reale Anregungskraft formt. Nach dem Ausgang A folgt das **Piezofilter**, oder – bei Akustik-Gitarren – das Korpus- und Abstrahlfilter. Der Körperschallpfad durch den Gitarrenhals ist hierbei nicht nachgebildet. Fasst man den Sattel nur als Schwingungsabsorber auf, ist dies auch nicht nötig; die vom Sattel hervorgerufene Dämpfung ist ja bei $R \cdot r$ berücksichtigt. Es könnte aber auch ein Teil der in den Sattel fließenden Schwingungsenergie abgestrahlt werden, oder über den Steg wieder in die Saite eingekoppelt werden, was dann sogar in umgekehrter Richtung funktionieren muss. Einen ähnlichen Nebenweg nehmen (allerdings direkt über die Saite) die in Kap. 1.4 besprochenen Dehnwellen.

Eine einfache Nachbildung solcher paralleler Pfade ist mit zusätzlichen rekursiven Schleifen möglich. Es soll aber nochmals betont werden, dass hiermit die Energieflüsse nicht automatisch richtig dargestellt werden. Ein Summationspunkt im SFD addiert zwei Signale, z. B. zwei Kräfte. Er bildet aber nicht die Impedanzen nach – dies muss gegebenenfalls gesondert berücksichtigt werden.

© M. Zollner 2002

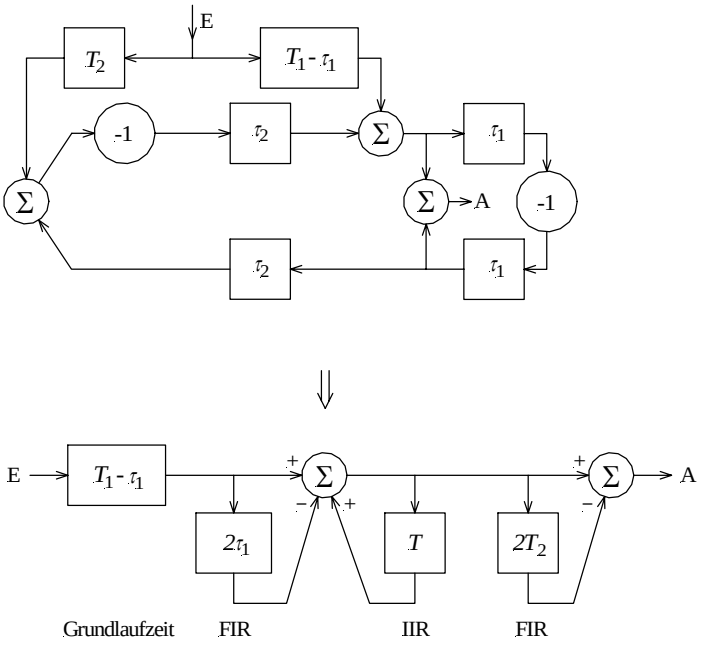
2.8.2 Saite mit Singlecoil-Tonabnehmer

Das in Abb. 2.26 angegebene SFD wird jetzt um einen Magnettonabnehmer-Ausgang erweitert. Hierbei wird angenommen, dass der Tonabnehmer die Saitenschwingung nicht beeinflusst. Diese Annahme ist nicht grundsätzlich gerechtfertigt, denn zum einen verändert die Anziehungskraft des Permanentmagneten die Saitenschwingungen, zum anderen fordert der Energiesatz, dass die entstehende elektrische Energie von der Saite geliefert wird. Während der zweite Effekt wegen des hochohmigen Betriebs vernachlässigt werden kann, sind starke Magnete bei geringem Saitenabstand durchaus für ihre Störwirkung bekannt (Kap. 4.11). Zur prinzipiellen Erläuterung der Übertragungscharakteristik ist eine Nachbildung der Anziehung aber nicht erforderlich.

In **Abb. 2.30** ist das vereinfachte Modell für eine ideale Saite und einen einspuligen Magnet-Tonabnehmer dargestellt. Hierbei bezeichnen T_1 bzw. T_2 die Laufzeit von der Anzupfstelle zum Steg bzw. zum Sattel, τ_1 bzw. τ_2 ist die Laufzeit von der Position des Tonabnehmers zum Steg bzw. zum Sattel. Durch mehrfaches Umzeichnen erhält man eine Kettenschaltung von vier verschiedenen Filtern:

- Eine Grundlaufzeit vom Anzupfpunkt zum Tonabnehmer
- Ein FIR-Filter mit der langen Verzögerung $2T_2$ (bzw. $2\tau_2$)
- Ein rekursives IIR-Filter zur Nachbildung der Saitenschwingung
- Ein FIR-Filter mit der kurzen Verzögerung $2\tau_1$ (bzw. $2T_1$)

Die Reihenfolge dieser vier linearen Teilsysteme ist beliebig vertauschbar. Die Tonhöhe hängt vom IIR-Filter ab, die Klangfarbe von den FIR-Filtern, deren Interferenzwirkung auf die Laufzeiten T_1 und τ_1 zurückgeführt werden kann. Für die Position des Tonabnehmers und des Anzupfpunktes gibt es drei Fälle: $T_1 < \tau_1$, $T_1 > \tau_1$, und $T_1 = \tau_1$. Hierbei ist es gleichgültig, ob der Tonabnehmer oder der Anzupfpunkt näher am Steg liegt. Man kann z.B. den Tonabnehmer 10 cm weit vom Steg entfernt montieren, und die Saite 4 cm vom Steg entfernt anzupfen, oder den Tonabnehmer 4 cm weit vom Steg entfernt montieren, und die Saite 10 cm vom Steg entfernt anzupfen – das Ergebnis ist *im linearen Modell* identisch (Abb. 2.35). Hiermit wird jedoch nicht die auf die Bünde aufprellende Saite nachgebildet.



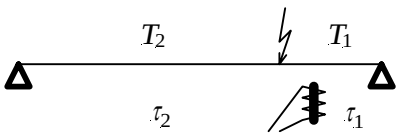
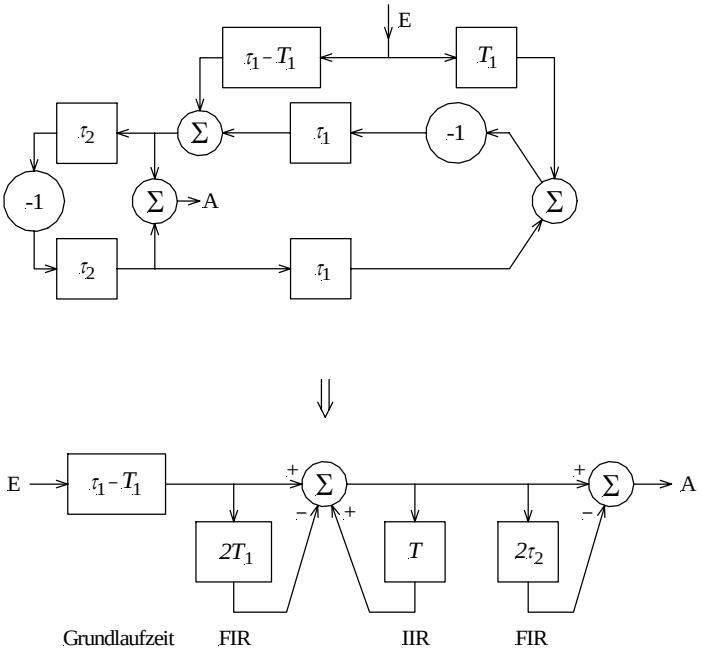


Abb. 2.30a: Ideale Saite mit Singlecoil-Magnettonabnehmer, $T_1 \geq \tau_1$.
Steg- und Sattelreflexion sind verlustfrei angenommen ($R = r = -1$).

© M. Zollner 2002



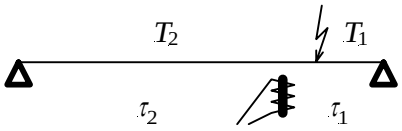


Abb. 2.30b: Ideale Saite mit Singlecoil-Magnettonabnehmer, $T_1 \le \tau_1$.
Steg- und Sattelreflexion sind verlustfrei angenommen ($R = r = -1$).

Die zur Sprunganregung gehörende **Sprungantwort** ist in **Abb. 2.31** dargestellt. Sie zeigt, ebenso wie Abb. 2.30, dass beim Übergang von $T_1 < \tau_1$ auf $T_1 > \tau_1$ lediglich die beiden Laufzeiten T_1 und τ_1 vertauscht werden müssen. Die Periodendauer dieses dispersionsfreien Filters beträgt $T = 2(T_1 + T_2) = 2(\tau_1 + \tau_2)$. Innerhalb dieser Periode befinden sich bei der Sprungantwort zwei Rechteckimpulse, zentriert um den Zeitpunkt t_0 bzw. $T - t_0$. Für $T_1 < \tau_1$ ergibt sich $t_0 = \tau_1$, für $T_1 > \tau_1$ ergibt sich $t_0 = T_1$. Die Impulsbreite beträgt $\Delta t = | T_1 - \tau_1 |$.

Die Impulsbreite entspricht der Transversalwellen-Laufzeit vom Anzupfpunkt zum Tonabnehmer. Beträgt diese Distanz z.B. 4 cm, so ergibt sich die Impulsbreite zu 4·T/2·64 = T/32. Hierbei wurde die Mensur zu 64 cm angenommen. Wenn die Saite genau über dem Tonabnehmer angezupft wird, schließen die beiden Rechteckimpuls lückenlos aneinander an.

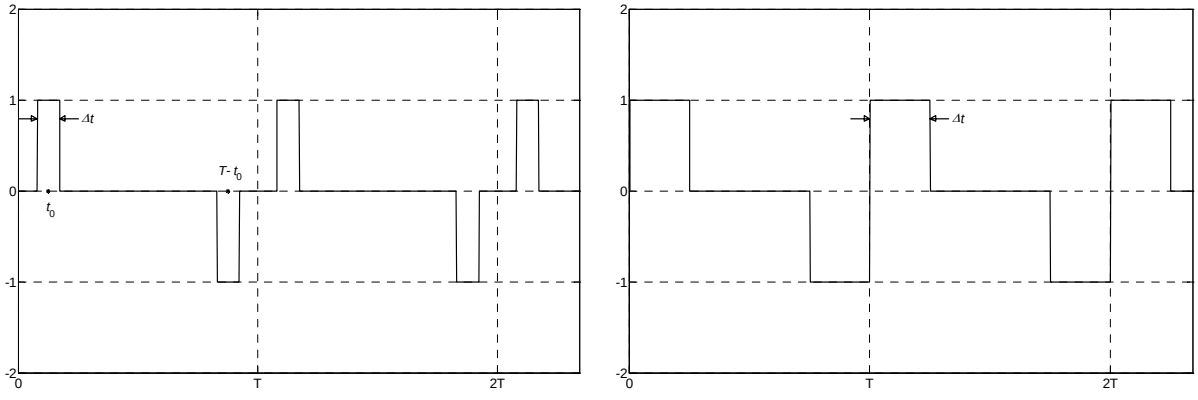


Abb. 2.31: Sprungantwort des Filters aus Abb. 2.30. Im linken Bild ist $T_1 \neq \tau_1$, im rechten $T_1 = \tau_1$. Eingangsgröße ist für das Filter ein Kraftsprung am Anzupfpunkt. Ausgangsgröße ist die Saitenschnelle über dem Tonabnehmermagnet; zu ihr ist die Quellenspannung des Tonabnehmers proportional. Die Klemmenspannung ergibt sich aus der Quellenspannung durch Tiefpassfilterung (Kap. 5.9). Insbesondere bei den tiefen Saiten sorgt die frequenzabhängige Ausbreitungsgeschwindigkeit (Dispersion, Kap. 2.8.4) dafür, dass schon nach kurzer Zeit die rechteckige Kurvenform verändert wird (Abb. 2.40). Um diesen Effekt nachzubilden, müssen in Abb. 2.30 die Verzögerungsglieder als Allpässe ausgeführt werden (Abb.2.39).

© M. Zollner 2002

Die Berechnung der **Gesamt-Übertragungsfunktion** der vier in Kette geschalteten Einzelfilter aus Abb. 2.30 erfordert eine Multiplikation der Einzel-Übertragungsfunktionen, woraus etwas kompliziertere Frequenzgänge resultieren (**Abb. 2.32**).

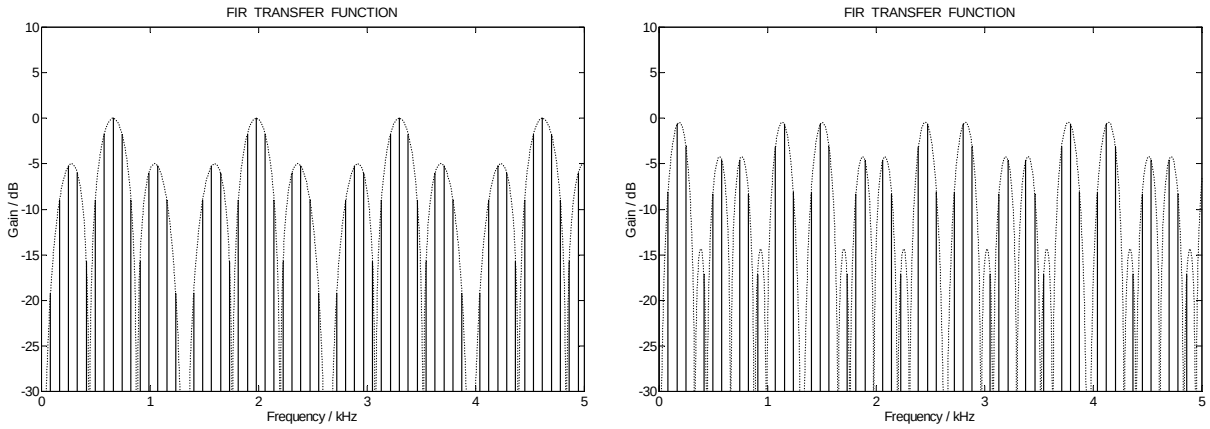


Abb. 2.32a: Übertragungsfrequenzgang, E_2-Saite in 12 cm Entfernung vom Steg angezupft. Mensur = 64 cm. Steg-Tonabnehmer (4 cm vom Steg entfernt, linkes Bild); Hals-Tonabnehmer (16 cm vom Steg entfernt, rechts).

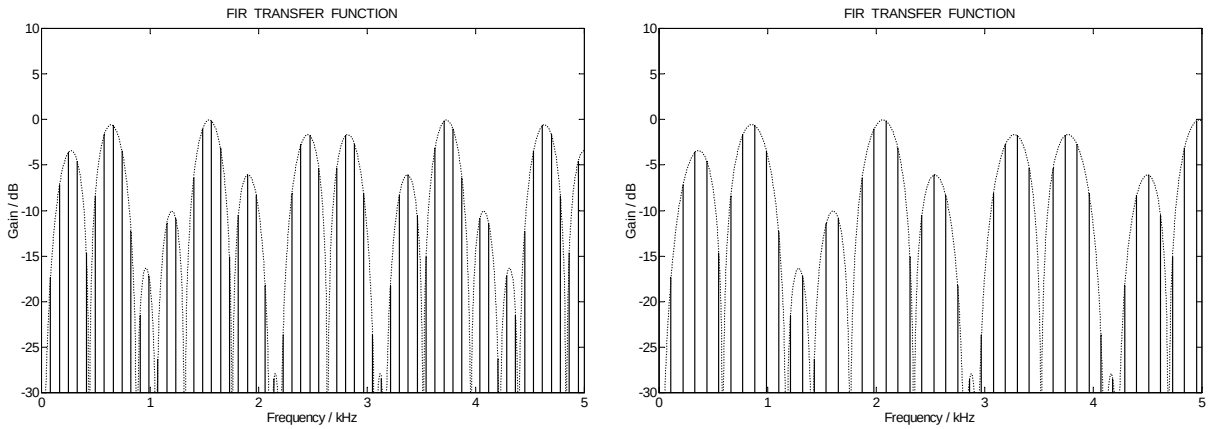


Abb. 2.32b: Übertragungsfrequenzgang, Saite in 12 cm Entfernung vom Steg angezupft, Steg-Tonabnehmer (5 cm vom Steg entfernt; Mensur = 64 cm). Linkes Bild: E_2-Saite, rechtes Bild: A-Saite.

Besonders wichtig ist, dass die beiden FIR-Filter **saitenspezifisch** wirken, und nicht (wie der in Kap. 5 diskutierte Magnettonabnehmer) global filtern. Die Wicklung der Tonabnehmer-Spule wird von den Feldänderungen aller 6 Saiten durchflossen, deshalb wirken tonabnehmerbedingte Resonanzüberhöhungen in gleicher Weise auf alle 6 Saiten. Die Auslöschungen der FIR-Filter beruhen aber auf Wellen-Ausbreitungsgeschwindigkeiten, und die sind saitenspezifisch. Wie bereits erläutert, hängen diese nicht von der gegriffenen Tonhöhe ab, sondern immer von der Tonhöhe der leeren Saite – denn die bestimmt die Ausbreitungsgeschwindigkeit c_P. Die FIR-Charakteristik kann deshalb bei mehrsaitigem Spiel nicht elektronisch mit einem Effektgerät erzeugt werden, zumindest nicht bei üblichen Tonabnehmern.

In **Abb. 2.33** sind für eine **Stratocaster** in Abhängigkeit von der Tonabnehmerposition die FIR-Filter-Frequenzgänge dargestellt. Die Wirkung des zweiten FIR-Filters (Anzupf-Ort) wurde hierbei nicht mitgerechnet. Um Übersichtlichkeit zu gewährleisten, sind die Minima nur 18 dB tief dargestellt; theoretisch geht die Kurve im Minimum gegen $-\infty$ dB.

© M. Zollner 2002

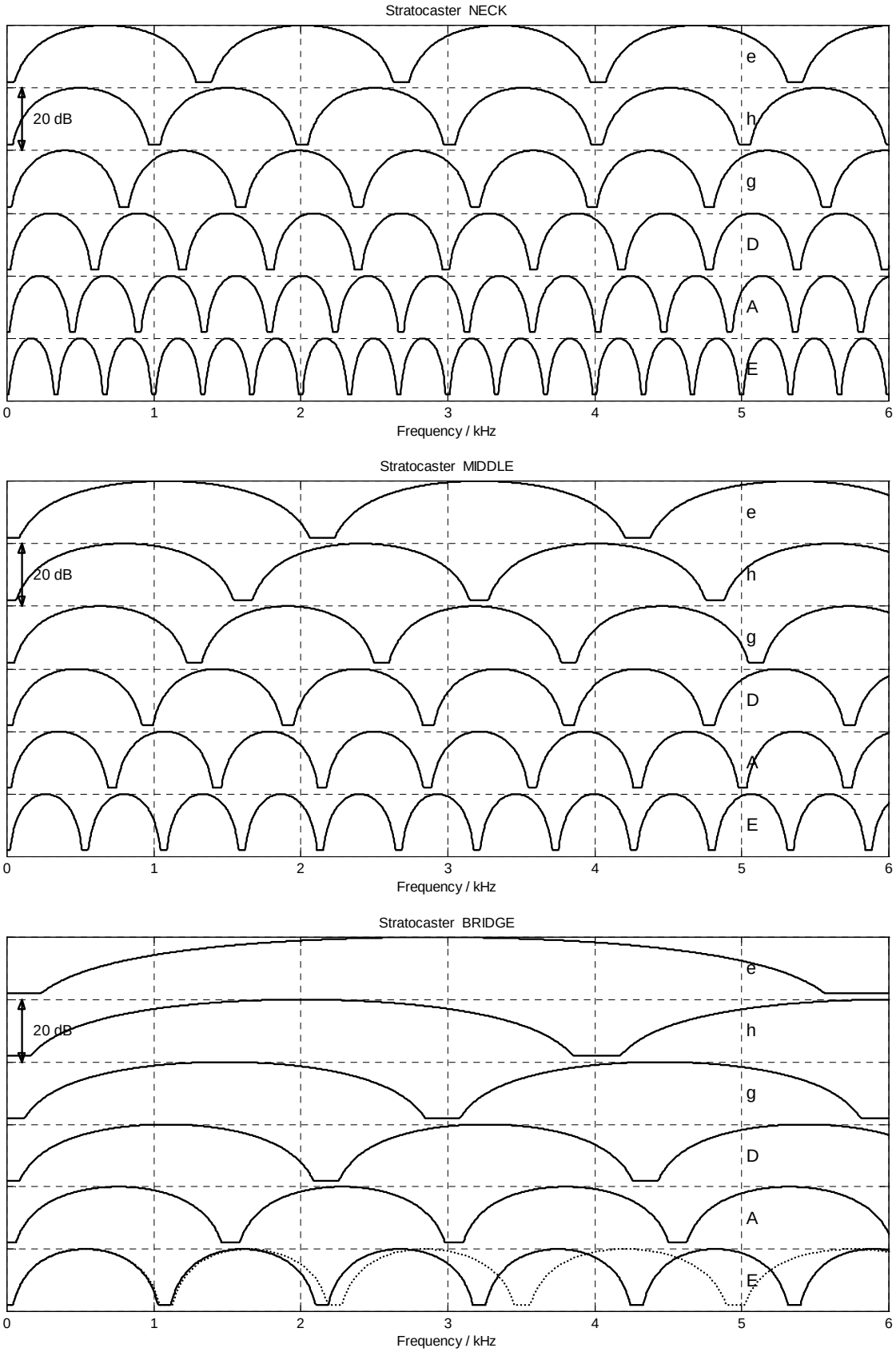


Abb. 2.33: Berechnete FIR-Frequenzgänge für die Stratocaster, ohne Dispersion. Dynamik auf 18 dB begrenzt. Im untersten Bild ist gepunktet die Wirkung dispersiver Ausbreitung eingezeichnet (vergl. Kap. 2.8.4).

© M. Zollner 2002

Abb. 2.34 zeigt einen Vergleich zwischen Messung und Rechnung. Eine Stratocaster wurde über ein 200-pF-Kabel an einem Messverstärker (100 kΩ) betrieben. Die E_2-Saite wurde direkt am Steg mit einem Plektrum angezupft, ausgewertet wurde das Signal des Steg-Pickups.

Die vergleichende Berechnung des Linienspektrums enthält beide FIR-Filter, das IIR-Filter, sowie das Tonabnehmer-Ersatzschaltbild (Kap. 5.9.3). Zusätzlich wurde eine leichte Höhenbedämpfung zur Nachbildung des Magnetfeldfensters (Kap. 5.4.4) eingefügt. Wie man sieht, ergibt sich eine gute Übereinstimmung. Beim gemessenen Spektrum ist sehr schön die Spreizung der Teiltonfrequenzen zu sehen; sie wurde bei der Berechnung mit einem einfachen Modell nachgebildet. Die Kammfilterstruktur wird durch die Simulation gut wiedergegeben, bei hohen Frequenzen erkennt man aber Unterschiede zwischen Messung und Rechnung. Für eine Verbesserung müssten z.B. die Reflexionsfaktoren angepasst werden.

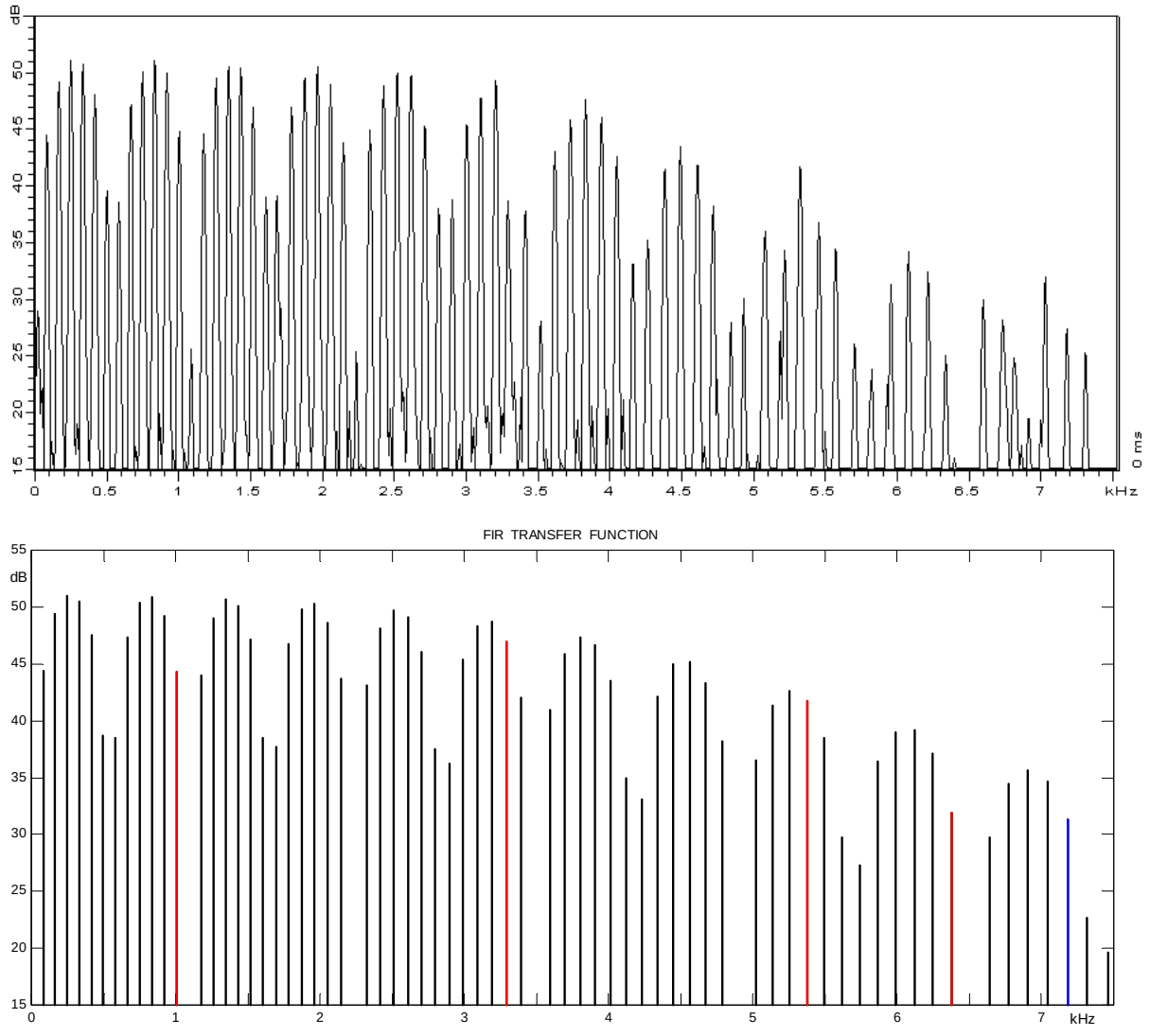
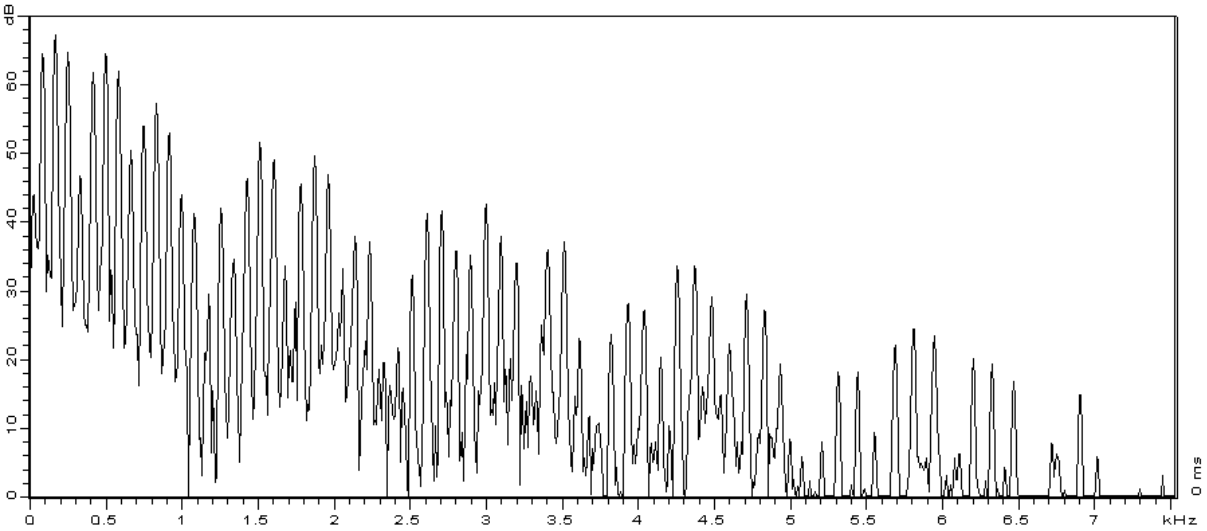


Abb. 2.34: Spektrum einer direkt am Steg angezupften E_2-Saite (Stratocaster, mittlerer Tonabnehmer). Oberes Bild: Messung (mit DFT-Leakage), unteres Bild: Rechnung (mit Dispersion, vergl. Kap. 2.8.4). Die inharmonische Spreizung ist erheblich, die 70. "Harmonische" liegt statt bei 5,84 kHz bei 7,37 kHz.

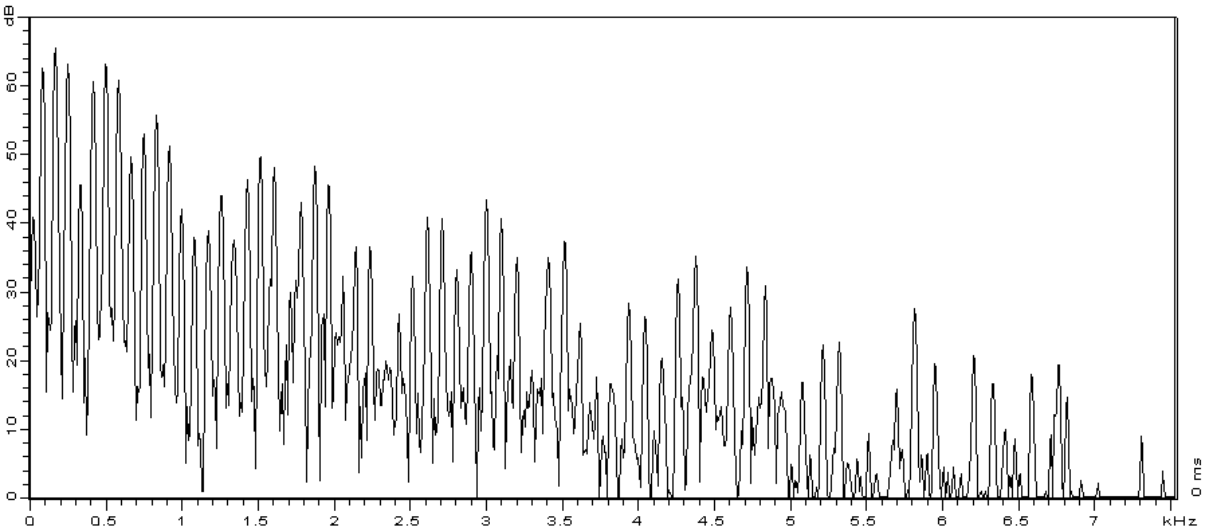
© M. Zollner 2002

In Abb. 2.30 wurde bereits darauf hingewiesen, dass der Anzupfpunkt der Saite und der Ort des Tonabnehmers jeweils ein FIR-Filter (mit unterschiedlicher Laufzeit) ergibt. Zwei in Kette geschaltete Filter stellen zwei *kommutativ* verknüpfte Abbildungen dar, deren Reihenfolge vertauscht werden darf. Somit müsste es egal sein, ob die Saite am Punkt A angezupft wird, und der Tonabnehmer befindet sich am Punkt B, oder ob die Saite am Punkt B angezupft wird, und der Tonabnehmer befindet sich am Punkt A.

Um diese Hypothese zu überprüfen, wurde die E_2-Saite einer Stratocaster einmal über dem Hals-Tonabnehmer angezupft, und dabei das Signal des Steg-Tonabnehmers aufgezeichnet; anschließend wurde die E_2-Saite über dem Steg- Tonabnehmer angezupft, und dabei das Signal des Hals-Tonabnehmers aufgezeichnet. **Abb. 2.35** zeigt die DFT-Spektren der beiden Signale. Die Übereinstimmung ist verblüffend, insbesondere wenn man berücksichtigt, dass die Reproduzierbarkeit beim Anzupfen nicht besonders gut ist.



Gemessenes Signal des Steg-Tonabnehmers, Saite über dem Hals-Tonabnehmer angezupft.



Gemessenes Signal des Hals-Tonabnehmers, Saite über dem Steg-Tonabnehmer angezupft.

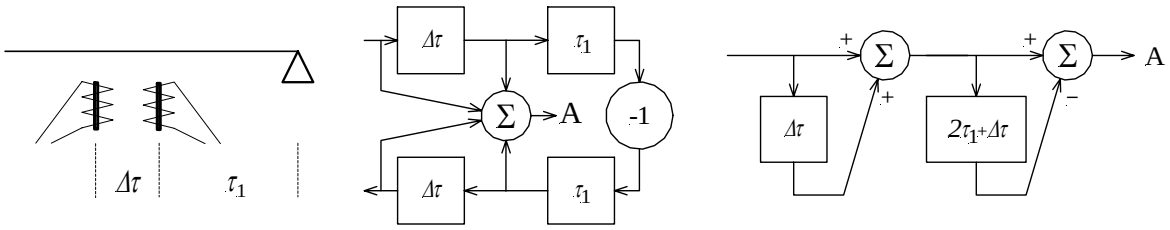
Abb. 2.35: Spektrum der E_2-Saite einer Stratocaster, Tonabnehmer und Anzupf-Position vertauscht.

© M. Zollner 2002

2.8.3 Saite mit Humbucking-Tonabnehmer

Beim brummunterdrückenden Humbucker sind zwei Spulen gegenphasig zusammengeschaltet. Damit sich ihre elektrischen Ausgangssignale verstärken, sind die Permanentfeld-Flüsse entgegengesetzt. Viele Tonabnehmer (z.B. Gibson) erzeugen das Permanentfeld mit einem unter den Spulen liegenden Balkenmagnet; über sog. *Polepieces* wird das Feld durch die Spulen geleitet. Andere Bauformen (z.B. Fender) verwenden in jeder Spule 6 Einzelmagnete; bei einer Spule ist der Nordpol oben, bei der benachbarten der Südpol. Die beiden Spulen werden zumeist gegenphasig in Reihe geschaltet, seltener auch gegenphasig parallel.

Eine die Saite entlanglaufende Welle wird vom Humbucker in zwei benachbarten Bereichen abgetastet. Beim Gibson-Humbucker beträgt der Abstand der beiden Polepieces 18 mm, es gibt aber auch ganz schmale Humbucker, die in ein Singlecoil-Gehäuse passen.



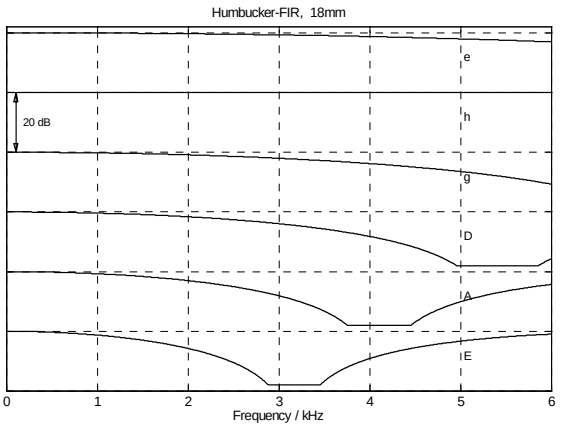
$$\underline{H}(j\omega) = 1 + e^{-j\omega\Delta\tau} - e^{-j\omega(\Delta\tau+2\tau_1)} - e^{-j2\omega(\Delta\tau+\tau_1)} = \left(1+e^{-j\omega\Delta\tau}\right)\cdot\left(1-e^{-j\omega(2\tau_1+\Delta\tau)}\right)$$

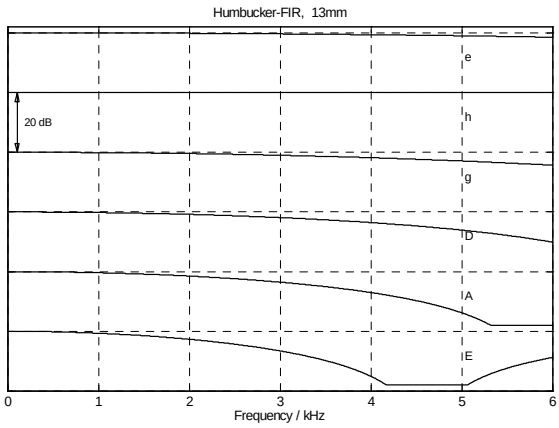
Abb. 2.36: Signalflussdiagramm für einen Humbucking-Tonabnehmer mit zwei äquivalenten Spulen.

In **Abb. 2.36** ist τ_1 die (einfache) Laufzeit zwischen der stegnahen Spule und dem Steg, $\Delta\tau$ ist die Laufzeit zwischen den beiden Spulen. Nach geeigneter Umformung erhält man eine einfache Kettenschaltung zweier FIR-Filter; ein Filter bildet mit gleichphasiger Überlagerung die Laufzeit $\Delta\tau$ zwischen den Spulen nach, das andere bildet mit gegenphasiger Überlagerung die doppelte Laufzeit zwischen der Humbuckermitte und dem Steg nach. Von einem am Ort x positionierten Singlecoil unterscheidet sich ein am selben Ort positionierter Humbucker nur durch das $\Delta\tau$-Filter. Die Modellierung als Kettenschaltung bietet den großen Vorteil, dass die Gesamt-Übertragungsfunktion als Produkt der Einzel-Übertragungsfunktionen dargestellt werden kann. Für einen Humbucker mit 18 mm Polepiece-Abstand ergibt sich für die E_2-Saite im Bereich um 3 kHz eine zusätzliche **Auslöschung**, für die höheren Saiten liegt dieses Humbucker-Minimum bei entsprechend höheren Frequenzen. Die genaue Frequenzlage des Minimums hängt außer vom Polepiece-Abstand auch von der Dispersion ab (Kap. 1.3).

Wie in **Abb. 2.37** gezeigt wird, sind die Unterschiede zwischen Singlecoil und Humbucker saitenspezifisch: Bei der E_4-Saite sind nur im Höhenbereich kleinere Unterschiede zu erkennen, bei der E_2-Saite absorbiert der Humbucker den für die Brillanz wichtigen 3-kHz-Bereich. Verkleinert man den Abstand der beiden Humbucker-Spulen auf 13 mm, wie das z.B. beim **Mini-Humbucker** der Les Paul Deluxe gemacht wurde, verschieben sich alle Interferenz-Minima zu höheren Frequenzen. Ein besonders kleiner Spulenabstand (7 – 9 mm) wird beim Singlecoil-Format realisiert; trotzdem verbleibt auf den Basssaiten ein Höhenverlust.

© M. Zollner 2002





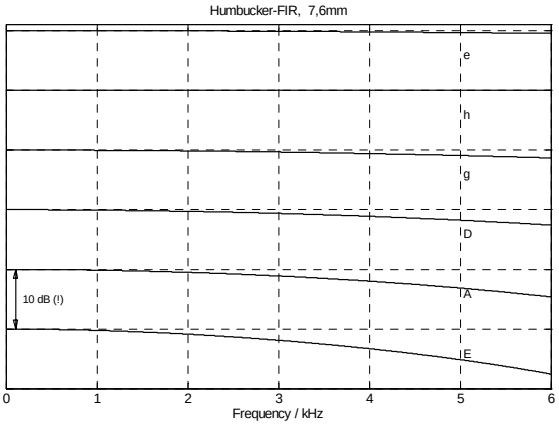
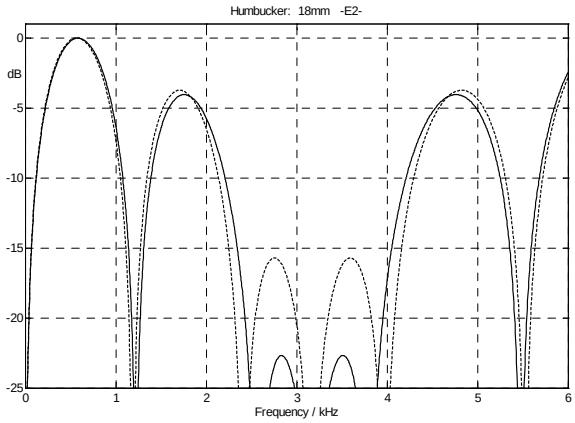


Abb. 2.37: Durch die Humbucker-Laufzeit $\Delta\tau$ hervorgerufene Kammfilterung. 18mm Polabstand sind für den Gibson-Humbucker typisch, 13mm sind beim Mini-Humbucker zu finden, 7,6mm bei Humbuckern im Singlecoil-Format (z.B. DP-184). Die Minima der Kammfilterkurven wurden zur übersichtlicheren Darstellung abgeschnitten. Dispersion berücksichtigt (Kap. 1.3).

Sofern die beiden Humbucker-Spulen nicht die gleiche Empfindlichkeit aufweisen, ergeben sich vor allem im Bereich des Humbucker-Minimums Unterschiede (**Abb. 2.38**). Derartige **Unsymmetrien** haben ihre Ursache in unterschiedlichen Windungszahlen (beim *Burstbucker* absichtlich produziert) und/oder in der Feldführung: Die Polstifte heben einen anderen magnetischen Widerstand als die Justierschrauben. Da bei unterschiedlichen Spulen das SFD aus Abb. 2.36 nicht in zwei FIR-Filter aufgetrennt werden kann, zeigt Abb. 2.38 Frequenzgänge des gesamten Signalflussdiagramms.



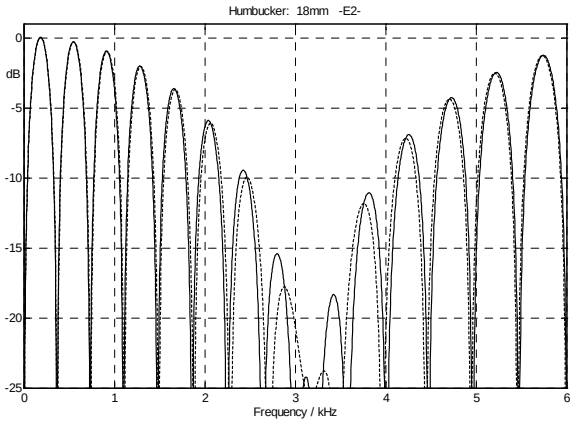


Abb. 2.38: Betragsfrequenzgänge bei ungleichen Humbucker-Spulen. Linkes Bild: Steg-Humbucker (45 mm Stegabstand), rechtes Bild: Hals-Humbucker (147 mm Stegabstand). Die Empfindlichkeit der Schraubenspule ist gegenüber der Stiftspule um 1 dB vergrößert (——) bzw. um 1 dB verkleinert (---). Mit Dispersion (Kap. 1.3).

© M. Zollner 2002

In **Abb. 2.39** ist für eine Gibson ES 335 TD (E_2-Saite) die Übertragungsfunktion des in Abb. 2.36 hergeleiteten Ersatzschaltbildes dargestellt, in **Abb. 2.40** ist die RLC-Übertragungsfunktion (Kap. 5.9) hinzugerechnet. Zum Vergleich zeigt **Abb. 2.41** eine Messung. Bei allen Bildern wurde dispersive Wellenausbreitung berücksichtigt.

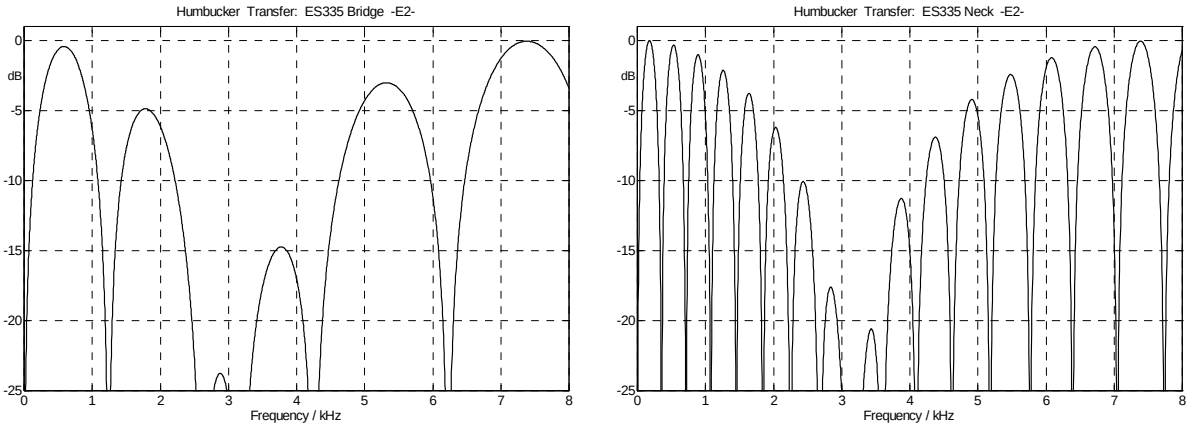


Abb. 2.39: Gibson ES335, E_2-Saite, Modell ohne RLC-Filter, Steg-Pickup (links), Hals-Pickup (rechts).

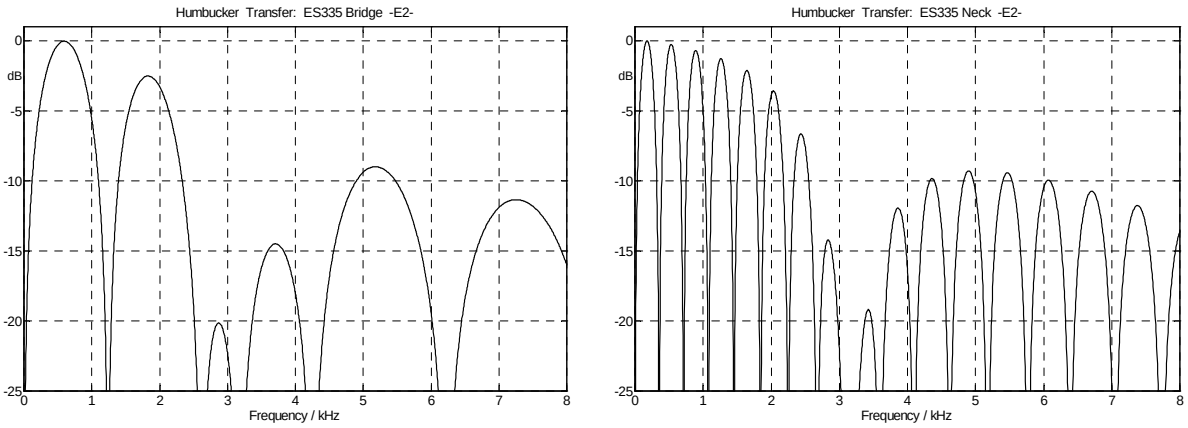


Abb. 2.40: ES335, Modell mit RLC-Filter und 707pF Kabel, Steg-Pickup (links), Hals-Pickup (rechts).

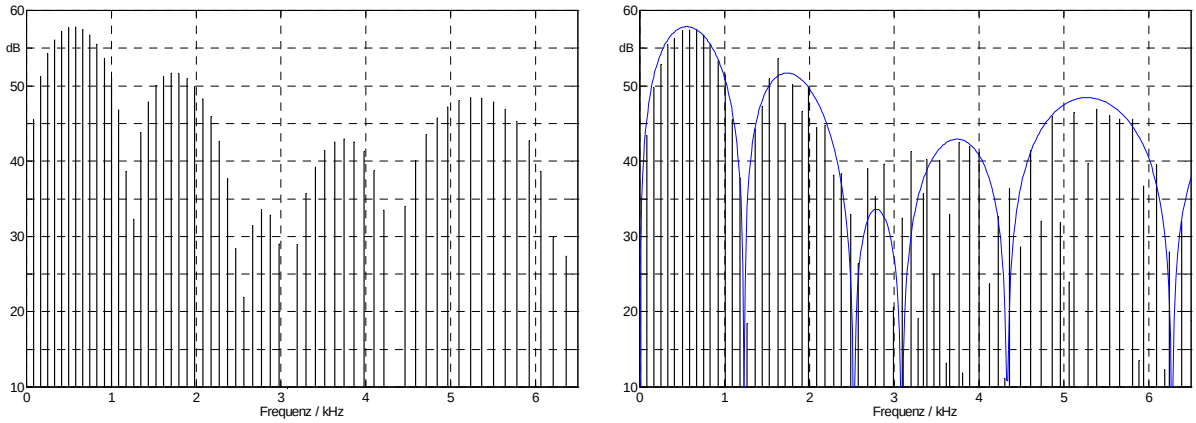


Abb. 2.41: ES335, E_2-Saite, direkt am Steg angezupft, Steg-Pickup. Modellrechnung (links), Messung (rechts). Die Unterschiede widerlegen nicht die grundsätzlichen Modellannahmen, vielmehr zeigen sie, wie wichtig die (hier nicht enthaltene) Modellierung von Dehnwellen und Lagerimpedanzen ist.

© M. Zollner 2002

2.8.4 Dispersive Leitungselemente

In Kap. 1.2 wurde gezeigt, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Transversalwellen frequenzabhängig ist (**Dispersion**), was zu "gespreizten" Teiltonfrequenzen führt. Dieser Effekt kann im SFD mit frequenzabhängigen Laufzeiten nachgebildet werden. Nimmt man die Saite zunächst verlustfrei an, so ändert sich während der Wellenausbreitung das Betragsspektrum nicht. Das Phasenspektrum ändert sich; allerdings nicht linearphasig, wie bei Verzögerungsleitungen, sondern wegen der frequenzabhängigen Laufzeit gemäß einer **Allpassfunktion**. Aus der Teiltonspreizung kann die Allpass-Übertragungsfunktion hergeleitet werden (Kap. 1.2.1), und hieraus durch inverse Fourier-Transformation die Allpass-Impulsantwort (Kap. 1.2.2). Die in Kap. 1 gezeigten Simulationen wurden mit einem derartigen SFD berechnet.

Allpass: Lineares System mit frequenzunabhängigem Betragsübertragungsmaß und frequenzabhängiger Phasendrehung.
Minimalphasiges System: Lineares allpassfreies System.
Linearphasiges System: Lineares System mit frequenzproportionaler Phasendrehung.
System-Ordnung: Anzahl der im System wirkenden unabhängigen Speicher.

In **Abb. 2.42** ist für eine umsponnene E_2-Saite (b = 1/8000) die Phasendrehung φ dargestellt, die bei einer Transversalwelle auftritt, wenn sie 8,65 mm Weg zurücklegt (Kap. 1.3.1). Kaskadiert man 74 der im Bild angegebenen Digitalfilter, so erhält man eine gute Approximation der gesamten Phasendrehung einer 64 cm langen E_2-Saite (einmaliger Wellendurchgang). Die relativ hohe Filteranzahl ergibt sich aus der gewählten Abtastfrequenz: Ein Allpass 2. Ordnung kann die Phase höchstens um 2π drehen.

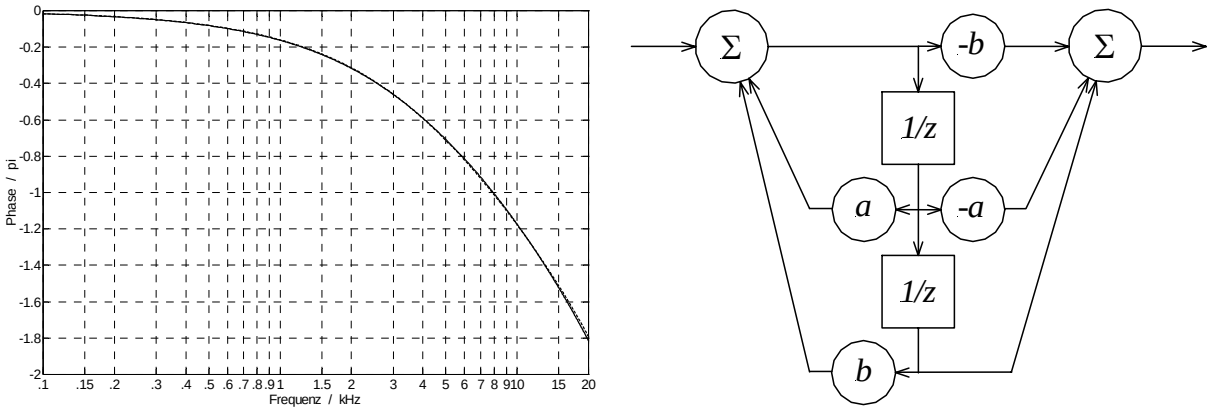


Abb. 2.42: Blockschaltbild und Phasenfrequenzgang eines kanonischen digitalen Allpass-Filters 2. Ordnung. Abtastfrequenz f_a = 48 kHz, a = 0,5378, b = -0,03668. Der Phasenfrequenzgang des Filters ist gestrichelt eingezeichnet, die Unterschiede zur Saitenphase (——) sind unwesentlich.

Die Übertragungsfunktion des digitalen Allpasses ergibt sich mit f_a = Abtastfrequenz zu:

$$\underline{H}(z) = \frac{1 - az - bz^2}{z^2 - az - b}; \qquad \left|\underline{H}(z)\right| = 1; \qquad z = \exp(j\omega / f_a)$$

Falls die Abtastfrequenz geändert wird, müssen auch die Parameter a und b geändert werden.

© M. Zollner 2002

Die Phasenlaufzeit des in Abb. 2.42 dargestellten Allpassfilters weist die gleiche Tendenz auf wie sie bei dispersiven Saitenwellen zu finden ist: Hohe Frequenzen erreichen den Filterausgang schneller als tiefe. Deshalb wird bei Sprunganregung als erstes eine hochfrequente Reaktion zu beobachten sein; der tieffrequente Anteil folgt verzögert (**Abb. 2.43**).

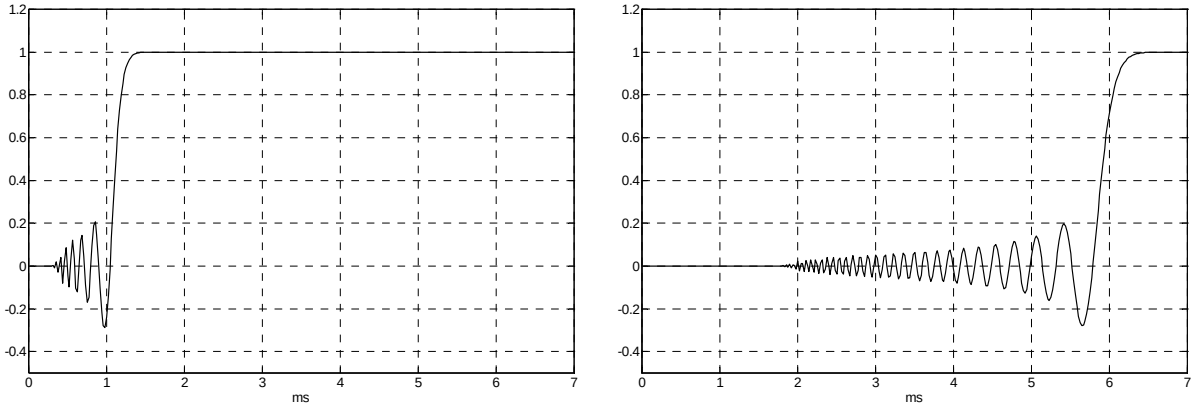


Abb. 2.43: Sprungantwort einer Kaskade von 14 (links) bzw. 74 Allpässen (rechts), Daten wie in Abb. 2.42. Zusätzlich zu den Allpässen wurde eine leichte Höhendämpfung eingefügt (*ein* Tiefpass 1. Ordnung bei 10 kHz).

Dispersion bewirkt zum einen eine progressive Spreizung der Teiltonfrequenzen. Für den Klangeindruck wichtiger ist aber, dass auch die in Abb. 2.30 bzw. 2.36 angegebenen FIR-Filter demselben Mechanismus unterliegen: Auch ihre Interferenzwirkung erfolgt zu hohen Frequenzen hin progressiv gespreizt. Der Stegtonabnehmer einer Stratocaster würde bei einer dispersionsfreien E_2-Saite (u.a.) eine Interferenzauslöschung bei $3 \cdot f_G \cdot 65\text{cm} / 5\text{cm} = 3214\,\text{Hz}$ bewirken. Handelsübliche Saiten sind aber nicht dispersionsfrei, und deshalb entsteht die o.a. Interferenzauslöschung (je nach Saitenfabrikat) bei 3330 – 3520 Hz. Falls der Lautsprecher in diesem Bereich schmalbandige Resonanzen beisteuert, kann der Wechsel des Saitenfabrikates durchaus zu hörbaren Unterschieden führen. Hierbei sollte aber nicht übersehen ("überhört") werden, dass auch das Verschieben des Gitarrenlautsprechers zu Klangänderungen führt: Der Raum stellt aufgrund unterschiedlicher Schallwege ebenfalls ein FIR-Filter dar.

© M. Zollner 2002

2.9 Magnettonabnehmer mit Dehnwellen-Anregung

Induziert eine axiale Saitenverschiebung eine elektrische Spannung im Magnettonabnehmer? Der Abstand zwischen Saite und Tonabnehmer-Polstück bleibt hierbei ja konstant, sodass man keine Spannung erwarten würde – eine Hypothese, die von Messungen jedoch nicht bestätigt wird. Offensichtlich ist der Abstand zwischen Saite und Polstück nicht das einzige Kriterium für die Spannungs-Erzeugung: Wegen hysteresebedingter Speicherprozesse kann auch eine die Saite entlanglaufende Dehnwelle im Tonabnehmer Spannung induzieren. Die folgende Modellbetrachtung erläutert die grundsätzlichen Zusammenhänge:

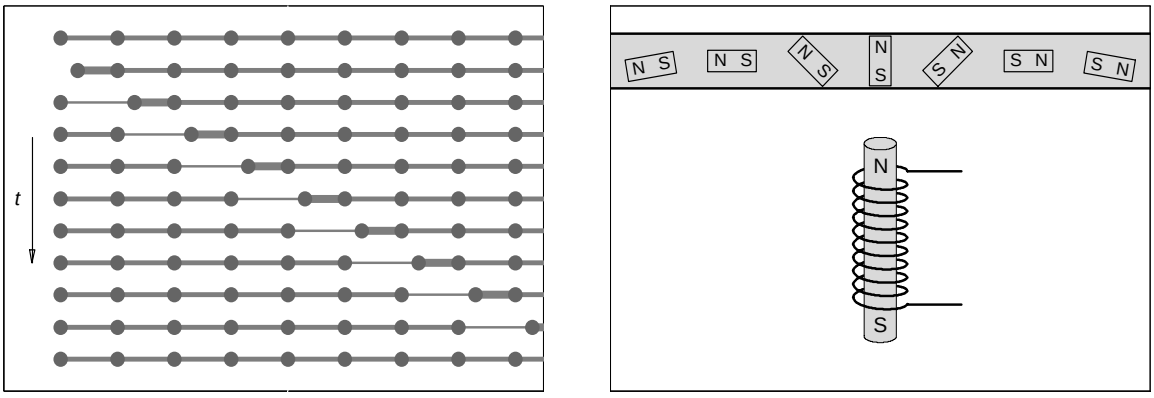


Abb. 2.44: Dehnwelle (links), Saite mit Elementarmagneten und Tonabnehmerspule (rechts). Beide Abbildungen zeigen stark vereinfachende, diskretisierende Modelle.

In **Abb. 2.44** ist im linken Bild eine Saite modellhaft zu 11 verschiedenen Zeiten dargestellt; die dicken Punkte sind Massen, dazwischen befinden sich Federn[♣]. Links oben wird ein Kompressionsimpuls generiert, der sich mit fortschreitender Zeit dispersionsfrei entlang der Saite ausbreitet (Dehnwellen sind generell dispersionsfrei). Ein unter der Saite montierter Tonabnehmer-Magnet erzeugt in der Saite eine permanente Magnetisierung, im rechten Bild modellhaft anhand einiger Elementarmagnete dargestellt. Der die Saite entlang laufende Dehnwellen-Impuls verschiebt nun (nacheinander) jeden der Elementarmagnete, zuerst ein kleines Stück nach rechts, danach wieder an die ursprüngliche Position zurück. Diese Verschiebung verändert den die Spule axial durchdringenden Magnetfluss: Die vom Impuls hervorgerufene Lageänderung bewirkt bei den (im rechten Bild) links gezeichneten Elementarmagneten eine Vergrößerung, bei den rechts gezeichneten eine Verkleinerung des die Spule durchdringenden Flusses.

Die Effizienz der hiervon verursachten Spannungsinduktion hängt von vielen Faktoren ab: Vom Magnet, von der Windungszahl, vom Saitenmaterial. Von besonderer Bedeutung für die o.a. Modellbetrachtungen sind die folgenden beiden Parameter: Die Distanz zwischen Elementarmagnet und Spule, und der Winkel zwischen Elementarmagnet- und Spulenachse. Der die Saite von links nach rechts entlanglaufende Kompressionsimpuls erzeugt in der Spule zuerst eine Flussvergrößerung, und danach eine Flussverringerung, und diese Flussänderungen induzieren in der Spule eine elektrische Spannung (Induktionsgesetz: Die pro Windung induzierte Spannung entspricht der zeitlichen Ableitung des diese Windung durchdringenden Magnetflusses).

[♣] Die gezeichnete Dickenänderung ist stark übertrieben.

© M. Zollner 2002

In **Abb. 2.45** sind für einen halbwellenförmigen Auslenkungsimpuls die Zeitfunktionen der Flussänderung $\Delta\Phi$ und deren zeitliche Ableitung dargestellt. Die Kurven, erstellt aus einfachen Funktionen, sollen nur mit dem prinzipiellen Verlauf vertraut machen; eine exakte Berechnung wäre sehr aufwändig. Legt man für den örtlichen Abstand der Bereiche maximaler Empfindlichkeit ca. 1 – 2 cm zugrunde (übliche Tonabnehmerdimensionen), so erhält man hieraus mit einer Dehnwellengeschwindigkeit von ca. 5 km/s den zeitlichen Extremwert-Abstand zu $\Delta t = 2 - 4$ µs.

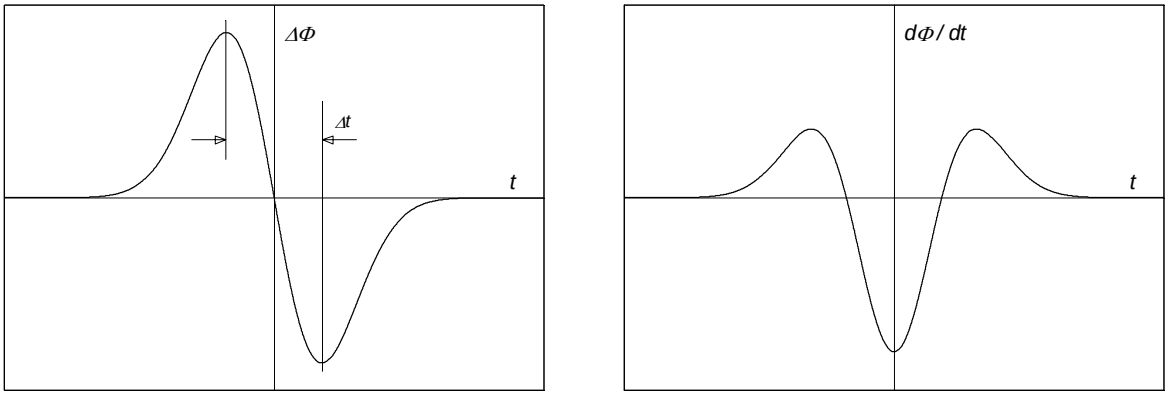


Abb. 2.45: Flussänderung (links) und zeitliches Differential, hervorgerufen von einem Kompressionsimpuls.

Das im rechten Bild von Abb. 2.45 dargestellte Signal kann als Impulsantwort $h_{U\xi}$ interpretiert werden. Der erste Index (U) weist darauf hin, dass als Ausgangsgröße die Tonabnehmerspannung U betrachtet wird, die durch Differentiation des Magnetflusses entsteht. Der zweite Index ξ weist auf das Quellsignal hin: Einen *Auslenkungs*impuls. Von der Impulsantwort $h(t)$ eines LZI-Systems [6, 7] gelangt man mithilfe der Fourier-Transformation zur Übertragungs-Funktion $\underline{H}(j\omega)$ dieses Systems♣. Eingangs- und Ausgangssignale bleiben dabei erhalten, sie werden lediglich in unterschiedlichen "Domänen" dargestellt: Die Impulsantwort verbindet (über die Faltung) die Eingangs- mit der Ausgangs-**Zeitfunktion**, die Übertragungsfunktion verbindet (multiplikativ) das Eingangs- mit dem Ausgangs-**Spektrum**. Die Fouriertransformierte der Impulsantwort $h_{U\xi}$ ist folglich die Übertragungsfunktion $\underline{H}_{U\xi}$. Modellbetrachtungen zu Ersatzschaltungen haben nun aber gezeigt, dass nicht $\underline{H}_{U\xi}$, sondern $\underline{H}_{Uv}$ die besser interpretierbare Übertragungsfunktion ist (Kap. 5.9.3). Hierbei kommt anstelle eines Auslenkungsimpulses ein *Schnelle*impuls als Auslöser der Dehnwelle zur Anwendung (die hierzu gehörende Auslenkungsfunktion ist der Sprung). Anstelle in der Saite mit einem Auslenkungsimpuls eine Dehnwelle anzuregen, wird optional deren zeitliches Integral, der Auslenkungssprung (= Schnelleimpuls) eingeprägt. Dieser zusätzlichen Integration wird in Abb. 2.45 dadurch Rechnung getragen, dass die im rechten Bild dargestellte Induktionsspannung zu integrieren ist (Kommutativität bei LZI-Systemen). Da das rechte Bild durch Differentiation aus dem linken hervorgegangen ist, kann für den zeitlichen Verlauf von h_{Uv} das linke Bild verwendet werden – lediglich die Einheiten unterscheiden sich. Hieraus ergibt sich folgende Zusammenfassung:

Eine Auslenkungsimpuls-Dehnwelle induziert die in Abb. 2.45 rechts dargestellt Tonabnehmerspannung, eine Schnelleimpuls-Dehnwelle induziert die in Abb. 2.45 links dargestellte Tonabnehmerspannung.

♣ Die in Tonabnehmer und Kabel entstehende zusätzliche Tiefpassfilterung wird zunächst ignoriert.

© M. Zollner 2002

Die Fouriertransformierte von h_{Uv} (d.h. die Übertragungsfunktion $|\underline{H}_{Uv}|$) ist in **Abb. 2.46** dargestellt. In dem für Magnettonabnehmer wichtigen Frequenzbereich (< 10 kHz) ist ein frequenzproportionaler Anstieg erkennbar – entsprechend dem Betragsfrequenzgang eines Differenzierers. Hierbei wird ersichtlich, dass der exakte Verlauf von h_{Uv} eher untergeordnete Bedeutung hat: Jede nullpunktsymmetrische (ungerade) Impulsantwort zeigt im tieffrequenten Bereich eine Differenzierer-Charakteristik. Durch die hohe Ausbreitungsgeschwindigkeit von Dehnwellen liegt das Maximum der Übertragungsfunktion so hochfrequent, dass seine genaue Lage nicht unbedingt ermittelt werden muss.

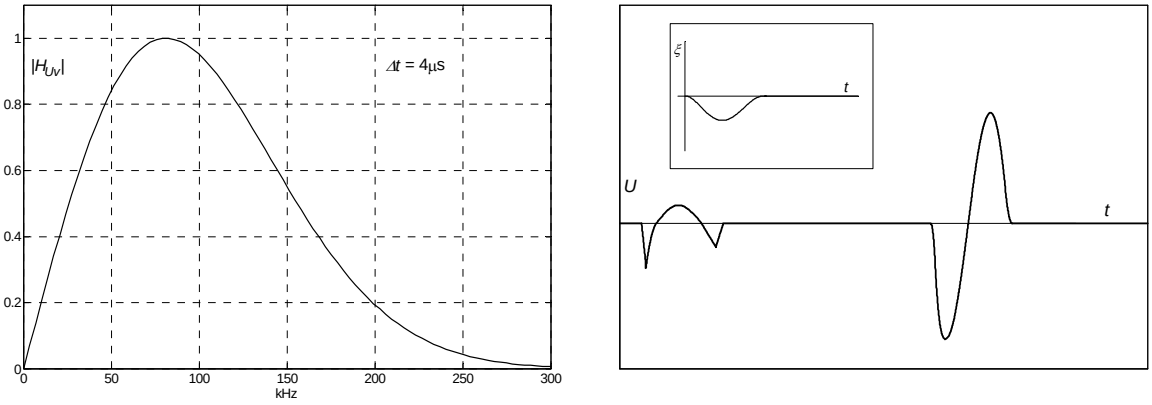


Abb. 2.46: Betrag der Schnelle → Spannungs-Übertragungsfunktion, ohne LC-Tiefpass (linkes Bild). Nach Fallhammeranregung der Saite im Tonabnehmer induzierte Spannung, ohne Dispersion, ohne LC-TP (rechts).

Bei Anregung der Saite mit einem **Fallhammer** entstehen an der Tonabnehmer-Wicklung nacheinander zwei Impulse: Zuerst der von der Dehnwelle induzierte Impuls, danach der von der (langsameren) Biegewelle induzierte Impuls. Lässt man zunächst die (nur bei der Biegewelle auftretende) Dispersion außer Acht, würde man einen Spannungsverlauf ähnlich dem in Abb. 2.46 rechts gezeichneten erwarten. Ein ähnlich einer Sinus-Halbwelle geformter Auslenkungsimpuls (kleines Bild) läuft sowohl als (vereinfacht) dispersionsfreie, langsame Transversalwelle, als auch als schnelle Dehnwelle die Saite entlang. Die erste zeitliche Ableitung dieses Impulses entspricht der von der Transversalwelle im Tonabnehmer induzierten Spannung, die zweite zeitliche Ableitung entspricht der von der Dehnwelle induzierten Spannung. Nun führt aber die **dispersive Ausbreitung** der Biegewelle zu einer erheblichen Impulsverformung, deshalb wird der in Abb. 2.46 rechts dargestellte Spannungsverlauf in der Realität nicht zu messen sein. Stattdessen treten allpassbedingte Impulsverformungen auf (Kap. 1.3.2, Kap. 2.8.4). Um die Qualität der o.a. theoretischen Modellberechnungen mit Messungen vergleichen zu können, muss der (einer vollen Sinusschwingung ähnlich sehende) Transversalwellenimpuls noch durch ein **Allpassfilter** geschickt werden.

Die im Folgenden als Vergleich herangezogenen **Messungen** entstanden an einer 30m langen 0,7-mm-Saite, unter die ein Jazzmaster-Tonabnehmer montiert war. Bedingt durch seine sehr kleine Wicklungskapazität ermöglicht dieser Tonabnehmer bei geeigneter elektrischer Belastung eine breitbandige Signalübertragung bis ca. 20 kHz – in dieser Beschaltung für Elektrogitarren zwar untypisch, für Messungen aber sehr gut geeignet. Die Saite wurde 3 mm neben ihrer Einspannung mit einem kurzen Auslenkungsimpuls angeregt, worauf sich eine Dehn- und eine Biegewelle entlang der Saite ausbreiteten. 68 cm von der Einspannung entfernt wurde die Querschnelle sowohl mit dem Laser-Vibrometer als auch mit dem Jazzmaster-Tonabnehmer abgetastet und digital gespeichert.

© M. Zollner 2002

In **Abb. 2.47** ist links die vom Laser-Vibrometer gemessene Querschnelle dargestellt. Der Dehnwellenimpuls erreicht ca. 0,13 ms nachdem der Fallhammer die Saite getroffen hat den Messpunkt – dieser Moment ist der Nullpunkt der Zeitskala. Das Laser-Vibrometer kann den Dehnwellenimpuls praktisch nicht erkennen, der Tonabnehmer zeigt hingegen einen Impuls, der einem zweimal differenzierter Sinus-Halbwellenimpuls (Abb. 2.46) ähnelt. Nach ca. 1 ms erreichen die hochfrequenten Anteile der Biegewelle den Messpunkt, nach ca. 6 ms die tieffrequenten (dispersive Ausbreitung); sie werden von beiden Sensoren in ähnlicher Weise empfangen.

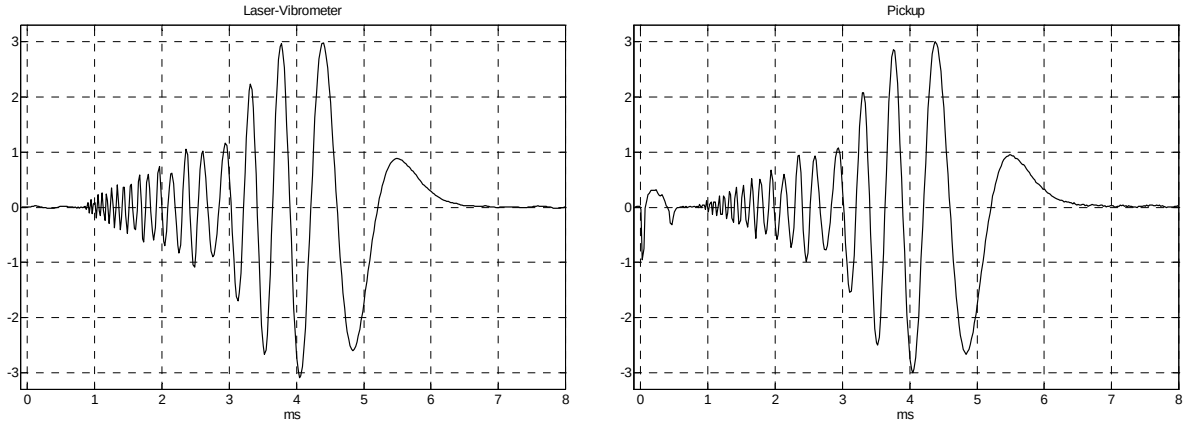


Abb. 2.47: Nach Impulsanregung der Saite gemessene Zeitfunktionen; Laser (links), Tonabnehmer (rechts).

Aus Sicht der **Systemtheorie** ist die gespannte Saite in guter Näherung ein LZI-System, das Eingangsgrößen auf Ausgangsgrößen abbildet. Eine Aufteilung nach den beiden Wellentypen ergibt zwei Teilsysteme: Eine dispersionsfreie Verzögerungsleitung (Dehnwelle), und eine dispersive Verzögerungsleitung (Biegewelle). **Entfaltet** man die am Tonabnehmer gemessene System-Ausgangsgröße mit der Impulsantwort, erhält man die System-Eingangsgröße. In **Abb. 2.48** ist das Ergebnis dieser Entfaltung dargestellt: Hierzu wurde der zwischen 1 – 7 ms liegende Zeitausschnitt der in Abb. 2.47 rechts dargestellten Tonabnehmerspannung mit der Allpass-Impulsantwort (Kap. 1.3.2) entfaltet und in Abb. 2.48 in die rechte Hälfte des linken Bildes eingezeichnet; zum Vergleich ist links daneben der originale Dehnwellenimpuls dargestellt. Das rechte Bild zeigt die jeweils zweifach integrierten Funktionen, die der Auslenkung entsprechen. Die im Bild gegenübergestellten Kurven sind zwar nicht identisch, aber doch sehr ähnlich, was angesichts der doch völlig andersartigen Ausgangsfunktion nicht zwingend erwartet werden konnte.

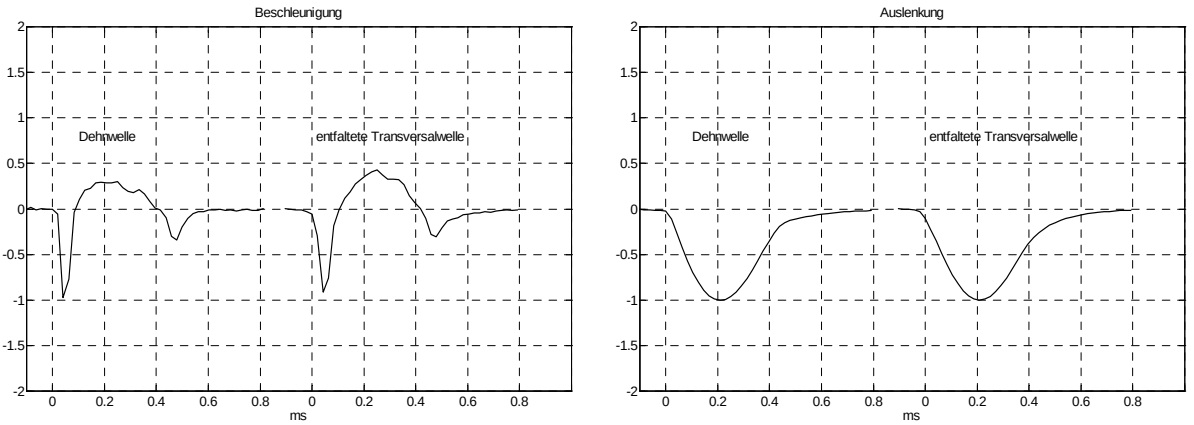


Abb. 2.48: Vergleich zwischen gemessenem Dehnwellenimpuls, und entfaltetem Biegewellenimpuls.

© M. Zollner 2002

Die große Ähnlichkeit der in Abb. 2.48 dargestellten Kurvenverläufe führt zu dem Schluss: **Dehnwelle und Biegewelle haben im Moment ihrer Entstehung näherungsweise dieselben Zeitfunktionen.** Diese Hypothese lässt sich durch die Abbildung des Dehnwellenimpulses auf den Biegewellenimpuls erhärten: Hierzu wird der in Abb. 2.47 im rechten Bild im Bereich 0 – 1 ms dargestellte Impuls integriert und mit der Allpass-Impulsantwort gefaltet; es entsteht das in **Abb. 2.49** rechts dargestellte Signal, das in guter Näherung dem Biegewellensignal (Abb. 2.47 rechtes Bild, in Abb. 2.49 links wiederholt) entspricht. Ein Beispiel, bei dem Messung und Rechnung noch besser übereinstimmen, zeigt **Abb. 2.50**.

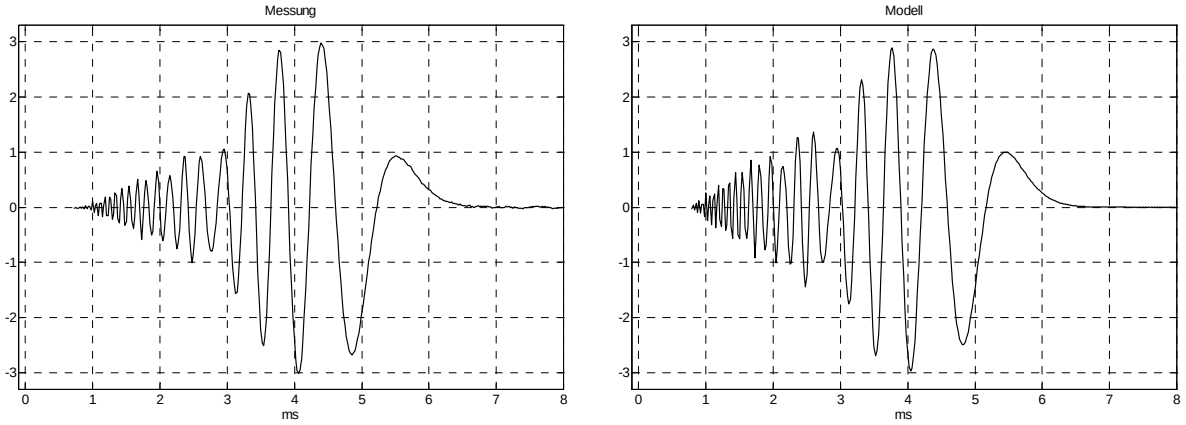


Abb. 2.49: Tonabnehmerspannungen: Biegewelle (links), aus der Dehnwelle abgeleiteter Impuls (rechts).

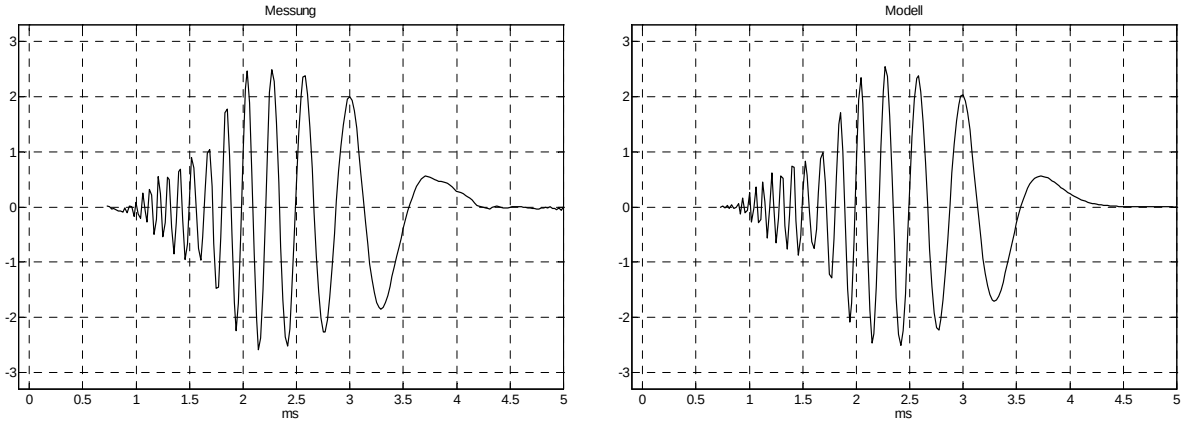


Abb. 2.50: Wie Abb. 2.49, aber an anderer Tonabnehmerposition ermittelt (55 cm anstelle von 68 cm).

In den o.a. Abbildungen ist die Ordinate nicht absolut skaliert – hierzu wäre jeweils ein individueller Tonabnehmer-Übertragungskoeffizient nötig. Um eine Vorstellung von den Wellenparametern zu bekommen, listet die nachfolgende Tabelle typische (gerundete!) Werte auf. Die Relation der Wellen-Energien hängt von der jeweiligen Lagerung ab.

	Biegewelle	Dehnwelle
Auslenkungsmaximum	30 µm	5,7 µm
Schnellemaximum	0,4 m/s	0,07 m/s
Kraftmaximum	0,2 N	1,2 N
Wellenwiderstand	0,5 Ns/m	17 Ns/m
Leistungsmaximum	88 mW	88 mW
Impuls-Energie	8,0 µWs	8,5 µWs

© M. Zollner 2002

3. Saitenmagnetik

Damit die schwingende Saite den magnetischen Widerstand im Magnetkreis verändern kann, muss sie aus ferromagnetischem Material bestehen. Ferromagnetika gibt es in großer Vielfalt; sollen sie als Basismaterial für Gitarrensaiten geeignet sein, müssen sie vor allem eines können: Der extrem hohen Zugspannung standhalten. Wohl jeder Gitarrist hat beim Spielen schon einmal eine Saite abgerissen, was deutlich zeigt: Man arbeitet hart am Limit! Typische Saitenspannkräfte liegen im Bereich zwischen 50 – 140 N; bezogen auf die doch sehr kleinen Querschnittsflächen erhält man damit **Zugspannungen** bis zu 2000 N/mm^2. Aufgrund dieser hohen Belastung eignet sich nur hochfester, ferromagnetischer **Spezialstahl** als Saitenmaterial. Zum Schutz gegen Korrosion ist die Saitenoberfläche mit einer dünnen Nickel- oder Goldschicht überzogen, die sich wegen ihrer geringen Dicke aber magnetisch nicht auswirkt. Anders verhalten sich umsponnene Saiten: Der Kerndurchmesser beträgt etwa 30 – 60% des Außendurchmessers, die **Umspinnung** hat folglich einen wesentlichen Anteil an der (quadratisch anwachsenden) Querschnittsfläche. Man merkt das sofort, wenn man die für Akustikgitarren gedachten bronzeumsponnenen Stahlkern-Saiten mit einem Magnettonabnehmer abnehmen möchte: Im Vergleich zu den massiven Diskantsaiten sind die umsponnenen Basssaiten zu leise, denn Bronze ist unmagnetisch. Deshalb werden die drei Basssaiten der Elektrogitarre (E-A-D) mit einem magnetisch leitenden Material umsponnen: Zumeist Nickel, vernickelter Stahl, oder spezieller rostfreier Stahl. In den folgenden Abschnitten werden die magnetischen Eigenschaften typischer Stahlsaiten besprochen, im 4. Kapitel folgt dann eine detaillierte Beschreibung elektromagnetischer Felder.

3.1 Stahl, Nickel, Bronze

Die hohe Saiten-Zugfestigkeit erfordert eine glatte Oberfläche, denn Risse und Poren würden die Bruchgefahr erhöhen. Zum Schutz gegen Korrosion kann die Saitenoberfläche beschichtet sein (TINNED MANDOLIN WIRE), es gibt aber auch unbeschichtete Saiten. Die englische Bezeichnung "tinned" bedeutet aber nicht zwangsläufig, dass die Oberfläche verz*innt* ist; die Beschichtung üblicher Gitarrensaiten besteht aus Nickel (NICKEL PLATED STEEL). Die beiden Diskant-Saiten (E_4, H_3) sind immer massiv (PLAIN), die drei Bass-Saiten (E_2, A_2, D_3) sind immer umsponnen (WOUND); die G-Saite ist bei dünnen Sätzen massiv, bei dicken Sätzen umsponnen. Die Umspinnung nimmt keine Zugkräfte auf, sie soll lediglich die Masse erhöhen. Deshalb können hier – neben Stahl – auch weniger belastbare Materialien verwendet werden.

Ohne Zweifel beeinflusst das Saitenmaterial den **Klang** der Gitarre. Die Begründung für diese Aussage ist aber gar nicht so offensichtlich. Es ist naheliegend, zunächst an innere Materialdämpfung zu denken. Beim Verbiegen von Stahl, Nickel, Kupfer oder anderen Metallen wird pro Zeiteinheit eine unterschiedliche Energiemenge in Wärme umgewandelt (dissipiert). Das Abklingen einer Schwingung ist also materialabhängig. Die Unterschiede zwischen den übli-

chen Metallen sind aber nicht so groß, dass bei Tönen kurzer Dauer ein hörbarer Klangunterschied entstehen könnte. Der wesentliche Effekt kommt vielmehr vom Aufprallen der Saite auf die Bünde. Auch bei normaler Anzupfstärke prellt die Saite sehr oft auf den Bünden auf (Kap. 7). Die Umspinnung bzw. Beschichtung wirkt hierbei als federnder und damit klangbestimmender Puffer zwischen Bund und Saitenkern. Die exakte Beschreibung dieses **Saitenprellens** ist nur mit immensem Aufwand möglich: Jeder einzelne Saite/Bund-Kontakt ist ein nichtlinearer Vorgang, der das sonst so hilfreiche Überlagerungsprinzip außer Kraft setzt. Die riesige Anzahl dieser nichtlinearen Kontakte lässt sich nur mit einem nichtlinearen, stochastischen Modell beschreiben – bei beängstigender Parametervielfalt.

Bei jedem Saite/Bund-Kontakt handelt es sich um einen mechanischen Stoß. Die Mechanik kennt zwei Idealformen von Stößen: Den elastischen, und den plastischen. Beim **elastischen Stoß** wird während der Kontaktphase keine Wärmeenergie erzeugt, was auch als **verlustfrei** bezeichnet wird. Dies bedeutet aber nicht, dass die Saite hierbei keine Energie verliert, sondern nur, dass die Energiesumme der beiden Stoßpartner konstant bleibt! Die Schwingungsenergie, die an den Bund abgegeben wird, ist für die Saite zunächst verloren, die Saite wird durch den elastischen Stoß bedämpft. Es darf auch nicht erwartet werden, dass die im Bund gespeicherte Schwingungsenergie später wieder auf die Saite übertragen wird, denn im Griffbrett und im Hals geht ein wesentlicher Teil der Energie verloren. Beim **plastischen Stoß** wird schon während der Kontaktphase bei der Materialverformung Energie irreversibel dissipiert, d.h. unwiederbringlich in Wärme umgewandelt.

Jeder Saite/Bund-Kontakt ist Quelle für zwei neue, in entgegengesetzte Richtungen laufende **Sekundär-Wellen**. Die Energie der Sekundär-Wellen wird nicht von außen zugeführt, sondern der ursprünglichen Saitenschwingung entzogen. *Nach* jedem Kontakt ist das System wieder linear, alle Wellen dürfen überlagert werden. Die Kontaktphase selbst ist aber ein nichtlinearer, aussteuerungsabhängiger Prozess, der nicht durch Überlagerung beschreibbar ist. Die Vielzahl der Kontakte sorgt dafür, dass während der ersten Zehntelsekunden ein überwiegend nichtlineares System vorliegt; erst das danach folgende Ausschwingen ist linear.

Nur beim ganz schwachen Anzupfen einer (normal eingestellten) Saite tritt kein Saite/Bund-Kontakt auf; für diesem Fall zeigen alle Analysen, dass die Pegel der höherfrequenten Teiltöne deutlich schneller abklingen als die der tieffrequenten, dass also höherfrequente Anteile stärker bedämpft sind als tieffrequente. Das kurzzeitige Auftreffen der Saite auf dem Bund stellt eine breitbandige Anregung dar, die sozusagen die Höhen "auffrischt". Statt nur einmal angezupft zu werden, prasseln unzählige Anschläge auf die Saite und sorgen für einen höhenreichen, brillanten Ton.

Hörversuche an einer E_2-Saite bestätigen diese Hypothese: Zwischen einer mit *nickel-plated steel* umsponnenen Saite (Fender 250) und einer mit *pure-nickel* umsponnenen Saite (Fender 150) besteht bei normaler Saitenlage ein gerade noch signifikant hörbarer Unterschied. Wenn aber die Sattelhöhe so vergrößert wird, dass kein Saite/Bund-Kontakt mehr zustande kommt, klingen beide Saiten gleich. Hierbei muss betont werden, dass Saite/Bund-Kontakte nicht grundsätzlich als Saitenklirren oder Scheppern empfunden werden. Sie verschmelzen vielmehr zu einem homogenen Anzupfklang (ATTACK), solange sie nicht extrem dominieren oder durch starke tieffrequente Anteile hörbar moduliert sind. Jeder Saite/Bund-Kontakt wandelt einen kleinen Teil der niederfrequenten Schwingungsenergie in höherfrequente um, deshalb klingt der Attack prellender Saiten brillanter. Das gegenüber Stahl weichere Nickel absorbiert gleichzeitig aber mehr dieser Zusatzhöhen, deshalb klingen nickelumsponnene Saiten nicht ganz so brillant wie stahlumsponnene.

© M. Zollner 2004

Bei Gitarren, die keinen Magnet-Tonabnehmer, sondern einen Piezo-Tonabnehmer eingebaut haben, spielt die magnetische Leitfähigkeit der Umspinnung keine Rolle. Ihre Saiten werden deshalb mit Messing- oder Bronzelegierungen umsponnen. Auch hier gilt: Harte, verlustarme Metalle ergeben einen brillanten Klang, weichere Umspinnungen klingen auch weicher, d.h. nicht so brillant. Eine Besonderheit sind die **Zebra-Saiten** von DR: Ihre Umspinnung ist zweigängig, d.h. mit zwei nebeneinander liegenden, unterschiedlichen Umspinnungsdrähten hergestellt. Der Bronzedraht soll den für Westerngitarren typischen Klang erzeugen, der Stahldraht soll am Magnettonabnehmer punkten (siehe 3.2).

"*Every other coil is nickel-plated steel, every other coil rare phosphor bronze, wound on hex cores*" sagt die Internet-Werbung. Erst auf der Verpackung lies man dann: "*...by winding phosphor-bronze plated steel wire side-by-side with 8% nickel plated steel wire. Phosphor-bronze brings out the acoustic tones of your guitar. 8% nickel plated steel is designed to increase the response of a Piezo pickup in the bridge, or a magnetic pickup mounted in the soundhole, as well as the pickups in the archtop guitars.*" Nickel für den Piezo? Sei's drum. Aber: Aus einem Bronzedraht, wie bei den Saiten einer Akustikgitarre üblich, wird ein bronzebeschichteter Stahldraht. Für die Optik reicht da eine hauchdünne Beschichtung, und schon schimmert's rötlich. Viel darf auf den Stahlkern auch nicht drauf, denn Bronze ist ein magnetischer Isolator! Man muss sich nur vorstellen, quer durch die Umspinnung müsste (entlang der Saite) elektrischer Strom fließen; und dann umwickelt man den Kern einmal mit blankem Kupferdraht, und einmal mit einer Kupferdraht/Kupferlackdraht-Kombination. Das Beispiel spricht für sich. Zwar ist Bronze kein perfekter magnetischer Isolator, aber doch um Größenordnungen ineffizienter als Stahl bzw. Nickel. **Abb. 3.1** zeigt den ungefähren Verlauf des Magnetflusses, grob vereinfacht, um den Rechenaufwand in Grenzen zu halten. Erkenntnis: Der magnetische Widerstand der Umspinnung wird vor allem von der Berührfläche der Wicklung bestimmt (Hertzsche Pressung). In diesem Bereich ist die Flussdichte groß, das Material magnetisch gesättigt, die exakte Berechnung aufwändig.

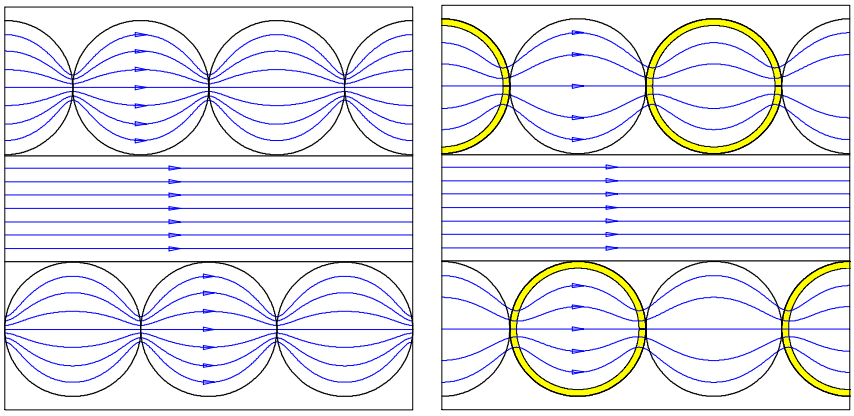


Abb. 3.1: Magnetfluss in einer umsponnenen Saite. Einlagige Umspinnung (links), zweilagige Umspinnung mit einem bronzebeschichteten Wickeldraht (rechts). Die Flusslinien sind nicht exakt berechnet, bei der realen Saite beeinflussen sich Kern und Wicklung gegenseitig.

Messungen an einer 0,042"-**Zebrasaite** ergaben, dass sie um 2 dB unempfindlicher ist als eine mit Stahldraht umsponnene 0,042"-Fendersaite (Typ 350). Die Kerndrähte beider Saiten haben gleichen Durchmesser und gleiche magnetische Eigenschaften, der Unterschied kommt allein von der Umspinnung. Wäre einer der beiden Umspinnungsdrähte tatsächlich aus massiver Bronze, würde die magnetische Effizienz des verbleibenden anderen Umspinnungsdrahtes praktisch nicht in Erscheinung treten. Ob jedoch ein bronze*beschichteter* Stahldraht den akustischen Klang tatsächlich wesentlich beeinflusst, wäre ein Feld für weitergehende Versuche. Die nicht durchgeführt wurden.

© M. Zollner 2004

Leider informieren nicht alle Saitenhersteller die Musiker über den tatsächlichen Saitenaufbau. Tom Wheeler überschreibt das Saiten-Kapitel in seinem Standardwerk "Guitar Book" mit "Welcome to Fantasyland". Und fährt fort: "Saitenwerbung strotzt häufig vor irreführender Information; man könnte glatt vergessen, dass der einzig seriöse Weg zum guten Klang über eigene Hörversuche führt". Es ist schon schwierig: Gerken et al. meinen z.B.: "Phosphor-Bronze-Saiten klingen etwas weicher als 80/20 Bronze- oder Messingsaiten", bei Day et al. heißt es hingegen: "Phosphorbronze klingt brillanter als Bronze". Beide Bücher sind mit nur zwei Jahren Abstand im GC-Carstensen-Verlag erschienen.

Die Materialangaben bei Gitarren-Saiten scheitern häufig am Marketing-Primat: So wird z.B. aus Messing (Kupfer-Zink-Legierung) im Englischen "**Bronze**". Der Grund ist die einfache Tatsache, dass "Brass" nicht nur Messing heißt, sondern auch Blech im Sinne von Blechblasinstrumente. Und wer möchte schon, dass seine Gitarrensaiten nach Blech klingen? Deshalb "Bronze" statt Brass, auch im Deutschen. Doch wie nennt man dann eine "echte" Bronze-Umspinnung (Kupfer-Zinn-Legierung)? Ebenfalls Bronze! Oder auch "Phosphor-Bronze", zur Unterscheidung von "Bronze". Der Hinweis auf Phosphor ist nicht unbedingt falsch: Der zur Porosität neigenden Bronze-Schmelze wird tatsächlich Phosphor zugesetzt. Er reinigt und reduziert die Porosität, und die hohe Härte von Cu_3P bringt Brillanz in den Klang. Wie viel die Hersteller aber beimischen, wird nicht bekannt gegeben.

Ähnlich Unklares bei "Pure **Nickel** Strings". Saiten aus reinem Nickel könnten niemals die hohe Zugspannung aushalten – es muss Stahl verwendet werden. Lediglich die Oberfläche (nickel plated) bzw. die Umspinnung (nickel wound) kann aus Nickel sein. Die Umspinnung kann sowohl aus reinem Nickel, als auch aus nickelbeschichtetem (-plattiertem) Stahl sein. So ganz genau wollen manche Saitenhersteller das aber nicht sagen. Nur die Werbung für die neueste Entwicklung sagt klar, was Sache ist: "Spezial-Saiten für Linkshänder" ...

3.2 Die Saitenlautstärke

Wenn man bei einer Gitarre den 9er-Saitensatz gegen einen 11er austauscht, klingt sie dann lauter? Die Praxis sagt ja, die Theorie rät zur Vorsicht: Zunächst sollte man anstelle der nur schwer ermittelbaren Lautstärke eine aussagekräftige Zwischengröße betrachten, wie z.B. den Wechselanteil der Stegkraft (Akustik-Gitarre, Steg-Tonabnehmer) oder die induzierte Wechselspannung (Magnet-Tonabnehmer). Hält man dann die Randbedingungen konstant (!), muss man feststellen, dass Stegkraft bzw. Spannung nicht vom Saitendurchmesser abhängen.

Zuerst zur **Stegkraft**: Die in die Saite beim Anzupfen eingeleitete Anregungskraft lässt sich im Modell als Summe zweier gleich großer Teilkräfte darstellen, die zu entgegengesetzt laufenden Transversalwellen führen (Kap. 2). Am Steg überlagern sich diese beiden Wellen wieder gleichphasig, so dass die Stegkraft (gemeint ist immer der Wechselanteil) der Anzupfkraft entspricht – unabhängig vom Saitendurchmesser. Trotzdem hat der Saitendurchmesser Auswirkungen auf den Klang, denn hiervon hängt die Quersteifigkeit (Anhang) und damit die Saitenauslenkung ab. Je dicker die Saite, desto größer darf die Anzupfkraft für vorgegebene Auslenkung sein, und desto lauter klingt die Gitarre – falls der Gitarrist dieses Potential nutzt. Bei *gleicher* Anzupfkraft prellen dickere Saiten weniger (Kap. 1.5.3) und klingen damit voluminöser als dünne Saiten. Ergänzend könnte man die Durchmesserabhängigkeit von saiteninternen Dämpfungsmechanismen und Abstrahlverlusten analysieren, was aber nicht oberste Priorität hatte und deshalb zurückgestellt wurde.

© M. Zollner 2004

Im **Magnet-Tonabnehmer** induziert die schwingende Saite eine elektrische Spannung, die proportional zur Saitenschnelle ist. Verdoppelt man die Amplitude der Saitenauslenkung, so bewirkt dies eine Verdopplung der Schnelle und damit auch eine Verdopplung der induzierten Spannung – zumindest, solange man ein lineares Modell zugrunde legt. In den Übertragungskoeffizient des Tonabnehmers gehen aber noch eine Reihe weiterer Faktoren ein: Wicklungs- und Magnetparameter, der Saite/Magnet-Abstand, die Schwingungsrichtung der Saite, und der Saitendurchmesser – um die wichtigsten zu nennen. Die ersten Betrachtungen gelten der induzierten Spannung bzw. deren Pegel.

Die Abhängigkeit der Tonabnehmerspannung vom Saitendurchmesser wurde am Shakerprüfstand experimentell bestimmt. Bei allen Messungen kam ein Stratocaster-Tonabnehmer zum Einsatz, über dessen D-Magnet eine Saite sinusförmig mit 85 Hz auf- und abbewegt wurde; die Schwingungsrichtung verlief entlang der Magnetachse, die Auslenkungsamplitude betrug 0,22 mm. Unterschiedliche Aussteuerungen zwischen 0,15 und 0,50 mm ergaben keine Hinweise auf wesentliche Nichtlinearitäten, die Spannung war in diesem Bereich proportional zur Auslenkung. Die lichte Weite zwischen Magnet und Saite betrug 2 – 5 mm, für diese Abstände wurden keine Auffälligkeiten festgestellt. Abstandsabhängig änderte sich der Spannungspegel für dünne Saiten um ca. 2,1 dB/mm, für dicke Saiten um ca. 2,7 dB/mm. Für Massivsaiten mit Durchmessern zwischen 0,23 mm und 0,66 mm ergab sich eine Proportionalität zwischen der Tonabnehmerspannung und der **Saitenquerschnittsfläche**. Verdoppelung des Saitendurchmessers vervierfacht die Ausgangsspannung (bei sonst gleichen Parametern).

Die Proportionalität zwischen Spannung und Querschnittsfläche gilt aber nur bei massiven Saiten, bei **umsponnenen Saiten** ist die Umspinnung magnetisch nicht voll wirksam. Im Versuch wurden die Kerndrähte der Fender-Saiten 150 (pure nickel wrap), 250 (nickel plated steel wrap) und 350 (stainless steel wrap) verglichen. Die Kerndrähte sind sechseckig, mit ca. 0,4 mm Dicke. Rein rechnerisch vergrößert die Umspinnung die Querschnittsfläche auf das siebenfache, die Messung ergibt aber nur eine Spannungsverdopplung (Kern ohne/mit Umspinnung).

Abb. 3.2 erklärt, warum die Umspinnung magnetisch so ineffizient ist: Die einzelnen Lagen berühren sich nur an schmalen Grenzflächen, und hiervon wird der magnetische Widerstand zum überwiegenden Teil bestimmt (Hertzsche Pressung). Ein Teil des Magnetflusses wird zwar seinen Weg ohne Luftspalte auf einer Schraubenbahn (Helix) entlang der Umspinnung finden, aber dieser Weg ist viel länger, und weist gegenüber dem Kern einen zehnmal so großen magnetischen Widerstand auf. Die magnetische Wirksamkeit der Umspinnung hängt neben der Permeabilität auch von der mechanischen Windungsspannung ab. Sind die Windungen straff aneinandergewickelt, so ergeben sich größere Berührflächen, und die Saite weist einen kleineren magnetischen Widerstand auf. Die in Abb. 3.2 grau eingezeichnete Ringfläche ist als Äquivalent aufzufassen: Ein derartiger Hohlzylinder hätte gleiche magnetische Eigenschaften wie die Umspinnung (Messergebnisse von Fender-Saiten).

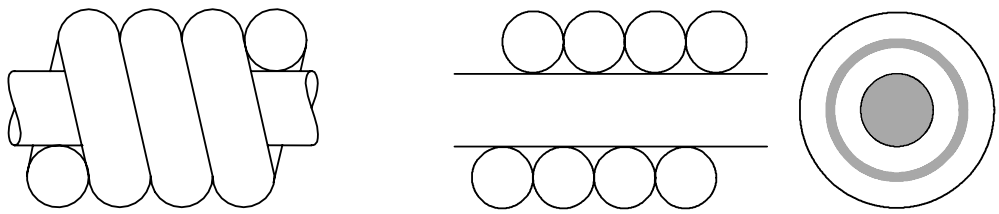


Abb. 3.2: Umsponnene Saite: Die im rechten Bild grau gezeichneten Flächen sind magnetisch wirksam. (Vergl. auch Abb. 3.1). Im Gegensatz zur Zeichnung ist der Kern der Fender-Saiten sechseckig.

© M. Zollner 2004

Die **Umspinnung** einer Saite trägt in mehrfacher Weise zum Klang bei: Die *Masse* der Umspinnung erhöht die Saitenmasse, ohne aber deren Steifigkeit wesentlich zu vergrößern. Die *Härte* der Umspinnung bestimmt den Obertongehalt, wenn die Saite auf die Bünde aufprallt. Die *magnetischen* Eigenschaften der Umspinnung bestimmen die Saitenlautstärke. Nun ist ja die **Lautstärke** eine schwer beschreibbare Größe, die von vielen Parametern abhängt, z.B. vom Pegel der Teiltöne, der wiederum auf die elektrischen Teiltonspannungen des Tonabnehmersignals zurückgeführt werden kann. Unter der Annahme einer griffbrettnormalen Saitenschwingung hängt die elektrische Grundtonspannung vom Saitenquerschnitt, von der Saitenschnelle und vom Saite/Magnet-Abstand ab. Im Grundtonbereich ist das Tonabnehmer-Übertragungsmaß noch nicht stark frequenzabhängig, es wird als konstant angesehen (könnte aber auch frequenzabhängig modelliert werden, siehe Kap. 5). Die lichte Weite zwischen der Saite und dem Tonabnehmermagnetpol wird zunächst ebenfalls als konstant angenommen, so dass als zu betrachtende Parameter nur mehr Saitenschnelle und -querschnitt verbleiben.

Die Grundtonspannung ist proportional zur Saitenschnelle (Induktionsgesetz) und zur Saitenquerschnittsfläche (Messergebnisse): $U \sim v \cdot S$. Die Saitenschelle hängt von der Grundfrequenz und der Saitenauslenkung ab, die wiederum auf Anzupfkraft und Quersteifigkeit s_Q zurückgeführt werden kann. Die Quersteifigkeit ist (für konstante Distanz zum Steg) direkt proportional zur Saitenspannkraft, die für alle 6 Saiten ähnliche Werte aufweist.

Unterstellt man eine konstante Anzupfkraft F, so folgt für die Saiten-Auslenkung ξ:

$$\left.\begin{array}{llll} \xi = F/s_Q\,; & s_Q \sim \Psi; & \Psi \sim S \cdot f_G^2\,; & \end{array}\right\} \qquad \xi \sim \frac{1}{S \cdot f_G^2}$$

Die Saitenschnelle ist proportional zum Produkt aus Auslenkung und Frequenz, so dass für die Spannung eine einfache Frequenzabhängigkeit übrigbleibt, unabhängig vom Querschnitt:

$$\left.\begin{array}{lll} v \sim \frac{1}{S \cdot f_G}\,; & v \cdot S \sim 1/f_G\,; & U \sim v \cdot S \end{array}\right\} \qquad U \sim 1/f_G$$

Wären alle 6 Saiten der Gitarre massiv, so gäbe die E_2-Saite unter den oben getroffenen Voraussetzungen gegenüber der E_4-Saite die vierfache Spannung ab. Und da bei jeder Saite die zweite Harmonische (= der erste Oberton) gegenüber dem Grundton die doppelte Frequenz aufweist, wäre auch hierfür dieselbe Relation zu finden. Diese einfache Überlegung lässt sich zwar nicht so ohne weiteres auf *alle* Teiltöne übertragen, trotzdem kann auch ohne große Lautheitsberechnung gesagt werden, dass die Basssaiten gegenüber den Diskantsaiten zu laut wären. Die umsponnenen Saiten sind nun aber gegenüber den massiven Diskantsaiten magnetisch weniger effizient, und deshalb erzeugen alle Saiten (über Tonabnehmer-Verstärker-Lautsprecher) in erster Näherung eine ähnlichen Lautstärke.

Abb. 3.3 zeigt die Abhängigkeit des Grundtonpegels von der Frequenz; diese Darstellung kann als grobe Orientierung für die Saitenlautstärke dienen (obwohl natürlich Lautstärke und Pegel zwei verschiedene Größen sind). Wären alle Saiten massiv, so ergäbe sich die gestrichelt eingezeichnete $1/f$-Gerade. Als dicke Linie sind Messwerte eingezeichnet, die mit einem Fender-150-Saitensatz (42-32-24-16-11-9) ermittelt wurden. Alle Messungen erfolgten über demselben Magnet eines 1972-Stratocaster-Tonabnehmers. Das rechte Bild zeigt Ergebnisse von einem typischen bronzeumsponnenen Saitensatz (Messung am Stratocaster-Pickup).

© M. Zollner 2004

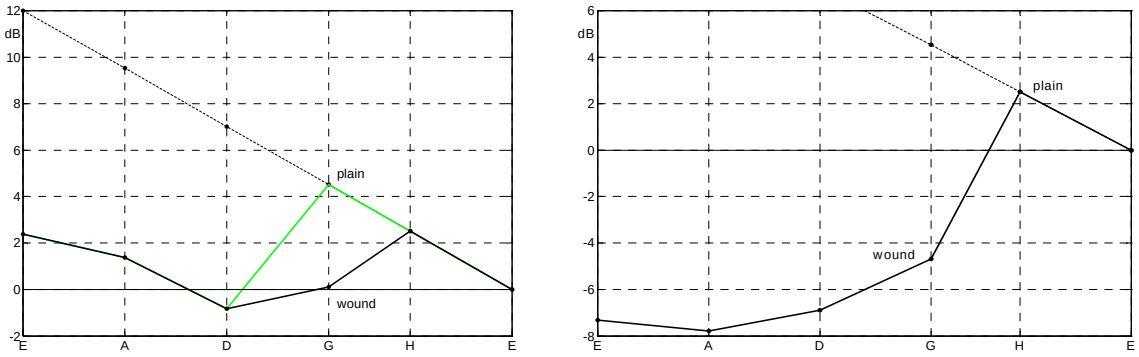


Abb. 3.3: Grundtonpegel der 6 Gitarrensaiten (Magnet-Pickup). Links Nickel-, rechts Bronze-Umspinnung.

Ein wesentlicher Parameter der umsponnenen Saiten ist das Verhältnis von Kern-/Außendurchmesser, das für E_2-Saiten um 0,33, für G-Saiten um 0,6 liegt – mit herstellertypischen Streuungen (Kap. 1.2). Die magnetische Ineffizienz der Umspinnung ist vor allem geometriebedingt, und deshalb nur wenig durch ferromagnetische Parameter zu beeinflussen.

Vergleichsmessungen an Fender-E_2-Saiten der Baureihen 150 (nickel-wrap), 250 (nickel plated steel-wrap) und 350 (stainless steel-wrap) ergaben für 150 und 350 vergleichbare Spannungspegel; im Vergleich hierzu erzeugte die 250-er Saite 1 dB mehr. Etwa die Hälfte dieser Effizienzsteigerung könnte man dem etwas größeren Kerndurchmesser zuschreiben, eine genaue Ursachenforschung würde aber eine unerreichbar hohe Präzision erfordern: Für 0,1 dB Messgenauigkeit müsste der Kerndurchmesser auf 0,6% genau ermittelt (und produktionstechnisch konstant gehalten) werden; bei 0,4 mm sind das 2,4 µm Toleranz! Des weiteren müsste der Saite/Magnet-Abstand auf ca. 40 µm genau eingestellt werden können. Das scheint machbar, ist aber bei einem ganz aus Kunststoffen aufgebauten Prüfstand nicht ganz trivial. Bei allen Pegelangaben sind deshalb **Toleranzen** von einigen Zehntel dB zu erwarten.

Die Tonabnehmerindustrie hat sich der unterschiedlichen Saitenlautstärken schon früh angenommen, und verstellbare bzw. unterschiedlich lange Magnete in die Tonabnehmer eingebaut (**staggered Magnets**, Kap. 5.4.6). Offenbar werden die Unterschiede aber als eher unbedeutend bewertet, denn bei einer Vielzahl von Magnettonabnehmern stehen alle 6 Magnete gleich weit aus dem Tonabnehmergehäuse heraus. Vor eigenmächtigen Modifikationen sei jedoch gewarnt: Es empfiehlt sich nicht, bei alten Fender-Tonabnehmern die Magnete zu verschieben; der haarfeine Wicklungsdraht liegt direkt auf den Magneten auf und kann sehr leicht beschädigt werden. Bei modernen Tonabnehmern mit Kunststoffspulenträger ist ein Verschieben möglich, aber auch in diesem Fall sollte man sicherheitshalber beim Hersteller anfragen.

Ergänzend zu den Shakermessungen erfolgte auch eine Beurteilung der Saitenpegel an einer mit 150er-Fendersaiten bespannten Stratocaster (flush pole pieces). Ein versierter Gitarrist gab sein Bestes, um die einzelnen Saiten mit gleicher Kraft anzuzupfen. Mit Mühe gelang es, zwischen der D- und G-Saite einen signifikanten Unterschied im **Gesamtpegel** zu erkennen: Der Pegel der G-Saite war gegenüber der D-Saite ca. 4 dB größer. Die Pegelunterschiede der restlichen Saiten waren wegen unzureichender Reproduziergenauigkeit nicht genau genug bestimmbar, und sowohl bei Rhythmus- als auch bei Solospiel nicht wahrnehmbar. Der D/G-Unterschied war gerade eben wahrnehmbar – wenn man sich darauf konzentrierte. Sobald der Gitarrist aber seine Aufmerksamkeit der zu spielenden Musik widmete (was man wohl als Normalzustand werten muss), fielen Saiten-Unterschiede nicht mehr auf. Ob hierbei in einem sensomotorischen Regelkreis kompensiert wurde, oder ob sich die Wahrnehmungsschwelle verschob, wurde nicht weiter untersucht.

© M. Zollner 2004

3.3 Saiten-Magnetparameter

Wenn's um Saiten geht, werden Hersteller schnell zu Poeten: *"Glänzendes Nickel windet sich filigran um schwedischen Hex-Stahl und garantiert brillianten (sic!) Sound mit unendlichem Sustain. Die Waffe für alle Zerrstufen und durchsetzungsfähige Solosounds mit Biss bei absolut unglaublicher Killerdistortion. Hotter Than Hell!"* Meint der **Gibson-Vertrieb**. Welcher dahingeschiedene Gitarrist hat da wohl die Temperaturbewertung nach oben gemeldet?

Es sieht so aus, als ließe die erforderliche hohe Zugfestigkeit wenig Spielraum für große Unterschiede bei den Magnetparametern. Die massiven Saiten und die Kerndrähte der umsponnenen Saiten unterscheiden sich in magnetischer Hinsicht nur wenig. Und selbst die Auswirkungen unterschiedlicher Umspinnungsdrähte bleiben unspektakulär: Messungen an nickelumsponnenen Saiten (Fender 150) und stahlumsponnenen Saiten (Fender 350) zeigten am Shakerprüfstand keinen Unterschied. Die mit nickelbeschichtetem Stahldraht umsponnene Saite (Fender 250) ergab einen um 1 dB höheren Pegel, der aber zur Hälfte auf den etwas dickeren Kerndraht zurückgeführt werden kann. Dies bedeutet aber nicht, dass diese Saiten gleich klingen: Das mechanische Schwingungsverhalten kann durchaus differieren, die magnetischen Eigenschaften sind aber sehr ähnlich, auch wenn Nickel und Stahl unterschiedliche Hysterese-Kennlinien aufweisen. Die bei allen drei Saiten gleichen Kerneigenschaften sowie Vormagnetisierungs- und Sättigungseffekte führen zu ähnlichen Magnetparametern.

Die Messung dieser Magneteigenschaften ist nicht trivial, aber – bei vertretbarem Aufwand – mit gerade noch ausreichender Genauigkeit möglich. Da prinzipiell jedes Messverfahren systemimmanente Schwächen aufweist, werden in den folgenden Abschnitten mehrere Analysemethoden zur Ermittlung der magnetischen Saitendaten vorgestellt. Eine ausführliche Darstellung elektromagnetsicher Felder folgt im 4. Kapitel.

3.3.1 Messungen am Saitenring

Die Messung magnetischer Parameter ist kompliziert: Das Magnetfeld ist inhomogen, und zwischen der Feldstärke H und der Flussdichte B besteht ein nichtlinearer Zusammenhang. Eine erhebliche Vereinfachung wird erreicht, wenn es gelingt, die Feldgeometrie so zu gestalten, dass sie näherungsweise als homogen angesehen werden kann. Ein kreisringförmiges (torusförmiges) Prüfstück, auf der ganzen Mantelfläche mit Kupferdraht umwickelt, erzeugt ein azimutal umlaufendes Magnetfeld, das bei Beschreibung in Zylinderkoordinaten innerhalb des Prüfstücks als ortsunabhängig angesehen werden kann – zumindest, solange der Kupferdraht von Gleichstrom durchflossen wird. Zwei Probleme sind hierbei zu bewältigen: Die Herstellung eines Kreisringes aus Saitenstahl, und die Messung der magnetischen Flussdichte.

Für die folgenden Untersuchungen wurden Gitarrensaiten zu einem Ring aufgewickelt. Wenn man eine 85 cm lange Saite zu 6 Windungen krümmt, entsteht ein Ring mit 4,5 cm Durchmesser. Saitenanfang und -ende sollten hierbei bestmöglich aneinander stoßen, um die Auswirkungen des unvermeidlichen Luftspaltes zu minimieren. Die magnetisch wirksame Querschnittsfläche dieses Ringes ist die sechsfache Saitenquerschnittsfläche, im Falle einer 17-mil-Saite erhält man 0,9 mm^2 Gesamtfläche. Der gesamte Ring wird entlang seiner 14 cm langen "Seele" einlagig mit Kupfer-Lack-Draht bewickelt ($\varnothing$ = 0,5 mm), im vorliegenden Versuch mit 239 Windungen.

© M. Zollner 2004

Die azimutale magnetische Feldstärke H im Innern dieser Ringspule beträgt dann:

$$H = \frac{N_1 \cdot I}{\pi \cdot D}$$ Feldstärke in der Ringspule

Hierbei ist N_1 die Windungszahl der Primärspule (im Beispiel 239), I der Erregerstrom, und D der Ringdurchmesser (45,8 mm). Mit I = 5 A erhält man H = 8,3 kA/m, einen für Saitenstahl ausreichend hohen Wert. Zur Messung der magnetischen Flussdichte B wickelt man als Sekundärspule eine zweite Drahtwicklung auf die erste; im Beispiel mit N_2 = 100 Windungen. Bei Wechselstrombetrieb wird in der Sekundärspule eine Wechselspannung induziert, die von der zeitlichen Änderung der Flussdichte B abhängt.

Gemäß Induktionsgesetz ist die induzierte Spannung $N_2 \cdot d\Phi / dt$. Der Fluss Φ berechnet sich aus der Flussdichte durch Multiplikation mit der Fläche. Weil die Saite im Vergleich zu Luft aber für Magnetfelder der wesentlich bessere Leiter ist, muss als Fläche die sechsfache Saitenfläche, und nicht die Querschnittsfläche der Spule eingesetzt werden. Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, dass diese Vereinfachung bei Sättigung ihre Gültigkeitsgrenze erreicht. **Abb. 3.4** zeigt Messwerte einer 17-mil-Saite. Im linken Bild sind der sinusförmige Stromverlauf (f = 10 Hz) und die impulsförmige Induktionsspannung dargestellt. Da diese Spannung dem zeitlichen Differential der Flussdichte entspricht, muss sie zur Gewinnung von B integriert werden (rechtes Bild). Man erkennt einen fast rechteckförmigen B-Verlauf, der auf ausgeprägte Material-Sättigung hinweist.

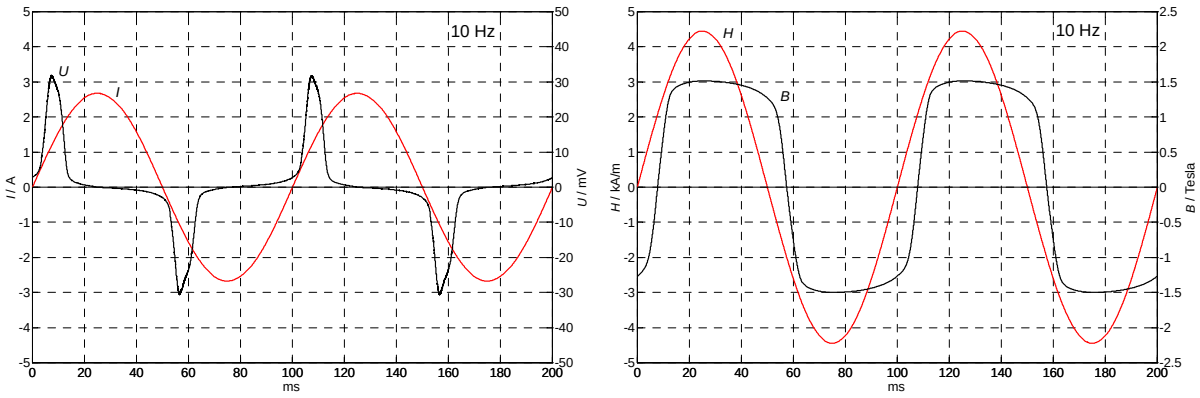


Abb. 3.4: Erregerstrom I und Induktionsspannung U (links), Feldstärke H und Flussdichte B (rechts).

Bei Variation der **Frequenz** des Erregerstroms zeigt sich aber, dass Form und Phasenlage der beiden Messkurven variieren: Offensichtlich kommt es zu **Verzögerungen**, die in Anbetracht der niedrigen Frequenz nicht unbedingt zu erwarten sind. In der B-über-H-Hysteresekurve (**Abb. 3.5**, rechtes Bild) sieht man, dass die 2-Hz-Kurve steiler ist; die Ummagnetisierung verläuft scheinbar schneller. Der Grund für diese Verzögerungen ist aber nicht in den mikroskopischen Materialeigenschaften zu finden – die Flussdichte reagiert bei diesen niedrigen Frequenzen verzögerungsfrei auf Feldstärkeänderungen. Ursache ist vielmehr der **Skineffekt**: Wirbelströme schwächen das H-Feld, das erst mit Abnahme dieser Wirbelströme verzögert aufgebaut werden kann. Auf Stromänderung reagiert das H-Feld verzögert, und als Folge hiervon reagiert auch der Magnetfluss verzögert auf die Stromänderung (Kap. 3.3.2).

© M. Zollner 2004

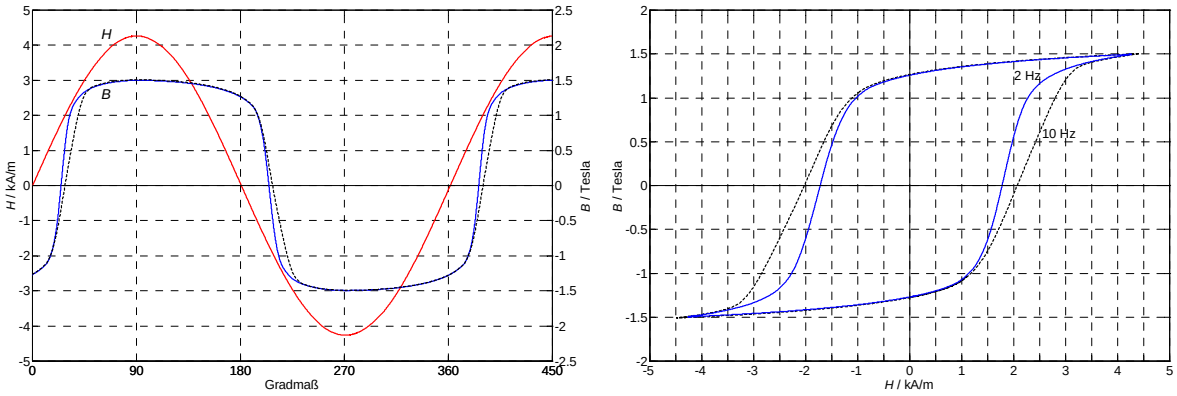


Abb. 3.5: Vergleich zweier Messungen mit 2 Hz bzw. 10 Hz. Die Flussdichte *B* ändert sich als Funktion des Winkels bei der 2-Hz-Schwingung schneller als bei 10 Hz, die zugehörige Hysterese (rechtes Bild) ist schlanker.

3.3.2 Der magnetische Skineffekt

Sobald sich die Saite im Magnetfeld bewegt, ändert sie ihre Lage relative zum Tonabnehmermagnet, und als Folge hiervon ändern sich in der Saite Feldstärke und Flussdichte. Eine Änderung der Flussdichte induziert aber in der elektrisch leitenden Stahlsaite einen Wirbelstrom (**Abb. 3.6**), der seinerseits ein dem Primärfeld entgegen gerichtetes Magnetfeld erzeugt. Da die Stärke des Wirbelstroms von der *Änderung* des Primärfeldes abhängt, wird mit zunehmender Frequenz das Primärfeld immer mehr aus der Saite herausgedrängt, bis bei hohen Frequenzen nur noch in einer dünnen Mantelschicht (engl. Skin = Haut) ein wesentlicher Magnetfluss zu finden ist. Die magnetische Leitfähigkeit der Saite nimmt folglich mit zunehmender Frequenz ab. Der Skineffekt ist abhängig von der magnetischen Leitfähigkeit (großes μ ergibt großes *B*), und von der elektrischen Leitfähigkeit (großes σ ergibt großes *I*). Besonders groß ist die Änderung der Flussdichte einer sinusförmigen Schwingung im Nulldurchgang. Zu diesen Zeiten wird demzufolge das Magnetfeld nicht das ganze Saitenmaterial in gleicher Weise durchdringen können, es kommt zu Verzögerungen im Feldaufbau (Abb. 3.5).

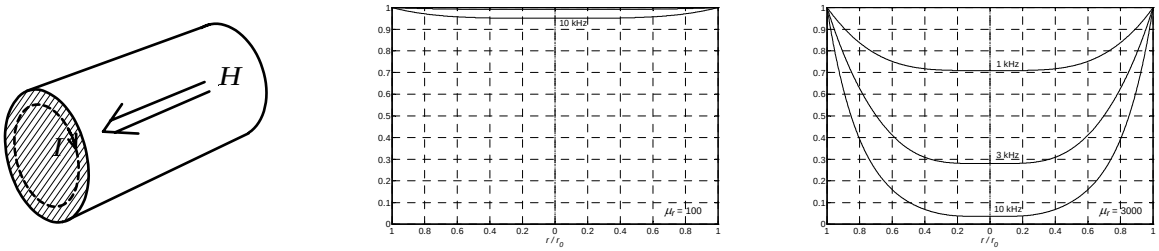


Abb. 3.6: Von einem Magnetfeld *H* axial durchströmter Metallzylinder mit Wirbelstrom *I* (links); radiale Verteilung der magnetischen Flussdichte in einer 17-mil-Saite (rechts). Bei $\mu_r = 100$ tritt fast keine Feldverdrängung auf, die magnetische Flussdichte ist praktisch ortsunabhängig. Näherung: Konstantes μ_r.

Rechnungsgrundlage sind die **Maxwell**schen Gesetze in ihrer differentiellen Form, unter der vereinfachenden Annahme, dass Leitfähigkeit σ und Permeabilität μ konstant sind. Für die Leitfähigkeit ist diese Annahme zutreffend, für die Permeabilität eigentlich nicht: Die stark orts- und zeitabhängige Flussverteilung führt zu orts- und zeitabhängigem μ. Die genaue Berechnung in einem dreidimensionalen, nichtlinearen Medium ist aber so kompliziert, dass vereinfacht werden muss. Die beiden Maxwellschen Gleichungen lauten dann:

$$rot\,\vec{H} = \sigma \cdot \vec{E} \quad \text{und} \quad rot\,\vec{E} = -\mu \cdot \partial\vec{H} / \partial t \qquad \text{Maxwell differentiell}$$

© M. Zollner 2004

In Zylinderkoordinaten existiert *H* nur in axialer Richtung, und die Feldstärke *E* nur umlaufend (azimutal), die Rotation *rot* kann hierfür vereinfacht werden:

$$\sigma \cdot E = -\partial H / \partial r \quad \text{und} \quad -\mu \cdot \partial H / \partial t = E / r + \partial E / \partial r \qquad \text{in Zylinderkoordinaten}$$

Beide Gleichungen zusammengefasst ergeben eine **Bessel**sche Differentialgleichung, die für harmonische Signale mit komplexen Größen gelöst werden kann:

$$\frac{\partial^2 H}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H}{\partial r} = \mu\sigma \cdot \frac{\partial H}{\partial t} \quad \rightarrow \quad \frac{\partial^2 \underline{H}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \underline{H}}{\partial r} = j\omega\mu\sigma \cdot \underline{H} \qquad \text{Besselsche DGL}$$

Der zeitliche Differentialoperator $\partial/\partial t$ wurde hierbei durch $j\omega$ ersetzt (Siehe Systemtheorie).

Als **Lösung der Besselschen Differentialgleichung** erhält man für die radiale Verteilung der axial gerichteten magnetischen Flussdichte $\underline{B}(r) = \mu\underline{H}(r)$:

$$\underline{B}(r) = \mu c \cdot J_0(kr) \qquad \text{mit} \qquad k = (1-j) \cdot \sqrt{\pi f \mu\sigma} \qquad \text{bzw.} \qquad k^2 = -j\omega\sigma\mu$$

Hierbei ist *c* eine Integrationskonstante, und J_0 die Besselfunktion 1. Grades, nullter Ordnung. Der gesamte, die Saite axial durchströmende magnetische Fluss ergibt sich als Flächenintegral über dem Querschnitt, mit r_0 = Saitenradius:

$$\Phi = \int_0^{r_0} \underline{B} \cdot 2\pi r \cdot dr = 2\pi\mu c \cdot \int_0^{r_0} r \cdot J_0(kr) \cdot dr = \frac{2\pi\mu c}{k^2} \cdot \int_0^{kr_0} kr \cdot J_0(kr) \cdot dkr \qquad \text{Gesamtfluss}$$

Die Integration der Besselfunktion erfolgt mit $\int x \cdot J_0(x) \cdot dx = x \cdot J_1(x) + C$, wobei J_1 eine Besselfunktion ersten Grades, erster Ordnung ist. Es ergibt sich für den Fluss:

$$\Phi = \frac{2\pi c}{-j\omega\sigma} \left[kr \cdot J_1(kr) \right]_0^{kr_0} = j \frac{2\pi c k r_0}{\omega\sigma} \cdot J_1(kr_0) \qquad \text{Gesamtfluss}$$

Der magnetische Widerstand ist als Quotient von magnetischer Spannung und Fluss definiert, der **längenspezifische** magnetische Widerstand R'_m ist der Quotient von Feldstärke und Fluss:

$$R_m = V_m / \Phi; \qquad R'_m = H / \Phi; \qquad \Lambda' = \Phi / H. \qquad \text{magnetischer Widerstand bzw. Leitwert}$$

Λ' ist der längenspezifische magnetische Leitwert. Zu seiner Berechnung werden Fluss Φ und Feldstärke längs des Zylindermantels $H(r_0)$ durcheinander dividiert:

$$\underline{\Lambda}' = \underline{\Phi} / \underline{H}(r_0) = j \frac{2\pi c k r_0}{\omega c \sigma} \cdot \frac{J_1(kr_0)}{J_0(kr_0)} = \frac{2\pi r_0}{k} \cdot \mu \cdot \frac{J_1(kr_0)}{J_0(kr_0)} \qquad \textbf{Längenspezifische Admittanz}$$

Da die Argumente der Besselfunktionen komplex sind, ist dieser Leitwert ebenfalls komplex; er sollte besser "**längenspezifische magnetische Admittanz**" genannt werden. Für sehr tiefe Frequenzen geht *k* gegen null, über eine Reihenentwicklung der Besselfunktionen erhält man als Grenzwert für $\Lambda' \rightarrow r_0^2 \pi\mu$, d.h. Saitenquerschnittsfläche mal magnetische Leitfähigkeit. Dies bedeutet, dass bei tiefen Frequenzen keine Feldverdrängung auftritt, die Flussdichte ist

© M. Zollner 2004

im ganzen Querschnitt ortsunabhängig. Mit zunehmender Frequenz wird jedoch der Magnetfluss vom Zentrum in Randbereiche (Mantelnähe) gedrängt, die magnetische Admittanz (Leitfähigkeit) nimmt ab, die Saite wird 'unmagnetischer' (Abb. 3.7).

Im Saitenring (Kap. 3.3.1) wurde eine 17-mil-Saite zu 6 Windungen aufgerollt, die Querschnittsfläche gegenüber *einer* Saite also versechsfacht. Wieder ist eine Näherung erforderlich, denn zu einem massiven Ring bestehen natürlich Unterschiede. Da die folgenden Überlegungen aber nicht zu einer exakten Berechnung, sondern nur zur prinzipiellen Erklärung der Messfehler führen sollen, ist die näherungsweise Betrachtung genau genug. Nicht exakt erfasst werden: Der Luftspalt am Saitenanfang / -ende, die exakte Größe der Berührflächen der Saitenwindungen, die nichtlineare *B*/*H*-Abhängigkeit.

Auch wenn zwischen *B* und *H* ein stark nichtlinearer Zusammenhang besteht: Aus dem Anstieg der Hysteresekurve (Abb. 3.5) lässt sich die Permeabilität abschätzen. Der Skineffekt ist am stärksten bei schnellen *B*-Änderungen, deshalb muss μ an der Stelle der größten Steigung ermittelt werden. Die aus der Hysteresekurve abgelesene maximale differentielle relative **Permeabilität** beträgt ca. 3000. Setzt man diesen Wert in die Formel zur Berechnung der längenspezifischen magnetischen Admittanz ein, so erhält man für die im Beispiel gewählte Ringspule die in **Abb. 3.7** dargestellte Frequenzabhängigkeit. Offensichtlich ist der Skineffekt bereits bei niedrigen Frequenzen zu berücksichtigen. Quantitativ exakte Aussagen sind hiermit allerdings nicht möglich – die stark vereinfachende Annahme einer konstanten Permeabilität ist eine grobe Näherung.

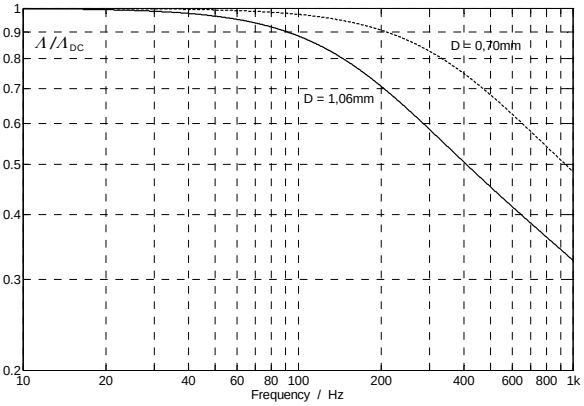


Abb. 3.7: Frequenzabhängigkeit des auf 0 Hz normierten magnetischen Admittanz-Betrags. Für die Berechnung wurde die Querschnittsfläche zu 0,88mm^2 bzw. zu 0,38mm^2 angenommen. Die relative Permeabilität $\mu_r = 3000$ ist als Konstante angesetzt, womit nur näherungsweise Aussagen möglich sind; in Wirklichkeit ist μ nichtlinear.

Auch bei sinusförmigem Verlauf des Erregerstromes (und der Primärfeldstärke) erzeugt der impulsförmig fließende Wirbelstrom ein impulsförmiges Gegenfeld; somit ist die als Summe von Primärfeld und Wirbelfeld entstehende tatsächliche Feldstärke nicht mehr sinusförmig. Der Magnetfluss ist fast rechteckförmig; er enthält außer der Grundfrequenz auch deren ungeradzahlige Vielfache. Für eine 32-Hz-Anregung sind im Fluss-Spektrum auch bei 96 Hz, 160 Hz, 224 Hz usw. Komponenten zu finden, und die werden durch den Skineffekt bedämpft. Die Auswirkungen sind nicht dramatisch (**Abb. 3.8** linkes Bild), aber gut erkennbar. In der Hysteresekurve wird der Skineffekt deutlicher dargestellt (rechtes Bild), man sieht, dass selbst bei 1 Hz noch keine Asymptote erreicht ist. Eine zusätzliche Verbesserung der Messgenauigkeit ist erzielbar, wenn die einzelnen Lagen der Stahldrähte gegeneinander isoliert werden; die Wirbelströme fließen dann auf kleineren Bahnen und stören weniger.

© M. Zollner 2004

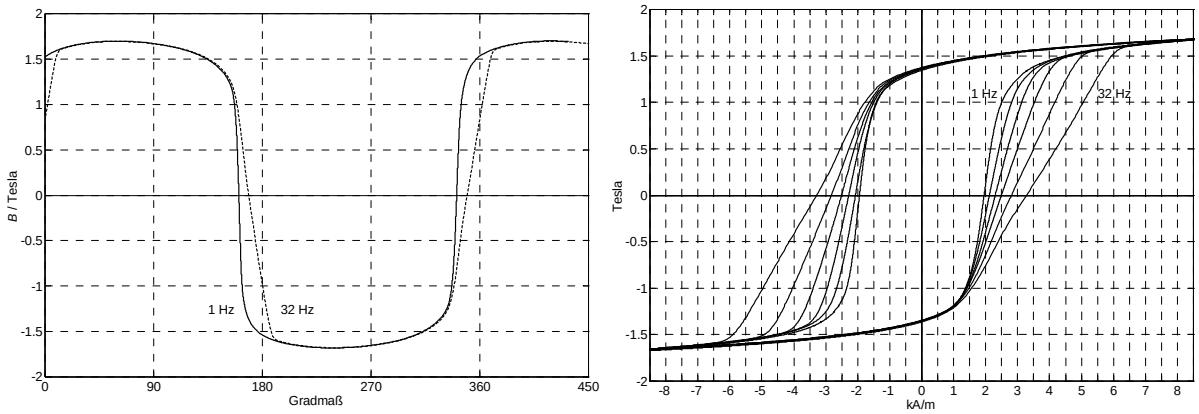


Abb. 3.8: Zeitfunktion des Magnetflusses (links), Hysteresekurven bei unterschiedlichen Frequenzen (rechts). Der Skineffekt macht sich im Nulldurchgang als nichtlinearer Effekt bemerkbar, die Linearisierung aus Abb. 3.7 ist hierfür nicht mehr genau genug. Messfrequenzen: 1, 2, 4, 8, 16, 32 Hz.

3.3.3 Messungen am Joch

Die Herstellung eines mit zwei Spulen bewickelten Saitenringes ist sehr zeitaufwändig; für Marktuntersuchungen sind deshalb einfachere Messverfahren wünschenswert. Im Folgenden wird als Alternative ein **Jochprüfstand** vorgestellt, bei dem die zu messenden Saite in den Luftspalt eines ringförmigen Elektromagneten eingespannt wird.

Zur Messung der Magnetparameter nutzt man die **Stetigkeitsbedingungen**, die beim Felddurchtritt an Grenzflächen auftreten [z.B. 7]. An der Saite/Luft-Grenzfläche ist die Tangentialkomponente der Feldstärke H stetig. Wenn die Saitenachse parallel zu den Feldlinien im Luftspalt liegt, entspricht die Feldstärke H_i im Saiteninneren folglich der Feldstärke der angrenzenden Luftschicht H_L. Somit kann die Feldstärke im Inneren der Saite bestimmt werden, ohne in dieses Gebiet vordringen zu müssen. Zur **Messung** von H_L wickelt man zwei Spulen mit unterschiedlichen Durchmessern um die Saite: Eine eng anliegende innere Spule mit dem Durchmesser D_1, und koaxial eine zweite Spule mit dem Durchmesser $D_2 > D_1$. Wenn die Saite von einem sinusförmigen magnetischen Wechselfluss Φ durchströmt wird, entstehen in beiden Spulen Induktionsspannungen, die von Φ, von der Frequenz f und von den Windungszahlen abhängen. Falls beide Spulen dieselbe Windungszahl N aufweisen, kann durch gegenphasiges Zusammenschalten beider Spulen der Spannungs-Anteil wegkompensiert werden, der von dem durch die innere Spule fließenden Magnetfluss herrührt. Die Spulenkombination misst folglich nur mehr den Magnetfluss des *ringförmigen Bereiches* zwischen den beiden Spulenflächen. Über die bekannte Permeabilität der Luft (μ_0) ist hiermit die Luftfeldstärke H_L bestimmbar, die der axialen Saiten-Feldstärke entspricht (Homogenität vorausgesetzt).

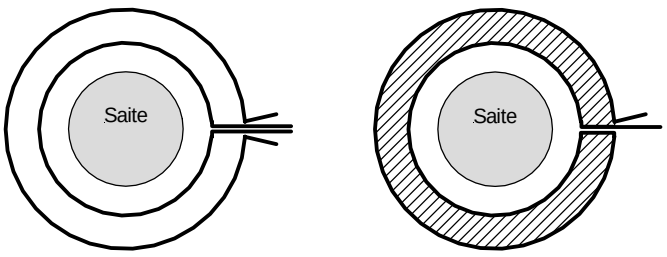


Abb. 3.9: Koaxiale Ringspule.
Links: Zwei Wicklungen mit je 1 Wdg.
Rechts: Ringwicklung zur *H*-Messung.

© M. Zollner 2004

Abb. 3.9 zeigt einen Querschnitt durch die Messanordnung. Das von einem (im Bild nicht gezeichneten Elektromagneten erzeugte) Magnetfeld steht senkrecht auf der Betrachtungsebene; es verläuft parallel zur Saitenachse und durchdringt zwei Spulenwicklungen, welche die Saite konzentrisch umschließen. Die Querschnittsfläche der Saite sei S_S, die Querschnittsfläche der inneren Wicklung sei S_1, die der äußeren Wicklung S_2. Aus Gründen der Übersichtlichkeit besteht im Bild jede Wicklung nur aus einer Windung, in der Praxis sind je 100 Windungen ein guter Kompromiss zwischen Empfindlichkeit und Größe (eigentlich 'Kleinheit'). Die Windungszahlen der beiden Wicklungen sollten[♣] exakt gleich sein, damit beim gegenphasigen Zusammenschalten nur das zwischen den beiden Wicklungen in der Ringfläche fließende Magnetfeld einen Beitrag zur induzierten Spannung leistet. Im rechten Bild von Abb. 3.9 sind zwei Enden der Wicklungen so miteinander verbunden, dass eine die Ringfläche ($S_2 - S_1$) umschließende Wicklung W_H entsteht. Die in W_H induzierte Spannung hängt nach dem Induktionsgesetz von der Windungszahl N ab, und von der zeitlichen Änderung des die Ringfläche durchströmenden Magnetflusses Φ_{Ring}, der seinerseits ein Produkt aus Ringfläche, magnetischer Feldstärke H und Luft-Permeabilität μ_0 ist.

Aus der Ring-Induktionsspannung U_H kann die **Ringflächen-Feldstärke** H berechnet werden:

$$U_1 = N \cdot d\Phi_1/dt\,; \qquad U_2 = N \cdot d\Phi_2/dt\,; \qquad U_H = U_2 - U_1 = N \cdot d\Phi_{Ring}/dt$$

$$\boxed{H = \int \frac{U_H}{N \cdot \mu_0 \cdot (S_2 - S_1)}\,dt}$$

$S_2 - S_1$ = Ringfläche, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Vs/Am

Voraussetzung für genaue Messungen ist ein homogenes H-Feld, das mit magnetisch gut leitenden Polschuhen in ausreichender Genauigkeit herstellbar ist. Die Messspulen können mit sehr dünnem Draht gewickelt werden, was kleine Abmessungen ermöglicht. Mit ca. 100 Windungen erhält man Induktionsspannungen im Bereich zwischen 10 – 100 µV, dies ist mit rauscharmen Verstärkern gut messbar. Allerdings muss großer Wert darauf gelegt werden, keine externen Störfelder mitzumessen (Zuleitungen, Schirmung, Erdung!). Falls nicht die Spannung der Ringwicklung, sondern die Einzelspannungen der beiden Koaxspulen aufgezeichnet werden, ist besonders hohe Präzision erforderlich: Die Ringspannung U_H ergibt sich als Differenz zweier Spannungen, die u.U. hundertmal so groß sind. Ungleichheiten zwischen den beiden Messkanälen im ‰-Bereich könnten bereits zu inakzeptablen Fehlern führen.

Neben der **Ringflächen-Feldstärke** H, die näherungsweise der axialen Feldstärke in der Saite entspricht, ist als zweite Feldgröße die axiale **Saitenflussdichte** B zu messen. Saitenmagnetfluss Φ und Saitenflussdichte B könnten über die in der inneren Spule induzierte Spannung U_1 ermittelt werden. Allerdings ergibt sich hierbei ein systematischer Fehler, weil die innere Spule bei einem für verschiedene Saitendurchmesser passenden Prüfstand nicht direkt auf der Saite aufliegt. Somit würde immer auch ein Flussanteil mitgemessen, der nicht durch die Saite, sondern durch die umgebende Luft fließt. Bei hoher Saitenpermeabilität könnte dieser Fehler zwar vernachlässigbar sein, im Bereich der Sättigung ist die Saiten-Permeabilität aber nicht mehr hoch, der Messfehler wäre inakzeptabel. Trotzdem gibt es einen eleganten Weg, die magnetische **Polarisation** J der Saite direkt zu messen. J kann man sich als "materialgebundenen Flussdichte-Anteil" vorstellen. In Luft entsteht bei eingeprägter Feldstärke H die Flussdichte $B_0 = \mu_0 \cdot H$. Bringt man ein ferromagnetisches Material in dieses H-Feld, so erhöht sich die Flussdichte auf $B = \mu_r \cdot B_0$, was umgeformt wird auf:

$$B = (\mu_r - 1) \cdot B_0 + B_0 = J + B_0 \qquad J = B - B_0$$

J = magnetische Polarisation

[♣] Bei getrennter Aufzeichnung der beiden Spulenspannungen kann auch eine rechnerische Korrektur erfolgen.

© M. Zollner 2004

J ist also der Anteil, um den (materialbedingt) die Flussdichte von B_0 auf B erhöht wird. Die in den Wicklungen W_1 und W_2 induzierten Spannungen lassen sich hiermit umformen auf:

$$U_1 = S_1 \cdot N \cdot \dot{B}_0 + S_S \cdot N \cdot \dot{J} \qquad U_2 = S_2 \cdot N \cdot \dot{B}_0 + S_S \cdot N \cdot \dot{J}$$

$S_1 \cdot N \cdot \dot{B}_0$ ist der Spannungsanteil, der in der inneren Spule induziert würde, wenn keine Saite vorhanden wäre. Hierzu kommt der von der Saite gelieferte zweite Summand $S_S \cdot N \cdot \dot{J}$. In den beiden Spannungsgleichungen kann $\dot{B}_0$ eliminiert werden, woraus J bestimmbar wird♣:

$$\boxed{J = \int \frac{U_2 - kU_1}{(k-1) \cdot N \cdot S_{\text{Saite}}} dt} \qquad k = S_2 / S_1$$

Damit sind bei bekannter Spulengeometrie mit den beiden Spulenspannungen U_1 und U_2 die Feldstärke und die Polarisation in der Saite bestimmbar.

Die Messgenauigkeit wird bei der H-Messung von der Ringspannung U_H und der Ringfläche bestimmt. Auf die Probleme der Differenzbildung wurde bereits hingewiesen. Die Ringfläche sollte sehr klein sein, um nur das direkt neben der Seite bestehende Luftfeld zu messen; damit ist die präzise Flächenbestimmung aber erschwert. Mittels Helmholtz-Spulen kann jedoch ein sehr präzises Magnetfeld erzeugt werden, mit dessen Hilfe die H-Messung kalibrierbar ist. Für die J-Messung muss vor allem das Flächenverhältnis $k = S_2 / S_1$ genau bekannt sein. Die Kalibrierung erfolgt hierbei ohne Saite: Der Wert von k wird ggf. so lang korrigiert, bis sich J zu null ergibt. Bei der Integration, die am einfachsten mit den digitalisierten Signalen durchgeführt wird, ist auf äußerst präzise Offsetkompensation zu achten. Werden hierbei Fehler gemacht, schließt sich die Hysteresekurve bei mehrfachem Umlauf nicht, sondern läuft auseinander bzw. wird mit falscher Breite dargestellt.

Abb. 3.10 zeigt Messergebnisse einer "Noname"-Saite, die mit der o.a. Messanordnung gewonnen wurden. Der H/J-Zusammenhang ist nichtlinear und gedächtnisbehaftet, und typisch für schwach hartmagnetische Materialien. Die Kurven können nur im Gegenuhrzeigersinn durchlaufen werden. Für die Koerzitiv-Feldstärke erhält man ${}_JH_C$ = 1,6 kA/m, für die Remanenz J_R = 1,4 Tesla. Der Vergleich mit Markenware (Abb. 3.11) offenbart bezüglich der Magnetparameter keinen nennenswerten Unterschied.

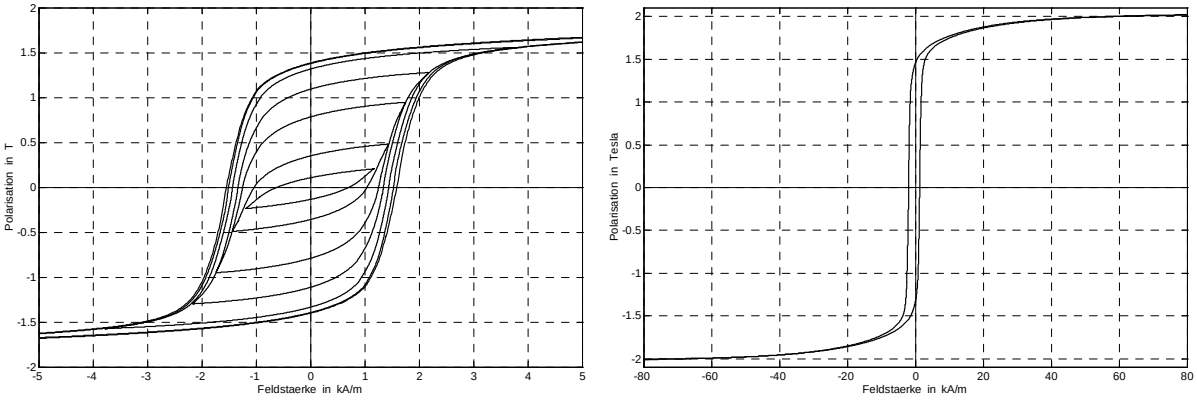


Abb. 3.10: Hysterese-Schleifen, gemessen am Jochprüfstand mit einer "Noname"-Saite (∅ = 0,43mm, plain.)

🛠 Text in Bearbeitung 🛠

♣ Der Buchstabe J wird a.a.O. auch für die elektrische Stromdichte verwendet!

© M. Zollner 2004

4. Das magnetische Feld

Die magnetische Fernwirkung war schon im Altertum bekannt: Magneteisenstein (Magnetit) zieht Eisenteile an. Diese Kraftwirkung lässt sich durch ein Vektorfeld beschreiben, das jedem Raumpunkt einen magnetischen Feldstärkevektor zuordnet, der durch seinen Betrag und seine Richtung definiert ist. Jeder Magnet erzeugt in seiner Umgebung ein magnetisches Feld, dessen Stärke mit wachsendem Abstand sehr schnell abnimmt. Selbstverständlich gilt hierbei der Energiesatz: Zur Aufrechterhaltung des Feldes (!) muss keine Energie zugeführt werden. Wenn durch die Magnetkraft ein Eisenstück zum Magnet bewegt wird, "gewinnt" man zwar Energie; gleichzeitig wird aber das Magnetfeld geschwächt. Entfernt man das Eisenstück wieder vom Magnet, muss man die vorher gewonnene Energie wieder zuführen, wodurch das Feld wieder gestärkt wird.

Materialien, die ein Magnetfeld dauerhaft erzeugen und aufrecht erhalten können, werden **Dauermagnet** (oder auch Permanentmagnet) genannt. Besonders bei Eisenverbindungen (Magnetit = Fe_3O_4) und einigen anderen Metallen ist diese Eigenschaft ausgeprägt. Ursache des magnetischen Feldes sind Elektronen, die Drehbewegungen um den Atomkern und um ihre Achse ausführen. Nach dem Bohr/Rutherfordschen Atommodell bewegen sich die umlaufenden Elektronen ohne Energieabgabe auf stationären Bahnen, erzeugen dabei aber ein magnetisches Feld. Je nach Vorzeichen und Wertigkeit dieser Felder und in Abhängigkeit vom Zusammenarbeiten benachbarter Atome entsteht im makroskopischen Raum eine mehr oder weniger starke magnetische Wirkung.

Auch der in einem Draht fließende Strom erzeugt ein Magnetfeld – das besonders stark wird, wenn man den Draht zu einer **Spule** aufwickelt. Im Gegensatz zum Dauermagnet verschwindet dieses Feld aber wieder, sobald man den Strom abschaltet. Seinen Namen erhält dieser Magnet deshalb nach der Art der Erzeugung: **Elektromagnet**. Die Wirkung von Dauer- und Elektromagneten ist die gleiche: Beide erzeugen Magnetfelder und Kräfte auf Eisen und ähnliche Metalle. Energetisch besteht hierbei ein scheinbarer Unterschied: Um beim Elektromagnet das Feld aufrecht zu erhalten, muss andauernd ein Strom fließen, d.h. Energie zugeführt werden. Hierbei ist aber zu unterscheiden zwischen einem einmaligen Energie-Anteil, der zum Aufbau des Feldes benötigt wird, und einer fortwährenden Energiezufuhr, die den Draht erwärmt (Strom x Spannungsabfall x Zeit = Energie). Bei einem ideal leitenden Draht (Supraleiter) könnte das Magnetfeld dauerhaft aufrecht erhalten werden, ohne dass ständig Energie zugeführt werden müsste.

Neben der Kraftwirkung findet man bei Magnetfeldern noch die **Induktionswirkung**. Ein sich zeitlich änderndes Magnetfeld erzeugt (induziert) in einer Drahtschleife eine elektrische Spannung. Dieser Effekt wird beim magnetischen **Gitarrentonabnehmer** ausgenutzt. Hierbei verändert die schwingende Stahlsaite das Feld eines Dauermagneten, und diese Feldänderungen induzieren in der Tonabnehmerspule eine Spannung. Zum Verständnis eines derartigen Tonabnehmers sind mehrere Disziplinen hilfreich: Die *Magnetostatik*, die den stationären magnetischen Kreis beschreibt (Magnetisierung der Saite), die *Magnetodynamik*, die zeitvariante Feldänderungen beschreibt (Induktionswirkungen), und die *Vierpol-* und *Systemtheorie*, mit deren Hilfe das Übertragungsverhalten in Abhängigkeit von der Frequenz dargestellt werden kann. Die folgenden Kapitel stellen diese drei Bereiche ausführlich dar.

4.1 Grundlagen der Magnetostatik

Die folgenden Betrachtungen beginnen mit einem Elektromagnet, weil bei ihm die Kausalität zwischen felderzeugendem Strom und erzeugtem magnetischem Feld gut ersichtlich ist. Für Tonabnehmer spielen Elektromagnete zwar keine Rolle, die mit ihnen gewonnenen Erkenntnisse lassen sich aber leicht auf die in Tonabnehmern verwendeten Dauermagnete übertragen.

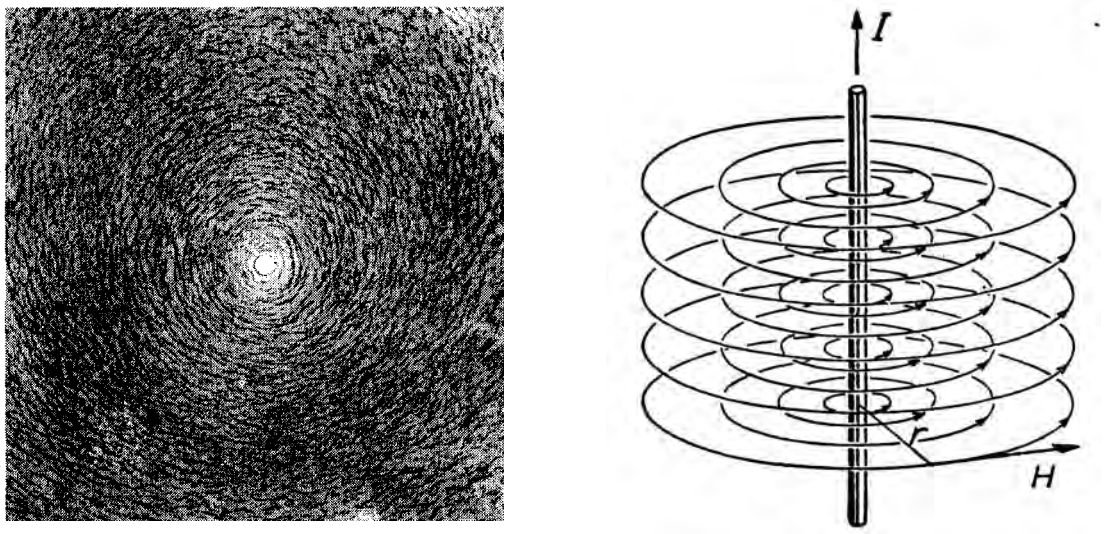


Abb. 4.1: Magnetfeld um einen stromdurchflossenen Leiter. Eisenfeilspäne (links), Feldlinien (rechts); [18, 19].

Wenn ein elektrischer Gleichstrom *I* durch einen sehr langen, geraden Draht fließt, entsteht um ihn herum ein zirkulares, ringförmiges Magnetfeld. Dessen Wirkung sieht man, wenn längliche Eisenfeilspäne in den umgebenden Raum gebracht werden: Sie ordnen sich zu Kreisbahnen, die konzentrisch um den Draht verlaufen (**Abb. 4.1**). Die Kreisbahnen sind in diesem Versuch zwar nicht perfekt ausgeprägt, aber für das Auge doch gut erkennbar. Mit den Eisenfeilspänen hatte man ein Mittel gefunden, das eigentlich unsichtbare Magnetfeld sichtbar zu machen. Die von den Eisenfeilspänen angezeigten (in diesem Beispiel kreisförmigen) Linien nannte man **Feldlinien**. Natürlich existiert das Magnetfeld nicht nur in den Feldlinien; es erfüllt den ganzen Raum. Die Liniendarstellung ist eine diskrete Visualisierung einer räumlich verteilten (kontinuierlichen) Vektorgröße.

Dass kreisförmige Strukturen entstehen, hat zwei Ursachen: Die länglichen Späne werden durch das Magnetfeld in eine tangentiale Richtung gedreht (normal zum Ortsvektor), und sie verbinden sich zu Gruppen, wobei die einzelnen Späne an ihren Enden zusammenhängen. Eisenfeilspäne sind ein gutes Mittel, um die Wirkungen des unsichtbaren Magnetfeldes zu veranschaulichen, exakte quantitative Feldbeschreibungen sind hiermit aber nicht möglich. Die empirisch gewonnene Kreisform ist jedoch die Grundlage für eine abstrakte, analytische Feldbeschreibung. Hierbei wird angenommen, dass der im Draht fließende elektrische Strom im ganzen Raum eine vektorielle Feldgröße erzeugt; diese wird **magnetische Feldstärke** $\vec{H}$ genannt. Wenn keine Verwechslung mit der elektrischen Feldstärke möglich ist, wird 'magnetisch' auch gerne weggelassen, und nur von der Feldstärke $\vec{H}$ gesprochen.

Bei dem im Beispiel (langer Draht) angenommenen Stromfluss zeigt der Feldstärke-Vektor in *Richtung* der Feldlinien, also tangential zum Kreis bzw. normal zum Ortsvektor. Der *Betrag* des Feldstärke-Vektors nimmt mit einer $1/r$-Funktion über der Entfernung ab. Vor seiner genauen Berechnung sollen zunächst erst die Bezugssysteme eingeführt werden.

© M. Zollner 2002

Das magnetische Feld ist ein **Vektorfeld**, die beschreibende Feldgröße $\vec{H}$ hat einen Betrag und eine Richtung. Nicht jedes Feld hat Vektorcharakter: Eine räumliche Temperaturverteilung wird beispielsweise durch ein **Skalarfeld** beschrieben, d.h. durch eine Größe, die nur einen Betrag, aber keine Richtung hat. Die **Richtung** eines Vektors gibt man als Winkelabweichung zu einer **Bezugsrichtung** an. In einer zweidimensionalen Darstellung eignen sich **Polarkoordinaten** besonders gut zur Richtungsangabe. Die Richtung eines vom Koordinatenursprung ausgehenden Strahls wird auf die Abszissenrichtung bezogen, wobei Winkelabweichungen im Gegenuhrzeigersinn positiv zählen. Ähnlich sind im dreidimensionalen Raum Kugelkoordinaten definiert. Dass man sich auf den Gegenuhrzeigersinn festgelegt hat, passt zu anderen Vereinbarungen (kartesische Koordinaten, komplexe *e*-Funktion, Euler), ist aber letzten Endes willkürlich – man hätte auch im Uhrzeigersinn positiv zählen können. Wenn aber einmal ein **Richtungssinn** definiert ist, muss er für folgende Betrachtungen beibehalten werden. Die Richtung eines Magnetfeldes, d.h. die Richtung des Feldstärke-Vektors, ist in jedem Raumpunkt durch die Tangente an die (durch diesen Punkt verlaufende) Feldlinie gegeben. Eine Tangente ist aber eine Gerade und kein Strahl, folglich sind auch hierbei zwei (zueinander um 180° gedrehte) Bezugsrichtungen definierbar.

Der heute für Magnetfelder geltende Richtungssinn ist historisch begründet; er leitet sich von der Kompassnadel ab. Die **Erde** ist ein riesiger Dauermagnet, der zwischen dem geografischen Nord- und Südpol ein schwaches Magnetfeld erzeugt. Hängt man eine Kompassnadel (einen kleinen, stabförmigen Dauermagnet) frei beweglich auf, so drehen ihn die Magnetfeldkräfte parallel zu den Feldlinien. Der Teil der Kompassnadel, der zum geografischen Nordpol zeigt, wurde **magnetischer Nordpol** der Kompassnadel genannt, und gleichzeitig wurde willkürlich festgelegt, dass aus diesem magnetischen Nordpol die Feldlinien heraustreten. Daraus ergibt sich aber, dass der geografische Nordpol[§] ein magnetischer Südpol sein muss! Im Folgenden ist mit Nordpol immer der magnetische Nordpol gemeint. Für die Beziehungen zwischen Strom- und Magnetfeldrichtung müssen wieder Richtungsvereinbarungen getroffen werden. In metallischen Leitern bedeutet Stromfluss die Verschiebung freier Elektronen (elektrischer Strom = Ladungsverschiebung pro Zeit). Die Richtung entgegen der Elektronenbewegung ist die **technische Stromrichtung** (im Verbraucher von Plus nach Minus). In grafischen Darstellungen definiert man zumeist diese technische Stromrichtung mit einem **Richtungspfeil**. Den Zusammenhang zwischen der o.a. Strom- und Magnetfeldrichtung kann man sich jederzeit mit der **rechten Hand** veranschaulichen: Hält man den Daumen in die technische Stromrichtung, dann zeigen die restlichen (gekrümmten) Finger den zirkularen Umlaufsinn des Magnetfeldes an.

Die Feldlinien um einen unendlich langen, geraden Leiter sind konzentrische Kreise, deren Mittelpunkt auf der Leiterachse liegt. Man bezeichnet ein derartiges Feld als **paralleleben**, weil in allen zueinander parallelen Ebenen dasselbe kreisförmige Feldlinienmuster entsteht. Seine Berechnung bereitet aufgrund der einfachen Struktur keine Probleme, es hat aber einen Nachteil: Es existiert nicht in der Realität, weil kein unendlich langer Leiter existiert. Reale Felder haben wesentlich kompliziertere Strukturen, sie lassen sich nur als (zumeist recht grobe) Näherung beschreiben. Finitisierungs-Programme, die das Feld in viele kleine Teilbereiche aufteilen (finite element modeling, FEM), bieten zwar einen Lösungsansatz, kommen aber bei den in und um Tonabnehmern herrschenden Feldern schnell an ihre Grenzen. Die folgenden Kapitel stellen die grundsätzlichen Zusammenhänge zunächst in idealisierter Form dar. Auf die für Tonabnehmer geltenden Besonderheiten wird am Ende eingegangen.

[§] Zwischen dem geografischen Nordpol und dem magnetischen Südpol der Erde liegen ca. 1400 km. In Mitteleuropa sind die Erdfeldlinien ca. 65° gegenüber der Erdoberfläche geneigt. Flussdichte-Betrag ca. 45 μT.

© M. Zollner 2002

Das von einem einzelnen stromdurchflossenen Draht erzeugte Magnetfeld ist relativ schwach. Erst wenn man den Draht zu einer Spule aufwickelt, entsteht durch die Überlagerung (Addition) der Einzelfelder ein starkes Feld. Das Überlagerungsprinzip wird in **Abb. 4.2** deutlich: Hier sind zwei parallele Drähte gezeichnet, in denen ein *betragsmäßig* gleich großer Strom fließt; die Strom*richtung* ist aber in den beiden Drähten entgegengesetzt. Wie üblich erfolgt der *technische* Stromfluss von Plus nach Minus, im Schnittbild wird ein vom Betrachter in die Bildebene hineinfließender Strom mit einem Kreuz ⊗ dargestellt; den entgegengesetzten Stromfluss (aus der Bildebene heraus) symbolisiert ein Kreis mit einem Punkt ⊙.

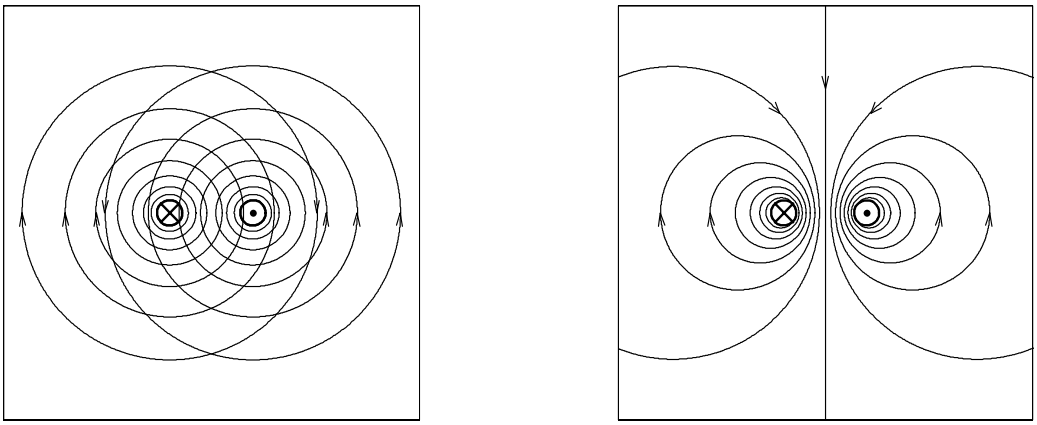


Abb. 4.2: Magnetfeld zweier paralleler Drähte; antiparallele Stromrichtung. Einzelfelder (links), Summe (rechts)

Jeder Draht erzeugt ein kreisförmiges Magnetfeld, das sich im Raum mit Lichtgeschwindigkeit ausbreitet. Für die bei Tonabnehmern betrachteten kleinen Abmessungen (< 10cm) und niedrigen Frequenzen (< 20kHz) sind ausbreitungsbedingte Verzögerungen völlig unbedeutend, so dass ein quasistationäres Feld angenommen werden kann (keine elektromagnetischen Wellengleichungen). An jedem Raumpunkt sind die von beiden Drähten stammenden Magnetfelder vektoriell zu addieren, woraus sich die dargestellte exzentrische Kreisschar ergibt. Anstelle von "Überlagern der Magnetfelder" kann natürlich auch von "vektorieller Addition" der von den beiden Drähten hervorgerufenen Feldstärken gesprochen werden. Diese Überlagerung ist aber nur zulässig, solange es sich um ein **lineares System** handelt. Luft als felderfüllter Raum ist linear, Eisen ist nichtlinear. Zunächst werden linearen Systeme betrachtet.

Das einen stromführenden Leiter umgebende Magnetfeld weist einige Eigenschaften auf, die man intuitiv sofort versteht: Es ist proportional zum Strom, es nimmt mit wachsender Entfernung ab, und es ist rotationssymmetrisch um den Leiter angeordnet. Formal berechnet sich der Betrag des Feldstärke-Vektors am Messpunkt zu:

$$H = \frac{I}{2\pi r}$$ magnetische Feldstärke außerhalb eines geraden Leiters

Hierbei ist H der Betrag der Feldstärke, I ist die Stromstärke, und r ist der kürzeste Abstand des Messpunktes von der Leiterachse. Die Formel gilt nur für den Raum außerhalb eines unendlich langen, geraden Leiters. Es sei nochmals betont, dass bei zwei Leitern (Abb. 4.2) nicht die Beträge der beiden Feldstärken aufaddiert werden dürfen; vielmehr sind die Feldstärken *vektoriell* zu addieren. Stehen beispielsweise zwei betragsmäßig gleich große Feldstärke-Vektoren senkrecht aufeinander, so ist der Betrag der resultierenden Gesamtfeldstärke nicht doppelt so groß, sondern nur $\sqrt{2}$ mal so groß.

© M. Zollner 2002

Der Betrag der magnetischen Feldstärke lässt sich vergrößern, wenn entweder die Stromstärke erhöht wird, oder wenn mehrere Drähte zusammenarbeiten. In **Abb. 4.3** sind 6 stromführende parallele Drähte dargestellt. Man erkennt sehr schön, wie die Feldlinien zwischen den Drähten zu einem Kanal fokussiert werden. Ein ähnliches (aber nicht identisches) Bild ergibt sich, wenn *ein* Draht in drei schraubenförmigen Windungen aufgewickelt wird.

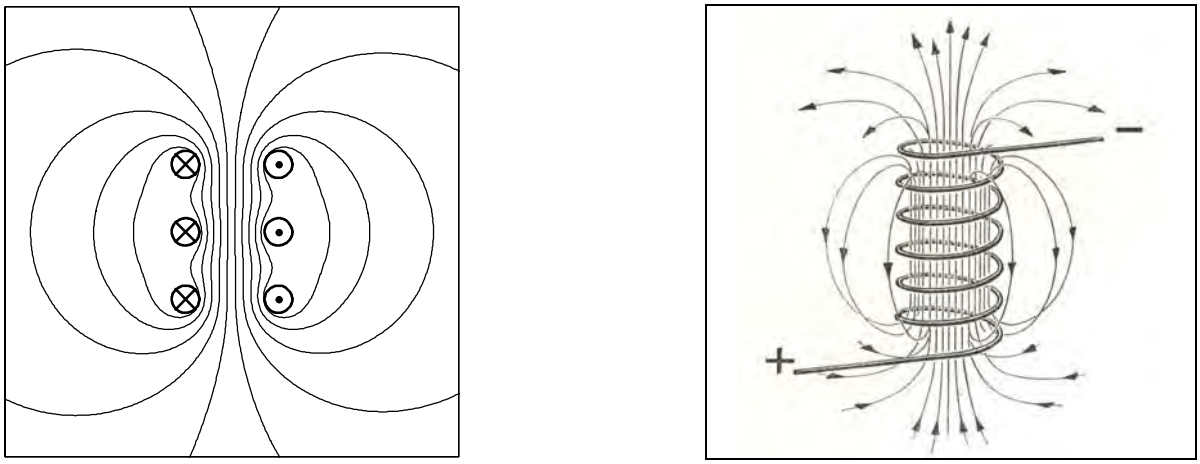


Abb. 4.3: Schnitt durch das räumliche Magnetfeld von 6 stromdurchflossenen, parallelen Drähten (links). Räumliches Magnetfeld einer stromdurchflossenen Spule [19].

In den Abb. 4.2 und 4.3 dienen Feldlinien zur Visualisierung des unsichtbaren Magnetfeldes. Die Tangente an die im dreidimensionalen Raum verlaufende **Feldlinie** gibt die *Richtung* der Feldstärke an, der Abstand der gezeichneten Feldlinien zueinander beschreibt den *Betrag* der Feldstärke. Je enger in einem Bereich die Feldlinien gezeichnet sind, desto stärker ist hier das Magnetfeld. Hierbei ist ein Skalierungsfaktor frei wählbar: Ob eine Feldstärke von z.B. 500 A/m mit einem Feldlinienabstand von 5 mm oder 1 mm gezeichnet wird, hängt von der Übersichtlichkeit der insgesamt zu zeichnenden Feldverteilung ab. Das reale Magnetfeld verläuft natürlich nicht nur in den gezeichneten Feldlinien, sondern kontinuierlich verteilt im gesamten Raum.

Feldlinien zeigen nicht die Orte gleicher Feldstärke – sie dürfen nicht mit z.B. den Isobaren einer Wetterkarte oder den Höhenlinien einer Landkarte verwechselt werden. Vielmehr wird eine Kurve dadurch zur Feldlinie, dass der Feldstärkevektor $\vec{H}$ in jedem Punkt dieser Kurve ein Tangentenvektor ist. In jedem Raumpunkt ist (über den räumlichen Differentialquotient des Feldstärkevektors) die Feld*richtung* definiert. Geometrisch betrachtet bedeutet die Integration dieser räumlichen Differentialgleichung somit die Verbindung differentiell kleiner Richtungspfeile zu Integralkurven, d.h. zu Feldlinien.

Nur in ganz einfachen Fällen wie z.B. in Abb. 4.1 sind Feldlinien zugleich Kurven gleichen Feldstärkebetrags. Im allgemeinen Fall ändert sich der Betrag der Feldstärke im Verlauf der Feldlinie. Da die Feldstärke eine längenspezifische Größe ist (ihre Einheit ist A/m), liegt es nahe, das Linienintegral über $\vec{H}$ zu untersuchen. Bei einem Linienintegral folgt man z.B. einer Feldlinie, und integriert gleichzeitig das Produkt aus Feldstärkebetrag H und differentieller Linienlänge *ds*. Auf einer Feldlinie ist die Feldstärke ein Tangentenvektor zur Feldlinie, deshalb verläuft hierbei $\vec{H}$ immer parallel zu *ds*. In Analogie zum elektrischen Feld nennt man die durch dieses Linienintegral berechnete Größe **"magnetische Spannung V"**. Bildet man das Linienintegral nicht entlang einer Feldlinie, sondern auf irgend einer allgemeinen Raumkurve, dann ist das **Skalarprodukt** von $\vec{H}$ und $d\vec{s}$ zu integrieren.

© M. Zollner 2002

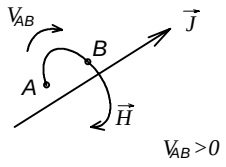
Magnetische Feldlinien haben im Unterschied zu elektrischen Feldlinien keinen Anfang und kein Ende. In den meisten Fällen bilden sie ringförmig geschlossene Linien, es gibt aber auch unendlich lange, komplizierte Raumkurven. Wenn man das Linienintegral über einen vollständigen Umlauf entlang einer geschlossenen Feldlinie berechnet, das sog. **Umlaufintegral**, erhält man die **magnetische Umlaufspannung**. Sie entspricht dem von der betrachteten Feldlinie eingeschlossenen Strom, also der Ursache des magnetischen Feldes. Ganz einfach ist dieser Zusammenhang bei Abb. 4.1: In dem unendlich langen, geraden Draht fließt der Strom I, im Abstand r beträgt die Feldstärke $H = I / (2\pi r)$, das Umlaufintegral längs des Kreisumfanges mit Radius r ergibt I.

Auch wenn das Umlaufintegral nicht entlang einer Feldlinie gebildet wird, sondern entlang irgend einer *geschlossenen* Raumkurve, entspricht sein Wert dem eingeschlossenen Strom. Da in diesem Fall der Feldstärkevektor aber nicht mehr zwangsläufig dieselbe Richtung wie die Raumkurve hat, ist wieder das Skalarprodukt zu bilden. Der durch die von der Raumkurve berandeten Fläche hindurchtretende Strom ergibt sich im allgemeinen Fall als Flächenintegral über die **Stromdichte** $\vec{J}$. Dieses Flächenintegral wird **Durchflutung** Θ genannt. Hiermit lässt sich eine Verknüpfung herstellen zwischen der elektrischen Ursache $\vec{J}$ des Feldes, und der magnetischen Wirkung $\vec{H}$:

$$\Theta = \int_S \vec{J} \cdot d\vec{S} = \oint_s \vec{H} \cdot d\vec{s}$$ Durchflutungsgesetz

In dieser Gleichung ist $\vec{J}$ die vektorielle Stromdichte[§] (Ampere pro Quadratmeter), $\vec{H}$ ist die vektorielle magnetische Feldstärke (Ampere pro Meter). Durchflutet wird eine Fläche S, die von der Randkurve s begrenzt wird. $d\vec{s}$ ist ein infinitesimal kleines Längenelement dieser Randkurve, $d\vec{S}$ ist eine infinitesimal kleine Teilfläche der von s berandeten Gesamtfläche. Die Teilfläche ist als Vektor angegeben: Der *Betrag* dieses Vektors entspricht dem Flächeninhalt, seine *Richtung* steht senkrecht auf der Teilfläche. Bei dem Produkt der Vektoren handelt es sich um das **Skalarprodukt**, das als Produkt der Vektor*beträge* definiert ist, multipliziert mit dem Kosinus des eingeschlossenen Winkels. Der Kreis im Integralzeichen besagt, dass längs der *geschlossenen* Kurve s zu integrieren ist, dass also das *Umlauf*integral zu bilden ist. Wird das Linienintegral nicht über einen vollständigen Umlauf gebildet, sondern nur über eine Strecke zwischen den Punkten A und B, erhält man die **magnetische Spannung** V:

$$V_{AB} = \int_A^B \vec{H} \cdot d\vec{s}$$



magnetische Spannung

Die magnetische Spannung wird aus einem Skalarprodukt gebildet, sie ist deshalb ein Skalar. Skalare haben keine Richtung, sie haben aber sehr wohl eine Orientierung (auch Richtungscharakter genannt). Es gilt $V_{AB} = -V_{BA}$. Zumeist wird die Orientierung mit einem Zählpfeil festgelegt: Die magnetische Spannung hat positives Vorzeichen, wenn das Potential (4.2) in Zählpfeilrichtung negativer wird; in diesem Fall stimmt die Zählpfeilrichtung mit der Richtung der Feldstärke überein. Wenn man den Daumen der rechten Hand in $\vec{J}$-Richtung hält (technische Stromrichtung), zeigen die gekrümmten restlichen Finger in V-Pfeilrichtung.

[§] Mit J werden manchmal auch die Polarisation oder das magnetische Dipolmoment bezeichnet – diese sind hier nicht gemeint. Gelegentlich wird die Stromdichte auch mit j bezeichnet; hier steht j jedoch für $\sqrt{-1}$.

© M. Zollner 2002

4.2 Die magnetischen Potentiale

Die in Kap. 4.1 definierte magnetische Feldstärke ist eine differentielle, längenspezifische Größe, ihr Linienintegral ergibt die magnetische Spannung. Diese kann sowohl als integrative Größe (entlang der Linie) interpretiert werden, als auch als Differenz der zum Anfangs- und Endpunkt der Linie gehörenden **Skalarpotentiale**. Das Potential soll die "magnetische Mächtigkeit" der Raumpunkte definieren, während die Feldstärke die räumliche Änderung dieser "Mächtigkeit" beschreibt. Das Wort Potential geht auf das lateinische 'potentia' zurück, das "Vermögen, Kraft, Macht, Einfluss" bedeutet. Auch bei anderen Feldern findet man eine Potentialdefinition, die z.B. beim Gravitationsfeld zum Begriff "potentielle Energie" geführt hat. Wenn man aber jedem Raumpunkt eine "absolute Mächtigkeit" im Sinne einer Relational-Skala zuordnen möchte, so stellt sich schnell die Frage nach dem **Nullpunkt** dieser Skala. Bei der Temperatur lässt sich über energetische Betrachtungen ein absoluter Nullpunkt definieren, beim Magnetfeld ist diese Normierung willkürlich. Das magnetische Skalarpotential ist streng genommen nicht durch eine Relationalskala, sondern durch eine **Intervallskala** bestimmt, der Nullpunkt wird nach Zweckmäßigkeit durch eine additive Konstante willkürlich definiert. Wenn die Feldstärke bzw. die magnetische Spannung als Potential*differenz* berechnet werden, fällt diese Konstante wieder heraus. Was zu der berechtigten Frage führt, warum man dann eine pseudo-absolute Größe (Potential) definiert, wenn man hinterher nur mit Differenzen (Intervallen) arbeitet. Die Begründung für dieses scheinbar widersinnige Vorgehen ist weniger in der Physik zu finden, als vielmehr in der Mathematik: Die Feld- und Potentialtheorie liefert auf der Basis der komplexen Funktionentheorie ein universelles Werkzeug zur Beschreibung aller Felder – unabhängig von deren individueller absoluter Skalierbarkeit.

Die Mathematik stellt mit dem **Skalarpotential** und mit dem **Vektorpotential** zwei abstrakte Größen zur Verfügung, deren physikalische Interpretation etwas Mühe bereitet. Zunächst soll gleich ein naheliegendes Missverständnis ausgeräumt werden: Obwohl das Magnetfeld ein Vektorfeld ist, hat es ein Vektorpotential und ein Skalarpotential. Das Vektorpotential ist eine jedem Raumpunkt zugeordnete Vektorgröße, das Skalarpotential ist eine jedem Raumpunkt zugeordnete Skalargröße; das Skalarpotential ist aber nicht der Betrag des Vektorpotentials.

Das **Skalarpotential** ψ ist die Größe, aus der durch Differenzbildung die magnetische Spannung V berechnet wird. Lässt man den Abstand zweier Punkte gegen null gehen, so konvergiert die auf diesen Abstand bezogene Potentialdifferenz gegen die Feldstärke $\vec{H}$. Der dabei zu berechnende räumliche Differentialquotient ist der **Gradient**:

$$\vec{H} = -\operatorname{grad}\psi = -\begin{pmatrix} \partial\psi/\partial x \\ \partial\psi/\partial y \\ \partial\psi/\partial z \end{pmatrix}$$

Magnetische Feldstärke als Funktion des Skalarpotentials. Die Einheit des Skalarpotentials ist das Ampere.

Das Skalarpotential ψ ist (wie der Name sagt) ein Skalar, der Gradient ist ein Vektor. Er zeigt in die Richtung der stärksten Feld*zunahme*. Da die o.a. Formel ein Minuszeichen enthält, zeigt der Feldstärkevektor $\vec{H}$ folglich in die Richtung der stärksten Feld*abnahme* (*H*-Abnahme).

Der Gradient einer Konstanten ist null. Da die Gradientenbildung eine lineare Operation ist, ändert eine Offsetverschiebung nichts am Gradient. Deshalb hat die (willkürliche) Festsetzung des Potentialnullpunktes keinen Einfluss auf die Feldstärke: grad(ψ) = grad(ψ + const).

© M. Zollner 2002

Es ist einfach, aus dem Skalarpotential durch Gradientenbildung (räumliche Differentiation) die Feldstärke zu berechnen. Soll umgekehrt aus der Feldstärke das Skalarpotential berechnet werden, ist hierfür ein Linienintegral zu bestimmen. Wie immer, erfordert eine Integration eine additive Konstante – diese legt gleichzeitig den absoluten Potential-Nullpunkt fest. In der folgenden Formel ist dieser Potentialnullpunkt dem Raumpunkt P_0 zugeordnet. Zwischen P und P_0 ist ein Linienintegral zu bilden:

$$\psi(P) = -\int_{P_0}^{P} \vec{H} \cdot d\vec{s} = \int_{P}^{P_0} \vec{H} \cdot d\vec{s}$$

Skalarpotential als Funktion der magnetische Feldstärke. $\psi(P)$ ist das Skalarpotential am Punkt P. Am Punkt P_0 ist das Skalarpotential (willkürlich) zu null gesetzt.

Das **magnetische** Skalarpotential weist eine Besonderheit auf: Es ist nicht überall **definiert**, und falls definiert, ist es entweder unstetig, oder **vieldeutig**. In Raumbereichen, in denen eine elektrische Stromdichte $\vec{J} \neq 0$ zugelassen wird, kann kein Skalarpotential definiert werden. Innerhalb eines elektrischen Leiters gibt es kein Skalarpotential. Es ist hier nicht etwa null, sondern nicht definiert. Außerhalb eines Leiters (z.B. im Luftraum, der als Isolator angesehen wird), ist ein Skalarpotential definierbar. Wenn man an einem Punkt P_0 außerhalb eines geraden, stromdurchflossenen Leiters den Potentialbezugspunkt definiert [$\psi(P_0) = 0$], und entgegen der $\vec{H}$-Richtung den Leiter auf einer Kreisbahn umrundet, wächst das Potential auf positive Werte an. Nach einem vollen Umlauf kommt man wieder am Punkt P_0 an, das Potential entspricht hier der Umlaufspannung. Nach zweimaliger Umrundung entspricht es (am selben Punkt!) der doppelten Umlaufspannung. Das derart definierte Skalarpotential ist stetig, aber vieldeutig. Alternativ könnte man den Definitionsbereich auf einen vollen Umlauf begrenzen; das Skalarpotential wäre dann eindeutig, aber unstetig, denn an der Begrenzung ändert es seinen Wert sprunghaft.

Häufig entscheidet man sich für die zweite Methode, d.h. für ein eindeutiges, aber (räumlich) unstetiges Skalarpotential. Hierzu definiert man ein Gebiet (einen Bereich), das keinen elektrischen Strom führen darf (hier gilt $\vec{J} = 0$), und fügt Trennlinien ein, so dass dieses Gebiet "**einfach zusammenhängend**" wird. In einem einfach zusammenhängenden Gebiet lässt sich *jede* geschlossene Kurve auf einen Punkt zusammenziehen. In **Abb. 4.4** ist der Raum außerhalb des Leiters so ein Gebiet, wenn die Trennlinie als Gebietsgrenze eingefügt wird. Sie verhindert ein mehrfaches Umrunden des Leiters, erzeugt aber gleichzeitig eine Unstetigkeitsstelle (beim direkten Übergang von C nach A).

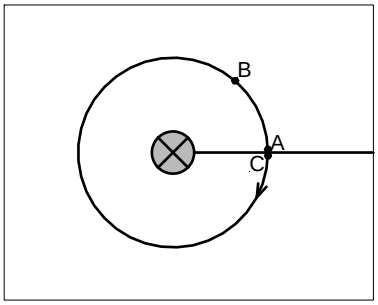


Abb. 4.4: Einfach zusammenhängendes Gebiet um einen stromdurchflossenen Leiter. Die nach rechts verlaufende Linie ist eine Gebiets-Begrenzungslinie. Das Skalarpotential wächst von A über B bis C. Der Pfeil gibt die Richtung des H-Vektors an.

Es mag als Nachteil empfunden werden, dass das Skalarpotential nur außerhalb eines Leiters definiert ist. Dem steht der Vorteil gegenüber, dass anstelle von drei Feldstärkekomponenten (H_x, H_y, H_z) ein (univariater) Skalar ψ zur Feldbeschreibung reicht.

© M. Zollner 2002

Neben dem magnetischen Skalarpotential ist das **magnetische Vektorpotential** definiert; es ermöglicht Feldbeschreibungen sowohl außerhalb als auch innerhalb eines Leiters. Allerdings gehört das Vektorpotential nicht gerade zu den besonders anschaulichen Größen. Vielmehr leitet sich seine Existenzberechtigung aus formal-mathematischen Betrachtungen und darauf aufbauenden numerischen (FEM-) Feldberechnungen ab (Potential- und Feldtheorie, 4.9). Beispielsweise sind mit der FEM-Software "ANSYS" zweidimensionale Felder nur mit dem Vektorpotential berechenbar, nicht mit dem Skalarpotential. Das **Vektorpotential** $\vec{A}$ hängt über eine spezielle räumliche Differentiation, die Rotation, von der Feldstärke $\vec{H}$ ab:

$$\mu \cdot \vec{H} = \nabla \times \vec{A} = \mathrm{rot}\,\vec{A} \qquad \text{Vektorpotential}^{\S}\ \vec{A}$$

μ ist hierbei eine Materialkonstante, die sog. Permeabilität (siehe Kap. 4.3). In kartesischen Koordinaten berechnet sich die **Rotation**, die auch mithilfe des Nablaoperators ∇ dargestellt wird, als Differenz partieller Differentiale:

$$\mathrm{rot}\,\vec{A} = \begin{pmatrix} \partial A_z/\partial y \; - \; \partial A_y/\partial z \\ \partial A_x/\partial z \; - \; \partial A_z/\partial x \\ \partial A_y/\partial x \; - \; \partial A_x/\partial y \end{pmatrix}$$

Rotation in kartesischen Koordinaten.
Die Einheit des Vektorpotentials[§] ist Vs/m.

Bei Magnetfeldern, die **zweidimensional** dargestellt werden können (z.B. parallelebene Felder), hat das Vektorpotential nur eine Komponente; die anderen beiden sind null. Beispielsweise ist bei einem in der *xy*-Ebene definiertem *H*-Feld die H_z-Komponente null; in dem zugehörigen Vektorpotential ist nur A_z von null verschieden. Das ist die Potentialkomponente, die auf der *xy*-Ebene senkrecht steht.

Abb. 4.4 stellt so ein parallelebenes Feld dar. Der Strom fließt in die Zeichenebene hinein, in der *xy*-Ebene entsteht ein *H*-Feld. Das Vektorpotential hat nur eine A_z-Komponente, die parallel zum Stromfluss liegt. Die o.a. Gleichung vereinfacht sich zu:

$$\mu \cdot \vec{H} = \nabla \times \vec{A} = \mathrm{rot}\,\vec{A} = \begin{pmatrix} +\partial A_z/\partial y \\ -\partial A_z/\partial x \end{pmatrix} \qquad \text{2D-Vektorpotential}$$

Mit dem Vektorpotential schafft man eine elegante Möglichkeit, Randbedingungen zu definieren. Dies ist z.B. bei FEM-Berechnungen erforderlich, um Rechnungen zu vereinfachen bzw. eigentlich unendliche Bereiche zu begrenzen. Auch die Definition von Feldlinien ist mit dem Vektorpotential relativ einfach (Kap. 4.7). In **Abb. 4.5** ist der vektorielle räumliche Zusammenhang zwischen Stromdichte und Feldstärke bzw. Flussdichte und Vektorpotential dargestellt.

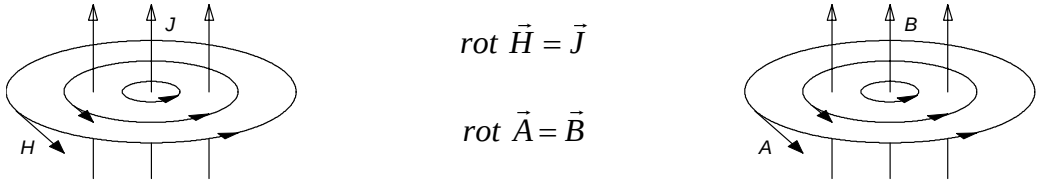


Abb. 4.5: Räumliche Zuordnung zwischen $\vec{J}$ und $\vec{H}$ (links) bzw. $\vec{B}$ und $\vec{A}$ (rechts).

[§] Der Buchstabe $\vec{A}$ darf nicht mit einem Flächenvektor verwechselt werden!

© M. Zollner 2002

4.3 Materie im Magnetfeld

Es hat sich als zweckmäßig erwiesen, Felder in Analogie zu Materieflüssen (Wasserkreis) mit einer **Potentialgröße** und einer **Flussgröße** zu beschreiben. Die Begriffe *Fluss* und *fließen* sind im übertragenen Sinn zu verstehen, im Gegensatz zum Wasserkreis findet im Magnetkreis kein gegenständlicher Fluss statt. Beim Wasserkreis ist der skalare Druck die Antriebsgröße. Wenn der Druck nicht in der gesamten Flüssigkeit gleich ist, sondern ortsabhängig variiert, ergeben sich vektorielle Druckdifferenzen (bzw. –Gradienten) und Kräfte auf die Mediumteilchen, die sich daraufhin entgegen der Gradientenrichtung in Bewegung setzen (fließen). Der Druck kann hierbei als Skalarpotential interpretiert werden, sein Gradient wäre der Feldstärke vergleichbar. Wie schnell die Flüssigkeit fließt, geht aus dieser Betrachtung aber noch nicht hervor, hierzu müssen auch noch mediumkennzeichnende Größen wie z.B. Zähigkeit und Trägheit (sowie Randbedingungen) berücksichtigt werden.

Ganz ähnlich im **elektrischen** Stromkreis: Der Gradient des elektrischen Skalarpotentials ist die elektrische Feldstärke, deren Linienintegral die Spannung ergibt. Um von einer gegebenen Spannung (bzw. Feldstärke) auf den Stromfluss schließen zu können, muss die Materialgröße "Impedanz" (bzw. "Admittanz") bekannt sein. Und nicht anders im **Magnetkreis**: Die magnetische Spannung (bzw. Feldstärke) ist die Antriebsgröße, der magnetische Widerstand des Materials bestimmt die Menge des Magnetflusses. Dieser Fluss ist – wie gesagt – immateriell und damit (wie alle anderen Magnetgrößen) unsichtbar. Solange das gesamte Magnetfeld in ein und demselben Material verläuft, könnte auf die Einführung eines Flusses auch verzichtet werden. Sobald aber mehrere Materialien zu berücksichtigen sind, bringt eine Flussbetrachtung Vorteile. Besonders anschaulich ist hierbei die **Kontinuitätsbedingung**: Sie besagt, dass bei einer inkompressiblen Flüssigkeit der summierte Knotenzufluss null ist. Wenn ein Knoten drei Rohre verbindet, und im ersten Rohr 5 m^3/s zufließen, während im zweiten Rohr 4 m^3/s zufließen, dann müssen im dritten Rohr –9 m^3/s zufließen, d.h. +9 m^3/s abfließen. Dieser Satz ist auch als 1. Kirchhoffscher (Knoten-) Satz bekannt geworden. Nach den gleichem Prinzip teilt sich der Strom am Leitungsknoten, und der Magnetfluss an der Materialverzweigung.

Schon ohne Verzweigung liefert die Flussgröße anschauliche Hinweise: Auch wenn in einem Rohr, dessen Wände undurchdringlich sind (!), der Querschnitt variiert, oder der Strömungswiderstand ortsabhängig ist, so fließt doch (bei inkompressibler Flüssigkeit) durch jeden Querschnitt dieselbe Menge. Entsprechend in der Elektrotechnik: Durch zwei in Reihe geschaltete Widerstände fließt derselbe Strom, auch wenn sich die Ohmwerte unterscheiden.

Die Potentialgröße ist integral und differentiell definiert. Die integralen Größen sind im Wasserkreis der Druck und die örtliche Druckdifferenz; die differentielle Größe ist der Druckgradient. Auch die Flussgröße ist integral und differentiell definiert: Als (Gesamt-) Fluss (beim Wasser z.B. m^3/s), und als **Flussdichte**, d.h. Fluss pro querstehender Fläche (m/s). Den Bezug zwischen differentieller Potential- und Flussgröße liefert die **spezifische Leitfähigkeit**, bzw. der hierzu reziproke **spezifische Widerstand**. "Spezifisch" meint hier sowohl materialspezifisch, aber auch volumenspezifisch.

Beim Wasserkreis ist der Quotient aus Druckgradient und Flussdichte der spezifische Strömungswiderstand. Ist dieser groß, fließt wenig Wasser. Je zäher das Medium, desto größer der spezifische Widerstand, desto langsamer die Strömung. Beim elektrischen Strom gibt der Quotient aus elektrischer Feldstärke (in V/m) und Stromdichte (in A/m^2) den spezifischen Widerstand (in Ωm). Schlechte Leiter haben einen hohen spezifischen Widerstand, sie sind "hochohmig". Die spezifische Leitfähigkeit ist reziprok zum spezifischen Widerstand definiert, beim Stromkreis ist sie der Quotient aus Stromdichte und elektrischer Feldstärke.

© M. Zollner 2002

Im **Magnetkreis** heißt die spezifische Leitfähigkeit **Permeabilität** μ, sie ist der Quotient aus magnetischer Flussdichte *B* und magnetischer Feldstärke *H*:

$$B/H = \mu = \mu_r \cdot \mu_0 \qquad \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}} = 1.257\,\mu\text{H/m} \qquad \text{Permeabilität } \mu$$

Häufig zerlegt man die Permeabilität μ in zwei Faktoren: In die absolute Permeabilität μ_0, und in die dimensionslose relative Permeabilität μ_r. Die absolute Permeabilität, die auch magnetische Feldkonstante heißt, wird in der Einheit Vs/Am angegeben, oder in Henry / Meter (H/m). Hierbei ist Vorsicht geboten: Das kursive *H* ist das Formelzeichen für die Feldstärke, das gerade H steht für die Einheit Henry (1H = 1Vs/A). Manchmal wird Henry auch mit Hy abgekürzt, um Verwechslungen zu vermeiden. Mit µH ist ein **Mikrohenry** gemeint, also 10^{-6} H. Wiederum ist zu unterscheiden: Das kursive μ ist die Permeabilitätsgröße, das gerade µ ist ein Vorsatzzeichen mit der Bedeutung "Millionstel".

Die relative Permeabilität von Vakuum ist 1. Somit kann μ_0 auch als Permeabilität des Vakuums interpretiert werden. Auch in Luft kann μ_0 mit sehr guter Genauigkeit verwendet werden. Bei vielen Materialien weicht μ_r nur sehr wenig von 1 ab; in diesem Fall ist von unmagnetischen Materialien die Rede. Die Physik teilt etwas genauer in paramagnetische und diamagnetische Materialien auf, diese Unterscheidung ist hier aber nicht erforderlich. Für **magnetische Materialien** (Magnetmaterialien) gilt $\mu_r >> 1$. Bei der Elektrogitarre fallen hierunter alle Eisen- und Stahlteile, sowie alle Dauermagnete. Magnetwerkstoffe, die schon durch schwache Felder magnetisiert werden können, nennt man **weichmagnetisch**; das Gegenteil hierzu ist **hartmagnetisch**. Die Grenze, ab wann ein Stoff hartmagnetisch ist, lässt sich nur ungefähr angeben (H_C > 1kA/m, siehe später).

Die **Permeabilität** μ ist die magnetische Leitfähigkeit. Ein Material mit einem großen μ hat eine gute magnetische Leitfähigkeit, schon bei kleiner Feldstärke kann die Flussdichte *B* relativ hoch werden. Im Stromkreis würde man analog von einem leitfähigen, niederohmigen Material sprechen. Wenn Materialien mit unterschiedlicher Leitfähigkeit in Flussrichtung gesehen nebeneinander (parallel) liegen, tritt in dem besser leitenden Material der größere Flussanteil auf. Bei zwei parallelgeschalteten Widerständen fließt im niederohmigen mehr Strom, bei einer parallel-liegenden Luft/Eisen-Schicht wird fast der ganze Magnetfluss auf das Eisen fokussiert, denn dessen μ ist wesentlich größer als μ_0.

Der durch eine querstehende Fläche *S* hindurchtretende elektrische Strom ist $J \cdot S$, also elektrische Stromdichte mal Fläche, und in gleicher Weise ergibt sich der magnetische **Fluss** als Produkt von magnetischer Flussdichte mal Fläche. Steht die Fläche nicht quer zur Richtung der Flussdichte, wird das Skalarprodukt gebildet; ist die Flussdichte ortsabhängig, muss integriert werden:

$$\Phi = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} \qquad \vec{B} = \frac{d\Phi}{dS} \cdot \vec{e}_\Phi \qquad \text{magnetischer Fluss } \Phi$$

Die Flussdichte ist der Quotient aus Fluss und durchflossener Fläche. Wenn als Grenzwert die Fläche gegen null geht, zeigt der Flussdichtevektor in Richtung des Φ-Einheitsvektors.

© M. Zollner 2002

Nur in sehr einfachen Fällen ist die Permeabilität μ eine Konstante. In allen Fällen, in denen μ_r deutlich von 1 abweicht, zeigt μ eine starke nichtlineare Abhängigkeit von *H*. Für kleine *H*-Werte können sehr hohe μ_r-Werte erreicht werden (über 10000). Mit zunehmender Feldstärke wird das Material dann "magnetisch gesättigt", und μ_r nimmt ab. Damit darf das Magnetfeld aber nicht mehr als lineares System betrachtet werden, was weitreichende Konsequenzen hat: Es kommt zu **nichtlinearen Verzerrungen**, das Überlagerungsprinzip gilt nicht mehr, es gibt keine Übertragungsfunktion und keine Impulsantwort. Auch von Zeitinvarianz darf nicht mehr ausgegangen werden, denn die Speicherfähigkeit permanentmagnetischer Materialien führt zu Hysterese: Beim Erhöhen der Feldstärke entsteht ein anderer Fluss als beim Erniedrigen. Schließlich ist noch zu berücksichtigen, dass insbesondere in starken Magneten die Permeabilität richtungsabhängig ist; μ_r wird in diesen anisotropen Materialien zum Tensor.

Im einfachsten Fall ist das Material **isotrop** und **linear**. Dann ist μ_r eine Konstante, und die Feldrichtungen des $\vec{B}$- und $\vec{H}$-Vektors stimmen überein: $\vec{B} = \mu \cdot \vec{H}$. Auch bei nichtlinearem *B*/*H*-Zusammenhang ist näherungsweise eine lineare Betrachtung möglich, wenn die Aussteuerung relativ klein ist (Linearisierung, Tangentennäherung, Taylor-Reihe). Sofern die Aussteuerung nicht mehr als klein angesehen werden darf, ist ein **isotrop/nichtlineares** Modell erforderlich; μ wird hierzu als *H*-abhängige Kurvenschar definiert.

Beim **anisotrop/linearen** Modell ist μ zwar von *H* unabhängig, hängt aber von der Raumrichtung (relativ zu den Kristallachsen) ab:

$$\vec{B} = \begin{pmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & \mu_{xz} \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & \mu_{yz} \\ \mu_{zx} & \mu_{zy} & \mu_{zz} \end{pmatrix} \cdot \vec{H} \qquad \rightarrow \qquad \vec{B} = \begin{pmatrix} \mu_x & 0 & 0 \\ 0 & \mu_y & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{pmatrix} \cdot \vec{H}$$

Durch Wahl eines geeigneten Koordinatensystems kann der μ-Tensor so vereinfacht werden, dass nur noch drei Elemente übrig bleiben. Hierzu zeigt eine Koordinatenrichtung in die Vorzugsrichtung des Materials (das ist die Richtung mit dem größten μ); die anderen beiden μ-Werte sind dann kleiner, und häufig untereinander gleich groß.

Anisotrop/nichtlineare Materialien sind nur mit großem Aufwand beschreibbar. Im einfachen Fall stellt man jede der drei μ-Komponenten als *H*-abhängige Kurve bzw. Kurvenschar dar. Dabei wird aber nicht berücksichtigt, dass zwischen den drei Raumrichtungen nichtlineare Kopplungen existieren können. Deren exakte Modellierung scheitert zumeist an der zu ungenauen Messtechnik und an der Parametervielfalt.

Materialien mit großem μ_r werden **ferromagnetisch** genannt, weil zumeist Eisen (Ferrum) für die Magnetisierbarkeit sorgt. Daneben zeigen aber auch Kobalt und Nickel sowie einige seltene Erden und spezielle Legierungen magnetisches Verhalten. Ein Eisen-Einkristall ist anisotrop, sein μ_r ist am größten in Richtung der Würfelkante. Da im unmagnetisierten (jungfräulichen) Zustand beim natürlichen Eisen aber alle Einzelkristalle in unterschiedliche Richtungen orientiert sind, ergibt sich in summa Isotropie (Quasiisotropie). Durch spezielle Herstellungsverfahren (z.B. Abkühlen im Magnetfeld, Auskristallisieren auf der Schreckplatte) kann aber anisotropes Verhalten gezüchtet werden.

© M. Zollner 2002

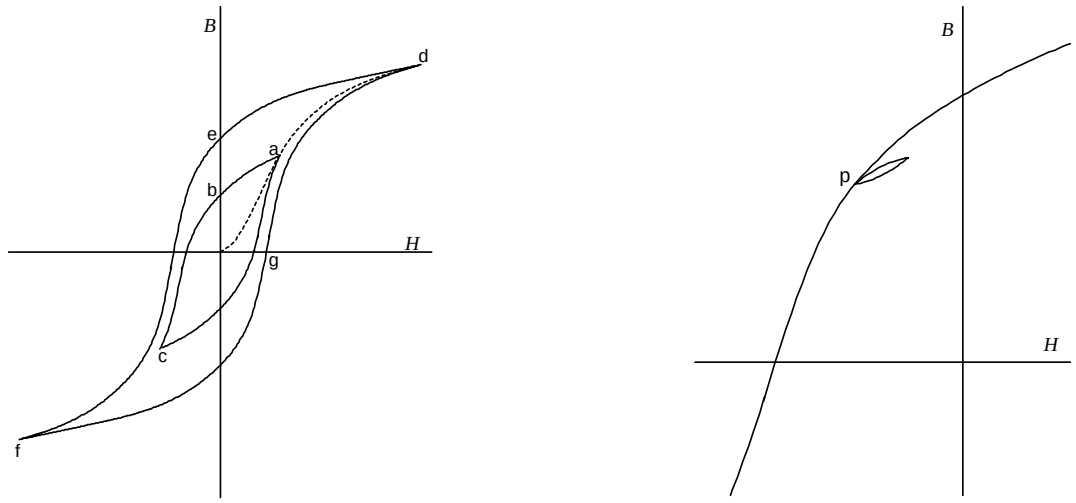


Abb. 4.6: Ferromagnetische Magnetisierungskurven (linkes Bild).
Im unmagnetisierten Zustand sind Feldstärke *H* und Flussdichte *B* null (Ursprung). Vergrößert man *H* z.B. bis zum Punkt **a**, so erhöht sich *B* gemäß der gestrichelt gezeichneten Neukurve. Beim Nullsetzen von *H* geht *B* aber nicht auf null zurück, sondern auf den mit **b** markierten Wert. Durch Anlegen einer negativen Feldstärke gelangt man z.B. zum Punkt **c**, bei Feldumkehr wieder zu **a**. Vergrößert man die Feldstärke weiter, erreicht man über die Neukurve den Punkt **d**. Wird jetzt die Feldstärke null gesetzt, stellt sich eine remanente Flussdichte bei **e** ein.
Das rechte Bild zeigt reversible Änderungen bei sehr kleiner Aussteuerung (Reversible Permeabilität).

In **Abb. 4.6** ist der nichtlineare *B*/*H*-Zusammenhang für ein ferromagnetisches Material dargestellt. Diese "**Hystereseschleife**" genannte Kurve ist nicht nur gekrümmt, sie zerfällt auch in zwei Äste: Nähert man sich einem bestimmten Feldstärkewert durch Vergrößern der Feldstärke (Annähern von links), so erhält man einen kleineren *B*-Wert als bei Annäherung durch Verkleinerung des *H*-Wertes (Annäherung von rechts). Die in Abb. 4.6 dargestellte Schleife kann nur im Gegenuhrzeigersinn durchlaufen werden.

Für betragsmäßig große Feldstärken konvergieren der aufsteigende und der abfallende Kurvenast gegen eine gemeinsame Asymptote – das Material ist magnetisch gesättigt. Wird aus dieser Sättigung heraus die Feldstärke null gesetzt, so bleibt als Ordinatenschnittpunkt eine permanente Flussdichte übrig, die Remanenz-Flussdichte oder kurz **Remanenz** genannt wird. In Abb. 4.6 ist der Remanenzpunkt mit **e** eingezeichnet. Um die Flussdichte auf null zu reduzieren, muss eine Gegen-Feldstärke angelegt werden, die **Koerzitiv-Feldstärke** genannt wird. In älterer Literatur ist auch von "Koerzitivkraft" die Rede. In Abb. 4.6 ist der Koerzitivpunkt als Abszissenabschnitt der äußersten Hystereseschleife mit **g** eingezeichnet.

Die Flussdichte folgt den in Abb. 4.6 dargestellten Kurven nur bei monotoner *H*-Änderung. Wenn *H* im rechten Bild von **Abb. 4.6** – ausgehend von positiven Werten – zuerst bis zum Punkt **p** verringert wird, und anschließend wieder um einen kleinen Wert vergrößert wird, erfolgt der Rücklauf nicht auf dem groß eingezeichneten Hystereseast, sondern auf dem unteren Teil der schräg stehenden Lanzette. Die Rückkehr zu **p** erfolgt auf dem oberen Lanzettenabschnitt. Für sehr kleine Änderungen um den Arbeitspunkt **p** fallen sie Lanzettenabschnitte näherungsweise zusammen, ihre approximierte Steigung ergibt die **reversible Permeabilität**. Sie entspricht nicht dem Differentialquotient der *B*/*H*-Kurve, sondern ist kleiner als dieser (siehe Magnetodynamik).

© M. Zollner 2002

4.3.1 Weichmagnetische Materialien

Weichmagnetische Materialien zeichnen sich durch eine schlanke Hystereseschleife, d.h. durch niedrige Koerzitiv-Feldstärke aus. Es fällt leicht, sie permanent zu magnetisieren, aber schon kleine externe Magnetfelder ändern diese Magnetisierung wieder auf neue Werte. Der Begriff *weich*magnetisch soll diese leichte (magnetische) Beeinflussbarkeit zum Ausdruck bringen und bedeutet nicht zwangsläufig geringe Härte. **Eisen** ist der gebräuchlichste magnetisch weiche Stoff. Neben der chemischen Zusammensetzung ist für die Magneteigenschaften aber auch der kristalline Aufbau verantwortlich: Kaltverfestigung bzw. Weichglühen ändern die Magneteigenschaften. Bereits kleine Zusätze im unteren Prozentbereich können sowohl die mechanische als auch die magnetische 'Härte' verändern.

Die **Koerzitiv**-Feldstärke weichmagnetischer Materialien liegt typischerweise unter 1 kA/m, in Sonderfällen unter 1 A/m. Die **Remanenz**-Flussdichten liegen häufig zwischen 0,8 – 1,5 T, in Sonderfällen auch unter 0,1 T. Für die **Permeabilität** kann kein Einzahlwert angegeben werden, da sie stark aussteuerungsabhängig ist. Bei Gusseisen liegt die relative Permeabilität im Bereich zwischen 50 – 500, Spezialmetalle erreichen über 300000.

Im Tonabnehmer sorgen weichmagnetische Materialien für eine gezielte Magnetflussführung. Der von einem Dauermagnet erzeugte Fluss wird durch weichmagnetische **Polstücke** kanalisiert und gebündelt auf die schwingenden Saiten gelenkt. Diese Polstücke können massive Metallblöcke sein, aber auch lamellierte Blechpakete oder höhenverstellbare Schrauben. Manche Tonabnehmer (z.B. Fender, alte Stratocaster) haben auch gar keine Polstücke.

4.3.2 Hartmagnetische Materialien

Hartmagnetische Materialien sollen nach dem Magnetisieren ihr Magnetfeld möglichst lange und unbeeinflusst behalten; sie brauchen eine hohe Koerzitiv-Feldstärke. Weil ihr Feld (bei richtiger Behandlung) Jahrzehnte überdauert, werden sie auch dauermagnetische (oder permanentmagnetische) Werkstoffe genannt. Die **Koerzitiv**-Feldstärke beträgt bei einfachen Stahlmagneten ca. 5 kA/m, bei den in Tonabnehmern häufig verwendeten Alnico-Legierungen ca. 32 – 62 kA/m, mit Spezialmagneten sind bis zu 2000 kA/m erreichbar. Die **Remanenz** liegt im Bereich zwischen 0,5 – 1,5 T. Die Permeabilität ist – wie auch bei weichmagnetischen Werkstoffen – stark vom Arbeitspunkt abhängig, für μ_r ergeben sich Werte zwischen 1 – 5. Magnete mit hoher Koerzitiv-Feldstärke haben tendenziell kleineres μ_r.

4.3.3 Unmagnetische Materialien

Perfekt unmagnetisch ist nur Vakuum. Bei diamagnetischen Stoffen ist μ_r geringfügig kleiner als 1 (z.B. 0,99998 bei Pb), bei paramagnetische Stoffen ist μ_r geringfügig größer (1,00002 bei Al). Derartig kleine Effekte sind bei Tonabnehmermessungen völlig unerheblich, weshalb Stoffe wie: Holz, Kupfer, Aluminium, alle Kunststoffe (PVC, Nylon), Lack, Messing, Bronze als praktisch unmagnetisch (und somit auch nicht magnetisierbar) angesehen werden.

© M. Zollner 2002

4.4 Tonabnehmer-Magnete

Es gibt mehrere Möglichkeiten, die Schwingungen einer Saite zu erfassen und in elektrischen Strom zu wandeln. Eine dieser Möglichkeiten beruht auf dem **Induktionsprinzip**: Ein sich zeitlich änderndes Magnetfeld induziert (erzeugt) in einer Leiterschleife (Drahtwicklung) eine elektrische Spannung. Tonabnehmer, die nach diesem Prinzip arbeiten, heißen Magnettonabnehmer. Das Magnetfeld wird von einem Dauermagnet erzeugt, und von der schwingenden Saite (zeitabhängig) verändert.

Die Magnete der meisten Fender- und Gibson-Tonabnehmer sind aus **Alnico**-Legierungen hergestellt, und auch bei anderen Herstellern hat dieser Werkstoff eine besondere Bedeutung. Dauermagnete sind seit der Antike bekannt, effiziente Dauermagnete gibt es aber erst seit Beginn des 20. Jahrhunderts. Zunächst waren C-Stahlmagnete im Einsatz, Verbesserungen brachten Cr- und Co-Stähle. Mitte der 30er-Jahre wird in Japan das **Mishima-Metall** (13.5% Al, 28.5% Ni, Rest Fe) entwickelt, kurz darauf die **MK-Legierung** (13Al, 25Ni, 4Cu). Anfangs nannte man diese Legierungen noch *Stähle*. Nach heutigem Sprachgebrauch enthält ein Stahl aber Kohlenstoff, und der ist in Alni- bzw. Alnico-Legierungen unerwünscht; deshalb wird heute von Magnet-Legierungen gesprochen. **Alnico**-Legierungen enthalten neben dem Hauptbestandteil Eisen in unterschiedlicher Zusammensetzung: **Al**uminium, **Ni**ckel, **Co**balt, Kupfer, Titan, sowie weitere Zusätze. Die ersten Legierungen wurden noch ohne Kobalt hergestellt, weswegen sie manchmal als Alni-Magnete bezeichnet werden – manchmal aber auch als Alnico-Magnete, selbst wenn kein Kobalt enthalten war.

Die Geschichte der Alnico-Magnete beginnt ca. 1935, zu einer Zeit, als in den USA die ersten kommerziellen Gitarrentonabnehmer entwickelt werden. Gibson baut 1935 in die "Hawaiian Electric" einen Magnettonabnehmer ein, der noch einen riesigen, 11 cm langen Hufeisen-Stahlmagnet enthält. Der Entwickler ist **Walter Fuller**, bekannt wurde der Tonabnehmer aber nach dem Gitarrist, der ihn in seiner Gitarre öffentlich einsetzte, als Charlie-Christian-Pickup. In den 40er-Jahren halten bei Gibson die ersten Alnico-Magnete Einzug, Ende der 40er bringt Walter Fuller einen neuen Tonabnehmer mit wesentlich kleineren Alnico-Balkenmagneten auf den Markt: Den **P 90**, der bis heute noch gebaut wird. Etwa gleichzeitig beginnt Leo Fender mit der Produktion der Broadcaster, die kurz darauf in **Telecaster** umbenannt wird. Auch sie hat Alnico-Magnete in den Tonabnehmern, allerdings in Zylinderform.

Eine der ersten in den USA hergestellten Alnico-Legierungen ist **Alnico 3** (bzw. Alnico III). Der Al-Gehalt ist 12%, mit 24 – 26% Ni und 0 – 3% Cu-Zusatz; Co war noch nicht enthalten. Die etwas stärkere **Alnico-2**-Legierung enthält 10% Al, 17-19% Ni, 12-13% Co, 3-6% Cu. Ab etwa 1940 sind die noch stärkeren **Alnico-5**-Magnete verfügbar, mit 10% Al, 17-19% Ni, 12-13% Co, 3-6% Cu. In den Folgejahren entsteht eine Vielzahl weiterer Magnetmaterialien, die im Falle der Alnico-Legierungen mit Ziffern und ergänzenden Buchstaben gekennzeichnet werden. Patente und Warenzeichen schützen Mischungsverhältnisse und Handelsnamen, was zu immer neuen Bezeichnungen führt: Nialco, Ticonal, Alcomax, Hycomax, Hynico, Ugimax, Columax, Koerzit, Oerstit, Gaussit und viele mehr. In den Fünfzigerjahren ist ein neuer Magnettyp erhältlich, der keine teueren Legierungsbestandteile benötigt: **Ferritmagnete** erobern sich in kurzer Zeit die Spitzenposition im Magnetmarkt. Mit Beginn der Siebzigerjahre sind neue Hochleistungs-Magnete aus seltenen Erden erhältlich, mit denen die Energiedichte etwa verfünffacht werden kann. Die Tonabnehmerhersteller erkennen aber, dass starke Magnete nicht nur die Lautstärke erhöhen, sondern auch den Klang verändern, weswegen im Zuge einer Rückbesinnung auf alte Werte wieder Alnico-Magnete zum Favorit erklärt werden.

© M. Zollner 2002

4.4.1 Alnico-Magnete

Alnico-Legierungen enthalten 7 – 13% Al, 12 – 28% Ni, bis zu 40% Co, bis zu 6% Cu, sowie u.U. kleine Mengen an Ti, Si, S, Nb. Bei Gitarren-Tonabnehmern ist oft von Alnico 5 (oder auch Alnico V) die Rede. Diese in den USA übliche Bezifferung (Alnico 1 bis 12) sollte den BH_{max} -Wert (volumenspezifischer Energiegehalt) aufsteigend klassifizieren – eine präzise Spezifikation von Magneteigenschaft und Zusammensetzung ist hiermit aber nicht gegeben. Insbesondere ist zu berücksichtigen, dass Alnico 2 stärker ist als Alnico 3. Für Tonabnehmer werden vor allem Alnico 2, Alnico 3 und Alnico 5 verwendet.

	B_r / T	H_c / kA/m	BH_{max} / kJ/m^3	Al	Ni	Co	Cu	Ti
Alnico 3	0.65 - 0.75	32 - 45	10 - 11	12	24-26	0	0-3	–
Alnico 2	0.7 - 0.85	34 - 52	12 - 14	10	17-19	12-15	3-6	0.5
Alnico 5	1.1 - 1.3	50 - 62	30 - 50	8	12-15	23-25	0-4	0-0.5

Tabelle: Magnetische Eigenschaften und prozentuale Zusammensetzung von Alnico-Magneten; Rest = Fe.

Bei Alnico-Magneten wird herstellungsbedingt zwischen gegossenen und gesinterten unterschieden, die isotrop oder anisotrop sein können. Zur Herstellung **gegossener** Magnete erhitzt man die metallischen Bestandteile bis zur Verflüssigung, und gießt die Schmelze in Formen, wo sie dann erstarrt (Sandguss, Kokillenguss, Vakuum-Feinguss). Gussmagnete haben unbehandelt eine dunkelgraubraune Farbe. Beim **Sintern** werden die fein gemahlenen Bestandteile unter hohem Druck bei hoher Temperatur zusammengebacken (gesintert). Sintermagnete sehen metallisch glänzend (nickelähnlich) aus. Im Gegensatz zu Gussmagneten haben Sintermagnete bessere mechanische, aber geringfügig schlechtere magnetische Eigenschaften. Insbesondere ist die Remanenz geringfügig kleiner als bei Gussmagneten; die Koerzitiv-Feldstärke ist vergleichbar. Sintermagnete können nur in kleinen Abmessungen und großen Stückzahlen wirtschaftlich hergestellt werden. Sie weisen weniger Poren, Lunker und Risse auf als Gussmagnete und halten die vorgeschriebene Zusammensetzung besser ein. Aufgrund ihrer sehr hohen mechanischen **Härte** (Rockwellhärte 45 – 60 HRC) können Alnico-Magnete nur durch Schleifen bearbeitet werden; die Schliffflächen sehen metallisch glänzend aus.

Isotrope Materialeigenschaften sind richtungsunabhängig. **Anisotropie** bedeutet demgegenüber, dass eine räumliche Vorzugsrichtung existiert, in der eine (in diesem Fall magnetische) Eigenschaft besonders ausgeprägt ist (*oriented material*). Sowohl Guss- als auch Sintermagnete sind ohne Spezialbehandlung isotrop.

Magnetlegierungen mit Al-, Ni-, Co-Bestandteilen wurden und werden weltweit unter verschiedenen Handelsbezeichnungen produziert. Da die ersten kommerziell erfolgreichen Tonabnehmer in den USA entwickelt (und gewickelt) wurden, hat sich die amerikanische Bezeichnung Alnico durchgesetzt. **Seth Lover**, Entwickler des Gibson "Patent-Applied-For"-Humbuckers, antwortet auf die Frage, ob er *immer* Alnico-V-Magnete verwendete: "Wir haben auch Alnico II und III verwendet, weil Alnico V nicht immer zu kaufen war. Wir haben gekauft, was gerade verfügbar war, weil das alles gute Magnete waren. Der einzige Unterschied war, dass Alnico V seine Magnetisierung nicht so schnell verlor [13]."

© M. Zollner 2002

Aus physikalische Sicht gibt es da einiges zu ergänzen, aus kommerzieller Sicht offensichtlich auch: Gibson teilt 2002 auf seiner Homepage mit: *"BurstBucker pickups now give guitarists a choice of three replica sounds from Gibson's original "Patent Applied For" pickups – the pickups that give the '59 Les Paul Standard it's legendary sound. ... with unpolished **Alnico II** magnets and no wax potting of the coils, just like the originals"*. Bevor man sich nun aber Gedanken macht, warum heute Replika-Tonabnehmer aus Magnetmaterial hergestellt werden, das ursprünglich nur Lückenbüßer war, sollte man daran denken, dass sowohl Alnico II als auch Alnico V in unterschiedlichen Varianten hergestellt werden. C. Heck [21] führt vier verschiedene amerikanische Alnico-II-Versionen und 8 verschiedene Alnico-V-Versionen auf:

	B_r / T	H_c / kA/m	BH_{max} / kJ/m^3	Al	Ni	Co	Cu
Alnico II	0.73	46	12.8	10	17	12.5	6
Alnico II A	0.70	52	13.6	10	18	13	6
Alnico II B	0.75	46	13.6	10	19	13	3
Alnico II H	0.84	48	16.8	10	19	14.5	3

	B_r / T	H_c / kA/m	BH_{max} / kJ/m^3	Al	Ni	Co	Cu
Alnico V A	1.20	58	40	8	15	24	3
Alnico V AB	1.25	55	44	8	14.5	24	3
Alnico V$_{ABDG}$	1.31	56	52	8	14.5	24	3
Alnico VB (V)	1.27	52	44	8	14	24	3
Alnico VBDG	1.33	55	52	8	14	24	3
Alnico V C	1.32	46	44	8	13	24	3
Alnico V E	1.10	56	36	8	14.5	24	3
Alnico V-7	1.28	62	56	8	14	23	3

Tabelle: Magnetische Eigenschaften und prozentuale Zusammensetzung von Alnico-Magneten; Rest = Fe.

"Das" Alnico-5-Material gibt es offensichtlich gar nicht, die in dieser Tabelle angegebene Remanenz streut um ±10%, die Koerzitiv-Feldstärke um ±11%. Wie sehr sich die Hysterese-Schleifen unterscheiden, zeigt **Abb. 4.7.** Die Einheiten entsprechen dem in den USA üblichen CGSA-System, 1 Oe = 80 A/m, 10 kG = 1 T, 1 MGOe = 8 kJ/m^3. Wenn Überlegungen angestellt werden, ob Alnico 5 besser "klingt" als Alnico 2, muss natürlich auch untersucht werden, um welche spezielle Alnico-Untergruppe es sich handelt. Hierbei ist besonders problematisch, dass die magnetischen Eigenschaften eines Werkstoffes nicht nur von dessen chemischer Zusammensetzung abhängen, sondern auch von den physikalischen Parametern des Herstellungsprozesses. Insbesondere können Temperaturbehandlungen und externe Magnetfelder bleibende (permanente) Auswirkungen erzeugen.

© M. Zollner 2002

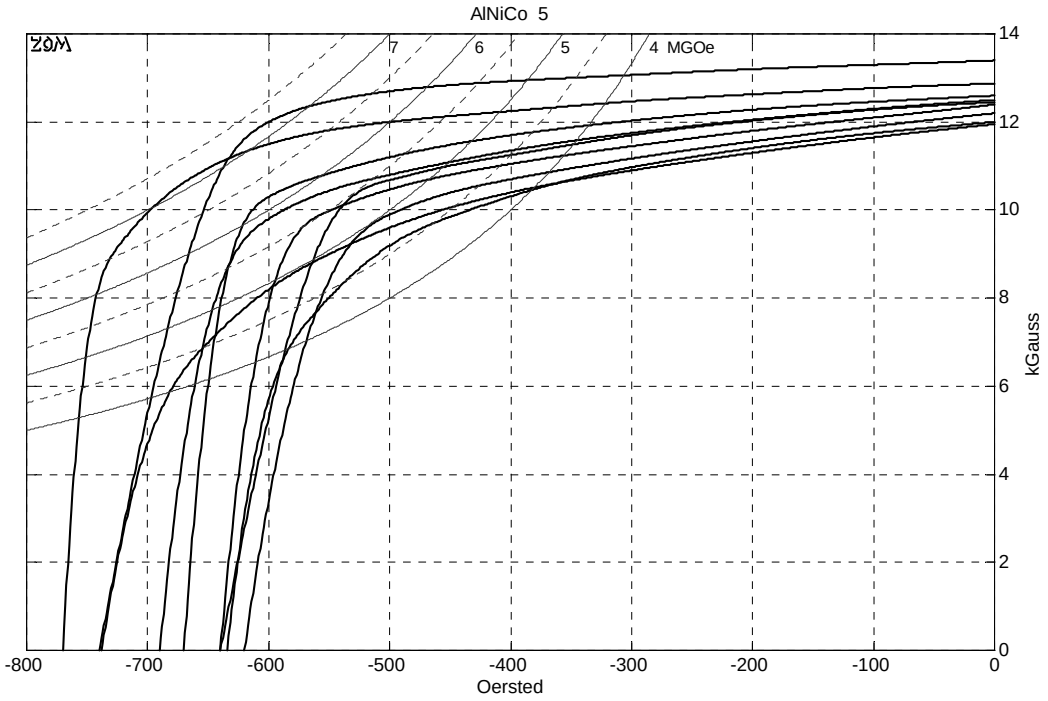


Abb. 4.7: *B/H*-Kennlinien diverser Alnico-5-Magnete [22, 23]. 1Oe = 80A/m, 10kG = 1T, 1MGOe = 8kJ/m^3.

Zum Verständnis der Alnico-Eigenschaften sind Grundkenntnisse in Werkstoffkunde hilfreich: Beim festen Metall ordnen sich die Atome in einer raumperiodisch regulären Gitterstruktur an. Dieses **Kristallgitter** ist allerdings nicht ganz exakt gebaut, sondern enthält Gitterfehler, die wesentlichen Einfluss auf die Werkstoffeigenschaften haben. Energiezufuhr (Erwärmen) bewirkt, dass die Atome aus dem starren Verband in einen lockeren übergehen, das Metall wird flüssig. Beim anschließenden **Abkühlen** (Erstarren) beginnt an vielen Stellen (sog. **Kristallisationskeimen)** gleichzeitig die Kristallbildung. Von hier aus wachsen die im Innern regelmäßig aufgebauten Kristalle, die auch Körner oder **Kristallite** genannt werden, bis sie an die Nachbarkristallite stoßen. Im abgekühlten Zustand liegt das Metall wieder als **polykristallines Gefüge** vor. Polykristallin bedeutet, dass das gesamte Metallvolumen aus vielen einzelnen Kristalliten aufgebaut ist, die an ihren Korngrenzen aneinander stoßen. In seinem Innern ist jeder dieser Kristallite **einkristallin**, d.h. hier sind alle Atome im Wesentlichen raumperiodisch angeordnet; die Kristallachsen der einzelnen (nur einige Mikrometer großen) Kristallite zeigen aber in unterschiedliche Richtungen.

Die Eigenschaften eines Kristallgitters ergeben sich aus seinen Bausteinen, deren Bindung und der Gittergeometrie. Bekanntlich besteht sowohl Diamant als auch Graphit aus reinem Kohlenstoff. Beide Materialien (die allerdings nicht zu den Metallen zählen) haben völlig unterschiedliche physikalische Eigenschaften, weil bei ihnen die Kohlenstoffatome in unterschiedlicher Kristallstruktur (kubisch bzw. hexagonal) angeordnet sind. Auch einige Metalle kommen in unterschiedlicher Kristallstruktur (polymorph) vor: Eisen, Kobalt, Mangan, Titan, Zinn, Zirkon. Bei ihnen ändert sich beim Durchschreiten eines charakteristischen Temperaturpunktes der Gitteraufbau, und damit die Materialeigenschaft. Besonders ausgeprägt ist die Gitterabhängigkeit der Materialeigenschaften bei Legierungen, d.h. Metallgemischen. Beispielsweise können bei der Eisen-Kohlenstoff-Legierung **Stahl** durch Härten oder Glühen physikalische Eigenschaften geändert werden, obwohl die chemische Zusammensetzung nicht wesentlich verändert wird. Auch Nichteisenmetalle wie z.B. Kupfer können bei gleichbleibender chemischer Zusammensetzung ihre Steifigkeit ändern, wenn sie gebogen werden (Kaltverfestigung). Ursache ist ebenfalls eine Gitterumwandlung (Gitterfehler).

© M. Zollner 2002

Auch die magnetischen Stoffeigenschaften hängen vom Kristallaufbau ab. Beim Eisenatom erzeugen die um den Atomkern *kreisenden* Elektronen individuelle Magnetfelder, die sich aber nach außen vollständig kompensieren; nicht vollständig kompensiert werden hingegen die vom Elektronen*spin* verursachten Magnetfelder, so dass jedes Atom einen magnetischen **Elementardipol** darstellt. Interatomare Kräfte versuchen nun, die Dipolrichtungen sowohl zueinander parallel, als auch parallel zu den Kanten des würfelförmigen Eisenkristalls zu drehen. Im Würfel gibt es sechs vorzeichenbehaftete orthogonale Kanten-Richtungen, und in diese sechs Richtungen zeigen die Elementardipole eines nichtmagnetisierten Eisenkristalls. Hierbei bilden sich Bezirke benachbarter Atome mit gleicher Magnetisierungsrichtung aus. PIERRE WEISS postulierte als erster das Vorhandensein solcher Bezirke mit richtungsgleicher Magnetisierung, die seither WEISSsche Bezirke, Elementarbezirke oder **Domänen** genannt werden. Alle Domänen sind magnetisch gesättigt, alle Atome im Innern einer Domäne haben dieselbe magnetische Ausrichtung. Im Allgemeinen enthält ein Kristallit viele Domänen, deren individuelle Ausrichtung mit statistischer Verteilung den sechs Kristallrichtungen entspricht. Aufgrund der statistischen Gleichverteilung wirkt das gesamte Eisenstück nach außen zunächst unmagnetisch.

Beim Anlegen eines sehr schwachen äußeren Magnetfeldes (beim Magnetisieren) verschieben sich zunächst reversibel die Grenzflächen der Domänen, die nach FELIX BLOCH **Blochwände** genannt werden. Hierbei vergrößern sich Domänen, deren Magnetisierungsrichtungen die Richtung des äußeren Feldes unterstützen. Mit zunehmender äußerer Feldstärke kommt es zu einer **irreversiblen** Verschiebung, d.h. beim Abschalten des Feldes kehren die Blochwände nicht mehr in ihre Ausgangslage zurück, sondern bleiben in der nächstgelegenen energetisch günstigen Lage hängen. Die Blochwandverschiebungen können bis zur Degeneration (Vernichtung) kleiner Domänen zugunsten großer führen. Bei noch stärkerer Feldzunahme drehen sich die Elementardipole (reversibel und/oder irreversibel) aus der Kristallachsenrichtung in die Richtung des äußeren Feldes. Sobald es zu irreversiblen Änderungen kommt, sind die Magnetisierungsrichtungen der (neu geformten) Domänen nicht mehr räumlich gleichverteilt, auch nach Abschalten des äußeren Feldes bleibt eine dauerhafte (permanente) Magnetisierung (**Remanenz**) zurück.

Dauermagnete zeichnen sich dadurch aus, dass die Magnetisierung ihrer Domänen durch äußere Felder nur sehr schwer verändert werden kann. Eine Möglichkeit, dieses Ziel zu erreichen, besteht darin, die Magnetpartikel so zu verkleinern, dass sie keine Blochwände mehr enthalten, dass also jeder Magnetkristallit nur mehr eine einzige Domäne enthält. Hierbei können beim Anlegen des äußeren Feld nur noch die schwer erreichbaren Drehprozesse auftreten, nicht mehr die leicht erreichbaren Blochwandverschiebungen. Kleine Magnetteilchen lassen sich durch Zerkleinern herstellen (Pulvermagnete), oder beim Abkühlen von geschmolzenen Legierungen. Alnico-Magnete gehören zu den **Ausscheidungslegierungen**, in denen durch geeignete Wärmeeinwirkung (Wärmebehandlung) Magnetteilchen mit der richtigen Größe gezüchtet werden können.

Legierungen sind Stoffgemenge mit metallischen Eigenschaften. Bei Alnico ist die Hauptkomponente (das Basismetall) Eisen, dem Legierungselemente (Al, Ni, Co, Cu) zugemischt werden. Bei starkem Erwärmen (auf z.B. 1670°C) mischen sich alle Komponenten in einer flüssigen Schmelze, die beim Abkühlen erstarrt. Die erstarrte Legierung ist bei Temperaturen über 1100°C einphasig (Phase = Kristallart), d.h. sie besteht aus nur einer kubisch-raumzentrierten Kristallart (α). Obwohl die Legierung bereits fest geworden ist, wird die Mischbarkeit der Komponenten auch als *Löslichkeit* bezeichnet, aber im Sinne einer festen Lösung. Für die Löslichkeit der Legierungskomponenten gibt es allerdings eine Löslichkeitsgrenze, und die ist temperaturabhängig: Mit abnehmender Temperatur nimmt auch die maximale Löslichkeit ab.

© M. Zollner 2002

Die bei hohen Temperaturen vorliegenden homogenen einphasigen Mischkristalle zerfallen beim Abkühlen in zwei neue, ebenfalls kubisch-raumzentrierte Phasen: In die Fe-Ni-Al-**Matrix** (α_2, Grundsubstanz), und in eine darin fein verteilte Fe-Co-Phase (α_1). Die Matrix ist nur schwach magnetisch, die in Kugel- und Stäbchenform auftretende Fe-Co-Phase hingegen stark ferromagnetisch. Die Gefügeumwandlung vom einphasigen in den zweiphasigen Zustand, die beim Abkühlen zwischen 850 ... 750°C auftritt, wird **spinodale Entmischung** [24] (spinodal decomposition, spinodal dissociation) genannt. Elektronenmikroskopische Aufnahmen haben gezeigt, dass sich die entstehenden ('ausgeschiedenen') α_1-Teilchen entlang der Matrix-Würfelkanten anordnen. Wenn die Teilchen bei ihrer Entstehung magnetisierbar sind, können sie durch ein externes Magnetfeld so beeinflusst werden, dass sie sich in einer **Vorzugsrichtung** ablagern. Hierfür muss aber durch geeignete Kobaltbeimischungen die Curie-Temperatur soweit abgesenkt werden, dass sie unterhalb der Spinodal-Temperatur liegt, denn nur oberhalb der Curie-Temperatur sind Ferromagnetika magnetisierbar. Magnetwerkstoffe, die auf diese Weise in einem externen Magnetfeld abgekühlt wurden, zeigen eine räumliche **Anisotropie**, d.h. ihre magnetischen Eigenschaften sind richtungsabhängig. Die Größe der bei der spinodalen Entmischung entstandenen α_1-Teilchen lässt sich durch mehrstündiges Glühen (Anlassen, **Tempern**) bei ca. 600°C dann noch in weiten Grenzen verändern – und hiervon hängt ganz wesentlich die erreichbare Koerzitiv-Feldstärke ab. Am effizientesten sind längliche Teilchen, deren Länge ein Mehrfaches des Durchmessers beträgt, aber noch unter der kritischen Grenze für Blochwandbildung bleibt.

Bei der Entmischung entstehen kubische Matrixkristalle mit zufälliger Richtungsorientierung; ihre Kanten zeigen gleichverteilt in alle Richtungen. (Beim einzelnen Kristallit sind die Richtungen natürlich orthogonal). Beim Abkühlen im Magnetfeld lagern sich nun die α_1-Teilchen zwar bevorzugt in der nächstgelegenen Kantenrichtung an, aber da die Kristallite in unterschiedliche Richtungen orientiert sind, wird noch nicht das bestmögliche Ergebnis erreicht. Hierfür müssten alle Kristallite der Matrix parallel zueinander ausgerichtet sein, d.h. in parallele Gitterrichtungen gewachsen sein. Durch spezielle Herstellungsverfahren (unidirektionaler Wärmeentzug, homogener Temperaturgradient, Schreckplatte) gelingt es, diesem Ideal nahe zu kommen. Derartig hergestellte Magnete werden *kornorientiert*, *kristallorientiert*, *vorzugsgerichtet* oder *stängelkristallin* genannt. Ihre guten Daten erreichen sie allerdings nur, wenn zum orientierten Kristallaufbau (**Kristallanisotropie** der Matrix) eine passende Magnetfeldbehandlung erfolgt (**Formanisotropie** der α_1-Teilchen).

Dieser kurze Exkurs in die Werkstoffkunde sollte zeigen, dass es nicht genügt, die in Tonabnehmern verwendeten Magnete einfach durch ihre chemische Zusammensetzung zu charakterisieren. Die Beschreibung "Alnico-V mit 8% Al, 14% Ni, 24% Co, 3% Cu" sagt noch nichts über Remanenz, Koerzitiv-Feldstärke oder Permeabilität. Moskowitz [23] fasst diese Problematik zusammen: *There are 16 factors that determine the actual performance of a specific basic magnet in a particular circuit. The magnetic and physical properties of the material are directly dependent on the following factors in the manufacturing process: chemical composition, crystal or particle size, crystal or particle shape, forming and/or fabrication method, and heat treatment. Permeability, coercive force, and hysteresis loop are specifically affected by gross composition, impurities, strain, temperature, crystal structure and orientation. The effects of each of these factors are metallurgically complex and beyond the scope of this book.* "This book" heißt immerhin PERMANENT MAGNET DESIGN AND APPLICATION HANDBOOK. Hat wohl der 'Fachautor' nicht gelesen, der 2001 in seinem Buch 'E-GITARREN' schreibt: *"Die Herstellung eines Magneten ist relativ einfach. Die Basis-Materialien werden lediglich einer sehr hohen elektrischen Spannung ausgesetzt ... Die Feldstärke des nun entstandenen Magneten kann in Gauß gemessen werden."* ?? ☹ !!

© M. Zollner 2002

Magnete mit definierten Magnetparametern sind *nicht* leicht herstellbar. Im Gegensatz zum Gleichstromwiderstand sind magnetische Parameter auch nicht leicht messbar. Einer Widerstandsstreuung von ±5% wird in der Tonabnehmerliteratur breiter Raum eingeräumt, den Klang-Unterschied zwischen Alnico-5 und Alnico-2 findet man in epischer Breite beschrieben, die Streuungen der Magnetparameter bleiben jedoch meist unerwähnt.

Zur Alnico-Magnetherstellung sind hochreine Komponenten erforderlich. McCaig [26] fordert Eisen mit höchstens 0,02% Kohlenstoffgehalt, Cedighian [25] empfiehlt Aluminium mit einem Reinheitsgrad von mindestens 99,6%. Moskowitz [23] fordert *very close metallurgical controls* und Toleranzen von z.B. ±0,05% bei Titan und ±0,06% bei Silizium. Toleranzen, die nicht nur beim Abwiegen, sondern in der Schmelze gewährleistet werden müssen. Moskowitz [23] hält es für erforderlich, dass Alnico-3 bei 1290°C ± 5°C homogenisiert wird, McCaig schreibt, dass bereits 10°C Temperaturabweichung zu *extremely poor results* führen kann. Ob das alle Magnethersteller mit dieser Präzision gemacht haben? Damals, in den vierziger und fünfziger Jahren des letzten Jahrhunderts, als die berühmten Vintage-Tonabnehmer entstanden? Die mit der Magnetherstellung befassten Wissenschaftler versuchten, mit den damals vorhandenen Mikroskopen Einblicke in Kristallstrukturen zu gewinnen. Lichtmikroskope konnten aber die ca. 40nm x 8nm x 8nm großen Magnetteilchen nicht auflösen. Elektronenmikroskope und Röntgenapparate gab es zwar schon, aber noch nicht in großer Verbreitung. McCaig [26] schreibt hierzu: *We at the Central Research Laboratory of the Permanent Magnet Association became interested in the angular distribution of crystal axes in the late 1950s. At this time we did not possess our own X-ray equipment … Each crystal required an exposure of several hours, so the experiment was not carried out on many samples.* Das war gegen Ende der Fünfziger. Und nochmals McCaig: *Unfortunately the details of manufacturing processes are rarely sufficient to enable you to produce magnets successfully yourself. Even when a process for making permanent magnets is fully and honestly described, it may take several months for someone skilled in the art to reproduce it successfully in a different environment.* Das war Ende der Siebziger – und gilt auch heute noch.

Die Tonabnehmer der ersten Jahre (Jahrzehnte?) hatten nicht nur unterschiedliche Windungszahlen, sondern auch unterschiedliche Magnete. **Seth Lover**, Entwickler des Gibson "Patent-Applied-For"-Humbuckers, antwortet auf die Frage, ob er **immer Alnico-V**-Magnete verwendete: "*Wir haben auch Alnico II und III verwendet, weil Alnico V nicht immer zu kaufen war. Wir haben gekauft, was gerade verfügbar war, weil das alles gute Magnete waren. Der einzige Unterschied war, dass Alnico V seine Magnetisierung nicht so schnell verlor* [13]." Im Gegensatz dazu steht Gibsons Werbung: "*BurstBucker pickups now give guitarists a choice of three replica sounds from Gibson's original "Patent Applied For" pickups – the pickups that give the '59 Les Paul Standard it's legendary sound. ... with unpolished* ***Alnico II*** *magnets and no wax potting of the coils, just like the originals*". Right you are, if you think you are ...

"Wir haben gekauft, was gerade verfügbar war". Offensichtlich war nur wichtig, dass Alnico draufstand. Dieser Name besagt aber nur, dass eine Eisen-Aluminium-Nickel-Kobalt-Legierung vorliegt. Die magnetischen Eigenschaften entstehen erst durch Wärme- und ggf. durch Magnetfeldbehandlung – und die sind zumeist Herstellergeheimnisse. Um die Betriebsdaten eines Magneten zu erhalten, müsste seine *B*/*H*-Hysterese gemessen werden. Hierzu ist aber mehrfaches Entmagnetisieren (und Wiedermagnetisieren) nötig, und welcher 1952-LesPaul-Besitzer hat das schon gerne? Vintage-Tonabnehmer wird deshalb immer eine mystische Aura umgeben.

© M. Zollner 2002

4.4.1.1 Alnico-III und Alnico-I

Alnico-I ist aus Alnico-III hervorgegangen, indem etwa 5% Ni durch Co ersetzt wurde [21]. Die beiden Legierungen unterscheiden sich nur unwesentlich in ihren magnetischen Eigenschaften. Alnico-III ist kobaltfrei und wird deshalb manchmal als **Alni** bezeichnet; in den USA wird Alnico-III aber zu den Alnico-Magneten gerechnet – auch ohne Kobalt. **Alnico-I** wird eher bei großen Magnetabmessungen verwendet, und ist deshalb für Tonabnehmer unbedeutend. **Alnico-III** war der Werkstoff für kleine, billige Magnete – und genau aus diesem Material baute Leo Fender in den fünfziger Jahren die Magnete der Telecaster.

Die meisten Werkstoffbücher nennen für Alnico-III folgende Zusammensetzung: 12% Al, 24-26% Ni, kein Co, 0-3% Cu, Rest Fe. Die erreichbare Remanenz liegt zwischen 0,6-0,75 T, die Koerzitiv-Feldstärke zwischen 32-45 kA/m, die maximale Energiedichte bei 9-12 kJ/m^3. Neben der chemischen Zusammensetzung hat auch der Abkühlvorgang Einfluss auf die Magnetdaten, Untergruppen werden durch Zusatzbuchstaben gekennzeichnet, z.B.: Alnico-III-A. Alnico-III-Magnete sind isotrop, und als Guss- oder Sintermagnet erhältlich.

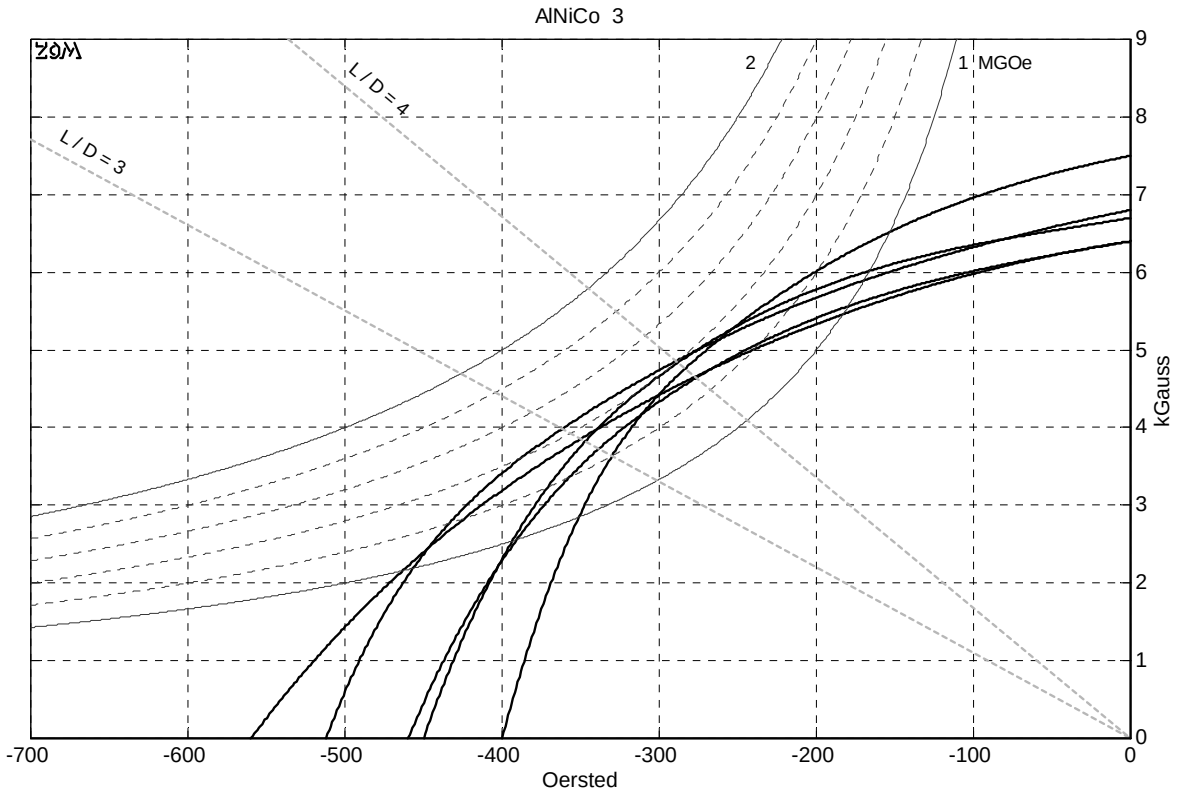


Abb. 4.8: *B/H*-Kennlinien diverser Alnico-III-Magnete [21 - 23]. 1Oe = 80A/m, 10kG = 1T, 1MGOe = 8kJ/m^3. L / D = Länge / Durchmesser (vergl. Abb. 4.11).

Abb. 4.8 zeigt die *B/H*-Kurven einiger Alnico-III-Magnete. Ihre Berührpunkte mit den Energiehyperbeln liegen in einem relativ engen Bereich um 1,4 MGOe = 11,2 kJ/m^3. Bei der als horizontaler Abszissenabschnitt aufgetragenen Koerzitiv-Feldstärke ist die Streuung beachtlich.

© M. Zollner 2002

4.4.1.2 Alnico-II

Alnico-II enthält mehr Kobalt und zusätzlich mehr Kupfer, so dass der Preis der daraus hergestellten Magnete etwas höher ist als bei den Alnico-I-, -III- und -IV-Magneten [21]. Alnico-II hat von allen *isotropen* Alnicos den höchsten BH_{max}-Wert.

Die meisten Werkstoffbücher nennen für Alnico-II folgende Zusammensetzung: ca. 10% Al, 17-19% Ni, 12-15 Co, 3-6% Cu, gelegentlich einige Promille Ti und S, Rest Fe. Die erreichbare Remanenz liegt zwischen 0,7-0,85 T, die Koerzitiv-Feldstärke zwischen 34-52 kA/m, die maximale Energiedichte bei 11-16 kJ/m^3. Neben der chemischen Zusammensetzung hat auch der Abkühlvorgang Einfluss auf die Magnetdaten. Alnico-II ist isotrop, und als Guss- oder Sintermagnet erhältlich. Alnico-II kann magnetfeldbehandelt werden, der Energiegewinn beträgt wegen des relativ geringen Kobaltgehaltes aber nur ca. 10% [21].

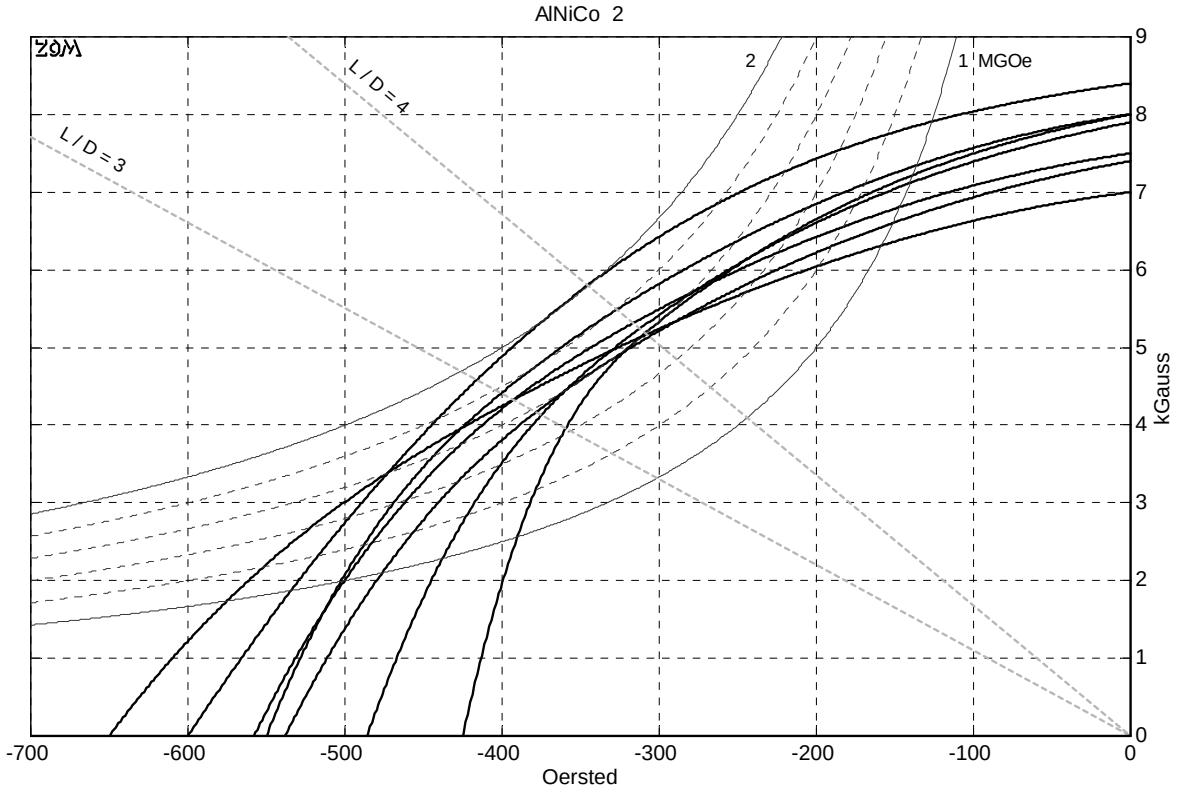


Abb. 4.9: *B/H*-Kennlinien diverser Alnico-II-Magnete [21 - 23]. 1Oe = 80A/m, 10kG = 1T, 1MGOe = 8kJ/m^3. L / D = Länge / Durchmesser (vergl. Abb. 4.11).

Abb. 4.9 zeigt die *B/H*-Kurven einiger Alnico-II-Magnete. Die maximale spezifische Energie liegt zwischen 1,6 – 2 MGOe = 12,8 – 16 kJ/m^3. Der Vergleich mit Alnico-III zeigt etwas höhere Werte bei Koerzitiv-Feldstärke und Remanenz.

© M. Zollner 2002

4.4.1.5 Alnico-V

Alnico-V ist anisotrop und erreicht die höchsten BH_{max}-Werte aller Alnico-Legierungen [21]. Wegen des gegenüber Alnico-II und -III wesentlich höheren Kobaltgehaltes ist der Preis höher. Alnico-V ist das Standardmaterial fast aller Fender-Tonabnehmer.

Die meisten Werkstoffbücher nennen für Alnico-V folgende Zusammensetzung: ca. 8% Al, 12-15% Ni, 23-25% Co, 0-6% Cu, gelegentlich einige Promille Ti, Si und S, Rest Fe. Die erreichbare Remanenz liegt zwischen 1,1-1,3 T, die Koerzitiv-Feldstärke zwischen 50-62 kA/m, die maximale Energiedichte bei 30-60 kJ/m^3. Neben der chemischen Zusammensetzung hat auch der Abkühlvorgang und die Magnetfeldbehandlung großen Einfluss auf die Magnetdaten. Alnico-V ist zumeist anisotrop, und als Guss- oder Sintermagnet erhältlich. Alnico-V gibt es vollständig kornorientiert (Alnico-V-7), und teilweise kornorientiert (Alnico-V-DG). Auf dem internationalen Markt existiert eine Vielzahl unterschiedlicher Handelsnamen.

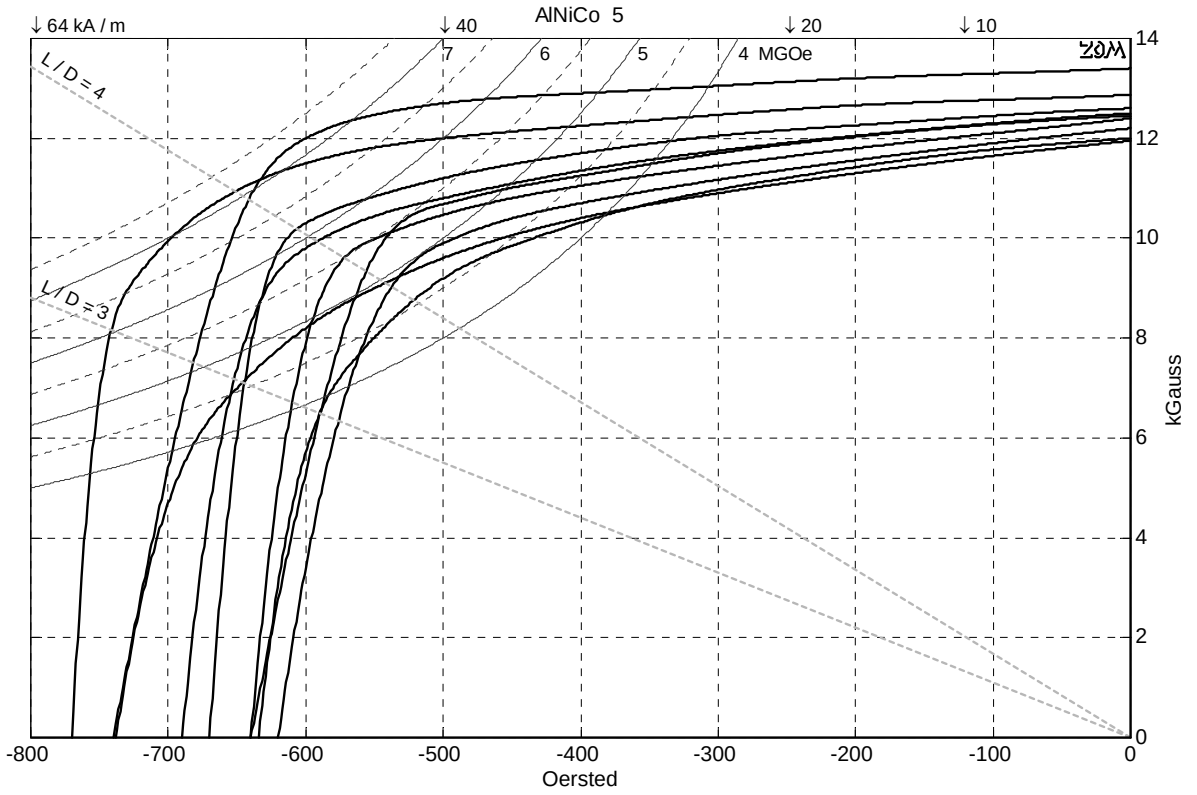


Abb. 4.10: *B/H*-Kennlinien diverser Alnico-V-Magnete [21 - 23]. 1Oe = 80A/m, 10kG = 1T, 1MGOe = 8kJ/m^3. L / D = Länge / Durchmesser (vergl. Abb. 4.11).

Abb. 4.10 zeigt die *B/H*-Kurven einiger Alnico-V-Magnete. Gegenüber Abb. 4.8 – 4.9 fällt die wesentlich eckigere Hystereseform auf, die maximale spezifische Energie erreicht Werte zwischen 5 – 7 MGOe = 40 – 56 kJ/m^3. Mit aller Vorsicht kann vermutet werden, dass die für Gitarrentonabnehmer verwendeten Alnico-V-Legierungen aus Preisgründen eher bei den kleineren BH_{max}-Werten zu finden sein werden.

© M. Zollner 2002

4.4.1.6 Weitere Alnico-Materialien [21]

Alnico-IV hat im Vergleich zu Alnico-I bis -III eine relativ hohe Koerzitiv-Feldstärke, so dass es sich vor allem für (im Verhältnis zum Durchmesser) weniger lange Magnete eignet.

Alnico-VI ging aus Alnico-V hervor, durch mehr Ti (bis zu 5%) steigt die Koerzitiv-Feldstärke bei gleichzeitiger Remanenzabnahme. Eine weitere Steigerung dieser Charakteristik erreicht Alnico-VII.

Alnico-VIII, -IX und -XII enthalten 35% Co. Das teuere Kobalt ermöglicht Koerzitiv-Feldstärken bis zu 130 kA/m, die Herstellung ist aber schwierig, das Material ist sehr spröde. Remanenz und maximale Energiedichte sind geringer als bei Alnico-V.

Bei Gitarrentonabnehmern wird zumeist Alnico-V und Alnico-II verwendet, gelegentlich auch Alnico-III.

4.4.1.7 Vergleich ausgewählter Alnico-Materialien

Die meisten Gitarristen möchten Gitarre spielen, und nicht überlegen, ob die Magnete ihrer Gitarrentonabnehmer kristall- oder formanisotrop sind. Und deshalb ist es auch verständlich, wenn die Tonabnehmer-Werbung nicht auf Werkstoffparameter, sondern auf den Klang abzielt. Die Werbebotschaft wirkt einfach kompetenter, wenn Expertenwissen durchschimmert, und Betriebsgeheimnisse offenbart werden. Das liest sich dann so:

Alnico-II:
"Für einen vintage-orientierten, warmen Sound. Da das Magnetfeld etwas schwächer als bei einem normalen Strat-Pickup ist, schwingt die Saite freier und natürlicher aus. Die Folge ist eine Verbesserung im Sustain-Verhalten."
Aber auch: *"Bei dem eher schwachen Alnico-II bricht der Ton förmlich zusammen."*
Oder: *"Pickups mit Alnico-II-Magneten sind in ihrem Klangcharakter weicher, besitzen weniger Höhen, sind leiser, runder und etwas weniger dynamisch."*
Aber auch: *"Der Pickup verliert Dank seines Alnico-2-Magneten nicht an Höhen."*
Oder: *"Alnico-2 entspricht ziemlich genau einem gealterten Alnico-5-Magnet."*

Alnico-V:
"Alnico-V = klarer/kräftiger Sound, drahtigerer Twäng, kräftigere Bässe."
Aber auch: *"Alnico-V = bluesiger Grundcharakter mit angenehm runder Note."*
Sowie: *" Alnico-V = Schnelle Ansprache und leicht undifferenzierte Wiedergabe."*
Oder: *"Stärkere Magnete bringen weniger Höhen."*
Aber auch: *"Der stärkere Alnico-V-Magnet klingt brillanter."*

Alnico-VIII:
"Die größere magnetische Kraft des Alnico-8-Magneten ergibt Sustainverlust."
Aber auch: *"Lautere Pickups verfügen über mehr Sustain."*
Sowie: *"Alnico-8: Der Tonabnehmer hat auch bei starkem Anschlag eine hohe Ausgangsleistung mit geringer Kompression."*

Quellen zu Kap. 4.4.1.7: Gitarre & Bass, Musik Produktiv; Rockinger; E-Gitarren (Day et al.).

© M. Zollner 2002

Wohl kaum ein Händler, der in seinen **Werbeunterlagen** Tonabnehmer anpreist, macht sich die Mühe, durch Austausch der Magnete die hiervon verursachten Klangunterschiede zu erforschen. Er vergleicht vielleicht zwei Gitarren, eine klingt höhenbetonter als die andere, die eine hat Alnico-V-Magnete in den Tonabnehmern, die andere hingegen Alnico-II-Magnete, und schon ist die Ursache klar. Bzw. der Werbetext fertig. Auch für Fachbuchautoren stellen die Regeln der Physik gelegentlich eine echte Herausforderung dar:

"Nach Angaben von Magnetherstellern sollen sich Alnico-Magnete im Laufe der Jahre nicht wirklich entladen, sondern ihre Gauß-Werte und damit ihre magnetische Kraft über lange Zeit beibehalten. Auf der anderen Seite behauptet die Tonabnehmer-Industrie, dass Fender-ähnliche Pickups bereits nach 2 Jahren und Gibson-ähnliche Pickups nach 3 Jahren merklich an magnetischer Leistung verlieren. Diese scheinbare Diskrepanz lässt sich jedoch erklären, denn offensichtlich scheint dieser vermeintliche Leistungsverlust hauptsächlich ein Nachlassen der "Merkfähigkeit" der Pickup-Magnetizität zu sein. Das bedeutet, dass bei Störungen des Magnetfeldes durch die schwingende Saite die Teilchen älterer Magnete schneller in Unordnung geraten (und dann kurzfristig an magnetischer Kraft verlieren) können als nagelneue Magnete (E-Gitarren, Day et al.)" Natürlich hat ein Magnet eine Kraft, er kann z.B. einen Eisennagel von der Tischplatte wegziehen. Diese Kraft würde man aber nicht in **Gauß**, sondern in Newton messen. Mit der Einheit Gauß wird die magnetische Flussdichte bedacht, was dasselbe Autorenkollektiv jedoch anders definiert: *"Die Maßeinheit der Feldstärke ist das Gauß"*. Nein, zumindest nicht in der wissenschaftlichen Literatur; diese definiert als Maßeinheit der Feldstärke das **Oersted** (Amerika), bzw. A/m (Europa). Day et al. haben aber auch der Maßeinheit Oersted eine Größe zugewiesen: *"Die Widerstandkraft gegen Entmagnetisierung"*. Nicht völlig daneben, hier denkt man an Koerzitivfeldstärke, und die misst man tatsächlich in Oersted bzw. in A/m. Allerdings bietet der Name *"Widerstandskraft"* schon wieder eine Basis für Verwechslungen. Auch *"magnetische Leistung"* ist so ein Begriff, der leicht missverstanden werden kann, denn Leistung misst man in PS, oder Watt, oder Nm/s.

Wenn ein Autor versucht, schwierige technische Zusammenhänge mit einfachen, musikergängigen Begriffen zu erläutern, macht er sich immer angreifbar und riskiert, bei zu rigoroser Vereinfachung kritisiert zu werden. Es hilft aber nicht wirklich, aus Gründen der Vereinfachung eingeführten Bezeichnungen neue Bedeutungen zuzuweisen. Natürlich wird auch der Wissenschaftler kritisiert, der im Bemühen um Exaktheit und Vollständigkeit aus seinen nichtlinearen Differentialgleichungen nicht mehr herausfindet. Deshalb meint auch Udo Pipper in G&B 4/2006: *'Vorsicht also, wenn jemand in Sachen Gitarrenbox mit **Wissenschaft** kommt. Der Mann*[♣] *hat dann wahrscheinlich was falsch verstanden. Man macht am besten sogar einen großen Bogen um diese Leute.'* Und an anderer Stelle*: 'Wozu also der ganze theoretische Quatsch?'* Udo Pipper schreibt allerdings auch: *'Es gibt unzählig dieser Vorurteile, die jedoch schon ähnlich manifestiert erscheinen wie das Kleine Einmaleins. Wer entscheidet eigentlich solchen Mist? Untermauert werden diese Thesen durch zahlreiche Gitarrenbücher von berühmten (oder einfach nur berüchtigten) Gitarrenbauern, die sich dort tatsächlich anmaßen, festzulegen, wie viel eine Telecaster wiegen darf oder wie ein Stratocaster-Pickup eingestellt werden muss'*. Und nochmals aus dem Gitarrenbuch *E-Gitarren*: *'Wenn Pickups sich länger in der Nähe von Wechselstromfeldern wie Transformatoren oder starken Wärmequellen befinden, gerät ihre magnetische Struktur ebenfalls völlig durcheinander und sie altern schneller.'* Ja, ab 500°C wird's tatsächlich kritisch – da gerät aber nicht nur die magnetische Struktur durcheinander, sondern auch der tonerzeugende Gitarrist: Mächtig schnelles Altern!

[♣] Gemeint ist Dr. Bose, Lautsprecher-Entwickler und M.I.T.-Dozent "mit undurchsichtigem Formelwerk."

© M. Zollner 2002

Es ist klar, dass der Magnet an der Tonerzeugung mit beteiligt ist: Ohne Magnet kein Ton. Es ist auch klar, dass der Magnet selbst nicht klingt. Alnico-II klingt nicht anders als Alnico-V, es klingt gar nicht, wenn nicht die Saite schwingt. Streng wissenschaftlich betrachtet. Man kann aber durchaus den Beckmesser zuhause lassen und weniger elaboriert vom *"Klang des Magneten"* sprechen, wenn man damit seine Wirkung auf die Übertragungseigenschaft meint. Wie *"klingt"* nun Alnico-V? Anders als Alnico-II? Und wenn ja, warum?

Maßgeblich für die in der Wicklung induzierte Spannung ist die *Änderung* der Flussdichte. Ein starkes Magnetfeld bewirkt gar nichts, solange es sich nicht ändert. Damit sich die Flussdichte ändern kann, muss die Saite in einem ortsabhängigen, **inhomogenen Magnetfeld** schwingen. Wäre das Magnetfeld an jedem Ort dasselbe, würde keine Spannung entstehen. Die Inhomogenität des Feldes kann durch das Magnetmaterial beeinflusst werden, aber auch durch die Form des Magneten. Beim Austausch eines Magneten kann sich aber auch die Permeabilität ändern, und damit die Tonabnehmerresonanz. Und/oder die Wirbelstrombedämpfung (Resonanzgüte). Es darf also keinesfalls von einem monokausalen Verhalten ausgegangen werden, bei dem *eine* Ursache *eine* Wirkung hervorbringt, bzw. jede Wirkung auf *eine* Ursache zurückgeführt wird. Die Zusammenhänge sind vielmehr kompliziert und multifaktoriell.

Die Schwierigkeiten beginnen schon bei der Materialspezifikation. Abb. 4.10 zeigt, dass es verschiedene Alnico-V-Legierungen gibt. In der Tonabnehmer-Literatur finden sich aber keine Hinweise auf Untergruppen, nur eben: "Alnico-V". "The holy grail". "The originally PAF". Obwohl nicht einmal Seth Lover sagen konnte, welches Magnetmaterial wann verbaut wurde. Und wieviele Windungen da draufgewickelt wurden. Hatte Erics Lieblings-Paula nun Alnico-II oder Alnico-V? Leider ist sie ja nicht mehr auffindbar (bzw. hängt in Japan, in ca. 17 Tresoren – und jede ein Original!). Kommt nun der überirdische Klang der Roy-B-Gitarre vom Alnico-III-Magnet, oder davon, dass schon alte Telecaster-Pickups mit Widerständen jenseits der 11-Kilo-Ohm-Marke gesichtet wurden? Oder doch vom Gitarrist??

Abb. 4.11 fasst die **Hysterese-Streuungen** zusammen. In dieser Grafik wurden auf der Basis vieler Alnico-Werkstoffe Gebiete definiert, in denen die Hysterese-Schleifen verlaufen. Man erkennt die Streuungen, und die grundsätzlichen Unterschiede. Alnico-II ist geringfügig stärker als Alnico-III, aber deutlich schwächer als Alnico-V. **Abb. 4.11b** unternimmt den Versuch, aus der Vielzahl der Möglichkeiten Einzelkurven anzugeben – ohne aber den Beweis liefern zu können, dass gerade diese Kurven die authentischen bzw. bestgeeigneten sind.

Beim Vergleich unterschiedlicher Magnetmaterialien ist zuallererst zu definieren, in welchen Magnetkreis der Magnet eingebaut wird: Singlecoil oder Humbucker (oder Sonderbauform). Singlecoil-Tonabnehmer mit Zylindermagneten, wie sie ursprünglich für die Stratocaster entwickelt wurden, haben außer dem Magnet keine weiteren Ferromagnetika. Der magnetische Lastwiderstand wird durch die Form des Magneten definiert, bzw. streng genommen durch die Form des ihn umgebenden Luftraumes. Häufig beträgt das Länge/Durchmesser-Verhältnis ca. 4, woraus ein **Arbeitspunkt** nahe des Hystereseknies resultiert. **Abb. 4.11** zeigt zwei Lastgeraden für $L/D = 3$ und $L/D = 4$. Hierbei ist allerdings zu berücksichtigen, dass Literaturangaben differieren [23, 25], und die Neigung der Geraden durch Nachbarmagnete verringert wird. Grob vereinfacht kann trotzdem gefolgert werden: Bei Tonabnehmern mit Zylindermagneten erzeugt Alnico-V ein Magnetfeld, das ungefähr doppelt so stark ist wie das von Alnico-II oder Alnico-III. Die in der Abbildung am Schnittpunkt abzulesende Flussdichte entsteht aber nicht am Ort der Saite, sondern im Zentrum des Magneten (neutrale Ebene, Kap. 5.4.1).

© M. Zollner 2002

Wäre der Magnetkreis ein lineares System, ergäbe sich ein einfacher Zusammenhang: Die Saitenschwingung verändert den magnetischen Widerstand z.B. um 1%, und damit auch den Fluss um 1%. Verdoppelt man durch Austausch des Magneten den statischen Fluss, so verdoppelt sich damit auch der absolute Wechselfluss, und folglich verdoppelt sich auch die induzierte Spannung – der erzeugte Ton wird lauter, und ggf. verzerrter. Da der Magnetkreis aber nichtlinear ist, wird bei Flussverdoppelung die Spannung etwas weniger als verdoppelt. Gleichzeitig verkürzt sich die Magnet-Aperturlänge (Kap. 5.4.4), und der aperturbedingte Höhenabfall wirkt sich schwächer aus, d.h. der Tonabnehmer klingt minimal brillanter. Ein zusätzlicher Brillanzgewinn könnte beim Singlecoil mit **Zylindermagneten** aus der Tatsache entstehen, dass stärkere Magnete eine kleinere reversible Permeabilität besitzen – die Induktivität wird dadurch kleiner, die Resonanzfrequenz des Tonabnehmers höher, die Resonanz-Güte minimal größer (Kap. 5.9.3). Als gegenläufiger Prozess wird aber wegen stärkerer Wirbelströme ein Höhenverlust eintreten: Die elektrische Leitfähigkeit von Alnico-V ist ca. 40% größer als die von Alnico-II. Welcher Effekt überwiegt, ist schwer vorhersagbar, in den meisten Fällen wird der stärkere Magnet wohl einen leichten Brillanz*gewinn* bewirken.

Bei Singlecoil-Tonabnehmern mit **Balkenmagnet** ist das Magnetfeld am Ort der Saite schwächer als bei Singlecoil-Tonabnehmern mit Zylindermagneten. Die Magnet-Aperturlänge ist deshalb tendenziell größer, der aperturbedingte Höhenabfall etwas stärker. Die reversible Permeabilität des Magneten spielt fast keine Rolle, er wird nämlich von keinem nennenswerten Wechselfluss durchströmt. Beispielsweise ändert sich der Impedanzfrequenzgang des SDS-1 nicht messbar, wenn die beiden Balkenmagnete entfernt werden. Beim P-90 haben die Magnete einen kleinen Einfluss, sie vergrößern die Spuleninduktivität um ca. 10%.

Beim Gibson-typischen **Humbucker** haben die Magnete fast keinen Einfluss auf die Tonabnehmer-Impedanz. Das in ihnen fließende magnetische Wechselfeld ist unbedeutend, und deshalb spielen reversible Permeabilität und Wirbelstromdämpfung praktisch keine Rolle. Magnet-Apertur und absolute Empfindlichkeit hängen hingegen – wie beim Singlecoil – von der Magnetstärke ab. Der Arbeitspunkt vieler Alnico-bestückter Humbucker liegt unterhalb des Hysterese-Knies, in einem eigentlich unzweckmäßigen Bereich. Die in Kap. 5.4.1 angegebene Tabelle zeigt, dass die statischen Magnetflussdichten der untersuchten Humbucker kleiner sind als die der meisten Singlecoils.

Mechanische Eigenschaften von Alnico-Magneten:

Dichte: Ungefähr 7 g/cm^3.
Härte: 45 – 60 HRC, spröde, Bruchgefahr, formbar nur durch Gießen u/o Sintern + Schleifen.
Spez. Widerstand: 0.45 – 0.7 Ωmm^2/m. Alnico-V leitet etwas besser als Alnico-II.
Zum Vergleich: Neusilber = 0.3 Ωmm^2/m, Cu = 0.018 Ωmm^2/m, Fe = 0.1 Ωmm^2/m.
Keramikmagnete (Ferrite) sind hingegen Nichtleiter.
Reversible relative Permeabilität: Ca. 4 – 6, bei stärkeren Magneten tendenziell kleiner.
Alnico zeigt gute Korrosionsbeständigkeit, ist aber nicht vollkommen rostbeständig.
Sintermagnete haben höhere mechanische Festigkeit als Gussmagnete, ihre magnetischen Daten sind aber etwas schlechter. Falls die Gussmagnete aber Lunkereinschlüsse (Hohlräume) aufweisen, ist auch deren Qualität reduziert.

© M. Zollner 2002

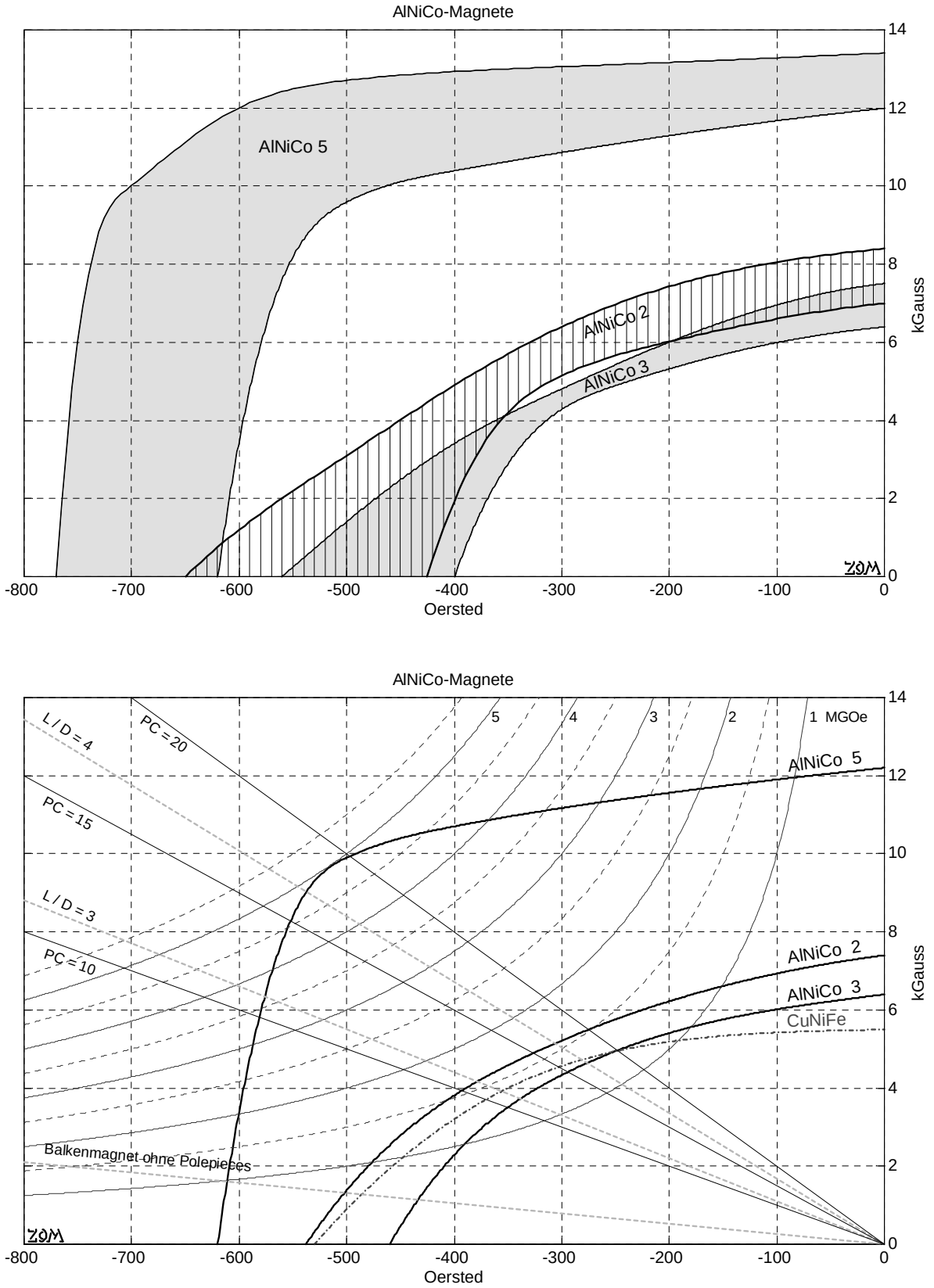


Abb. 4.11: *B/H*-Bereiche typischer AlNiCo-Magnete; in diesen Bereichen verlaufen die Hysteresekurven (oben). Unteres Bild: *B/H*-Kurven von AlNiCo-Gussmagneten, aus alten Datenblättern. 1Oe = 80A/m, 10kG = 1T. L / D = Länge / Durchmesser. PC = Permeance Coefficient

© M. Zollner 2002

4.4.2 Cunife-Magnete

Alnico ist ein sehr hartes und sprödes Material, das nur mit großem Aufwand bearbeitet werden kann. Das Einschneiden eines Gewindes ist mit üblichem Werkzeug nicht möglich. Genau das wollte aber Leo Fender, als ihm der ehemalige Gibson-Entwickler Seth Lover die neuen Fender-Humbucker baute: Die Stiftmagnete sollten mittels Gewinde höhenverstellbar sein. Als Alternative zu Alnico kam deshalb **Cunife** zum Einsatz, eine Kupferlegierung mit Fe- und Ni-Zusatz, 1937 von Neumann, Büchner und Reinboth in Deutschland entwickelt. Die Legierungskomponenten werden geschmolzen, schnell abgekühlt und kaltverformt. Optimale Magnetparameter erhält man mit auf 5 mm Durchmesser kaltgezogenem Draht; zufälligerweise ist das genau der für Tonabnehmer mit Einzelmagneten erforderliche Durchmesser. Durch das Kaltziehen ist das Material magnetisch stark anisotrop, in Längsrichtung ergibt sich die maximale Feldwirkung. Die Magnetparameter sind ähnlich denen von Alnico-III.

Cunife (auch **Cunife-1** genannt) besteht aus 60% Cu, 20%Ni, 20% Fe. Die Remanenz erreicht 5,4 – 5,7 kG, die Koerzitiv-Feldstärke 500 – 590 Oe (40 – 47 kA/m), die maximale Energiedichte ist mit 1,3 – 1,85 MGOe (10 – 15 kJ/m3) etwas größer als bei Alnico-III. Daneben wird auch noch eine **Cunife-2**-Legierung gehandelt, die einen kleinen Kobalt-Anteil enthält: 50% Cu, 20% Ni, 27,5% Fe, 2,5% Co. Hierbei handelt es sich aber nicht um Cunico – dessen Kobaltanteil ist viel höher. Cunife-2 ergibt größere Remanenzwerte bei kleinerer Koerzitiv-Feldstärke, für Tonabnehmer eher ungeeignet.

Der große Vorteil von Cunife liegt in der geringeren **Härte**: Die Datenblätter in [22, 23] nennen eine Rockwellhärte von B200. Allerdings ist die B-Rockwellhärte nur bis maximal 100 spezifiziert, vermutlich ist Brinell gemeint, trotz der Angabe 'Rockwell Hardness'. Für Alnico werden in der gleichen Tabelle Rockwell-Härten von C45 – C60 angegeben. Mit der Brinell-Härteprüfung können nur weiche und mittelharte Stoffe geprüft werden, 200HB liegt im unteren Härtebereich der ungehärteten Stähle. Die mit dem Diamantkegel (C = Cone) gemessene Rockwellhärte erfasst härtere Materialien, 45 HRC liegt im oberen Härtebereich ungehärteter Stähle, 60 HRC entspricht der Härte von gehärteten Stählen. Auf einen gehärteten Stahl kann kein Gewinde geschnitten werden, auf einen ungehärteten schon.

Cunife-Magnete haben bei Tonabnehmern keine weite Verbreitung erfahren, der bekannteste Protagonist sitzt in Fenders Custom-Telecaster und Thinline-Telecaster. Entwickelt wurde er von Seth Lover, nachdem dieser 1967 von Gibson zu Fender gewechselt war.

Spez. Widerstand von Cunife-1: 0.185 $\Omega mm^2/m$; Alnico ist 3 – 4 mal hochohmiger.
Dichte von Cunife-1: 7.8 g/cm^3, mit Alnico vergleichbar.
Die relative reversible Permeabilität von Cunife-1 ist nahezu 1, d.h. geringer als bei Alnico.

Die magnetischen Eigenschaften von CuNiFe hängen stark vom individuellen Herstellungsprozess ab (Kaltziehen, Anlassen), Abb. 4.11 zeigt Anhaltswerte für die BH-Kurve.

© M. Zollner 2002

4.4.3 Keramik-Magnete (Hartferrite)

Anfang der Fünfzigerjahre wurde ein neues Magnetmaterial vorgestellt, das auf der Kristall-Anisotropie von **Bariumoxid** beruht. Derartige Magnete werden Ferrit-, Oxid- oder Keramik-Magnet genannt. Heute kommen hauptsächlich **Bariumferrit** und **Strontiumferrit** zum Einsatz. Sie sind billiger als Alnico-Magnete herzustellen, erreichen deutlich höhere Koerzitiv-Feldstärken, aber kleinere Remanenzwerte.

Keramik-Magnete durchlaufen einen pulvermetallurgischen Fertigungsprozess, ihre Magnetdaten lassen sich in einem großen Bereich einstellen. Die Remanenz liegt mit 0,2 – 0,4 T relativ niedrig, hingegen sind Koerzitiv-Feldstärken über 200 kA/m erreichbar. Die maximale Energiedichte liegt mit bis zu 36 kJ/m^3 ebenfalls ganz wesentlich über den Alnico-Werten. Im Gegensatz zu den (im Vergleich zum Durchmesser langen) Alnico-Magneten ist der typische Keramik-Magnet relativ kurz: Optimal ist ein Durchmesser/Längenverhältnis nahe zwei. Deshalb wird er im (billigen) Tonabnehmer häufig als Balkenmagnet unter der Spule eingesetzt, und fast nie als runder Stiftmagnet in der Spule; hierfür wäre die Geometrie ungünstig.

Die relative **Permeabilität** der Keramik-Magnete unterscheidet sich nur wenig von 1, die Induktivität der Spule wird also praktisch nicht erhöht – selbst wenn der Magnet in der Spule angebracht ist. Im Gegensatz zu Eisen und Alnico sind Keramik-Magnete Isolatoren, in denen keine Wirbelströme entstehen können; folglich gibt es auch so gut wie keine Wirbelstrom-Bedämpfung der Spule. Wird allerdings das Feld des unter der Spule liegenden Ferritmagneten mit Eisenstiften durch die Spule geleitet, sind die Wirbelstromverluste höher als bei Tonabnehmern mit Alnico-Zylindermagneten.

Noch stärkere Magnete lassen sich mit Kobalt/Neodym oder Kobalt/Samarium herstellen, die erreichbare Koerzitiv-Feldstärke übersteigt 2000 kA/m. Diese **Seltenen-Erden-Magnete** sind sehr teuer – und für Tonabnehmer nur in "homöopathischer" Dosierung brauchbar.

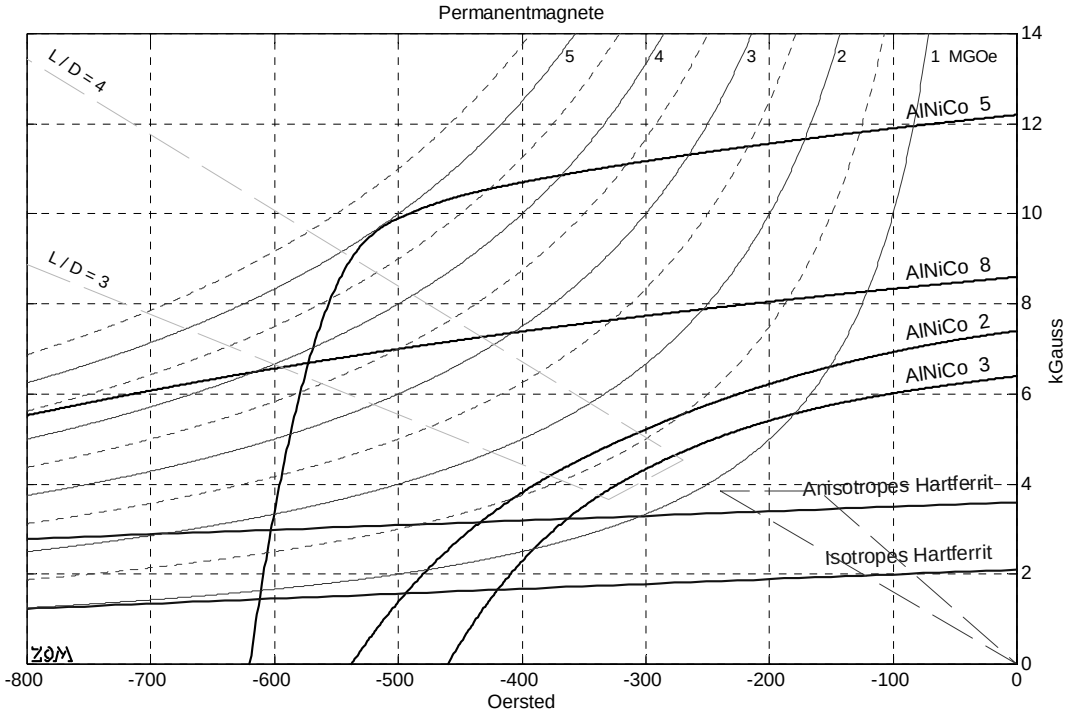


Abb. 4.12: Vergleich von AlNiCo- und Ferrit-Magneten. Die (für AlNiCo und Ferrit unterschiedlichen) Lastkennlinien spezifizieren das Länge-zu-Durchmesser-Verhältnis zylindrischer Magnete (Kap. 4.6).

© M. Zollner 2002

4.5 Magnet-Alterung

Provided it is properly made and treated, the life of a modern permanent magnet is to the best of our knowledge infinite. McCaig [26] wird den Beweis vermutlich nicht antreten können – aber auch nicht müssen. Moderne Dauermagnete halten ewig, nur in den ersten Stunden nach ihrer Aufmagnetisierung nimmt ihr Magnetfeld messbar ab. Zu Beginn ihres Lebens sind einige Magnet-Domänen in einem metastabilen (labilen) Zustand; bereits kleine Energieeinwirkungen können den Übergang in eine stabilere Position bewirken. Mit fortschreitender Zeit werden diese Ausgleichsvorgänge aber immer unbedeutender. Um Missverständnissen vorzubeugen: Diese Prozesse werden Nachwirkung oder Alterung (ageing, aging, relaxation, magnetic creep, magnetic viscosity, after effect, time effect) genannt, und nicht Entmagnetisierung. Unter teilweiser oder vollständiger Entmagnetisierung versteht man das erzwungene Verschieben des Arbeitspunktes zu kleineren Flusswerten, wie es bei Laständerung oder externer Feldeinwirkung auftritt. Wenn der vom Hufeisenmagnet angezogene Nagel entfernt wird, nimmt die Flussdichte ab – der Arbeitspunkt rutscht in 2. Quadranten auf der Hystereseschleife (= Entmagnetisierungskurve) nach links unten. Dies ist natürlich keine Alterung. Wenn ein Magnet aber nach 10 Jahren Lagerung 5% seiner Flussdichte verloren hat, obwohl er gar nicht benutzt wurde, dann ist er gealtert. Zwischen diesen Grenzfällen gibt es durchaus eine Grauzone, die etwas von beiden Welten hat.

Die Hauptursachen der Alterung sind Last- und Temperaturänderungen; andere Ursachen spielen bei Tonabnehmermagneten keine Rolle. Reversible Alterungen können durch neues Aufmagnetisieren beseitigt werden; der Magnet ist dann "wie neu". Bei irreversibler Alterung ändert sich jedoch die innere Kristallstruktur, die alten Daten werden nicht mehr erreicht.

Quantitative Aussagen über Alterungsprozesse benötigen hochgenaue Messgeräte und viel Geduld. Prognosen sind immer schwierig, sofern sie sich auf die Zukunft beziehen – das ist bei Aktienkursen nicht anders. Wenn die Flussdichte im ersten Jahr um 0.1% abgenommen hat, und die Messgenauigkeit ist in der gleichen Größenordnung, kann über die nächsten 10 Jahre nichts Genaues vorhergesagt werden. Andererseits ist auch eine Beobachtung über 10 Jahre nicht unproblematisch, denn während der ganzen Zeit müssen eine Reihe von Parametern exakt konstant gehalten werden.

Die ohne äußere Störwirkung ablaufende natürliche Alterung wird durch ein Logarithmus-Gesetz beschrieben:

$$B(t) = B_0 \cdot \left(1 - k \cdot \lg(t/\tau)\right)$$ *t* darf hierbei nicht zu weit gegen null gehen

$B(t)$ ist hierbei die von der Zeit abhängige Flussdichte, k ist eine Materialkonstante (die auch von der Geometrie und weiteren Größen abhängen kann), und τ ist ein Bezugszeitpunkt, z.B. einen Tag nach der Herstellung. Für $t = \tau$ erhält man $B = B_0$, also die Flussdichte nach einem Tag. k = 0,01 würde bedeuten, dass B nach 1000 Tagen um 3% abgenommen hat. Die Abnahme um insgesamt 4% ist nach dieser Formel erst nach 10000 Tagen zu erwarten, und um einen weiteren Prozentpunkt (insgesamt um 5%) ist B erst nach 10^5 Tagen abgefallen – das sind ungefähr 274 Jahre. Die tatsächlichen k-Werte von guten Alnico-Magneten sind noch wesentlich geringer, nach 10 Jahren fehlen typischerweise nur 0,1 ... 1%. Die natürliche Alterung spielt somit bei den statischen Magnetdaten für Tonabnehmer keine Rolle[♣]. Pickup-Guru Bill Lawrence meint: Alnico-5 verliert <5% in 100 Jahren [Billlawrence.com].

[♣] Auswirkungen auf die Permeabilität werden in Kap. 4.10 diskutiert.

© M. Zollner 2002

Temperaturänderungen führen sowohl zu reversiblen, als auch zu irreversiblen Fluss- und Feldstärkeänderungen. Die reversiblen Änderungen sind mit ca. ± 0,5% bei üblichen Temperaturänderungen unerheblich, irreversible Änderungen treten erst oberhalb von +500°C auf. Einige Autoren sehen diese Grenze allerdings schon bei +200°C; ob das kritisch werden kann, muss jeder Gitarrist selbst entscheiden.

Durch **Laständerungen** im magnetischen Kreis (Kap. 4.6) und durch externe Magnetfelder sind dramatische Änderungen möglich. Da die Hysterese-Schleife zwei verschiedene Äste hat, die nur in unterschiedlicher Richtung durchlaufen werden können, führen die aufeinanderfolgenden Feldstärkeänderungen $-\Delta H$ und $+\Delta H$ nicht wieder zum vorherigen Arbeitspunkt zurück (**Abb. 4.13**). Wenn beispielsweise aus einem Lautsprecher der Magnet entfernt und anschließend wieder eingesetzt wird, ist die Flussdichte und damit der Wirkungsgrad ab diesem Moment reduziert. Bei Tonabnehmern ist aber wegen der großen Luftstrecken eine derartig große Laständerung (ein "Auftrennen" des Magnetkreises) praktisch nicht möglich, sie sind nur sehr kleinen Laständerungen ausgesetzt. Zum einen durch das orts- und richtungsabhängige Erdfeld (ca. 0,5 Oe = 40 A/m), zum anderen durch die schwingenden Saiten. Beide Effekte ändern die Flussdichte um weniger als 1 Promille, also praktisch gar nicht. Im Gegensatz hierzu sind die in einem Elektromotor auftretenden Feldänderungen wesentlich größer, und der verliert seine Magnetisierung ja auch nicht. Er wurde allerdings **stabilisiert**, d.h. künstlich gealtert. Diese Prozedur sollte jeder Permanentmagnet durchlaufen.

Beim **Stabilisieren** wird der frisch aufmagnetisierte Permanentmagnet mehrmals einer Feld- und/oder Temperaturänderung unterworfen, welche die Grenzwerte seiner künftigen Belastung betragsmäßig leicht überschreitet. Üblicherweise reichen bereits 10 – 20 Lastzyklen. Hierbei verliert der Magnet zwar (z.B. 1 – 5 %) Flussdichte, wird aber unempfindlicher gegen externe Belastung. Beim Stabilisieren kann die reversible Permeabilität (und damit die Tonabnehmer-Induktivität) geringfügig zunehmen; diese Details werden bei der Magnetodynamik wieder aufgegriffen. (Kap. 4.10). Eine ganz grundsätzliche Überlegung darf nie übersehen werden, wenn man auf Änderungen achten will, die im unteren Prozentbereich liegen: Herstellungsbedingt streuen Magnetparameter wesentlich stärker; ± 10% sind nicht die Ausnahme, sondern die Regel.

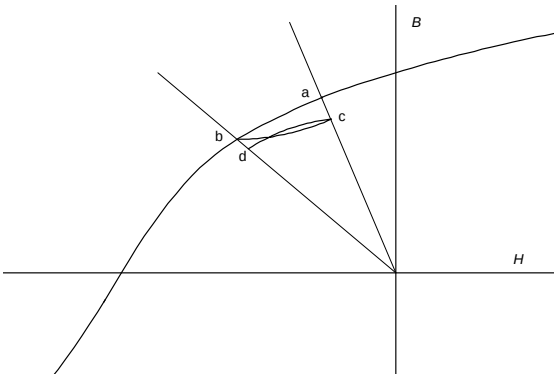


Abb. 4.13: Hysterese-Kurve.
Wird – ausgehend vom Punkt **a** – die Feldstärke bis **b** verringert, und anschließend wieder bis **c** erhöht, so stellt sich eine kleinere Flussdichte ein; **a** ist nicht mit **c** identisch. Eine nochmalige Feldstärkeverringerung führt nicht zu **b**, sondern zu **d**. Nach mehreren Durchläufen wird allerdings ein lanzettförmiger Gleichgewichtszustand erreicht, der knapp unter **d-c** liegt. (Vergl. auch Abb. 4.6). Die beiden schrägen Linien stellen Kurven gleicher Last dar (Kap. 4.6).

Aus der Gitarren-Literatur: a) *"Fenderähnliche Pickups verlieren bereits nach 2 Jahren merklich an magnetischer Leistung, gibsonähnliche Pickups nach 3 Jahren"*. Das ist physikalisch nicht begründbar.
b) *"Die Magnetisierungswerte von Alnico-2 entsprechen ziemlich genau denen gealterter Alnico-5"*. Die erzwungene Alterung müsste hierfür zu einer extremen Entmagnetisierung führen, siehe Abb. 4.11.
c) *"As time goes on, older magnets lose some of their power. The less power the magnets have, the better the strings can vibrate. So maybe after 30 years, the magnets are at their 'ideal' power, thus producing 'ideal' tone."* Gitarrensammler aufgepasst: Die Les-Pauls und Nocasters der 50er Jahre jetzt wegwerfen, all Mag-Power lost!

© M. Zollner 2002

Lagerung und Handhabung von Dauermagneten erfordern spezielle Fachkenntnisse. Wenn man in Fachzeitschriften auf Fotos beim Pickup-Guru sieht, wie er eine Handvoll Magnete in einer Schublade liegen hat, hofft man natürlich, dass es sich um noch unmagnetisierte Rohlinge handelt, die gleich (hinter dem im Bild sichtbaren Küchentisch?) im superstarken Feld aufmagnetisiert werden. Denn: Wären das fertige Balkenmagnete, die da kreuz und quer aneinander kleben und täglich neu gemischt werden, man dürfte sich über Langzeitkonstanz und Alterung keine großen Gedanken mehr machen (vergl. **Abb. 4.14**).

Dauermagnete halten ihre Polarisation über lange Zeit, sie sind aber nicht unzerstörbar. Extreme Temperaturen, Kraft- oder Feldeinwirkungen können das Permanentfeld dauerhaft schwächen. Man muss nicht gleich befürchten, ein Magnet würde schwächer, nur weil er auf die Tischplatte gefallen ist – man sollte aber mit ferromagnetischen Werkstoffen und anderen Magneten in seiner Nähe Vorsicht walten lassen. Der Arbeitspunkt eines unbelasteten (offenen) Magneten liegt im zweiten Quadranten: Negative Feldstärke, positive Flussdichte. Wenn z.B. durch Einwirkung eines anderen Magneten der Arbeitspunkt unter das "Knie", den Knick der Hysterese-Kennlinie, gedrückt wird, stellt sich nach dem Entfernen des anderen Magneten nicht mehr der alte Arbeitspunkt ein. McCaig [26] berichtet über Fallversuche, bei denen ein Alcomax-III-Magnet aus 1 m Höhe auf einen harten Holzboden fiel; die gemessene Änderung war mit -0,5% viel geringer als typische Produktionsstreuungen. Hingegen kann das Störfeld eines zweiten Magneten im schlimmsten Fall zur völligen Entmagnetisierung führen (-100%).

Folgende Hinweise können beim Umgang mit Magneten hilfreich sein:

- Aufmagnetisierte Dauermagnete am besten nur mit Kurzschluss-Joch (engl. Keeper) versenden. Vor Gebrauch Keeper vorsichtig entfernen.
- Nicht zwei Magnete mit gleichnamigen Polen aufeinanderpressen.
- Sollen sich anziehende Teile getrennt werden, nicht abschieben, sondern abbrechen.
- Die Zylinderwandung eines Zylindermagnets sollte nicht mit Ferromagnetika in Berührung kommen.
- Aufeinanderprallende SmCo- und NFe-Magnete können zersplittern.
- Die Anziehungskräfte starker Magnete sind u.U. unerwartet groß, woraus Quetschverletzungen resultieren können.

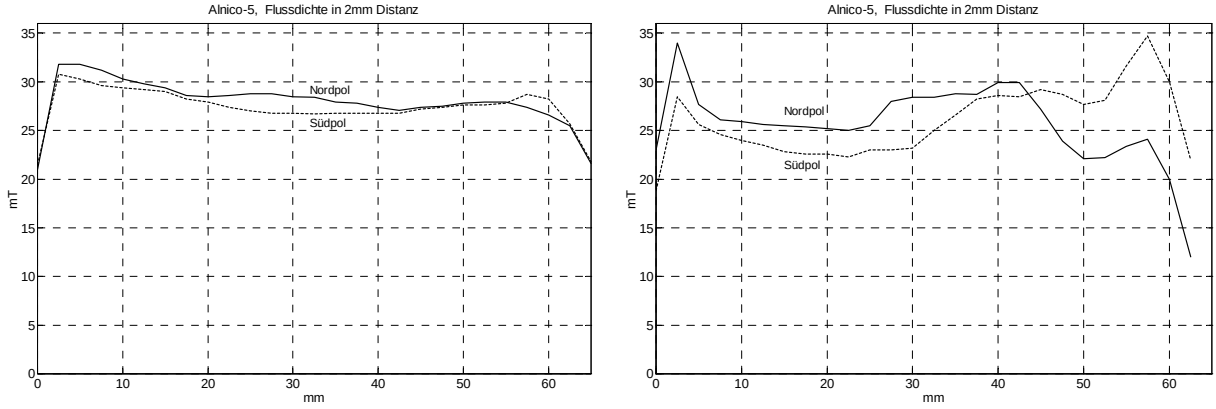


Abb. 4.14: Entlang der Längsseite zweier Humbucker-Balkenmagnete im Abstand *d* = 2mm gemessene magnetische Flussdichte; zwei verschiedene Hersteller.

© M. Zollner 2002

4.6 Der magnetische Kreis

Magnetische Felder durchdringen den ganzen Raum (Kap. 4.1). Da sie unsichtbar sind, veranschaulicht man ihre Ausbreitung mit Feldlinien und erstellt Modellbetrachtungen in Analogie zu fließenden (materielosen) Strömungen. Im Gegensatz zu elektrischen Feldlinien haben magnetische Feldlinien keinen Anfang und kein Ende; im Regelfall (zu dem es Ausnahmen gibt) sind sie geschlossene Linien endlicher Länge. Die Tangente an eine Feldlinie zeigt in Richtung der Flussausbreitung, senkrecht dazu steht die durchflossene Normalfläche. Die beiden feldbeschreibenden **Feldgrößen** sind (magnetische) Feldstärke $\vec{H}$ und (magnetische) Flussdichte $\vec{B}$. Die Feldstärke ist eine längenspezifische Größe (Einheit A/m), die in Längsrichtung (Flussrichtung) gemessen wird, die Flussdichte ist eine flächenspezifische Größe (Vs/m^2), die für die durchflossene Fläche spezifiziert wird.

Das längs einer Raumkurve über $\vec{H}$ gebildete Linienintegral ergibt die magnetische Spannung V, das Flächenintegral über $\vec{B}$ ergibt den magnetischen Fluss Φ. Sofern das Formelzeichen V bereits für das Volumen steht, wird die magnetische Spannung auch als V_m angegeben. Beim infinitesimal kleinen Raumelement beschreibt die differentielle Materialgröße **Permeabilität** μ den Zusammenhang zwischen den differentiellen Feldgrößen Feldstärke und Flussdichte: $\vec{B} = \mu\vec{H}$. Im makroskopischen Bereich werden die integralen Feldgrößen magnetische Spannung und Fluss durch den **magnetischen Widerstand R_m** verknüpft:

$$V = \Phi \cdot R_m = \Phi / \Lambda$$ Hopkinsonsches Gesetz

Im Gegensatz zum elektrischen Feld gibt es keinen "magnetischen Isolator", selbst Vakuum hat eine von null verschiedene Permeabilität (μ_0). Der magnetische Widerstand R_m wird auch **Reluktanz** (engl. Reluctance) genannt. Da das Formelzeichen R auch beim elektrischen Widerstand zur Anwendung kommt, fügt man beim magnetischen Widerstand manchmal den Index m an. Der Kehrwert des magnetischen Widerstandes ist der **magnetische Leitwert Λ**. Hier ist keine Verwechslung möglich, (der elektrische Leitwert ist Y) deshalb ohne Index m. Der magnetische Leitwert wird auch **Permeanz** (engl. Permeance) genannt, und gelegentlich anstelle von Λ auch mit dem Formelzeichen P oder λ bezeichnet.

In Analogie zum Stromkreis definiert man einen **magnetischen Kreis**, der natürlich nicht kreisförmig zu sein braucht. Gemeint ist vielmehr der längs geschlossener Feldlinien fließende ("kreisende") Magnetfluss. Antrieb und Ursache des Magnetflusses ist eine magnetische **Quelle**, also z.B. ein stromdurchflossener Leiter oder ein Dauermagnet. Die Berandung der Quelle ist manchmal klar ersichtlich (z.B. Oberfläche eines Dauermagneten), manchmal eher willkürlich gewählt (z.B. Dauermagnet einschließlich Polschuhen), manchmal nicht existent: Das externe Feld eines stromdurchflossenen Drahtes verläuft zur Gänze in Luft, also außerhalb der Quelle. Der Teil des Flusses, der als innerhalb der Quelle fließend definiert wurde, durchfließt den **Quellwiderstand** (Innenwiderstand, Quellreluktanz), der außerhalb der Quelle fließende Teil durchfließt den **Lastwiderstand** (Lastreluktanz). Im allgemeinen Fall ist jeder dieser Widerstände aus Teilwiderständen zusammengesetzt, im einfachsten Fall gibt es nur *eine* Quelle mit *einem* Innenwiderstand, und *eine* Last (**Abb. 4.15**).

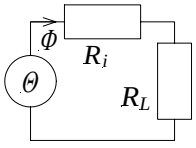


Abb. 4.15: Quelle mit Durchflutung Θ, Innenwiderstand R_i, Lastwiderstand R_L, Fluss Φ (vergl. Kap. 4.1).

© M. Zollner 2002

Ein Hufeisenmagnet (**Abb. 4.16**) ist ein ähnlich einfaches Beispiel. Vereinfachend wird zunächst angenommen, dass der Magnetfluss nur im Hufeisenmagnet, in den beiden Luftspalten und im Anker fließt (kein Streufluss). Innen-, Luftspalt- und Ankerwiderstand werden der Reihe nach vom selben Fluss durchflossen, und deshalb im Ersatzschaltbild in Reihenschaltung angeordnet. Die an allen Widerständen entstehenden (abfallenden) magnetischen Spannungen, die auch magnetische **Spannungsabfälle** genannt werden, ergeben aufsummiert die magnetische Umlaufspannung = Durchflutung.

Wenn man berücksichtigen möchte, dass nicht der gesamte Fluss durch den Anker fließt, sondern als **Streufluss** teilweise daran vorbei, ist eine Flussaufteilung mit parallel liegenden Widerständen erforderlich (**Abb. 4.17**). Natürlich erfolgt der Streufluss räumlich verteilt, die "kanalisierte" Darstellung im Ersatzschaltbild ist eine Vereinfachung. Möchte man ergänzend auch den im Magneten auftretenden Streufluss berücksichtigen, ist die Quelle zu unterteilen. (**Abb. 4.18**). Auch dies ist eine Vereinfachung, falls erforderlich müssen mehr als zwei Teilquellen und mehr als zwei Teilwiderstände angesetzt werden. **FEM-Programme** unterteilen die Feldstruktur in Tausende kleiner Zellen (Elemente), die als Grundlage sowohl für numerische Fluss- und Widerstandsberechnungen, als auch für exaktere Feldlinienbilder dienen.

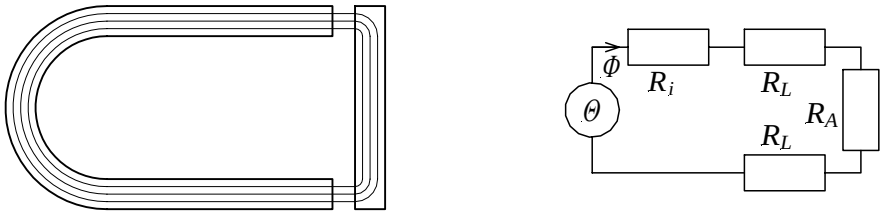


Abb. 4.16: Hufeisenmagnet mit Anker, kein Streufluss.

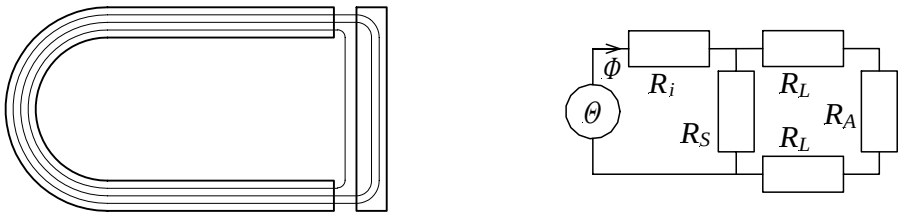


Abb. 4.17: Hufeisenmagnet mit Anker und Last-Streufluss (schematisch).

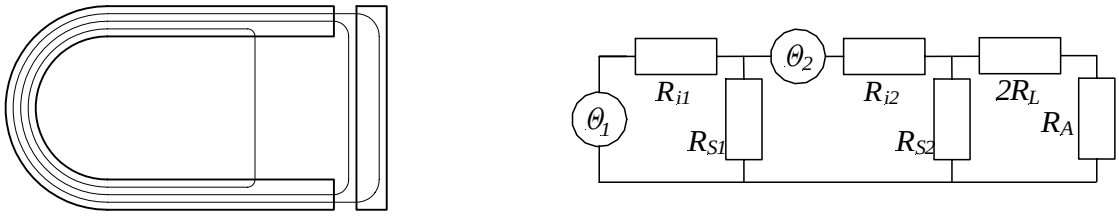


Abb. 4.18: Hufeisenmagnet mit Anker, Quell- und Last-Streufluss (schematisch). Die Reihenschaltung der beiden Luftspaltwiderstände ist zu einem Widerstand $2R_L$ zusammengefasst.

© M. Zollner 2002

Die Ermittlung der Elemente der in Abb. 4.16–18 dargestellten Ersatzschaltbilder ist kompliziert und nur angenähert möglich. Für die Durchflutung ist das Produkt aus Koerzitiv-Feldstärke und Magnetlänge anzusetzen. Der Innenwiderstand des Magneten ist nichtlinear, er lässt sich aus der Hysterese berechnen. Der Luftspaltwiderstand ist linear, berechnet sich aber über ein inhomogenes (ortsabhängiges) Feld. Der Widerstand eines ferromagnetischen Ankers ist nichtlinear. Eine Lösung ist nur iterativ möglich: Die räumliche Feldverteilung hängt von den nichtlinearen Widerständen ab, deren Arbeitspunkt ist aber wiederum feldabhängig. Es muss insbesondere betont werden, dass bei nichtlinearen Elementen das sonst so mächtige Hilfsmittel der Überlagerung (Superposition) nicht angewandt werden darf.

Hingegen ist der **Kirchhoffsche Maschensatz** anwendbar, der in seiner verallgemeinerten Form lautet: *In einem unverzweigten Strömungskreis ist die Flussgröße überall gleich groß; die Summe aller Potentialabfälle ist null*. Auf den Magnetkreis übertragen: In **Abb. 4.19** ist der magnetische Fluss überall gleich groß; die Summe aus Durchflutung und magnetischen Spannungsabfällen ist null: $\Theta + V_M + V_L = 0$. Hierbei ist Θ die Durchflutung, V_M ist der magnetische Spannungsabfall im Magneten, V_L ist der magnetische Spannungsabfall in Luft. Damit die Summation null ergibt, müssen alle Zählpfeile im Kreis den gleichen Umlaufsinn aufweisen. Alternativ hierzu gibt es aber noch weitere Zählpfeilsysteme, da jede der drei Umlaufgrößen wahlweise mit positivem oder negativem Vorzeichen angesetzt werden kann. Die bei Dauermagneten übliche Messtechnik hat zu einer zunächst ungewohnten Vorzeichenkonvention geführt: $\Theta = V_L - V_M$. Die Zählpfeile von Θ und V_M einerseits und V_L andererseits sind entgegengesetzt, und außerdem werden Θ und V_L negativ angenommen. Für den Zählpfeil des Flusses gibt es zwei Möglichkeiten; er wurde so gewählt, dass (ebenfalls ungewöhnlich) in der Quelle die Zählpfeile von Θ und Φ in ihrer Richtung übereinstimmen. Am Luftwiderstand R_L sind damit Spannungs- und Flusszählpfeil entgegengesetzt, am Magnetwiderstand R_M stimmen die Richtungen überein. Das Hopkinsonsche Gesetz lautet damit: $V_L = -\Phi \cdot R_L$, und $V_M = +\Phi \cdot R_M$. Wie gesagt – gewöhnungsbedürftig.

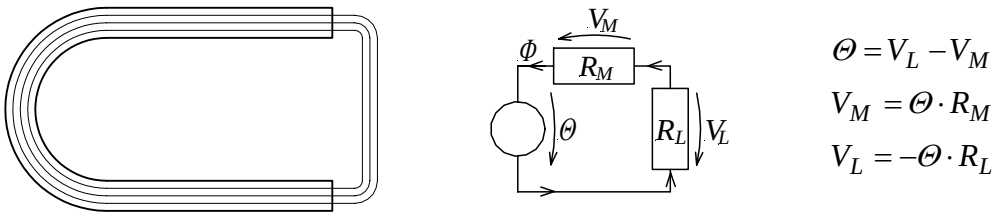


Abb. 4.19: Hufeisenmagnet ohne Anker, kein Quellstreufluss (Feldlinienverlauf vereinfacht).

Für den linearen Luftwiderstand kann das Hopkinsonsche Gesetz als Ursprungsgerade dargestellt werden; wegen des (zählpfeilbedingten) Minuszeichens ist bei positivem Fluss der Spannungsabfall negativ. Der Magnetwiderstand (Quellreluktanz) ist nichtlinear, den V_M / Φ-Zusammenhang beschreibt die Hysteresekurve. Da sowohl R_M als auch R_L von selben Fluss durchflossen werden, können beide Funktionsgraphen in dasselbe Bild eingezeichnet werden. **(Abb. 4.20)**. Die Summe der Beträge von V_M und V_L ist Θ, dies ist der Abstand der beiden senkrechten Linien. Lässt man als Grenzfall den Luftwiderstand gegen null gehen, ergibt sich die Remanenzflussdichte. Dies wäre der Fall, wenn anstelle von Luft ein hochpermeables Material als Anker verwendet würde. Lässt man hingegen den Luftwiderstand gegen unendlich gehen, wird die Flussdichte null, und man erhält den Koerzitivpunkt. Ein Material mit $\mu = 0$ ist allerdings nicht realisierbar, es gibt keinen "magnetischen Isolator".

© M. Zollner 2002

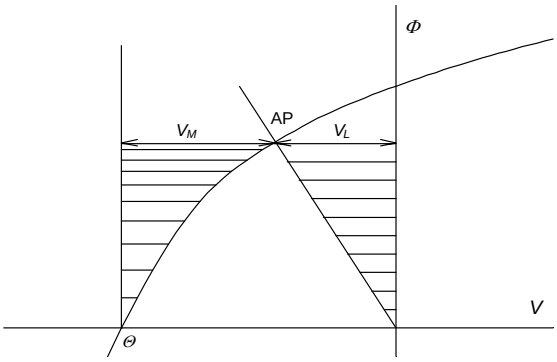


Abb. 4.20: Grafische Lösung der nichtlinearen Flussgleichung. Über Φ (Ordinate!) wächst V_L proportional nach links (Arbeitsgerade, rechte dreieckige Schraffur). V_M wächst über der Ordinate (!) progressiv nach rechts (linke Schraffur). Die Summe beider Beträge entspricht im Arbeitspunkt (AP) der Durchflutung Θ.

Abb. 4.20 enthält zwei Funktionsgraphen, die auch Arbeitskennlinien genannt werden. Den nichtlinearen *B*/*H*- bzw. Φ/*V*-Zusammenhang beschreibt die gekrümmte Hysteresekurve, der lineare Luftwiderstand wird durch die **Arbeitsgerade** dargestellt. Die Steigung der Arbeitsgeraden hängt von der individuellen Magnetfeld-Geometrie ab, ihr Schnittpunkt mit der Hysteresekurve ergibt den **Arbeitspunkt** (AP). Da das Luftfeld den gesamten (unendlichen) Raum erfüllt, ist die Berechnung von R_L nur näherungsweise möglich.

Bei den am einfachsten aufgebauten Tonabnehmern werden zylinderförmige Magnete verwendet – ohne jegliche Polschuhe (Eisenteile). Idealisiert durchfließt der Magnetfluss den Magnetzylinder in axialer Richtung, tritt an der Stirnfläche aus, divergiert, erfüllt den ganzen Luftraum, und sammelt sich wieder an der anderen Stirnfläche. In Wirklichkeit kommt aber auch noch ein ganz erheblicher Quell-Streufluss zustande: Der Magnetfluss durchdringt auch die Zylindermantelfläche, weswegen die Quelle aufgeteilt werden müsste (Abb. 4.18). Der tatsächlich wirksame Luftwiderstand, der zumeist in reziproker Form als **Permeanz** dargestellt wird, ist nur über FEM-Programme in ausreichender Genauigkeit bestimmbar. Die Literatur nennt zwar für einige einfach geformte Körper Permeanzwerte [21-26], deren Genauigkeit ist aber nur mäßig. Erschwerend kommt hinzu, dass die Permeanzeinheit in der amerikanischen Literatur sich erst auf den zweiten Blick erschließt. Die Permeanz *P* ist der Quotient aus Fluss und magnetischer Spannung; sie sollte die Einheit Vs/A = H haben, bzw. Mx/Gb. Trotzdem wird *P* in der amerikanischen Literatur mit der Dimension einer Länge (z.B. cm) angegeben, was auf die falsche Definition von μ_0 zurückzuführen ist. Der korrekte Wert von μ_0 ist im CGS -System μ_0 = 1 G/Oe. Stattdessen wird aber mit μ_0 = 1 gerechnet, mit der Konsequenz, dass auch die Einheiten abgeleiteter Größen falsch sind.

Neben der absoluten Permeanz ist auch noch eine dimensionslose **normierte Permeanz** definiert, die Parker [22] als **Permeance Coefficient** *p = unit permeance per centimeter* oder an anderer Stelle als dimensionsloses *B*/*H-Ratio* einführt – wieder unter der Annahme μ_0 = 1. McCaig [26] ist da präziser und spricht vom B/μ_0H-*Ratio*, meint aber dasselbe. Cedighian [25] bevorzugt wieder das *B*/*H*-Verhältnis ohne μ_0, nennt es aber **Entmagnetisierungskoeffizient** (siehe später). Das *B*/*H*-Verhältnis gibt die Steigung der Arbeitsgeraden (Lastkennlinie) an. Die dimensionslose Angabe *B*/*H*-Ratio = 12 besagt beispielsweise, dass zu einer Feldstärke von 500 Oe eine Flussdichte von 6 kG gehört. Umgerechnet auf MKSA-Einheiten: Zu 40 kA/m gehören 0,6 T. Damit die Arbeitsgerade durch den Punkt maximaler Energiedichte (BH_{max}-Punkt) verläuft, sind bei Alnico-Magneten *B*/*H*-Verhältnisse um 15 optimal. Daraus ergibt sich in den veröffentlichten Permeanz-Diagrammen [z.B. 22, 23, 25, 26] für Zylindermagnete ein optimales Länge/Durchmesser-Verhältnis von ungefähr 4. Parker [22] spricht zwar von *length-to-area-ratio*, meint aber *length-to-diameter*.

© M. Zollner 2002

Viele Tonabnehmer-Magnete (z.B. Stratocaster) erreichen dieses optimale Länge/Durchmesser-Verhältnis ziemlich genau, man sollte hieraus aber kein Dogma machen; die Genauigkeit der Permeanzangeben ist nicht sehr hoch. Die auf Netzwerkanalogien beruhende Magnetkreistheorie ist sehr gut geeignet, qualitative Zusammenhänge zu überblicken. Für quantitative Aussagen stehen heute mit FEM-Berechnungen leistungsfähigere und präzisere Hilfsmittel zur Verfügung.

Der Begriff **Entmagnetisierung** bedarf noch einer Erläuterung. Zunächst ist jeder Vorgang gemeint, der den Arbeitspunkt aus dem Remanenzpunkt auf der Hysteresekurve nach links unten schiebt – deswegen wird anstelle von Hysteresekurve manchmal auch von Entmagnetisierungskurve gesprochen. Daneben bezeichnet Entmagnetisieren auch das irreversible Zerstören der permanenten Magnetisierung, wie es beim Überschreiten der **Curietemperatur** oder bei starker Feldeinwirkung (z.B. im Entmagnetisierungsgerät) auftritt. Selten sind mit Entmagnetisierung auch Alterungsvorgänge gemeint, die allerdings meistens Alterung, Nachwirkung, Aging, After-Effects, Losses oder ähnlich genannt werden. Eher unerwartet kommt hingegen die Bezeichnung Entmagnetisierung für Spannungsabfälle am Quellwiderstand: Da R_M in Abb. 4.19 nicht null sein kann, ergibt sich bei jedem Fluss $\Phi \neq 0$ an R_M ein positiver magnetischer Spannungsabfall $\Phi \cdot R_M$, der – in Reihe mit der negativen (!) Durchflutung Θ – den magnetischen Spannungsabfall am Lastwiderstand R_L betragsmäßig verkleinert. Auch die Feldstärke H in dieser Last wird verringert, der Magnetkreis also "entmagnetisiert". Man darf die elektromagnetischen Analogien aber nicht zu weit treiben, sonst müsste man bei einer belasteten Autobatterie von "Entelektrisierung" sprechen.

In **Abb. 4.21** sind für typische Alnico-Kurven die Arbeitsgeraden angegeben. Mit $L/D = 4$ ergibt sich im Zentrum eines Alnico-5-Zylindermagneten eine Flussdichte von ca. 9 kG = 0,9 T: Nimmt man stattdessen einen Alnico-2-Magnet, sinkt B auf ca. 5 kG. Die normierten Permeanzwerte von Humbuckermagneten sind mit $p \approx 4$ überraschend klein, die Unterschiede zwischen Alnico-2 und Alnico-5 bezüglich der Flussdichte dementsprechend gering.

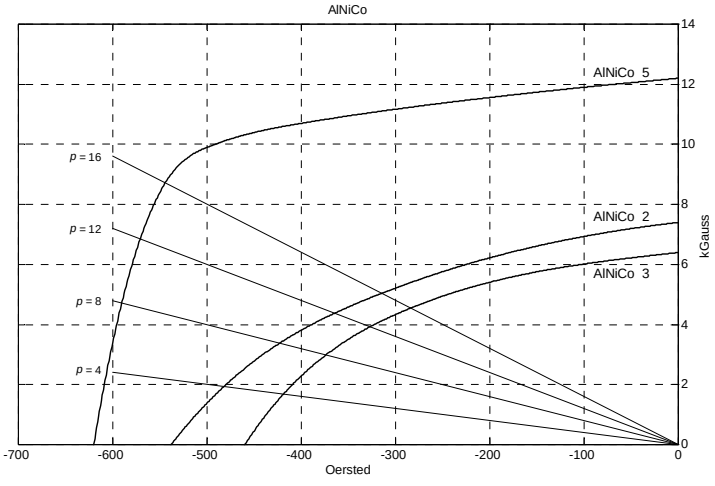


Abb. 4.21: Arbeitsgeraden für drei unterschiedliche normierte Permeanz-Werte p = 8, 12, 16. Die am Arbeitspunkt entstehenden Flussdichten werden in der neutralen Ebene erreicht, d.h. im Zentrum des Zylindermagneten.
Zu p = 8 gehört bei Zylindermagneten ein Länge/Durchmesser-Verhältnis von ungefähr 2,5.
Entsprechend: $p = 12 \rightarrow L/D = 3{,}2$
und $p = 16 \rightarrow L/D = 4$.
Alnico- und Keramikmagnete haben etwas unterschiedliche Permeanzen [23].

© M. Zollner 2002

4.7 Darstellung magnetischer Felder

Magnetfelder sind räumliche Vektorfelder. Oder, um etwas präziser zu sein: Magnetische Flussdichte $\vec{B}$ und magnetische Feldstärke $\vec{H}$ sind vektorielle Größen eines dreidimensionalen Feldes. In einer grafischen Darstellung müssten sowohl der Ort als auch die Feldgrößen dreidimensional dargestellt werden – unmöglich auf einem zweidimensionalen Papier. Mit perspektivischen Darstellungen lässt sich zwar eine räumliche Tiefe vortäuschen, Abstände und Winkel sind hierbei aber nur sehr schwer erfassbar. Deshalb erstellt man häufig Schnittebenen (oder in Sonderfällen gekrümmte Flächen), in denen der Feldverlauf gezeichnet wird. Besonders gut gelingt dies in parallelebenen oder rotationssymmetrischen Feldern. Bei einem parallelebenen Feld hängen die Feldgrößen nur von zwei Raumkoordinaten (x, y) ab. Das Feld eines stromdurchflossenen, unendlich langen, geraden Leiters (Abb. 4.1) gehört hierzu, wenn man die Leiterachse in z-Richtung dreht. Dasselbe Feld kann aber auch rotationssymmetrisch aufgefasst werden, mit der Leiterachse als Symmetrielinie, und Zylinderkoordinaten (r, φ) anstelle von kartesischen Koordinaten. Bleibt noch das Problem, die dreidimensionalen Feldgrößen in dieser Schnittebene darzustellen. Jeder Punkt der Darstellungsebene steht ja für einen Punkt der Schnittebene – damit bleibt eigentlich kein Platz mehr, um Betrag oder Richtung der Feldgröße einzuzeichnen. Also müssen Kompromisse gefunden werden, müssen weniger wichtige Informationen zugunsten wichtigerer unterdrückt werden. Beispielsweise kann man die Feldgröße nur an diskreten Punkten darstellen, und nicht in der gesamten (kontinuierlichen) Ebene. Oder man kodiert den Betrag der Feldgröße durch Farbzuordnung, und verzichtet auf die Darstellung der Richtung.

4.7.1 Feldstärke und Flussdichte

Die folgenden Felddarstellungen beziehen sich auf **zweidimensionale Felder**. Die Feldgröße wird als **Pfeil** dargestellt, dessen Länge den Betrag und dessen Richtung die Richtung der Feldgröße charakterisiert. Für den Betrag ist eine Skalierung erforderlich, z.B. 1 cm ≙ 1 T. Die durch einen Pfeil dargestellte Feldgröße wird seinem Fußpunkt zugeordnet. Dies kann sehr leicht zu Fehlinterpretationen führen, weil die Zeichenebene nun zwei Funktionen hat: Sie stellt die Ortskoordinaten dar, aber auch die Feldgröße. Der Betrachter ist versucht, zwischen Fußpunkt und Spitze des Pfeils einen örtlichen Zusammenhang herzustellen, obwohl nur der Fußpunkt einem Ort der Schnittebene zugeordnet ist. **Abb. 4.22** erläutert diese Problematik anhand von rotierenden Pfeilen:

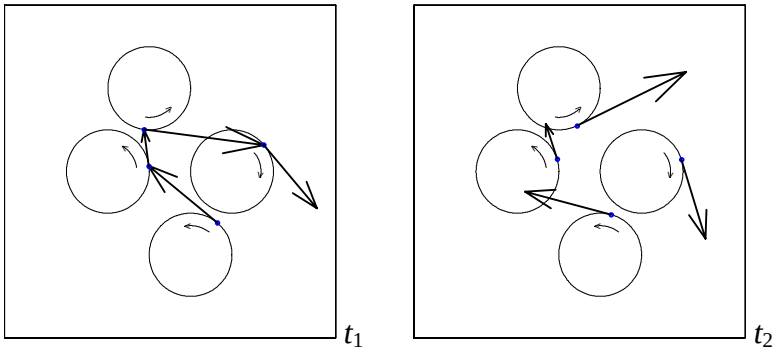


Abb. 4.22:
Geschwindigkeitsvektoren, dargestellt zu zwei verschiedenen Zeitpunkten $t_2 > t_1$. Im linken Bild ergibt sich ein geschlossener Polygonzug, der aber keine physikalische Bedeutung hat.

© M. Zollner 2002

Das Gehirn verarbeitet optische Informationen zu visuellen Eindrücken. Die immense Datenmenge wird hierbei erheblich reduziert und nach **Gestalt**gesetzen strukturiert. So werden nahe benachbarte und ähnliche Objekte zu übergeordneten Einheiten zusammengefasst, wobei glatter Verlauf und Geschlossenheit anzustreben sind. Im linken Bild von Abb. 4.22 zeigen die Pfeilspitzen jeweils auf die Fußpunkte der benachbarten Pfeile. Der dadurch wahrgenommene geschlossene Linienzug ist aber irrelevant, wie das zu einem späteren Zeitpunkt dargestellte rechte Bild zeigt. In **Abb. 4.23** sind links oben Feldstärkevektoren eines Magnetfeldes dargestellt. Am Punkt [0.5 0.5] fließt ein elektrischer Strom in die Bildebene, was zu einem konzentrischen Feld führt. Alle Pfeile sind Tangenten einer konzentrischen Kreisschar, durch die großen Abstände im linken Bild fällt es aber schwer, diese Kreise zu identifizieren. Für das rechte obere Bild wurde der Leiter etwas nach rechts oben verschoben, wodurch ein Riesenpfeil entsteht. Das muss so sein, der Fußpunkt dieses Pfeils ist sehr nahe am Leiter, die Feldstärke ist hier tatsächlich sehr groß – aber sehr übersichtlich ist diese Darstellung nicht.

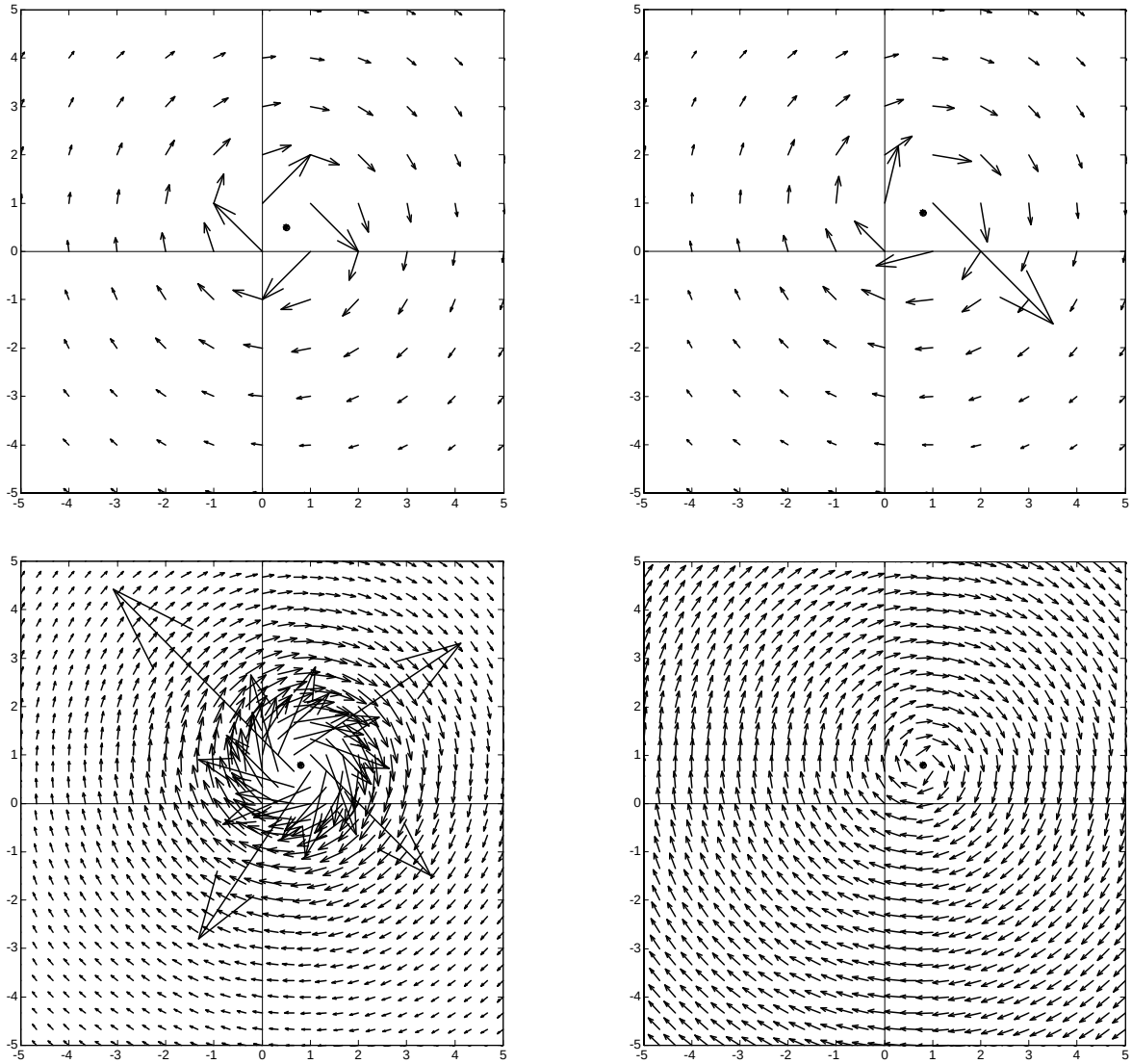


Abb. 4.23: Feldstärkevektoren um einen stromdurchflossenen Leiter.

Im Bild links unten wurde die Pfeildichte erhöht, um die Kreisformen feiner aufzulösen – auch keine gute Idee. Im rechten unteren Bild sind alle Pfeile mit gleicher Länge dargestellt; der visuelle Eindruck ist hier am besten, die Betragsinformation allerdings verloren gegangen.

© M. Zollner 2002

Falls der Betrachter beim rechten unteren Bild von Abb. 4.23 zu der Auffassung gelangt, dieses Feld sei leicht im Uhrzeigersinn verdreht, weil an jedem Bildrand ein schräger Verlauf zu sehen ist, unterliegt er der eben erwähnten optischen Täuschung: Das Verbinden einzelner Pfeile zu zusammenhängenden Linien ist bei diesem Pfeilgitter physikalisch nicht sinnvoll. Im Übrigen kann ein rotationssymmetrisches Feld nicht verdreht sein!

In **Abb. 4.24** sind die Feldstärkevektoren einer Zweidrahtleitung dargestellt. Auch hier wird die Übersichtlichkeit ganz wesentlich verbessert, wenn auf die Betragsdarstellung verzichtet wird. Falls die Möglichkeit zum Farbausdruck besteht, kann die Betragsinformation als Pfeilfarbe dargestellt werden – bei einer Schwarzweißkopie ist hiervon aber nichts mehr zu sehen.

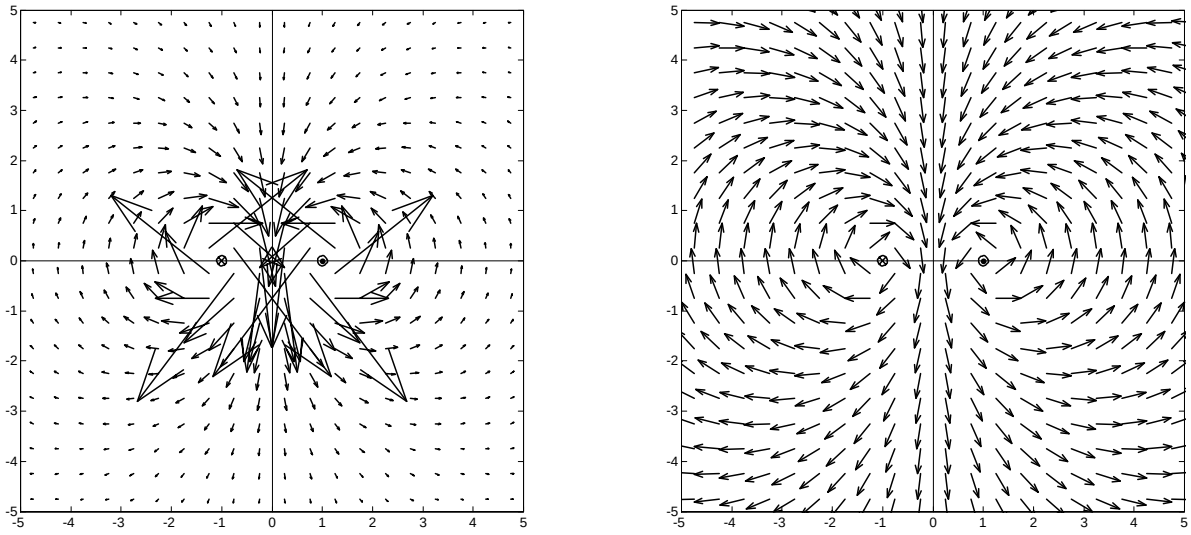


Abb. 4.24: Feldstärkevektoren einer stromdurchflossenen Zweidrahtleitung, rechts normierte Darstellung. Beim rechten Bild kann man Unsymmetrien zwischen unterer und oberer Bildhälfte erkennen, denen wieder die aus Abb. 4.23 bekannte Fehlinterpretation zugrunde liegt.

Ergänzend zur Vektordarstellung vermitteln **Feldlinienbilder** einen anschaulichen Eindruck vom räumlichen Feldverlauf. Feldlinien zeigen nicht die Orte gleicher Feldstärke – sie dürfen z.B. nicht mit den Isobaren einer Wetterkarte oder den Höhenlinien einer Landkarte verwechselt werden. Vielmehr wird eine Kurve dadurch zur Feldlinie, dass der Feldstärkevektor $\vec{H}$ in jedem Punkt dieser Kurve ein Tangentenvektor ist. In jedem Raumpunkt ist die Richtung, d.h. der räumliche Differentialquotient der Feldstärke, definiert. Geometrisch betrachtet bedeutet die Integration dieser räumlichen Differentialgleichung somit die Verbindung differentiell kleiner Richtungspfeile zu Integralkurven, d.h. zu Feldlinien (Kap. 4.1).

Die Feldlinien um einen stromdurchflossenen Leiter sind konzentrische Kreise. In diesem einfachen Fall gelingt ihre formal-analytische Beschreibung, bei komplizierteren realen Feldern ist zumeist eine FEM-Berechnung erforderlich. **Abb. 4.25** zeigt das konzentrische Feld: Für in die Bildebene hineinfließenden Strom verlaufen die Feldlinien im Uhrzeigersinn. Die Richtung des Feldstärkevektors ist als Tangente an die Feldlinien leicht bestimmbar, sein Betrag kann allerdings aus einer Feldlinie nicht ermittelt werden. Einen ungefähren Hinweis liefert jedoch der Feldlinien-Abstand: Je näher benachbart die Feldlinien, desto größer der Betrag. Im rechten Bild von Abb. 4.25 ist der Betrag als Grauwert dargestellt – mit mäßigem Erfolg. Bei linearer Zuordnung reicht die darstellbare Dynamik nicht aus, für die 1/r-Abnahme müsste eine spezielle Farbtafel (colormap) definiert werden.

© M. Zollner 2002

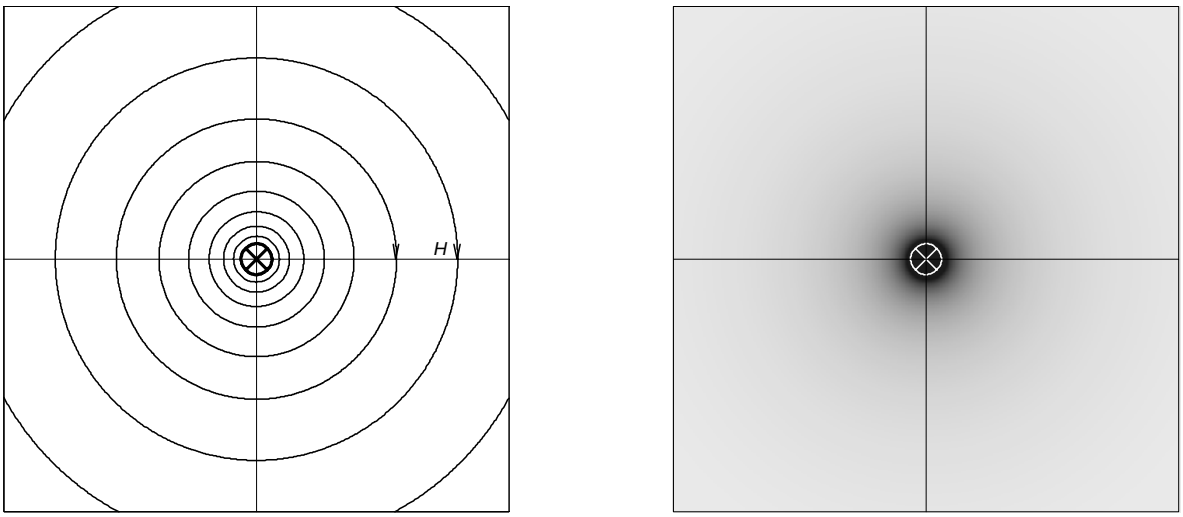


Abb. 4.25: Magnetfeld eines stromdurchflossenen Leiters. Links Feldlinien, rechts Grauwertkodierung. Die vom Drucker und Kopierer darstellbaren Grauwerte können die radiale Feldabnahme nicht fein genug auflösen.

Auch bei der unendlich langen Zweidrahtleitung ist eine analytische Feldbeschreibung möglich (**Abb. 4.26**). Bei entgegengesetztem Stromfluss sind die Feldlinien exzentrische Kreise, deren Mittelpunkte auf der *x*-Achse liegen. Das konnte man schon bei der Pfeildarstellung (Abb. 4.24) vermuten, in der Liniendarstellung ist es offensichtlich. *Zwischen* den Drähten ist die Feldstärke am größten (= größte Liniendichte), mit wachsender Entfernung nimmt *H* schnell ab. Zur **Niveaulinien-Darstellung** gelangt man, wenn alle Orte gleichen Feldstärkebetrags durch Linien verbunden werden. Diese Darstellung ist von Landkarten bekannt: Eine Höhenlinie verbindet hier alle Punkte gleicher Höhe. Die Bezeichnung "Niveaulinie" besagt aber nur, dass alle Punkte mit gleichen Funktionswerten durch Linien verbunden werden; welche Größe dargestellt wird, muss angegeben werden. Auf *Isobaren* ist der Druck konstant, auf *Isothermen* die Temperatur, beim Magnetfeld könnte man *Iso-Feldstärke-Linie* sagen, das ist aber ungebräuchlich, deshalb: **Kurven gleicher Feldstärke**. Wenn Kurven gleicher Flussdichte darzustellen sind, wird manchmal von **Isofluxlinien** gesprochen.

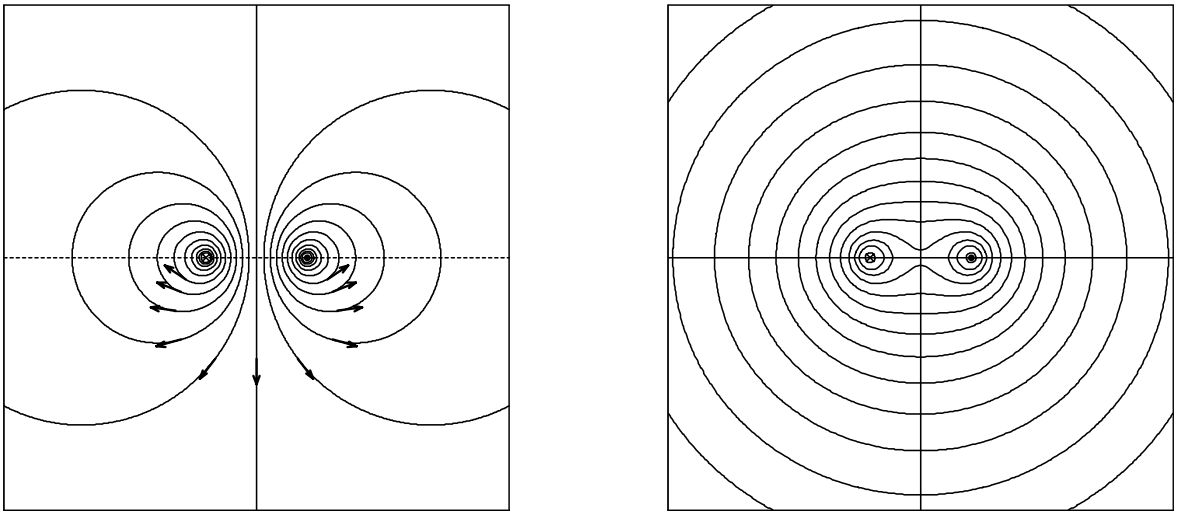


Abb. 4.26: Stromdurchflossene Zweidrahtleitung. Feldlinien mit Richtungspfeilen (links), Niveaulinien gleicher Feldstärke (rechts). Linien gleicher Feldstärke sind keine Äquipotentiallinien (→ Abb. 4.27).

© M. Zollner 2002

4.7.2 Magnetische Potentiale

In Kap. 4.2 wurden das magnetische **Skalarpotential** und das magnetische Vektorpotential eingeführt. Der negative Gradient des Skalarpotentials ψ ist die Feldstärke: $\vec{H} = -\text{grad}\,\psi$. Das Skalarpotential ist eine skalare Größe, die nur einen Betrag, aber keine Richtung hat. Insofern ist ihre Darstellung (und Berechnung) einfacher als die einer Vektorgröße. Aus der räumlichen Änderung des Skalarpotentials erhält man die Feldstärke, aus dem Linienintegral über der Feldstärke ergibt sich das Skalarpotential. Bei ganz einfachen Feldern, wie z.B. dem in Abb. 4.25 dargestellten Feld des stromdurchflossenen Leiters, ist die Feldstärke auf jeder der (kreisförmigen) Feldlinien konstant. Beim Umlauf mit konstanter Winkelgeschwindigkeit wächst ψ folglich proportional zum Winkel. Die Verbindungslinien gleicher Skalarpotentiale, die sog. **Äquipotentiallinien**, sind deshalb vom Leitermittelpunkt nach außen führende Strahlen. Längs einer Äquipotentiallinie ändert sich das Potential nicht, senkrecht dazu ändert es sich am stärksten – dies ist die Richtung, in die der Gradient zeigt. Oder anders ausgedrückt: Feldlinien und Äquipotentiallinien schneiden sich unter 90°, der Feldstärkevektor steht senkrecht auf der Äquipotentiallinie, sein Betrag entspricht der räumlichen Dichte der Äquipotentiallinien. In Bereichen, in denen die Äquipotentiallinien nahe benachbart verlaufen, ist die Feldstärke groß.

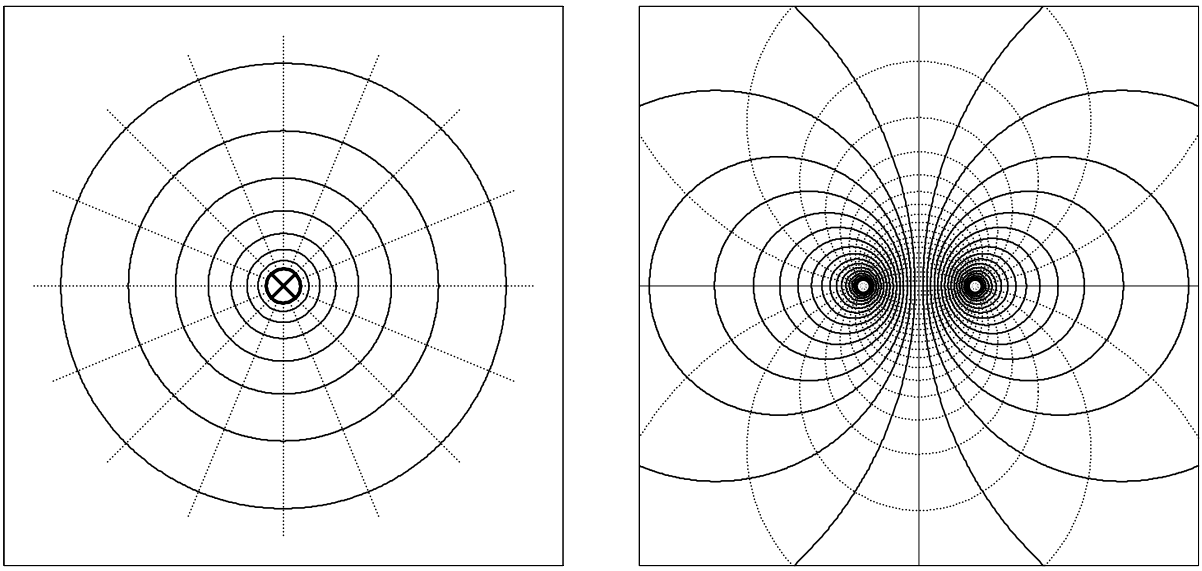


Abb. 4.27: Feldlinien und Äquipotentiallinien einfacher Felder: Einzeldraht (links); Zweidrahtleitung (rechts).

Der Begriff Äquipotentiallinie meint Kurven, auf denen das Skalarpotential gleich ist. Beim **Vektorpotential** $\vec{A}$ ist eine Gleichheit viel schwerer erreichbar, weil wegen dessen Vektorcharakter drei Komponenten gleich sein müssten. Das Vektorpotential eines zweidimensionalen Magnetfeldes hat hingegen nur eine Komponente, die auf der Feldebene senkrecht steht (Kap. 4.2); beim stromdurchflossenen Leiter verläuft diese somit parallel zur Leiterrichtung. Wenn man die Feldebene als *x/y*-Ebene definiert, hat das Vektorpotential nur eine A_z-Komponente, deren partielle räumliche Ableitung den Flussdichtevektor $\mu\vec{H}$ ergibt:

$$\mu \cdot \vec{H} = \nabla \times \vec{A} = \text{rot}\,\vec{A} = \begin{pmatrix} \partial A_z / \partial y \\ -\partial A_z / \partial x \end{pmatrix} \qquad \text{2D-Vektorpotential}$$

© M. Zollner 2002

Beim **parallelebenen** Feld, das zweckmäßigerweise mit kartesischen Koordinaten dargestellt wird, lässt sich jedem Raumpunkt ein Flussdichtevektor $\vec{B}$ zuordnen. Seine beiden Komponenten sind:

$$B_x = \partial A/\partial y, \quad B_y = -\partial A/\partial x, \qquad A = A_z \qquad A_z = \text{2D-Vektorpotential}$$

Die Richtung von $\vec{B}$ stimmt mit der Flusslinienrichtung überein, $\vec{B}$ ist Flusslinien-Tangente:

$$dy/dx = B_y/B_x \quad \rightarrow \quad B_x \cdot dy - B_y \cdot dx = 0 \quad \rightarrow \quad \frac{\partial A}{\partial y} \cdot dy + \frac{\partial A}{\partial x} \cdot dx = 0 \;\hat{=}\; dA$$

Die rechte Gleichung stellt ein totales Differential *dA* dar, das null ist. Das totale Differential kann man als Höhenzuwachs über der *x/y*-Ebene interpretieren, wenn eine Ortsveränderung um *dx* bzw. *dy* vorgenommen wird. Da dieser Höhenzuwachs für das 2D-Vektorpotential immer null ist, wenn – wie oben angenommen – in der *x/y*-Ebene auf einer Flusslinie vorangegangen wird, behält *A* seinen Wert hierbei unverändert bei. Zu Flusslinien gehören folglich konstante *A*-Werte, oder anders herum: Im zweidimensionalen parallelebenen Feld sind Orte konstanten Vektorpotentials durch Flusslinien verbunden. Zur Berechnung von Flusslinien (bzw. – nach Division durch μ – von Feldlinien) muss folglich das Vektorpotential ermittelt und Orte gleichen Vektorpotentials verbunden werden.

Beim **rotationssymmetrischen** Feld sind Zylinderkoordinaten zweckmäßiger als kartesische Koordinaten. Bei der Berechnung der Rotation erhält man dabei etwas andere Differentialgleichungen als beim parallelebenen Feld. Mit Radius *r*, Rotationswinkel φ und Achsenrichtung *z* ergibt die entsprechende Berechnung:

$$\frac{\partial(rA)}{\partial z} \cdot dz + \frac{\partial(rA)}{\partial r} = 0, \qquad A = A_\varphi \qquad A_\varphi = \text{2D-Vektorpotential}$$

Eine derartige Feldsymmetrie würde man z.B. bei einem ringförmigen Leiter ansetzen, das Vektorpotential verläuft dann ebenfalls ringförmig. Flusslinien sind dabei aber nicht Orte mit *A* = const, sondern gehören zu $r \cdot A$ = const.

4.7.3 Räumliche Felder

Alle realen Felder sind dreidimensional, und nur im Sonderfall entweder auf dünne Schichten begrenzt, oder (bei Symmetrie) durch eine Ebene charakterisiert. Bei einem allgemein-räumlichen Feldverlauf sind Feld- oder Flusslinienprojektionen auf eine zweidimensionale Ebene nicht hilfreich – die räumliche Tiefe kann hierbei in aller Regel nicht erkannt werden. Als Ausweg bleibt nur noch, Schnittebenen zu definieren, und in ihnen die Flussdichte oder die Feldstärke farblich kodiert darzustellen. Die Zuordnung zwischen dem darzustellenden Wert und der zugeordneten Farbe geschieht über Farbtafeln (colormaps), die z.B. einen Farbverlauf von blau über grün, gelb nach rot für ansteigende Funktionswerte zuweisen.

© M. Zollner 2002

4.8 Feldverlauf in Werkstoffen

In Vakuum (bzw. Luft) besteht ein einfacher Zusammenhang zwischen Flussdichte und Feldstärke: $B = \mu_0 H$. Bei ferromagnetischen Werkstoffen sind die Verhältnisse komplizierter, μ ist hierbei wesentlich größer als μ_0, und nichtlinear von H abhängig. Größere Permeabilität μ bedeutet bessere magnetische Leitfähigkeit, also kleineren magnetischen Widerstand. Wenn man den **Feldlinien** (Flusslinien) unterstellt, immer den Weg des geringsten Widerstandes zu "suchen", bekommt man eine anschauliche Erklärung für die Wirkung ferromagnetischer Materialien im Feld: Sie "saugen" sozusagen die benachbarten Feldlinien in sich auf, die dadurch – trotz des etwas längeren Weges – insgesamt einen kleineren Widerstand vorfinden. Die Fachliteratur bietet noch wesentlich tragfähigere Modelle an, in denen z.B. mikrokosmische Kreisströme als Ursache jeglichen magnetischen Verhaltens angenommen werden, für einfache Betrachtungen reichen aber einfache Modelle völlig aus.

Zur Beschreibung des magnetischen Verhaltens üblicher Gitarren-Tonabnehmer ist die vereinfachende Unterteilung in magnetische und unmagnetische Materialien sehr zweckmäßig, weil Para- und Diamagnetismus keine Rolle spielen. Luft, Holz, Kunststoffe, Lacke, Messing, Kupfer, Aluminium, Neusilber (u.v.a. mehr) sind somit unmagnetisch, Stahl♣, Nickel und Eisen sind (ferro)magnetisch. Eine Kupferplatte kann also nicht, wie manche beim Telecaster-Tonabnehmer vermuten, "das Magnetfeld reflektieren", denn für stationäre Magnetfelder besteht zwischen Luft und Kupfer kein Unterschied. Dass unter dem Tele-Pickup gar keine Kupferplatte, sondern eine *verkupferte* Stahlplatte sitzt, die gelegentlich auch verzinnt war, oder verzinkt, oder was auch immer – das ist eine andere Geschichte. Ignorieren wir also den dünnen Kupferüberzug, und unterstellen dem Rest ferromagnetisches Verhalten, dann haben wir einen magnetischen Werkstoff im Feld eines (bzw. mehrerer) Dauermagneten. Wie ändert sich hierdurch der Feldverlauf, was bewirkt dieser Werkstoff?

Ferromagnetika leiten Magnetflüsse viel besser als Luft, vergleichbar etwa einem Drainagerohr, das im Erdboden seine Umgebung entwässern soll: Mühsam sind des Wassers Wege, in der Erde fließt es träge, doch in Rohren aus Schamott, rauscht's von hinnen mächtig flott♦. Die Drainagerohre setzen dem Wasser weniger Strömungswiderstand entgegen als der Erdboden, und ähnlich ist's im Magnetfeld: Im Ferromagnetikum wird die Flussdichte erhöht, in der angrenzenden Luft erniedrigt. In **Abb. 4.28** ist die feldfokussierende Wirkung eines Ferromagnetikums für drei verschiedene Permeabilitätswerte (= Leitfähigkeiten) dargestellt: Je größer μ, desto größer die Wirkung. Jedoch nicht unbegrenzt: Selbst bei unendlich guter magnetischer Leitfähigkeit bleibt die Wirkung auf die am seitlichen Bildrand verlaufenden Feldlinien eher gering – sie sind schon zu weit entfernt.

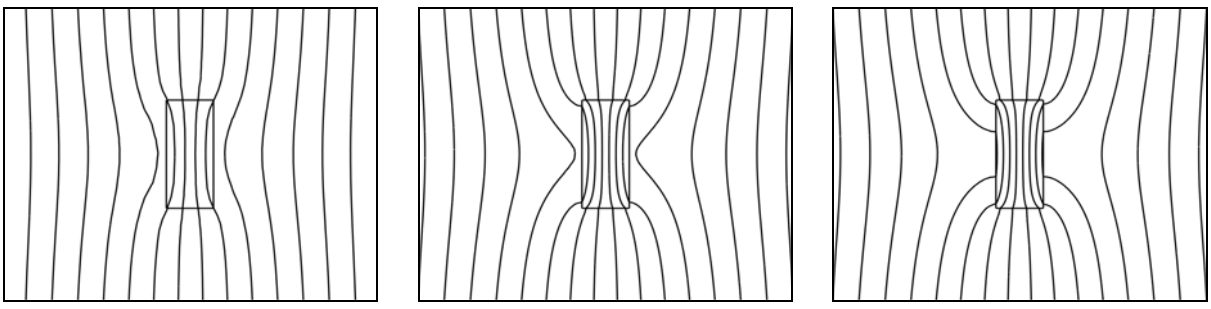


Abb. 4.28: Feldlinienverlauf in ferromagnetischen Materialien. Stationäres, parallelebenes Magnetfeld, keine Wirbelströme. Die Permeabilität ist vereinfachend als örtlich konstant angenommen. μ = 5, 50, 5e6 (v.l.n.r.).

♣ Einige Stahlsorten sind allerdings unmagnetisch ♦Nein, nicht Schiller

© M. Zollner 2002

Die Effizienz der feldverstärkenden (oder besser: flussverstärkenden) Wirkung des Ferromagnetikums wird mit der **Permeabilität** μ beschrieben (Kap. 4.3). Zwischen $\mu = 1$ (z.B. Luft) und $\mu = 5$ (Abb. 4.28) zeigen sich im Beispiel schon deutliche Unterschiede, zwischen $\mu = 5$ und $\mu = 50$ auch. Mit wachsendem μ fällt der sichtbare Gewinn jedoch immer geringer aus, und selbst mit $\mu = \infty$ ergibt sich (gegenüber $\mu = 50$) keine dramatische Veränderung mehr. **Abb. 4.29** verdeutlicht dies an einem Beispiel: Solange vor bzw. hinter dem Ferromagnetikum magnetische Widerstände (Luftspalte) verbleiben, treten Feldlinien in den Luftraum aus.

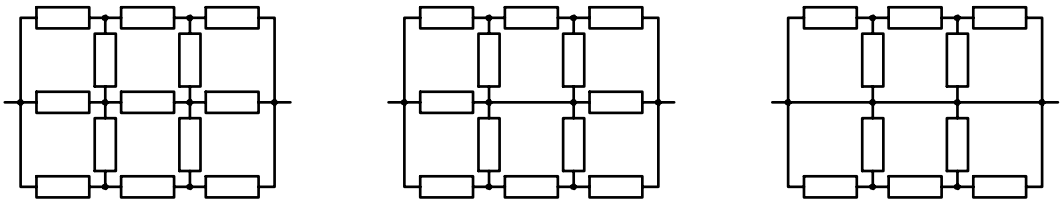


Abb. 4.29: Elektrischer Stromfluss durch ein ortsdiskretes Modell. Auch wenn der mittlere Widerstand auf null verkleinert wird, fließt noch ein Strom in den äußeren Zweigen (mittleres Bild). Erst bei totalem Kurzschluss (rechtes Bild) sind die äußeren Stromzweige stromfrei. Analogie: Elektrischer Strom ↔ Magnetischer Fluss.

Der oben angenommene Grenzfall $\mu = \infty$ ist zwar nicht realisierbar, gleichwohl hilfreich für Grenzflächenbetrachtungen: Unter dieser Extrembedingung wird die Feldstärke im Metall zu null, weil B nicht unendlich werden kann. Aus der Stetigkeitsbedingung wandparalleler Tangentialfeldstärken folgt, dass die am Metall entlang auftretende Luft-Feldstärke dann ebenfalls null werden muss. Und die Luft-Flussdichte natürlich auch, wegen $B = \mu \cdot H$. Die unmittelbare Umgebung der (seitlichen) Begrenzungsfläche ist folglich näherungsweise magnetfeldfrei. Die quantitative Größe der Flussdichte zeigt sich in Abbildungen wie Abb. 4.28 im Abstand benachbarter **Feldlinien**: Je dichter diese verlaufen, desto größer ist B. Da als Umgebung des Ferromagnetikums in Abb. 4.28 Luft angenommen wird, gehört zu Bereichen großer Flussdichte (über und unter dem Viereck) auch eine große Magnetfeldstärke, und entsprechend zu den Bereichen seitlich des Vierecks eine relativ kleine Flussdichte und Feldstärke. Welche bildliche Feldliniendichte (Linien pro Zentimeter) man nun einer bestimmten Flussdichte zuordnet, ist willkürlich, und von Liniendicke, Druckqualität und der Winkelauflösung durchschnittlicher Augen abhängig. Mit nur 1 Linie pro cm verschenkt man u.U. Platz, mit 100 Linien/cm überfordert man Drucker und Betrachter. Skalierungshinweise im Bild (z.B. 10 Linien/cm $\hat{=}$ 1 T) sind hilfreich, wurden in den Abbildungen aber weggelassen, weil hier nur Relationen interessieren. Zerlegt man die an einer **Materialgrenzschicht** (Wand) herrschenden Feldvektoren in je eine wandparallele (tangentiale) und je eine wandnormale Komponente, so gilt:

Sowohl die wandparallele Feldstärke als auch die wandnormale Flussdichte sind immer stetig. Unterscheiden sich die Permeabilitäten diesseits und jenseits der Wand, sind die wandnormale Feldstärke und die wandparallele Flussdichte unstetig.

Im allgemeinen Fall, d.h. bei unterschiedlicher Permeabilität, verläuft die Feldlinie geknickt durch die Materialgrenzschicht – sie wird wie ein Lichtstrahl gebrochen. Je mehr sich die Permeabilitäten der beiden Materialien unterscheiden, desto stärker der Knick. Für die Winkel zur Grenzflächennormalen (α) und die tangentiale Flussdichte B_t gilt:

$$\mu_2 \cdot \tan\alpha_1 = \mu_1 \cdot \tan\alpha_2 \qquad \mu_2 \cdot B_{t1} = \mu_1 \cdot B_{t2}$$ Grenzflächenbedingungen [7]

Weil die Permeabilität ferromagnetischer Materialien in der Regel groß ist, treten Feldlinien aus ihnen näherungsweise senkrecht, d.h. wandnormal aus.

© M. Zollner 2002

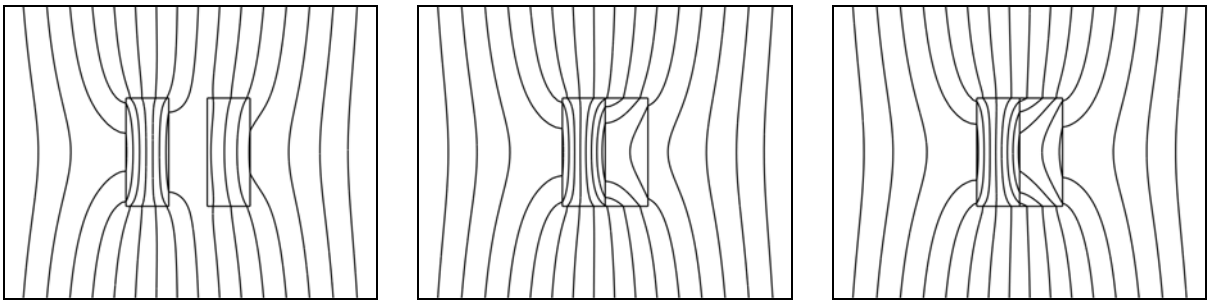


Abb. 4.30: Parallele Magnetleiter; μ = 500 / 5 (links), μ = 500 / 5 (Mitte), μ = 500 / 50 (rechts).

Wie sich zwei Magnetleiter gegenseitig beeinflussen, zeigt **Abb. 4.30**. Bei (in Flussrichtung gesehen) paralleler Anordnung verbiegt jeder Magnetleiter den Flussdichteverlauf nicht nur in der umgebenden Luft, sondern auch im benachbarten Magnetleiter. Das magnetisch besser leitende Material (im Bild links) verringert den Magnetfluss im schwächer leitenden Material, und erzeugt damit eine Art Abschirmung. Bei fluss-serieller Anordnung (**Abb. 4.31**) wirken die Magnetleiter aufeinander flussverstärkend: Das Vorsetzen eines Magnetleiters wirkt wie eine "Sammellinse", die die Magnetlinien bündelt.

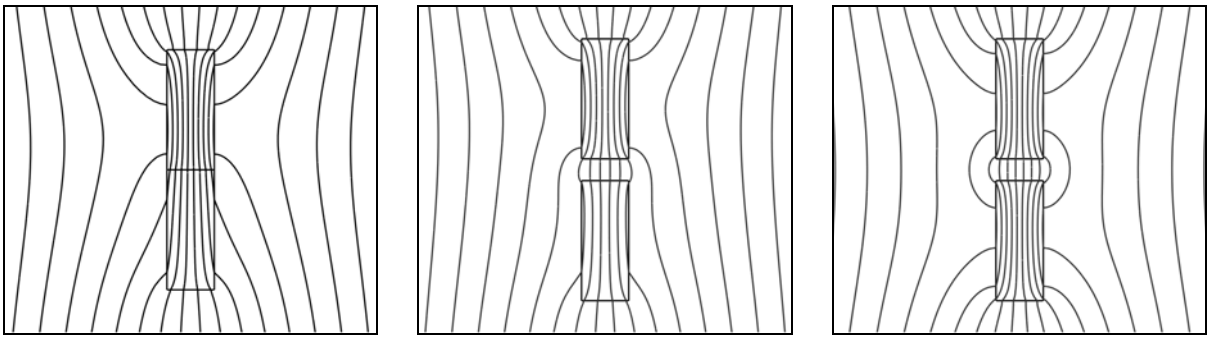


Abb. 4.31: Serielle Magnetleiter; μ_{OBEN} = 500, μ_{UNTEN} = 5, 5, 5e6 (v.l.n.r.).

Grenzen zwei Materialien mit guter magnetischer Leitfähigkeit aneinander, ist insbesondere bei fluss-serieller Anordnung dem dazwischenliegenden **Luftspalt** große Aufmerksamkeit zu schenken: Wegen der u.U. großen Permeabilitäts-Unterschiede können schon sehr schmale Spalten zu erheblichen magnetischen Widerständen führen: Bei Schalenkernen müssen Luftspaltmaße von z.B. 0.1 mm auf wenige µm genau eingehalten werden.

Zur Berechnung der Abb. 4.28 – 4.31 wurde die **Permeabilität** konstant angenommen – für einführende Betrachtungen durchaus zulässig. Genaue Analysen erfordern aber genaue Werkstoffparameter, und damit steigt der Rechenaufwand. Zwischen Flussverteilung und Leitfähigkeit besteht ja eine gegenseitige Abhängigkeit: Hohe Leitfähigkeit bewirkt hohe Flussdichte, diese bewirkt aber (über die degressiv gekrümmte Hysteresekurve) ein Abnehmen der Leitfähigkeit, weshalb die Flussdichte doch nicht so groß wird, was wiederum Auswirkungen auf die Leitfähigkeit hat – das ist ein ziemlich kompliziertes verkoppeltes System.

Nichtlineare FEM-Modelle nähern sich diesem Iterationsprozess in mehreren (u.U. sogar ziemlich vielen) Rechenschritten, die einen PC durchaus ½ Stunde beschäftigen können. Oder auch wesentlich länger, je nach Komplexität der Aufgabe und Kapazität des Rechners. Und dann sind nicht alle Materialien magnetisch isotrop. Beim Einkristall ist **Anisotropie** sogar die Regel, nicht die Ausnahme: Wirkt ein Magnetfeld in eine der Vorzugsrichtungen, so ist die zur Magnetisierung aufzubringende Energie geringer als bei Magnetisierung in andere

© M. Zollner 2002

Richtungen. Räumliche Gleichverteilung der magnetischen Kristall-Orientierungen kann zwar unter makroskopischer Betrachtung isotropes (richtungsunabhängiges) Verhalten ergeben, aber nicht immer sind die Kristall-Orientierungen räumlich gleichverteilt. Bei kornorientierten Alnco-5-Magneten perfektioniert man geradezu eine spezielle **Anisotropie**, bei Polstücken und/oder Saiten kann sie mehr oder weniger unabsichtlich als Nebeneffekt entstehen. Abb. 4.30 hatte schon gezeigt, dass Feldlinien im Material in sehr unterschiedlichen Richtungen verlaufen können. Bei anisotropen Materialien müssten zur FEM-Berechnung dann tensorielle Werkstoffparameter spezifiziert werden – die oft gar nicht genau genug bekannt sind.

Solange – wie in Abb. 4.28 bis 4.31 – ein planparalleles Feld angenommen wird, lässt sich der Rechenaufwand noch einigermaßen in Grenzen halten, weil mit ebenen Gitterelementen gerechnet werden darf. Auch Rotationssymmetrie vereinfacht die Rechnung, aufwändig wird's jedoch beim allgemeinen 3D-Modell. Und genau das wäre erforderlich, um ein Tonabnehmer-Magnetfeld zu berechnen. Alle diese Widrigkeiten (Nichtlinearität, Inhomogenität, Anisometrie) erschweren die Berechnung, sie vereiteln sie aber nicht gänzlich: Der stationäre Fluss kann in durchaus brauchbarer Genauigkeit ermittelt werden. Doch die richtige Herausforderung kommt erst jetzt: Der für die Induktionsspannung wichtige Magnetfluss ist der Wechselfluss, d.h. die zeitliche Änderung des Gleichflusses! Der sich beim Gitarrentonabnehmer um vielleicht 1% ändert! Eine FEM-Berechnung mit "nur" 2% Fehler verliert da schlagartig ihre ursprüngliche Attraktivität.

Soll hingegen nur der grundsätzliche Magnetfluss-Verlauf dargestellt werden, z.B. für qualitative Betrachtungen, sind FEM-Modelle zumeist hilfreiche Werkzeuge. In **Abb. 4.32** ist eine U-förmige Metallschiene im Magnetfeld dargestellt. Eine ähnliche Anordnung findet man beim Humbucker-Tonabnehmer (Kap. 5.2, 5.7), mit dem zentralen Balkenmagnet und den beiden daran angrenzenden Polstücken. Das linke Bild zeigt auf einen Blick, dass es mit der Brummunterdrückung nicht weit her sein kann – auch wenn der gezeichnete Magnetfluss die Verhältnisse quantitativ vielleicht nicht mit besonderer Präzision darstellt.

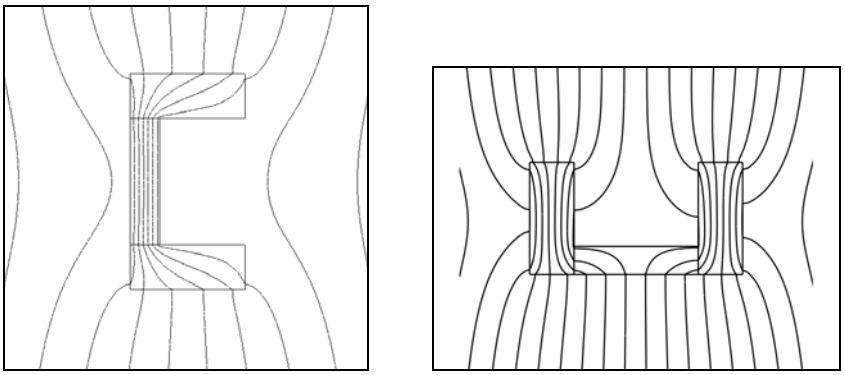


Abb. 4.32: U-Schiene.

Es ist kaum möglich, die Magnetflüsse des Gitarren-Tonabnehmers mit hoher Präzision darzustellen. Die Berechnung ist sehr aufwändig, weil ein nichtlineares, inhomogenes, zeitabhängiges und unsymmetrisches Feld vorliegt. Auch die Messung ist schwierig, weil die Abmessungen so klein sind: Der Durchmesser der Diskantsaiten beträgt nur wenige Zehntel Millimeter. Man braucht deshalb schon sehr kleine Hallplatten, die von Mikromanipulatoren auf definierten Bahnen bewegt werden, um die räumliche Ausdehnung der Felder auszumessen. Die in Kap. 5 dargestellten Messungen sind vermutlich die ersten ihrer Art, aber sicher nicht die genauesten. Grundsätzliches Verständnis wird hiermit ermöglicht, die Unterschiede ähnlicher Tonabnehmer erschließen sich daraus aber noch nicht – hierzu wären Messeinrichtungen erforderlich, die den derzeitigen Hochschuletat übersteigen.

© M. Zollner 2002

4.9 Mathematische Feldtheorie

Ein Feld ist ein Raumgebiet, in dem eine physikalische Größe als Funktion von Raum und Zeit dargestellt wird. Die Mathematik unterstützt die analytische Feldbeschreibung durch Feld- und Vektoranalysis sowie durch Funktionen- und Abbildungstheorien. Die folgende Darstellung gibt einen kurzen Überblick über diese theoretischen Feldbeschreibugen; Detailinformationen können den Büchern von z.B. Bronstein, Papula, Smirnow, Heinhold/Gaede entnommen werden.

Die allgemeine Feldtheorie ist leistungsfähig, aber kompliziert. Unter Verzicht auf Allgemeingültigkeit sind jedoch Vereinfachungen möglich, wobei in vielen Fällen praktisch keine Genauigkeitseinbußen auftreten. Magnetische Felder breiten sich mit Lichtgeschwindigkeit (300000 km/s) aus. Die für Tonabnehmer relevanten Distanzen von ca. 10 cm werden folglich in 0,3 ns durchlaufen. Oder anders ausgedrückt: Die **Einschwingzeiten** des Feldes sind viel kürzer als die für den Audiobereich charakteristischen Zeiten (µs – ms), weshalb die für den Aufbau des Feldes benötigte Zeit vernachlässigt wird. Man nimmt vereinfachend an, dass sich das Feld im ganzen betrachteten Bereich gleichzeitig (phasensynchron) ändert, dass also das Magnetfeld kein Gedächtnis besitzt, und dass der aktuelle Feldzustand nur von der aktuellen Erregung bewirkt wird, und nicht von Nachwirkungen der Vergangenheit. Derartige Felder werden als quasistatisch oder quasistationär bezeichnet. Ein **quasistatisches Feld** ist im Gleichgewichtszustand, wobei kein Energietransport und keine Energieumwandlung stattfindet. Ein **quasistationäres Feld** ist in einem zeitunabhängigen Beharrungszustand, bei dem Energietransport oder Energieumwandlung stattfindet. Die Vorsilbe *quasi* kommt daher, dass die zeitliche Ableitung $\partial/\partial t$ quasi null ist, also *so gut wie* null ist.

Das Magnetfeld wird durch die beiden vektoriellen Feldgrößen $\vec{B}$ und $\vec{H}$ beschrieben. Ein Vektorfeld wird **konservativ** genannt, wenn im betrachteten Bereich die **Rotation null** ist; in diesem Fall hängt das Linienintegral nur vom Anfangs- und Endpunkt der Integrationslinie ab, nicht vom Integrationsweg. Konservative Felder werden auch **Potentialfelder** genannt, weil sie ein **Skalarpotential** ψ besitzen; die vektorielle Feldgröße ist hierbei der Gradient des Skalarpotentials, weshalb auch von **Gradientenfeld** die Rede ist. Das Magnetfeld ist nur in den Bereichen konservativ, die keinen elektrischen Stromfluss enthalten; diese Bereiche müssen außerdem einfach zusammenhängend sein (Abb. 4.4). In der mathematischen Literatur wird ein Gradientenfeld häufig als $\vec{x} = \text{grad}\,\psi$ geschrieben, mit $\vec{x}$ als vektorieller Feldgröße und ψ als Skalarpotential. Der Gradient (des Skalars ψ) ist ein Vektor, der in die Richtung der stärksten Feldzunahme zeigt. Beim Magnetfeld enthält die entsprechende Formel aber ein Minuszeichen: $\vec{H} = -\text{grad}\,\psi$. Die Feldstärke $\vec{H}$ des Magnetfeldes zeigt in die Richtung der stärksten Potentialabnahme.

Der räumliche Verlauf der Feldvektoren (z.B. $\vec{H}$) kann durch **Feldlinien** dargestellt werden. Eine Kurve $C(x,y,z)$ ist dann eine Feldlinie, wenn der Feldvektor in jedem Kurvenpunkt ein Tangentenvektor ist: $dx/H_x = dy/H_y = dz/H_z$. Die Lösung dieser Differentialgleichung ergibt das räumliche Vektorfeld $\vec{H}(x,y,z)$. Die Feldlinien schneiden einander nicht, ausgenommen in solchen Punkten, in denen $\vec{H}$ nicht definiert ist oder null wird. Beim Magnetfeld kann es zweckmäßig sein, zwischen Feldlinien (aus $\vec{H}$ entstanden) und **Flusslinien** (aus $\vec{B}$ entstanden) zu unterscheiden; Flusslinien werden manchmal auch Stromlinien genannt. Die Literatur hat hier aber keine einheitliche Terminologie.

© M. Zollner 2002

Die Flusslinien eines Magnetfeldes sind (in der Regel) geschlossene Kurven – ohne Anfang, ohne Ende. Daraus leitet sich der Begriff **quellenfreies Feld** ab. Natürlich ist ein ursächlicher Antrieb vorhanden, der aber nicht Ausgangspunkt für Fluss- bzw. Feldlinien ist. Mit den Mitteln der Vektoranalysis ausgedrückt bedeutet Quellenfreiheit, dass die **Divergenz null** ist. Ein derartiges Feld wird gelegentlich auch **solenoidales** Feld genannt. Nicht in jedem Magnetfeld gilt allerdings $\mathrm{div}\vec{H} = 0$; sofern Ferromagnetika enthalten sind, kann $\mathrm{div}\vec{H}$ wegen der feldstärkeabhängigen Permeabilität von null verschieden sein.

Der Begriff *Flusslinie* impliziert, dass irgend etwas fließt (strömt). **Der Fluss** (die Strömung) kann gegenständlich sein (z.B. Wasserkreis), oder abstrakt (z.B. Magnetfluss). Da gerade erläutert wurde, dass sich Feldänderungen mit Lichtgeschwindigkeit ausbreiten, wäre die Vermutung naheliegend, die Strömungsgeschwindigkeit entspräche der Lichtgeschwindigkeit. Hierbei ist aber zu unterscheiden zwischen Ausbreitungsgeschwindigkeit und **Schnelle**. Wirft man einen Stein in ein Gewässer, so breitet sich eine kreisförmige Welle auf der Wasseroberfläche aus. Dies bedeutet aber nicht, dass sich nun alle Wassermoleküle mit dieser Geschwindigkeit radial nach außen bewegen. Die Wellen-Ausbreitungsgeschwindigkeit ist viel größer als die Teilchen-Geschwindigkeit, die zur Unterscheidung *Schnelle* genannt wird. Wäre die Wellen-Ausbreitungsgeschwindigkeit unendlich, so würde sich die gesamte Wasseroberfläche konphas heben und senken, ohne erkennbares Wellenmuster. Das zeitliche Differential jeder Partikelauslenkung ist die Schnelle – auch sie wäre über der ganzen Fläche konphas. Bei der Wasserströmung hat der Fluss die Dimension Volumen/Zeit, die flächenspezifische Flussdichte dementsprechend Länge/Zeit, was als Geschwindigkeit interpretierbar ist. Die Einheit des magnetischen Flusses ist Weber oder Voltsekunde, die Einheit der magnetischen Flussdichte ist $\mathrm{T} = \mathrm{Wb/m^2} = \mathrm{Vs/m^2}$. Hier macht es keinen Sinn, mit Gewalt die Einheit m/s suchen zu wollen. Vielmehr dürfen aufgrund isomorpher (strukturgleicher) Netzwerkgraphen und einander entsprechender Gleichungssysteme zwischen dem Magnetkreis und dem Wasserkreis (und weiteren Strömungskreisen) **Analogieschlüsse** hergestellt werden. Dabei muss klar sein, dass der magnetischen Flussdichte nicht die konstante Wellen-Ausbreitungsgeschwindigkeit entspricht, sondern die signalabhängige Schnelle. Als letztes Analogiebeispiel sei das **Schallfeld** betrachtet: Die Schallgeschwindigkeit ist mit ca. 340 m/s eine Konstante. Die Schnelle, mit der sich die einzelnen Luftteilchen bewegen, ist – je nach Anregung – weitaus geringer. Aus der Schnelle, und nicht aus der Schallgeschwindigkeit, wird durch Multiplikation mit der Fläche der Schallfluss q gebildet.

Im Rahmen der eben erläuterten Analogiebetrachtungen kann $\vec{B}$ als vektorielles Strömungsfeld interpretiert werden, dessen **Flussintegral** den Fluss Φ ergibt:

$$\Phi = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} \qquad \Phi_q = \oint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0$$

Flussintegral über S

Das Flussintegral ist als Flächenintegral über die Fläche S zu bilden. Sofern es sich dabei um eine geschlossene Hüllfläche handelt, wie beim rechten Integral, gibt das Flussintegral den aus dieser Hüllfläche entspringenden Quellfluss an. Da die magnetischen Flusslinien keinen Anfang und kein Ende haben, ist klar, dass der aus einem durch S begrenzten Volumen kommenden Quellfluss null sein muss; das Feld ist quellenfrei. Lässt man nun die Hüllfläche S und das darin eingeschlossenen Volumen V gegen null gehen, so erhält man die Divergenz:

$$\mathrm{div}\vec{B} = \lim_{V \to 0} \left(\frac{1}{V} \oint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} \right)$$

Divergenz

© M. Zollner 2002

Die Divergenz wird auf Vektoren angewandt; ihr Ergebnis ist ein Skalar, der über die punktuelle **Quellstärke** Auskunft gibt. Vektorfelder, deren Divergenz null ist, werden **quellenfrei** genannt. Wenn man über eine vektorielle Feldgröße nicht das Flächenintegral, sondern das Linienintegral bildet, gelangt man zum **Zirkulationsintegral**:

$$W = \int_s \vec{F} \cdot d\vec{s}$$ Arbeitsintegral längs der Strecke s

Wenn $\vec{F}$ eine Kraft ist, ergibt das Linienintegral hierüber die Arbeit (= Kraft · Weg). Im Gravitationsfeld hängt das Arbeitsintegral nur von Start- und Endpunkt ab, nicht vom dazwischenliegenden Weg. Wird das Zirkulationsintegral über einen geschlossenen Weg s berechnet (Startpunkt = Endpunkt), so ergibt sich im Gravitationsfeld der Wert null. Felder, bei denen dies der Fall ist, werden **wirbelfreie** Felder genannt. Analog zur Divergenz lässt sich der Wirbel (**die Rotation**) als Grenzübergang zu infinitesimal kleinem Umlaufweg darstellen:

$$\mathrm{rot}\vec{H} = \lim_{S \to 0} \left(\frac{1}{S} \oint_s \vec{H} \cdot d\vec{s} \right)$$ Rotation (Wirbel)

Hier ist anstelle der Kraft $\vec{F}$ die magnetische Feldstärke $\vec{H}$ eingesetzt, die jedoch nicht grundsätzlich wirbelfrei ist, s ist der geschlossene Umlaufweg, S ist die von s umschlossene Fläche. Trotz möglicher Verwechslungen wird die Fläche hier nicht mit dem in der Mathematik üblichen Buchstaben A bezeichnet, weil A bzw. $\vec{A}$ das Vektorpotential bezeichnet.

Die folgenden Sätze der Feldtheorie werden ohne Herleitung angegeben, Näheres findet sich in der zitierten Mathematik-Literatur:

- Ein quellenfreies Vektorfeld lässt sich stets als Rotation eines Vektorpotentials darstellen.
- Ein wirbelfreies Vektorfeld lässt sich stets als Gradient eines Skalarpotentials darstellen.

Die in **Abb. 4.33** zusammengestellten Beziehungen erschließen sich am einfachsten, wenn man bei der Flussdichte beginnt. Weil es keinen magnetischen Monopol gibt, sind Magnetflüsse quellenfrei, die Divergenz ist null. Diese Aussage wird als 3. Maxwellsche Gleichung bezeichnet. Manchmal aber auch als 4. Maxwellsche Gleichung – die Physiker sind da uneins. Weil $\vec{B}$ quellenfrei ist, kann hierzu stets ein Vektorpotential $\vec{A}$ angegeben werden. Über die Permeabilität μ gelangt man von der Flussdichte $\vec{B}$ zur Feldstärke $\vec{H}$, deren Linienintegral die magnetische Spannung V ergibt, die über den magnetischen Leitwert Λ mit dem Fluss Φ zusammenhängt. Der Fluss ist das Flächenintegral über der Flussdichte $\vec{B}$. Integriert man die Feldstärke über eine geschlossene Kurve s, erhält man die Durchflutung Θ. Diese entspricht dem von s eingeschlossenen Strom I, der als Flächenintegral der Stromdichte $\vec{J}$ über der von s berandeten Fläche S darstellbar ist. Den Zusammenhang zwischen Feldstärke $\vec{H}$ und Stromdichte $\vec{J}$ beschreibt die 1. Maxwellsche Gleichung: Ihre integrale Form setzt Durchflutung und eingeschlossenen Strom gleich (Durchflutungsgesetz), ihre differentielle Form verknüpft Stromdichte und Rotation der Feldstärke. In stromfreien Feldbereichen ist die Rotation der Feldstärke null, die Feldstärke somit wirbelfrei, und deshalb als Gradientenfeld des Skalarpotentials ψ interpretierbar.

© M. Zollner 2002

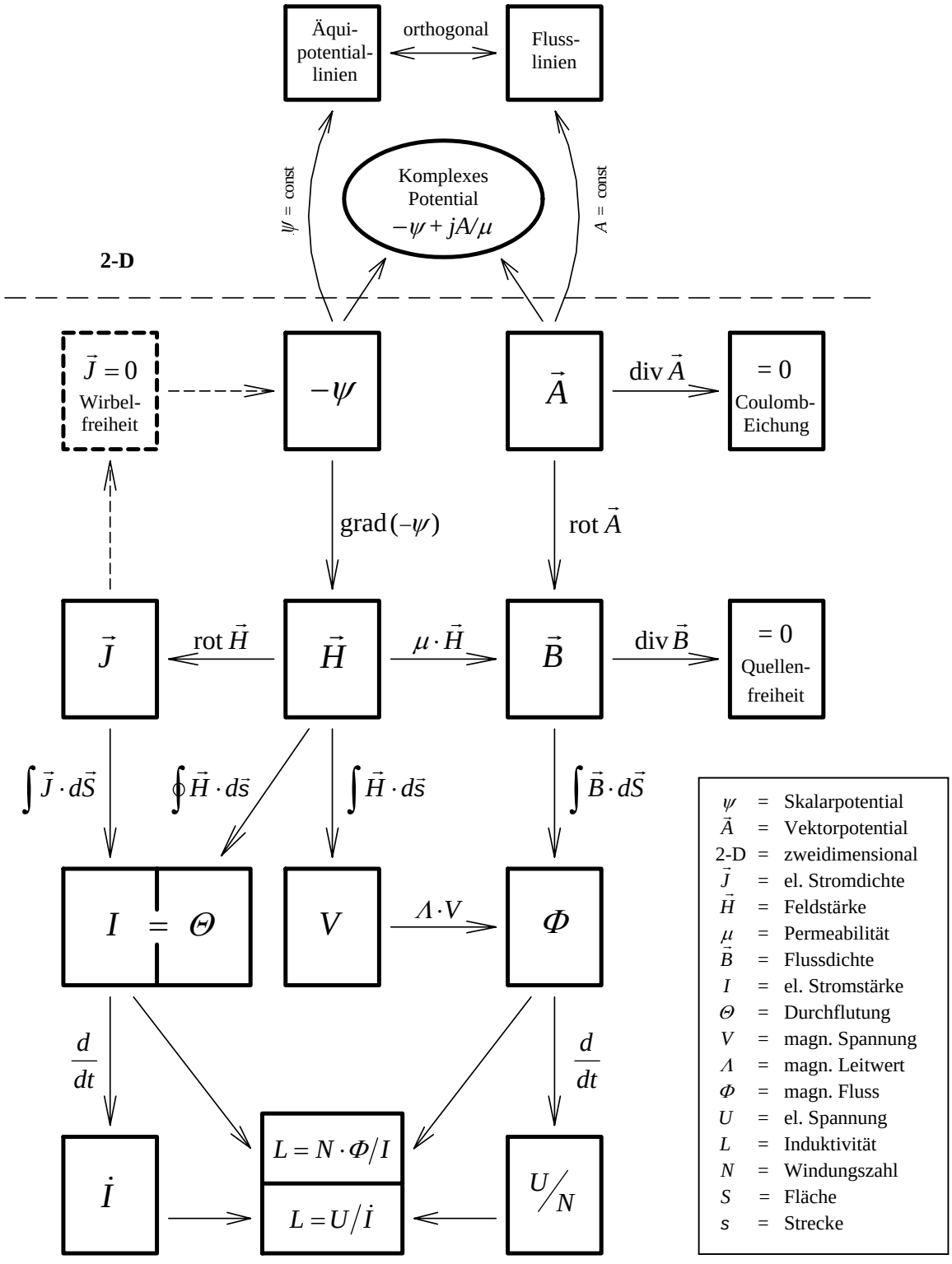


Abb. 4.33: Formale Zusammenhänge zwischen den magnetischen Feldgrößen. Das komplexe Potential ist nur für zweidimensionale Felder definiert. Das Skalarpotential ist nur im stromfreien Bereich definiert. Die Darstellung berücksichtigt keine Wellenausbreitungen.

© M. Zollner 2002

Unter der Voraussetzung, dass μ konstant ist, d.h. nicht vom Ort abhängt, sind in stromfreien Feldbereichen sowohl $\vec{H}$ als auch $\vec{B}$ wirbel- und quellenfrei. Für das Skalarpotential gilt damit

$$\Delta\psi = \operatorname{div}\left(\operatorname{grad}(\psi)\right) = \frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} = 0 \qquad \text{Laplace-Gleichung}$$

Dies ist die (homogene) Laplace-Gleichung. Wendet man den Laplace-Operator Δ nicht auf das Skalarpotential, sondern auf das Vektorpotential an, so ergibt sich ebenfalls null:

$$\Delta\vec{A} = \operatorname{grad}\left(\operatorname{div}(\vec{A})\right) - \operatorname{rot}\left(\operatorname{rot}(\vec{A})\right) = 0\,; \qquad \operatorname{div}(\vec{A}) \overset{!}{=} 0 \qquad \text{Coulomb-Eichung}$$

Grundsätzlich bietet die Integration von $\vec{B}$ nach $\vec{A}$ eine optionelle Integrationskonstante; sie wird so gewählt, dass die Divergenz von $\vec{A}$ null ist (Coulomb-Eichung des Vektorpotentials). Damit gelten für jede Vektorkomponente von $\vec{A}$ die o.a. skalaren Laplace-Gleichungen:

$$\Delta A_x = 0, \qquad \Delta A_y = 0, \qquad \Delta A_z = 0. \qquad \text{vektorielle Laplace-Gleichung}$$

Die Laplace-Gleichung ist eine sehr allgemeine, lineare homogene Differentialgleichung. Mit ihr sind Wirbel- und Quellenfreiheit in einer einzigen Formel darstellbar. In stromführenden Bereichen ist das Magnetfeld jedoch nur quellen-, aber nicht wirbelfrei, ein Skalarpotential folglich nicht existent. Hier verwendet man die (inhomogene) Poisson-Gleichung:

$$\Delta\vec{A} = -\mu \cdot \vec{J} \quad \longrightarrow \quad \operatorname{rot}\left(\operatorname{rot}(\vec{A})\right) = \mu \cdot \vec{J}\,. \qquad \text{Poisson-Gleichung}$$

Sowohl die Laplace-, als auch die Poisson-Gleichung setzen örtlich konstantes μ voraus. In ferromagnetischen Materialien ist die Permeabilität aber feldstärkeabhängig, und da die Feldstärke i.Allg. ortsabhängig ist, ergibt sich eine ortsabhängige Permeabilität – Laplace- bzw. Poisson-Gleichung gelten dann nicht mehr uneingeschränkt.

Im **zweidimensionalen parallelebenen** Feld kann das **komplexe Potential** F gebildet werden. Die mathematische Literatur verwendet hierfür als Formelzeichen *f* oder *F*; beide Buchstaben sind problematisch, weil in der Elektrotechnik *f* für die Frequenz und *F* für die Kraft steht. Im Unterschied zu *F* wird deshalb im Folgenden F verwendet. Die Komponenten des komplexen Potentials sind **differenzierbare** komplexe Funktionen, die auch holomorph, analytisch oder **regulär** genannt werden. Reguläre Potentialfunktionen sind invariant gegenüber konformen Abbildungen, wodurch sich vereinfachte Darstellungs- und Berechnungsmöglichkeiten ergeben. Die Umströmung eines komplizierten Tragflächenprofils kann hierdurch auf zwei einfache Kreise abgebildet werden, das Magnetfeld um einen Zylinder kann als Überlagerung eines Parallelfeldes und eines Dipolfeldes abgebildet werden. Hierbei bleibt die Orthogonalität von Äquipotential- und Flusslinien erhalten, weil die konforme Abbildung winkeltreu ist. Man erkennt allerdings recht bald, dass Tonabnehmerfelder im Zweidimensionalen nicht ausreichend beschreibbar sind. Die Theorie des komplexen Potentials ist hierbei nur als Starthilfe brauchbar, um grundsätzliche Zusammenhänge zu erläutern. Mit Saite und Zylindermagnet stehen zwei Zylinderachsen aufeinander senkrecht; dies kann weder paralleleben, noch rotationssymmetrisch beschrieben werden. Vielmehr ist hierfür ein dreidimensionales Koordinatensystem erforderlich – und in diesem ist kein komplexes Potential definiert.

© M. Zollner 2002

Die Ortsvariable des komplexen Potentials ist $z = x + jy$. Hierbei sind x bzw. y Abszisse bzw. Ordinate des zweidimensionalen Koordinatensystems. Das Skalarpotential ψ ist eine reguläre Potentialfunktion von z, die Gültigkeit der Laplace-DGL verweist auf Differenzierbarkeit und Ragularität. Das Skalarpotential wird nun als Realteil einer regulären komplexen Funktion F betrachtet, oder anders ausgedrückt: Die Realteilfunktion ψ wird durch einen Imaginärteil zu einer **analytischen Funktion** ergänzt. Dieser Imaginärteil ist durch ψ eindeutig vorgegeben, denn F soll ja nicht irgend eine komplexe Funktion werden, sondern eine reguläre (=analytische) Funktion. Bei regulären Funktionen gelten zwischen Realteil und Imaginärteil die Cauchy/Riemannschen Differentialgleichungen (**C/R-DGL**), und als deren Lösung kann zu jedem Realteil ein Imaginärteil berechnet werden. Wie bei jeder Integration ist hier eine additive Konstante frei wählbar; sie wird durch die Coulomb-Eichung festgelegt.

Ganz **eindeutig** ist die Definition des komplexen Potentials aber doch nicht: Man könnte ψ auch als Imaginärteil auffassen, zu dem der Realteil ergänzt wird, und auch die Vorzeichen sind beliebig zuweisbar. In allgemeiner Schreibweise ist das komplexe Potential:

$$F(z) = u(z) + jv(z) \qquad \text{komplexes Potential}$$

Weil F im betrachteten Gebiet eine reguläre Funktion sein soll, müssen die C/R-DGL gelten:

$$\partial u/\partial x = \partial v/\partial y, \qquad \partial v/\partial x = -\partial u/\partial y \qquad \text{Cauchy/Riemann}$$

Die **Mathematik** interpretiert u als Skalarpotential eines wirbelfreien Vektorfeldes, das sich als Gradient von u darstellen lässt. Der Gradient ist ein Vektor, der in die Richtung der größten Feldzunahme zeigt. Die **Physik** definiert das magnetische Skalarpotential ψ (wie auch das elektrische Skalarpotential φ) aber als Vektor in Richtung größter Feldabnahme. Es ist deshalb naheliegend, den Realteil von F mit einem Minuszeichen zu versehen:

$$F(z) = -\psi(z) + jv(z) \qquad \text{Vorzeichen fakultativ}$$

Der Gradient des Realteils von F ist der Feldstärkevektor, dessen Komponenten mithilfe der C/R-DGL in den Imaginärteil des komplexen Potentials umgerechnet werden können:

$$\vec{H} = -\text{grad}\,\psi = \begin{pmatrix} -\partial\psi/\partial x \\ -\partial\psi/\partial y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \partial v/\partial y \\ -\partial v/\partial x \end{pmatrix} \qquad \psi = \text{Skalarpotential}$$

Einen entsprechenden Zusammenhang findet man beim Vektorpotential, dessen Rotation die Flussdichte ergibt. Im Zweidimensionalen (und nur hier gelten die vorliegenden Darstellungen) hat das **Vektorpotential** nur eine Komponente $A = A_z$. Der Index z verweist hierbei auf die dritte Raumkoordinate des x-y-z-Systems; er darf nicht mit der komplexen Raumkoordinate $z = x + jy$ des zweidimensionalen Feldes verwechselt werden!

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu}\vec{B} = \frac{1}{\mu}\text{rot}\vec{A} = \frac{1}{\mu}\begin{pmatrix} \partial A/\partial y \\ -\partial A/\partial x \end{pmatrix}, \quad \nu = A/\mu\,, \quad \mu \neq \mu(z)\,. \qquad \vec{A} = \text{Vektorpotential}$$

Damit folgt für das **komplexe Potential** des Magnetfeldes:

$$F(z) = -\psi(z) + jA(z)/\mu \qquad \text{komplexes Potential}$$

© M. Zollner 2002

Das komplexe Potential ist also aus dem Skalarpotential ψ und dem Vektorpotential $\vec{A}$ zusammengesetzt, die ihrerseits Funktionen der Feldstärke sind. Im **wirbelfreien** Magnetfeld ist die Rotation der Feldstärke null:

$$\mathrm{rot}\vec{H} = 0 \quad \longrightarrow \quad \partial H_y / \partial x - \partial H_x / \partial y \; = \; 0 \quad \longrightarrow \quad \partial H_y / \partial x \; = \; \partial H_x / \partial y$$

Dies ist die sog. *Integrierbarkeitsbedingung* eines ebenen Vektorfeldes, eine notwendige und hinreichende Bedingung für die Wegunabhängigkeit eines Kurvenintegrals und für das vollständige Differential $d\psi$:

$$-d\psi = -\frac{\partial \psi}{\partial x}dx - \frac{\partial \psi}{\partial y}dy = H_x \cdot dx + H_y \cdot dy \qquad \text{vollständiges Differential}$$

Für $d\psi = 0$ erhält man Kurven konstanten Skalarpotentials ψ = const., sog. Äquipotentiallinien. Die Steigung dy/dx dieser Linien entspricht $-H_x/H_y$, d.h. die Äquipotentiallinien stehen senkrecht auf der Richtung des Feldstärkevektors.

Im **quellenfreien** Magnetfeld ist die Divergenz der Flussdichte null, und somit ist bei ortsunabhängigem μ auch die Divergenz der Feldstärke null:

$$\mathrm{div}\vec{H} = 0 \quad \longrightarrow \quad \partial H_x / \partial x + \partial H_y / \partial y = 0 \qquad \text{für } \mu = const \text{ , d.h. } \mu \neq \mu(z)$$

Das vollständige Differential dA des Vektorpotentials A ergibt sich daraus zu:

$$dA = \frac{\partial A}{\partial x}dx + \frac{\partial A}{\partial y}dy = -\mu H_y \cdot dx + \mu H_x \cdot dy \qquad \text{mit } \; \mu\vec{H} = \mathrm{rot}\vec{A}$$

Für $dA = 0$ erhält man Kurven gleichen Vektorpotentials (A = const), deren Steigung dy/dx der Steigung des Feldstärkevektors entspricht: $dy/dx = H_y/H_x$.

Die Kurven gleichen Vektorpotentials bilden somit das Richtungsfeld der Feldlinien, auf denen die Kurven gleichen Skalarpotentials (Äquipotentiallinien) senkrecht stehen.

Weil das komplexe Potential F als eine reguläre (analytische) Funktion definiert wurde, muss jede reguläre Abbildung von F wieder zu einer regulären Funktion in z führen. Die komplexe Ableitung d/dz ist so eine reguläre Abbildung (sie erfüllt die C/R-DGL); angewandt auf das komplexe Potential ergibt sich:

$$dF(z)/dz = \frac{\partial}{\partial x}\mathrm{Re}\{F\} - j\frac{\partial}{\partial y}\mathrm{Re}\{F\} = -\frac{\partial \psi}{\partial x} + j\frac{\partial \psi}{\partial y} = H_x - jH_y = H^*$$

Die Ableitung des komplexen Potentials entspricht der konjugiert komplexen Feldstärke, deren x/y-Komponenten als Real/Imaginärteil interpretiert werden. H^* ist ebenfalls eine reguläre Funktion von z. Das komplexe Integral über der konjugierten Feldstärke ist das komplexe Potential. Bei dieser Integration sind für ψ und A additive Konstanten frei wählbar; sie definieren den Nullpunkt von Skalar- und Vektorpotential.

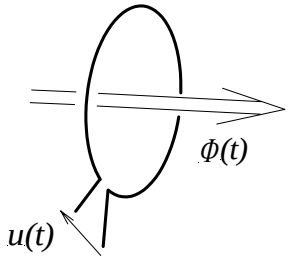
© M. Zollner 2002

4.10 Magnetodynamik

Dynamik leitet sich vom griechischen Dynamos = Kraft ab, und aus diesem Grund erklären Lexika dieses Wort gerne mit "Lehre von der Kraft." Bei der Magneto*dynamik* geht es allerdings nicht primär um Kräfte, sondern – im Gegensatz zur Magneto*statik* – um Systeme, deren Signal- oder Systemgrößen Veränderungen erleiden. Hierbei kann es sich um Lageänderungen, also Bewegungen handeln, aber auch um zeitliche Feldänderungen in einem unbewegten System. Letztlich treten dabei natürlich auch wieder Kräfte auf – deren Betrachtung steht aber nicht im Vordergrund.

4.10.1 Magnetische Spannungsinduktion

In einer Leiterschleife wird eine elektrische Spannung induziert, die der zeitlichen Änderung des durch sie hindurchtretenden magnetischen Flusses entspricht. Dies ist das Grundprinzip der Spannungserzeugung beim Magnettonabnehmer. Der Fluss ist das Produkt (allg.: Integral) aus Flussdichte und Fläche, eine Änderung kann folglich als Flussdichte- und/oder Flächenänderung auftreten. Die Leiterschleife wird beim Tonabnehmer von dem in vielen Windungen aufgewickelten Kupferdraht gebildet. Bei hochwertiger Herstellung sind die einzelnen Windungen so miteinander verklebt, dass die Wicklungsfläche konstant bleibt, sodass als Änderungen nur Flussdichteänderungen in Betracht kommen. Quelle und Ursache der Flussänderungen ist die schwingende Saite, deren Wirkung auf zwei Arten beschrieben werden kann: Ortsänderungen der Saite ändern den magnetischen Widerstand im Magnetkreis, woraus Flussänderungen resultieren (magnetischer Wandler). Alternativ kann aber auch die Saite als vom Tonabnehmer magnetisiert betrachtet werden; Saitenbewegungen sind somit Relativbewegungen zwischen Saitenmagnet und Wicklung (dynamischer Wandler).



$$u(t) = N \cdot d\Phi/dt$$ **Induktionsgesetz**

Abb. 4.34: Wenn der Magnetfluss $\Phi(t)$ über der Zeit zunimmt, wird die positive Spannung $u(t)$ induziert.

In **Abb. 4.34** ist ein Drahtring gezeichnet, der von einem über der Zeit ansteigenden Fluss durchströmt wird. Als Folge der Flussänderung entsteht die eingezeichnete Spannung $u(t)$. Das Induktionsgesetz wird manchmal auch mit einem **Minuszeichen** geschrieben, was auf umgekehrter Pfeildefinition beruht.

Beim **Gitarrentonabnehmer** ist nicht nur *eine* Windung vorhanden, der Draht ist vielmehr zu einer **Spule** mit N = 5000 – 10000 Windungen aufgewickelt. Rechnet man von $\tilde{u} = 1\text{V}$ auf die Magnetparameter zurück, erhält man für f = 2kHz, N = 6200, und 18 mm^2 Magnetfläche eine Flussdichteänderung von 1 mT (Spitzenwert $\hat{B}$). Gegenüber der vom Dauermagnet erzeugten statischen Flussdichte (ca. 100 mT) beträgt die von der schwingenden Saite hervorgerufene relative Flussdichteänderung also nur ungefähr 1%.

© M. Zollner 2002

Genauere Betrachtungen zeigen, dass es sehr schwierig ist, die in der Tonabnehmerspule induzierte Spannung zu berechnen. Die Saite ändert nicht nur ihre Position in Raum, sie verformt (verbiegt) sich auch, während sie schwingt. Zur Berechnung der Flussänderung müsste also eine dreidimensionale Feldberechnung erfolgen, unter Beachtung des nichtlinearen *B*/*H*-Zusammenhanges in Magnet und Saite. Des weiteren ist zu berücksichtigen, dass nicht jede Spulenwindung vom selben Magnetfluss durchdrungen wird: Das von der Saite erzeugte Feld divergiert, saitennähere Windungen erfahren eine stärkere Durchflutung als weiter entfernte. Mit Beschränkungen und Näherungen erreicht man trotz dieser Erschwernisse eine brauchbare Übereinstimmung zwischen Theorie und Messpraxis.

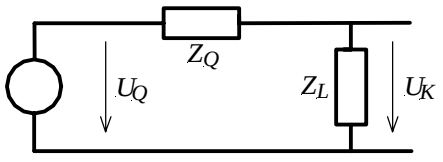
Bei der Anwendung des **Induktionsgesetzes** interessieren vor allem zwei Fragen: Welche Größe hat die induzierte Spannung, und welche Kurvenform entsteht? Da die Saitenbewegungen nichtlinear auf die Flussänderungen abgebildet werden, führen sinusförmige Schwingungen nicht zu sinusförmigen Spannungen. Kapitel 5.8 befasst sich ausführlicher mit dem Tonabnehmer-Klirrfaktor, hier soll nur das linearisierte Kleinsignalverhalten untersucht werden. Die Flussänderung wird hierzu monofrequent und sinusförmig angenommen, und durch die Frequenz *f* und den Effektivwert der Flussdichte *B* beschrieben. Das zeitliche Differential vereinfacht sich dabei zu einem Produkt:

$$u = 2\pi f \cdot N \cdot B \cdot S$$ **Induktionsgesetz** für sinusförmige Flussdichte

Hierbei ist *N* die Windungszahl, *B* der Effektivwert der Flussdichte, und *S* die Spulenfläche; *u* ist der Effektivwert der induzierten Spannung. Da alle Windungen einer Wicklung gleichsinnig aufeinander gewickelt sind, addieren sich die in jeder einzelnen Windung induzierten Spannungen zur gesamten Spulenspannung (typisch einige 100 mV, maximal ca. 5 V).

4.10.2 Selbstinduktion, Induktivität

Die in der Tonabnehmerspule induzierte Spannung ist als **Quellenspannung** zu verstehen, nicht als Klemmenspannung. Sie entsteht sozusagen im Inneren des Tonabnehmers, gerade so, als wäre dort eine Wechselspannungsquelle eingebaut. Nur ohne **Belastung**, d.h. im **Leerlauf**, entspricht die an den Klemmen (Tonabnehmerkabel) gemessene Spannung der Quellenspannung. Bei Belastung "bricht die Klemmenspannung zusammen", d.h. sie wird kleiner als die Quellenspannung. Dieses Verhalten tritt auch beim Lichtnetz auf: Wenn man den 2-kW-Heizofen einschaltet, wird das Licht dunkler. Grund für die Spannungsabnahme ist der Spannungsabfall am Innenwiderstand, der zu einer **Spannungsteilung** führt (**Abb. 4.35**):



$$U_K = U_Q \cdot Z_L / (Z_Q + Z_L)$$

Abb. 4.35: Spannungsteilung zwischen Lastimpedanz Z_L und Quellimpedanz Z_Q.

Im allgemeinen Fall sind Last- und Quellwiderstand frequenzabhängig, weswegen von Lastimpedanz Z_L und Quellimpedanz Z_Q gesprochen wird. Die induzierte Spannung ist U_Q, an den Anschlussklemmen entsteht U_K. Nur bei unendlich großer Lastimpedanz (Leerlauf) sind beide Spannungen identisch.

© M. Zollner 2002

In **Abb. 4.35** ist eine Schaltungsmasche gezeichnet, in der Strom fließen kann. Die hierfür benötigte **Energie** wird der als Kreis gezeichneten idealen Spannungsquelle entnommen. Natürlich kann Energie nicht aus dem Nichts entstehen. Wenn der Tonabnehmer Energie liefern soll, muss er mit Energie versorgt werden. Wird er auch: Energetisch betrachtet ist die Quelle der Tonabnehmer-Klemmenspannung die schwingende Saite. Ihre Schwingungsenergie wird zu einem kleinen Teil dadurch verringert, dass im Tonabnehmer (und angeschlossenen Widerständen) elektrische Energie in Wärme umgewandelt wird. Anders ausgedrückt: Die elektrischen Widerstände in Abb. 4.35 wirken auf die Saite zurück und verändern deren Schwingung, so dass die Quellenspannung eigentlich lastabhängig ist. Da dieser Effekt aber nur gering ausgeprägt ist, wird er hier vernachlässigt; die Quellenspannung U_Q sei eingeprägt, sie entspricht der im vorhergehenden Kapitel definierten Induktionsspannung.

Die **Lastimpedanz** wird von der Wicklungskapazität (siehe Tonabnehmerparameter), von der Gitarrenelektrik (Lautstärke- und Klangpotentiometer), und von Kabel und Gitarrenverstärker gebildet. Vereinfacht handelt es sich hierbei um eine Parallelschaltung von 300 – 1000 pF und 100 – 350 kΩ. Die **Quellimpedanz** wird, wiederum vereinfacht, von der Wicklung gebildet. Hierbei denkt man zuerst an ca. 1 km dünnen Kupfer-Lack-Draht, der einen Gleichstromwiderstand von ca. 5 – 15 kΩ aufweist. Bei Wechselstrom – und nur der fließt als Folge der induzierten Wechselspannung – ist aber ein weiterer Effekt zu berücksichtigen: Schon in Kap. 4.1 wurde darauf hingewiesen, dass jeder elektrische Strom in seiner Umgebung ein Magnetfeld erzeugt. *Wechsel*strom erzeugt ein Wechselfeld, d.h. ein Feld mit wechselnder Polarität. Auch dieses Feld durchdringt die Tonabnehmerwicklung, und auch hiervon wird eine Spannung induziert. Da dieses Feld der Tonabnehmer (im Gegensatz zu dem von der Saite kommenden) *selbst* erzeugt, wird die hiervon gebildete Spannung **Selbstinduktions-Spannung** genannt. Die Selbstinduktions-Spannung überlagert sich gegenphasig zu der von der Saitenschwingung induzierten Spannung und schwächt diese (Lenzsche Regel). Es ist naheliegend, dass die Spannungsüberlagerung nicht gleichphasig sein kann, da sonst durch die vergrößerte Spannung der Strom zunehmen würde, was Spannungsanstieg zur Folge hätte, was Stromanstieg zur Folge hätte ... , das System würde instabil werden. Um die von der Selbstinduktion hervorgerufene Spannungsabnahme zu berücksichtigen, könnte man in Abb. 4.35 eine zusätzliche, gesteuerte Spannungsquelle einzeichnen, deren Quellenspannung von dem in der Masche fließenden Strom abhängt. Üblich ist aber, stattdessen ein Bauteil einzuzeichnen, dessen Spannungsabfall der Selbstinduktionsspannung entspricht. Als Schaltbild wird hierfür entweder ein schwarz ausgefülltes Rechteck verwendet, oder eine symbolische Nachbildung der Drahtwindungen (**Abb. 4.36**); das Bauteil ist ein **induktiver Zweipol** (=**Induktivität**), das Formelzeichen für diese Induktivität ist *L*. Der Begriff *Induktivität* wird sowohl als Name für das Bauteil, als auch als Name der physikalischen Größe verwendet.

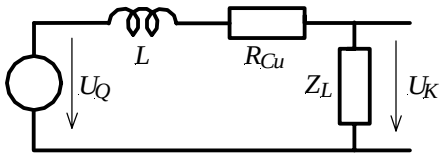


Abb. 4.36: Wicklungs-Ersatzschaltung mit Induktivität *L* und Kupferwiderstand R_{Cu}.

In einem Gedankenexperiment wollen wir einmal durch die in Abb. 4.36 gezeichnete Schaltung einen Gleichstrom fließen lassen. Dieser kann zwar nicht durch Induktion als U_Q erzeugt werden, er könnte aber an den rechts gezeichneten Anschlussklemmen eingespeist werden. Als Folge dieses Gleichstroms würde ein zeitlich konstantes Magnetfeld entstehen,

© M. Zollner 2002

dessen (zeitliches) Flussdifferential die Induktionsspannung ergibt. Das Differential einer Konstanten ist natürlich null – der Gleichspannungsabfall an einer idealen Induktivität muss folglich ebenfalls null sein. Fließt hingegen Wechselstrom, so entsteht eine Induktionsspannung, deren Größe von der Stromänderung abhängt:

$$u(t) = L \cdot di(t)/dt; \qquad \underline{U} = j\omega L \cdot \underline{I}$$ Zweipolgleichungen

An einer vom Strom *i(t)* durchflossenen Induktivität *L* entsteht ein Spannungsabfall *u(t)*, der proportional zu *L* und zur zeitlichen Stromänderung ist. Für sinusförmige Schwingungen ist die Darstellung als rotierende komplexe Zeiger zweckmäßig, hierbei wird aus dem zeitlichen Differential der Faktor $j\omega$. Die imaginäre Einheit *j* bewirkt eine Drehung (Phasenverschiebung zwischen Spannung und Strom) um 90°, $\omega = 2\pi f$ ist die Kreisfrequenz. Ableitung *d/dt* und Multiplikation mit $j\omega$ sind lineare Operationen, sie zerstören nicht die Proportionalität zwischen Strom und Spannung. Bei Gleichstrom wird der Proportionalitätskoeffizient zwischen *U* und *I* als **Widerstand** bezeichnet (*U* = *RI*), bei Wechselstrom spricht man stattdessen von **Impedanz**. Die Impedanz der Induktivität ist folglich $j\omega L$; für Gleichstrom ist sie null, mit steigender Frequenz wächst sie proportional zur Frequenz. Die Impedanz der Induktivität ist eine positiv imaginäre Größe (ganz exakt: nicht negativ), man könnte auch sagen: Der Widerstand einer Induktivität ist positiv imaginär.

Die **Einheit** der Induktivität ist das **Henry**: 1H = 1Vs/A.

Der Buchstabe H darf nicht mit dem Formelzeichen *H* verwechselt werden, das für die magnetische Feldstärke steht! Die Größe der Induktivität *L* bestimmt sich aus der Geometrie der aufgewickelten Drähte. Beim Gitarrentonabnehmer sind typische Werte: *L* = 2 ... 10 H.

In jedem Buch über Magnetodynamik werden Formeln zur **Berechnung** einfacher Spulen-Induktivitäten aufgeführt. Bei der Ringspule und der langen Zylinderspule gelangt man damit zu einfachen Formeln, beim Magnettonabnehmer sind die Verhältnisse aber komplizierter: Das von der schwingenden Saite erzeugte Magnetfeld ist inhomogen, d.h. ortsabhängig. Somit wird jede Windung der Tonabnehmerwicklung von einem anderen Magnetfluss durchströmt, und eine Nachbildung wie in Abb. 4.35 mit *einer* Spannungsquelle und *einer* Induktivität ist zunächst nicht möglich. Dieser Effekt ist wesentlich, er kann nicht einfach ignoriert werden: Bei einem Stratocaster-Tonabnehmer unterscheiden sich die Magnetflüsse in der saitennahen und in der saitenfernen Windung ungefähr um den Faktor 10 (Kap. 5.4.3). Zur Berechnung der Größe der induzierten Spannung muss hier eine geeignete Mittelung erfolgen. Zusätzlich ist zu berücksichtigen, dass das Magnetfeld durch ferromagnetische Materialien gebündelt (verstärkt) wird. Die in der Spule steckenden Alnico-Magnete sind ferromagnetisch, und fokussieren den Magnetfluss, woraus (im Vergleich zur magnetfreien Spule) eine größere Induktivität resultiert (siehe Kap. 4.10.3).

Da der magnetische Wechselfluss in Saitennähe am stärksten ist, empfiehlt es sich, für effiziente Wandlung ('laute Tonabnehmer') die Spulenwicklung möglichst nahe an die Saite zu bringen. Bei Fender-Tonabnehmern findet man Bauformen, bei denen die Magnete bündig mit der Außenseite des saitenzugewandten Flansches abschließen; sie sind 'laut'. Es gibt aber auch Tonabnehmer, dazu gehören insbesondere jene mit *'staggered Magnets'*, deren Magnete bis zu 4 mm überstehen; sie geben (grob genähert) nur etwa halb so viel Spannung ab. Diese Faustformel setzt natürlich voraus, dass alle anderen Parameter gleich gehalten werden. Insbesondere bietet die Spulenform noch einen Freiheitsgrad: gleich hoch, oder konisch gewickelt.

© M. Zollner 2002

4.10.3 Permeabilität

In Kap. 4.3 wurde die Permeabilität als *spezifische magnetische Leitfähigkeit* definiert. Sie ist eine Materialeigenschaft, wie z.B. die elektrische Leitfähigkeit beim Stromkreis. Luft hat eine relativ schlechte magnetische Leitfähigkeit (μ_0 = 1,257 µH/m), der magnetische Widerstand in Luft ist relativ groß. Die Permeabilität von Magnetmaterialien wir häufig in Relation zu dieser Luftpermeabilität[♣] als **relative Materialpermeabilität** angegeben: $\mu = \mu_r \cdot \mu_0$. Hierbei ist μ_r die relative Permeabilität, auch **Permeabilitätszahl** genannt.

In Luft ist die Permeabilitätszahl in sehr guter Näherung gleich eins, der Unterschied zum Vakuum ist unbedeutend. Zwischen der magnetischen Feldstärke H und der magnetischen Flussdichte B besteht in Luft ein proportionaler Zusammenhang: $B = \mu \cdot H$. Ganz anders in ferromagnetischen Materialien (Alnico-Magnete, Stahl, Eisen, Nickel): Ihre Permeabilitätszahl ist größer als eins, und von der magnetischen Feldstärke abhängig. Für Eisen nennt die Literatur maximale Permeabilitätszahlen um 5000, aber auch bis zu 250000, sofern es sich um reinstes, in Wasserstoff geglühtes Eisen handelt. Würde man die in der Nähe eines Tonabnehmermagneten herrschende Feldstärke von 40 kA/m mit $5000 \cdot \mu_0$ multiplizieren, so ergäbe sich, rein rechnerisch, eine Flussdichte von 251 T. Dieser Wert hat aber keinerlei praktische Bedeutung, denn zum einen ändert sich im Allgemeinen die Feldstärke, sobald magnetisch leitende Materialien ins Feld gebracht werden, zum anderen liegt die Sättigungsflussdichte von Eisen bei ca. 1 T. **Sättigung** bedeutet, dass die im Eisen auftretende feldverstärkende Wirkung an eine Grenze kommt, die nicht überschritten werden kann. Als Ursache eines Magnetfeldes wird üblicherweise eine bewegte Ladung, also ein elektrischer Strom angenommen. In allen magnetisch nicht neutralen Stoffen orientieren sich innere Kreisströme (Elementarströme) an den von außen einwirkenden elektromagnetischen Feldern und bilden ein inneres Magnetfeld, das sich dem äußeren überlagert. Die im Eisen entstehende Flussdichte B kann als Summe einer von der äußeren Feldstärke H erzeugten Komponente $B_0 = H \cdot \mu_0$ und einer inneren, feldverstärkenden **Polarisation** J interpretiert werden. Man könnte es auch so formulieren: Die Komponente B_0 entsteht grundsätzlich und überall im elektromagnetischen Feld. Bei magnetisierbaren Materialien addiert sich hierzu die Polarisation J.

$$B = B_0 + J\,; \quad J = \chi_m \cdot \mu_0 \cdot H\,; \qquad \chi_m = \mu_r - 1 = \text{Relative Suszeptibilität}$$

Der Zusammenhang zwischen B_0 und H ist proportional, er unterliegt keiner Sättigung. Die Polarisation hängt hingegen degressiv von H ab, sie strebt gegen einen nicht überschreitbaren Grenzwert = Sättigungspolarisation J_{sat} (**Abb. 4.37**).

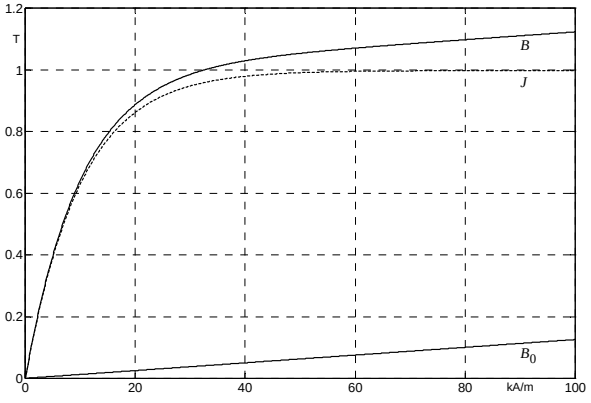


Abb. 4.37: Zusammenhang zwischen Feldstärke H, Flussdichte B und Polarisation J. Die Sättigungspolarisation beträgt in diesem Beispiel 1 T.

♣ Eigentlich ist Vakuum der Bezug: μ_{Luft} = 1,0000004 x μ_{Vakuum}.

© M. Zollner 2002

Im Tonabnehmer kann nur eine elektrische Spannung erzeugt (induziert) werden, wenn sich die magnetische Flussdichte *B* als Funktion der Zeit *t* ändert. Und da *B* über μ von *H* abhängt, muss sich hierbei auch die magnetische Feldstärke *H* ändern. Die Berechnung derartiger Feldänderungen ist aber hochkompliziert und nur als relativ grobe Näherung möglich. Saite und Tonabnehmermagnet sind auf unterschiedliche Weise ferromagnetisch, und zusätzlich können u.U. Schrauben, Polstifte und/oder Bleche das Feld beeinflussen. In jedem differentiellem Metallvolumen herrscht ein anderes *B*, und somit ein anderes μ. Erschwerend kommt hinzu, dass differentiell kleine Feldstärkeänderungen ΔH zu Flussdichteänderungen ΔB führen, die nicht aus der Steigung der Magnetisierungskurven (Hystereseschleifen) ermittelt werden können. In **Abb. 4.38** ist im rechten Bild ein Ausschnitt aus einer Magnetisierungskurve dargestellt. Steigt die Feldstärke – ausgehend vom Arbeitspunkt H_A – um den kleinen Wert ΔH, so stellt sich als zugehörige Flussdichte der Wert $B_A + \Delta B$ ein, und nicht ein Wert auf der großen, durchgehenden Kurve; diese kann ja nur in Pfeilrichtung durchlaufen werden. Der Quotient aus $\Delta B / \Delta H = \mu_{rev}$ wird **reversible Permeabilität** genannt. Er ist kleiner als die **differentielle Permeabilität**, die als Differentialquotient, d.h. Steigung der Hysteresekurve zu sehen ist (im Bild gestrichelt eingezeichnet). Nach [7] hängt die reversible Permeabilität nur von der Flussdichte *B* ab, nach Gans [Phys. Z., 12/1911] von der Polarisation *J*. Sie hat – und das erschwert die numerische Berechnung – auch in isotropen Materialien Tensorcharakter!

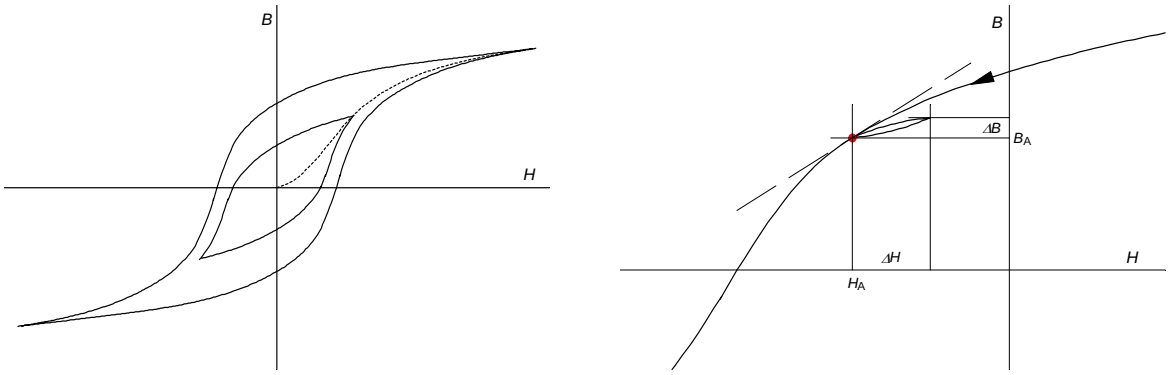


Abb. 4.38: Zum Unterschied zwischen differentieller und reversibler Permeabilität. ΔH und ΔB sollen kleine Änderungen sein; im Bild sind sie übertrieben groß gezeichnet (vergl. Abb. 4.6).

Die reversible Permeabilität μ_{rev} ist maximal bei $B = 0$ und nimmt mit zunehmendem Flussdichtebetrag monoton gegen μ_0 ab. Daraus folgt, dass Ferromagnetika magnetische Wechselfelder umso schlechter leiten, je größer der sie durchdringende statische Magnetfluss ist. Es ist also unzulässig, einer **Stahlsaite** nur deshalb eine gute magnetische Leitfähigkeit zuzusprechen, weil Stahl in Tabellenwerken als Ferromagnetikum (also $\mu >> 1$) aufgeführt wird. Nur ohne statische Vormagnetisierung weisen Stahlsaiten Permeabilitätszahlen auf, die 50 überschreiten können. Sobald aber die Saite in die Nähe eines Tonabnehmermagneten kommt, durchfließt sie ein erheblicher (statischer) Magnetfluss, und ihre reversible Permeabilität sinkt auf Werte ab, die nur noch geringfügig größer sind als die von Luft (**Abb. 4.39**).

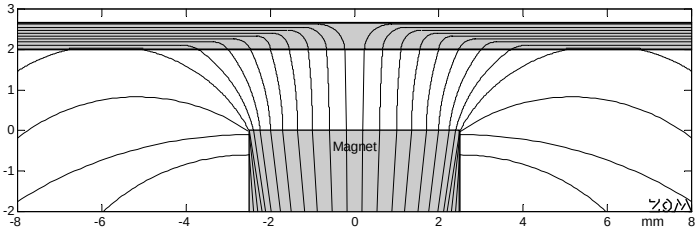


Abb. 4.39: Ungefährer Verlauf des statischen Magnetflusses in Magnet, Luftspalt und Saite (→ Abb. 5.4.8).

© M. Zollner 2002

In **Abb. 4.39** erkennt man, wie die statische Magnetflussdichte (als Liniendichte dargestellt) innerhalb der Saite längs der Saitenachse zunimmt. Direkt über der Magnetachse ist die axiale Saitenflussdichte null, aber schon nach ca. 6 mm wird ein Maximum erreicht, das praktisch völlige Sättigung bedeutet (1,7 Tesla, Stahlsaite mit Alnico-5-Magnet, Kap. 5.4.2). Wenn nun aber die Saite schon nach wenigen Millimetern ihre gute Leitfähigkeit für magnetische Wechselfelder verliert, haben diese auch keinen Grund mehr, der Saite zu folgen – also verlassen sie sie wieder. Schwingungen der Saite haben deshalb nur in einem relativ kleinen Bereich Einfluss auf das Magnetfeld, das **Magnetfeldfenster** (die Magnet-Apertur) ist relativ kurz (Kap. 5.4.4). Je näher der Magnet an die Saite gerückt wird und je stärker er ist, desto kürzer ist die Magnet-Apertur (desto punktueller ist die Saitenabtastung), und desto weniger macht sich die damit verbundene Höhenbedämpfung bemerkbar.

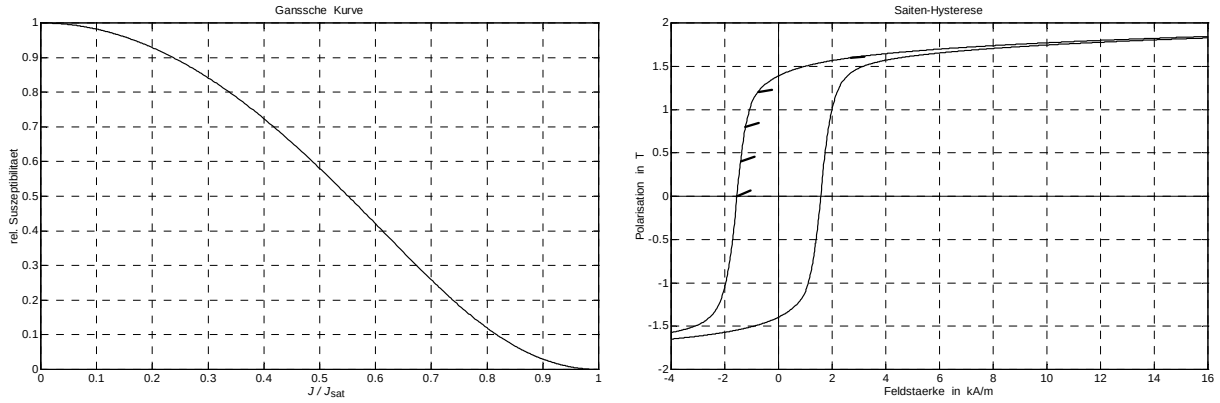


Abb. 4.40: Ganssche Kurve zur relativen reversiblen Suszeptibilität (links). Saiten-Hysteresekurve (rechts).

In **Abb. 4.40** ist im linken Bild die "**Ganssche Kurve**" dargestellt. Sie beschreibt den Zusammenhang zwischen der (auf die Sättigungspolarisation J_{sat}) normierten Polarisation und der (auf die Anfangs-Suszeptibilität χ_A) normierten reversiblen Suszeptibilität. In Parameterdarstellung lautet ihre Gleichung [21]:

$$\frac{\chi_{rev}}{\chi_A} = 3 \cdot \left(\frac{1}{x^2} - \frac{1}{\sinh^2(x)} \right); \qquad \frac{J}{J_{sat}} = \coth(x) - \frac{1}{x}; \qquad \text{Ganssche Kurve}$$

In dieser Parameterdarstellung steht x für den Parameter (0 ... 100), J für die Polarisation, und χ_{rev} für die reversible magnetische Suszeptibilität. Die Anfangs-Suszeptibilität wirkt am Anfang, d.h. im Ursprung der Neukurve. Im rechten Bild der Abb. 4.40 ist die Hysteresekurve einer Stahlsaite angegeben, zusammen mit kleinen Strichen, die die Steigung für reversible Kleinsignal-Änderungen andeuten. **Abb. 4.41** zeigt Messwerte einer typischen Stahlsaite.

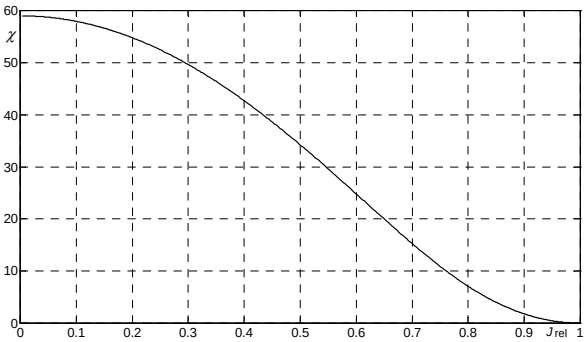


Abb. 4.41: Gemessene rev. Suszeptibilität, in Abhängigkeit von relativer Polarisation bzw. statischer Feldstärke.

© M. Zollner 2002

4.10.4 Magnetische Verluste

Die feldverstärkende Wirkung ferromagnetischer Materialien kommt dadurch zustande, dass in deren Inneren einerseits Domänengrenzen (Blochwände, Kap. 4.4.1) verschoben, und andererseits Elementarmagnete, die zunächst regellos verteilt sind, durch das äußere Feld in eine neue, einheitliche Richtung gedreht werden. Von der zum Verschieben bzw. Verdrehen benötigten Energie wird ein kleinen Teil irreversibel in Wärme umgewandelt. Die hierbei durch eine Art von Mikro-Reibung erzeugte Wärmeenergie ist für das elektromagnetische Feld "verloren", deshalb spricht man vom **Verlust elektromagnetischer Feldenergie**, oder kurz von magnetischen Verlusten; auch die Bezeichnung **Eisenverluste** ist gebräuchlich. Verluste bewirken eine Verkleinerung der vom Tonabnehmer erzeugten Spannung – ein Effekt, der sich vor allem im Bereich höherer Frequenzen als Brillanzverlust auswirken kann.

Die beiden wichtigsten Verlustmechanismen sind Wirbelstromverluste und Hystereseverluste. Aus dem in der Hysteresekurve gegebenen Zusammenhang zwischen der magnetischen Feldstärke H und der magnetischen Flussdichte B kann die volumenspezifische Feldenergie w berechnet werden:

$$w = \int_{B_1}^{B_2} H dB$$ volumenspezifische Magnetfeld-Energie

Wäre die Hysteresekurve eine (auch krumme) Linie, so würde sich beim Vergrößern der Flussdichte von B_1 auf B_2 die Energiedichte erhöhen, und beim anschließenden Verkleinern von B_2 auf B_1 um denselben Wert verringern – der Vorgang wäre reversibel. Weil aber jede Hysteresekurve zwei verschiedene Äste aufweist, ergibt ein vollständiger, auf den Startpunkt zurückführender Umlauf nicht $w = 0$, sondern eine zur eingeschlossenen Fläche proportionale Energiedichte, die ein Maß für den Energieverlust darstellt. Für Gitarrensaiten liegt der bei einem *Grenzschleifen*umlauf auftretende spezifische **Energieverlust** bei ca. 10 µWs/mm^3. Multipliziert man diesen Wert mit dem Volumen einer 2 cm langen 0,7-mm-Saite, so ergibt sich die in einem vollständigen Umlauf verlorene Energie zu ca. 77 µWs. Allerdings durchläuft der Arbeitspunkt einer schwingenden Saite nicht die Grenzhysterese (von negativer Sättigung zu positiver Sättigung und zurück), sondern nur einen kleinen Teil daraus. Wie groß dieser Teil ist, hängt sehr vom Saite/Magnet-Abstand und von der Saitenauslenkung ab. In den Bereichen relativ großer Wechselflussdichte ist auch die Gleichflussdichte groß, dort könnte – vorsichtig geschätzt – die Wechselflussamplitude maximal vielleicht ein Zehntel des Gleichflusses erreichen. Berücksichtigt man nun noch, dass Kleinsignal-Änderungen relativ kleinflächige, lanzettförmige Hystereseschleifen ergeben (auch **Rayleigh-Schleifen** genannt), so wird deutlich, dass die von der Saite verursachten Hystereseverluste doch eher nur eine untergeordnete Bedeutung haben. Als Größenordnung könnte man sich für die Saitenenergie 10 mWs vorstellen, und für die pro Schwingung auftretenden Eisenverluste 1 µWs. Schwingt die Saite mit 150 Hz, so verliert sie nach dieser Annahme pro Sekunde 1,5% ihrer Schwingungsenergie – das wäre vernachlässigbar. Eine genaue Berechnung der Eisenverluste ist aufwändig, weil ein dreidimensionales, inhomogenes Feld vorliegt, für das tensorielle Werkstoffparameter bekannt sein müssten. Auch eine Messung ist wegen der Abgrenzung zu anderen Dämpfungsmechanismen schwierig. Aber selbst wenn die o.a. Abschätzung unrealistisch wäre, und die Saite pro Sekunde nicht 1,5%, sondern 26% ihrer Energie verlöre, entspräche dies lediglich einem Pegelabfall von 1 dB/s – gegenüber anderen Dämpfungsmechanismen vernachlässigbar. Das Fazit dieser Abschätzungen lautet deshalb (ohne Beweis): **Die in der Saite entstehenden Hystereseverluste** (Ummagnetisierungsverluste) **sind vernachlässigbar**.

© M. Zollner 2002

Außer in der Saite kann es auch im Magnet und/oder in saitennahen Ferromagnetika zu Hystereseverlusten kommen. Auch wenn diese Verluste nun nicht mehr in der Saite entstehen: Die zum Ummagnetisieren dieser Ferromagnetika erforderliche Energie muss trotzdem von der schwingenden Saite geliefert werden. Das von relevanten Wechselflüssen betroffene Magnetvolumen ist beim typischen Singlecoil gut eine Zehnerpotenz größer als das eben betrachtete Saitenvolumen, dafür ist aber die relative Flussdichteänderung im Magnet um ca. eine Zehnerpotenz kleiner als bei der Saite; alles in allem also wiederum ein Effekt von untergeordneter Bedeutung. Solange nicht ein starker Magnet sehr nahe an die Saite herangebracht wird (was sowieso im Widerspruch zu einer großen Saiten-Auslenkung stünde), lautet die **Zusammenfassung: Hystereseverluste sind vernachlässigbar**. Diese Aussage ist zwar spekulativ, wird aber durch Messungen gestützt, die zweifelsfrei ergaben, dass die Saitenschwingung durch die Greifhand des Gitarristen stärker bedämpft wird als durch das Magnetfeld des Tonabnehmers (Kap. 4.11).

Als zweite Verlustursache treten **Wirbelstromverluste** auf. Das in Kap. 4.10.1 erläuterte Induktionsgesetz sorgt nicht nur in der Tonabnehmerwicklung, sondern in allen tonabnehmernahen elektrischen Leitern für Spannungserzeugung und Stromfluss. Und da Metalle resistive elektrische Widerstände darstellen, entsteht elektrische Wirkenergie, also Wärmeenergie, die das Magnetfeld, und damit die Saitenschwingung, schwächt. Die den Wirbelstrom verursachende elektrische Spannung ist von der *Änderung* des Magnetfeldes abhängig, deshalb spielen Wirbelströme bei niederen Frequenzen keine Rolle. Mit zunehmender Frequenz gewinnen sie an Bedeutung, wobei aber der **Skineffekt** als gegenläufiger Effekt berücksichtigt werden muss (Kap. 5.9.2.2): Das durch Stromfluss induzierte magnetische Gegenfeld drängt mit steigender Frequenz den elektrischen Strom zunehmend in die Randbereiche, wodurch der Wirbelstrom-Widerstand vergrößert wird (Kap. 3.3.2).

Wirbelstromverluste sind nicht generell vernachlässigbar, sondern verschlechtern die Höhenwiedergabe jedes Magnettonabnehmers. Und nicht nur geringfügig, sondern u.U. um 5 dB und mehr, wenn dicke, niederohmige Bleche verwendet werden. Man könnte dieses Verhalten als vom Entwickler gewünschte Klangcharakteristik interpretieren, sollte dann aber bedenken, dass sich allzu dominante Höhen sehr leicht mit einem zum Tonabnehmer parallel geschalteten Potentiometer abschwächen lassen – umgekehrt geht's nicht! Ein wirbelstromarmer Pickup kann sowohl brillant, als auch dumpf klingen – ein wirbelstrombedämpfter Pickup klingt nur dumpf[♣]. Wenig Wirbelstromverluste weisen Tonabnehmer auf, deren einzige Metallteile die 6 Alnico-Magnete sind (Typ USA-Stratocaster). Weicheisenstifte mit darunter liegendem Balkenmagnet erhöhen die Wirbelstromverluste, Blechkappen ebenso. Wenn ein Abschirmgehäuse gewünscht wird, aber möglichst wenig Wirbelstromverluste auftreten sollen, sind dünnwandige Neusilbergehäuse empfehlenswert. Ein Tonabnehmer, der trotz Metallgehäuse brillant klingt, ist z.B. der Gretsch-Humbucker.

Nicht nur in Magnet, Polstücken und Abschirmgehäusen treten Wirbelströme auf, sondern u.U. auch in metallenen Trägerplatten oder Abschirmfolien. Beim Austausch eines Plastik-Schlagbrettes (Pickguard) gegen ein solches aus Aluminium kommt es deshalb zu einem leichten Höhenverlust. Der sich fast völlig vermeiden lässt, wenn man mit einem dünnen Schlitz die ringförmig fließenden Wirbelströme unterdrückt.

[♣] Die im Gitarrenverstärker eingebauten Klangfilter können Wirbelstromverluste i.a. nicht kompensieren.

© M. Zollner 2002

Um zu den **Wirbelstromverlusten** quantitative Daten zu erhalten, wurde eine dünnwandige Mess-Spule angefertigt, in die zylinderförmige Ferromagnetika (∅ = 5mm) eingesteckt werden konnten. Der 14 mm breite Wickelkörper wurde mit 5500 Windungen eines 80-µ-CuL-Drahtes bewickelt (**Abb. 4.42**). In der Abbildung ist über der logarithmierten Frequenz der logarithmierte Impedanzbetrag dargestellt – unüblich, aber zweckmäßig. 0 dB = 1 kΩ.

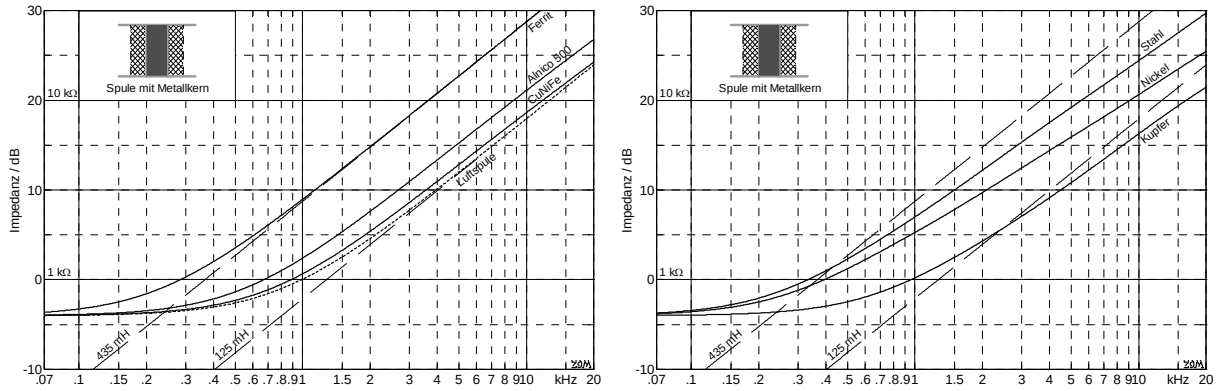


Abb. 4.42: Logarithmierte Impedanz einer Mess-Spule (*N* = 5500); verschiedene Kernmaterialien.

Ohne Kern ("Luftspule") misst man tieffrequent den Drahtwiderstand (630 Ω), hochfrequent einen frequenzproportionalen Impedanzanstieg, also eine Induktivität (125 mH). Der Zweipol entspricht somit (in diesem Frequenzbereich) perfekt einer *RL*-Reihenschaltung. Einstecken eines **Alnico**-500-Magneten (5x14 mm) erhöht die Induktivität um 46%, Einstecken eines entsprechenden **Ferrit**-Zylinders erhöht die Induktivität auf das 3.5-fache. In beiden Fällen erfolgt hochfrequent ein frequenzproportionaler Impedanzanstieg, sodass im Ersatzschaltbild nur ein einziger Widerstand zur Verlustnachbildung vorzusehen ist: Der **Drahtwiderstand**♥. Der Induktivitätsanstieg bedeutet aber nicht, dass die relative Permeabilität von Ferrit nur 3.5 ist (oder von Alnico nur 1.46). Diese Materialien füllen ja nur einen Teil des Feldraumes, ihre Wirksamkeit wird dadurch gewaltig reduziert. Als Analogie kann man an zwei in Reihe geschaltete Widerstände denken, z.B. 1000 Ω und 10 Ω. Der Gesamtwiderstand beträgt in diesem Beispiel 1010 Ω. Er erniedrigt sich auf 1001 Ω, wenn der zweite Widerstand nur mehr 1 Ω hat. An einer 1-V-Quelle fließt hiermit ein Strom von ca. 1 mA, selbst wenn man den zweiten Widerstand noch viel niederohmiger macht. Ähnlich ist es beim Magnetkreis: Der magnetische Widerstand wird überwiegend vom schlecht leitenden Luftfeld bestimmt. Mit einer kleinen Besonderheit: Eine Änderung beim magnetischen Kernwiderstand verändert die Form der Feldlinien, und damit auch den Widerstand des Luftfeldes.

Dass die Impedanz von Alnico und Ferrit in dem betrachteten Frequenzbereich mit einem einfachen *RL*-Zweipol nachgebildet werden kann, hat einen einfachen Grund: Außer dem Drahtwiderstand muss kein Verlustwiderstand berücksichtigt werden, Wirbelströme spielen noch keine Rolle♣. **Ferrite** werden aus Oxidpulver gesintert; sie haben einen hohen elektrischen Widerstand, der Wirbelströme verhindert. **Alnico**-Legierungen sind (im Vergleich zu Ferriten) schon relativ gute Leiter. Dass bei ihnen im relevanten Frequenzbereich trotzdem fast keine Wirbelstromverluste auftreten, liegt an ihrer eher kleinen relativen Permeabilität (2 – 5). Gute elektrische Leiter mit hoher Permeabilität müssten demzufolge erhebliche Wirbelstromverluste erzeugen – und genau das tun sie, wie die folgenden Messungen bestätigen. Hierfür wurden in die o.a. Spule zylindrische Kerne aus unterschiedlichen Metallen eingesetzt: Stahl, Nickel, Kupfer (**Abb. 4.42** rechts).

♥ Die Bezeichnung *Kupferwiderstand* ist hier ungünstig, weil Kupfer auch als Spulenkern verwendet wird.
♣ Auch die (nichtlinearen) Ummagnetisierungsverluste sind unbedeutend.

© M. Zollner 2002

Kupfer ist diamagnetisch, seine Permeabilität unterscheidet sich nur unwesentlich von μ_0. **Stahl** und **Nickel** sind ferromagnetisch, ihre Permeabilität ist wesentlich größer als μ_0. Kupfer ist ein sehr guter elektrischer Leiter, Nickel ist um den Faktor 4 hochohmiger, Stahl um den Faktor 10 – 20. Bei den zugehörigen Messkurven (Abb. 4.42) ist deutlich zu erkennen, dass bei diesen Metallkernen der hochfrequente Impedanzanstieg flacher verläuft als bei Luft oder Ferrit. Ursache dieses Verhaltens sind **Wirbelströme**, die mit zunehmender Frequenz das Magnetfeld immer mehr aus dem Kern drängen, und so die Induktivität verringern. **Abb. 4.43** zeigt für einen Stahlzylinder (∅ = 5 mm, Länge = 14 mm) die innere Feldverteilung für drei Frequenzen, sowie die Frequenzabhängigkeit der magnetischen Impedanz. Die als komplexe Größe einen Realteil enthält (Magnetwiderstand), und einen Imaginärteil (Wirbelstromverluste). Die Verluste müssen hierbei imaginär sein, weil der Magnetwiderstand üblicherweise reell definiert ist – anders als etwa bei *elektrischen* Netzwerken, in denen Verlustwiderstände üblicherweise reell sind. Dies sind aber nur Konventionen, letztlich ist lediglich Orthogonalität zwischen Wirk- und Blindleistung gefordert.

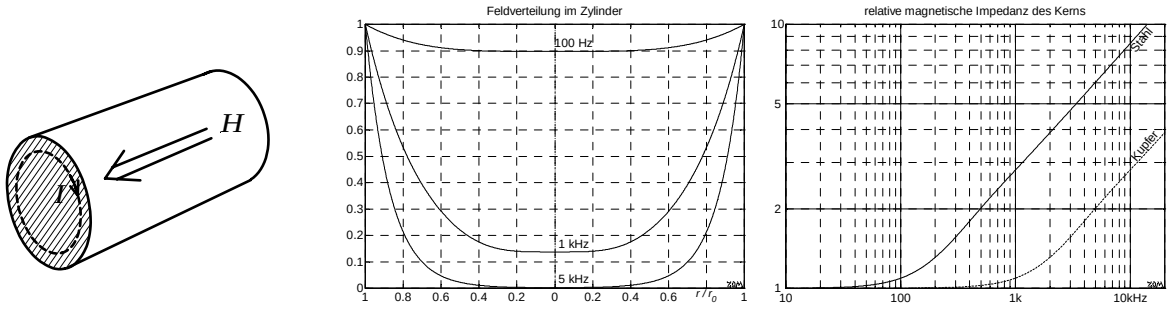


Abb. 4.43: Ein über der Zeit wachsendes axiales Magnetfeld *H* erzeugt im Metallzylinder den Wirbelstrom *I*. Der verursacht ein ihn umkreisendes sekundäres Magnetfeld, das dem erzeugenden Feld entgegengerichtet ist, und dieses aus dem Zylinder drängt. Das mittlere Bild zeigt die radiale Verteilung des axialen Magnetfeldes in einem Stahlzylinder (r_0=5mm), rechts ist die auf tiefe Frequenzen normierte magnetische Impedanz dargestellt.

Rechnungsgrundlage sind die **Maxwell**schen Gesetze in ihrer differentiellen Form, unter der vereinfachenden Annahme, dass elektrische Leitfähigkeit σ und Permeabilität μ konstant sind. Für die Leitfähigkeit ist diese Annahme zutreffend, für die Permeabilität eigentlich nicht: Die orts- und zeitabhängige Flussverteilung führt zu orts- und zeitabhängigem μ. Die genaue Berechnung in einem anisotropen, nichtlinearen Medium ist aber so kompliziert, dass vereinfacht werden muss. Die beiden Maxwellschen Gleichungen lauten dann:

$$rot\,\vec{H} = \sigma \cdot \vec{E} \quad \text{und} \quad rot\,\vec{E} = -\mu \cdot \partial\vec{H}/\partial t \qquad \text{Maxwell differentiell}$$

In Zylinderkoordinaten existiert *H* nur in axialer Richtung, und die Feldstärke *E* nur umlaufend (azimutal), die Rotation *rot* kann hierfür vereinfacht werden:

$$\sigma \cdot E = -\partial H/\partial r \quad \text{und} \quad -\mu \cdot \partial H/\partial t = E/r + \partial E/\partial r \qquad \text{in Zylinderkoordinaten}$$

Beide Gleichungen zusammengefasst ergeben eine **Bessel**sche Differentialgleichung, die für harmonische Signale mit komplexen Größen gelöst werden kann:

$$\frac{\partial^2 H}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\cdot\frac{\partial H}{\partial r} = \mu\sigma \cdot \frac{\partial H}{\partial t} \quad \rightarrow \quad \frac{\partial^2 \underline{H}}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\cdot\frac{\partial \underline{H}}{\partial r} = j\omega\mu\sigma \cdot \underline{H} \qquad \text{Besselsche DGL}$$

Der zeitliche Differentialoperator $\partial/\partial t$ wurde hierbei durch $j\omega$ ersetzt (siehe Systemtheorie).

© M. Zollner 2002

Als **Lösung der Besselschen Differentialgleichung** erhält man für die radiale Verteilung der axial gerichteten magnetischen Flussdichte $\underline{B}(r) = \mu\underline{H}(r)$:

$$\underline{B}(r) = \mu c \cdot J_0(kr) \qquad \text{mit} \qquad k = (1-j)\cdot\sqrt{\pi f\mu\sigma} \qquad \text{bzw.} \quad k^2 = -j\omega\sigma\mu$$

Hierbei ist c eine Integrationskonstante, und J_0 die Besselfunktion 1. Grades, nullter Ordnung. Der gesamte, den Zylinder axial durchströmende magnetische Fluss ergibt sich als Flächenintegral über dem Querschnitt, mit r_0 = Zylinderradius:

$$\underline{\Phi} = \int_0^{r_0} \underline{B}\cdot 2\pi r\cdot dr = 2\pi\mu c\cdot\int_0^{r_0} r\cdot J_0(kr)\cdot dr = \frac{2\pi\mu c}{k^2}\cdot\int_0^{kr_0} kr\cdot J_0(kr)\cdot dkr \qquad \text{Gesamtfluss}$$

Die Integration der Besselfunktion erfolgt mit $\int x\cdot J_0(x)\cdot dx = x\cdot J_1(x)+C$, wobei J_1 eine Besselfunktion ersten Grades, erster Ordnung ist. Es ergibt sich für den magnetischen Fluss:

$$\underline{\Phi} = \frac{2\pi c}{-j\omega\sigma}\left[kr\cdot J_1(kr)\right]_0^{kr_0} = j\frac{2\pi c k r_0}{\omega\sigma}\cdot J_1(kr_0) \qquad \text{Gesamtfluss}$$

Der magnetische Widerstand ist als Quotient von magnetischer Spannung und Fluss definiert, der **längenspezifische** magnetische Widerstand R'_m ist der Quotient von Feldstärke und Fluss:

$$R_m = V_m/\Phi; \qquad R'_m = R_m/l = H/\Phi; \qquad \text{magnetischer Widerstand}$$

Zur Berechnung des längenspezifischen magnetischen Widerstandes werden Feldstärke $H(r_0)$ und Fluss Φ längs des Zylindermantels durcheinander dividiert; das Ergebnis ist komplex und heißt deshalb **längenspezifische magnetische Impedanz**:

$$\underline{Z}'_m = \underline{H}(r_0)/\underline{\Phi} = \frac{-j\omega c\sigma}{2\pi c k r_0}\cdot\frac{J_0(kr_0)}{J_1(kr_0)} = \frac{k}{2\pi r_0\mu}\cdot\frac{J_0(kr_0)}{J_1(kr_0)} \qquad \text{Längenspezifische Impedanz}$$

Für sehr tiefe Frequenzen geht k gegen null, über eine Reihenentwicklung der Besselfunktionen erhält man als (reellen) Grenzwert $\underline{Z}'_m \to 1/r_0^2\pi\mu$, also den Kehrwert aus Zylinderquerschnittsfläche und magnetischer Leitfähigkeit. Dies bedeutet, dass bei tiefen Frequenzen gar keine Feldverdrängung auftritt, die Flussdichte ist im ganzen Querschnitt ortsunabhängig. Mit zunehmender Frequenz wird jedoch der Magnetfluss vom Zentrum in die Randbereiche (Mantelnähe) gedrängt, der magnetische Widerstand (Impedanz) nimmt zu, der Zylinder wird 'unmagnetischer' (siehe auch Kap. 5.9.2.4).

Die über Besselfunktionen berechnete Feldverdrängung kann den in Abb. 4.42 gemessenen Impedanzfrequenzgang qualitativ erklären, exakte quantitative Daten sind hiermit allerdings nicht möglich. Weil die (u.U. tensoriellen) Magnetdaten der verwendeten Ferromagnetika nicht genau bekannt sind, und weil der Metallzylinder nicht exakt axial durchströmt wird. Im Gegensatz zu Tonabnehmerberechnungen wäre beim Metallzylinder eine Berechnung mittels finiter Elemente (FEM) eher möglich, aber auch dabei bleibt das Problem der unzureichenden Materialdaten.

© M. Zollner 2002

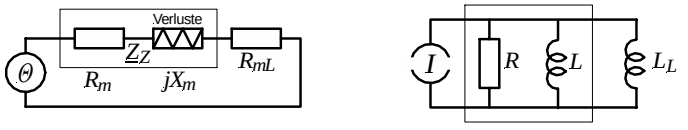
Bei der in Abb. 4.42 dargestellten Spule verlaufen die (magnetischen) Feldlinien teilweise in Metall, teilweise in Luft. Wie schon in Kap. 4.6 gezeigt, veranschaulicht man derartige magnetische Netzwerke in **Analogie** zu elektrischen Netzwerken durch Blockschaltbilder, die magnetische Widerstände durch Rechtecke darstellen. Für magnetische *Verlust*widerstände existiert kein einheitlich definiertes Symbol, sie werden im Folgenden durch ein Rechteck dargestellt, in dessen Inneren eine Zickzackkurve verläuft (**Abb. 4.44**). Die **magnetische Impedanz** $\underline{Z}_m$ (deren Kehrwert die magnetische Admittanz $\underline{Y}_m$ ist), besteht aus einem Real- und einem Imaginärteil: $\underline{Z}_m = R_m + jX_m$. Zu beachten ist, dass hierbei Verlustwiderstände imaginär dargestellt werden – anders als im elektrischen Netzwerk. Um mithilfe von Analogien Netzwerke aufeinander abbilden zu können, muss bekannt sein, was Flussgröße und was Potentialgröße (Differenzgröße) ist [3]. **Flussgröße**♣ ist im elektrischen Netzwerk der Strom, im magnetischen Netzwerk der Magnetfluss. **Potentialgröße** ist die elektrische Spannung, bzw. die magnetische Spannung. Die Flussgröße teilt sich am Knoten, hierfür gilt der Kirchhoffsche Knotensatz (bzw. Maxwell I), für die Potentialgröße gilt analog der Maschensatz (bzw. Maxwell II). Analogien, die Flussgrößen auf Flussgrößen abbilden, erzeugen ein **isomorphes** (strukturgleiches) Netzwerk, bei der Abbildung einer Flussgröße auf eine Potentialgröße entsteht ein **duales** Netzwerk. Was gilt bei **elektromagnetischen Analogien**? Orientiert man sich an den beim Magnettonabnehmer vorherrschenden Wandlungsmechanismen (Kap. 5), so findet man eine Abbildung vom Magnetfluss auf die elektrische Spannung, und vom Strom zur magnetischen Feldstärke – also **Dualität**. Als Formel geschrieben:

$$U = N \cdot d\Phi/dt \qquad \text{und} \qquad N \cdot I = \oint H \cdot ds \qquad \text{Wandlergleichungen [3]}$$

Die erste Gleichung stellt das Induktionsgesetz dar, die zweite das Durchflutungsgesetz. Aus einer magnetischen Reihenschaltung wird im elektrischen Ersatzschaltbild folglich eine Parallelschaltung. Das beim Induktionsgesetz auftretende Differential wird für komplexe (sinusförmige) Signale durch eine Multiplikation mit $j\omega$ ersetzt, woraus folgt:

$$\underline{\mathbf{Z}}_{\mathbf{el}} = \frac{\underline{U}}{\underline{I}} = \frac{j\omega \cdot N \cdot \Phi}{\Theta / N} = j\omega \cdot N^2 \cdot \underline{\mathbf{Y}}_{\mathbf{m}} \qquad \Theta = \oint H \cdot ds \text{ = magn. Umlaufspannung}$$

Magnetische und elektrische Impedanz sind somit zueinander reziprok: Je größer die Permeabilität, desto kleiner die magnetische Impedanz, desto größer die elektrische Impedanz. Ein reeller magnetischer Widerstand wird in einen imaginären elektrischen Widerstand abgebildet (Induktivität, $\underline{Z} = j\omega L$), ein imaginärer magnetischer (Verlust-) Widerstand wird in einen reellen elektrischen Widerstand abgebildet. Die Reihenschaltung des magnetischen Impedanz-Real- und Imaginärteils $R_m + jX_m$ wird zur Parallelschaltung des elektrischen Widerstandes R und der Induktivität L; beide sind frequenzabhängig. Der magnetisch in Reihe liegende Luftwiderstand R_{mL} wird zur parallel liegenden Induktivität L_L.



$$\underline{Y}_{el} = \underline{Z}_m / (j\omega N^2)$$
$$R = \omega N^2 / X_m$$
$$L = N^2 / R_m \; ; \quad L_L = N^2 / R_{mL}$$

Abb. 4.44: Duale Analogie zwischen dem magnetischen (links) und dem elektrischen Netzwerk (Mitte). $\underline{Z}_Z$ = magnetische (Metall-) Zylinder-Impedanz, R_{mL} = magnetischer Luft-Widerstand.

♣ Bei der elektromechanischen FI-Analogie [3] wird die elektrische Flussgröße "Strom" in die mechanische Flussgröße "Kraft" strukturgleich abgebildet; die FU-Analogie bildet dual ab.

© M. Zollner 2002

Für den im Innern der Spule liegenden **Metallkern** erhält man mit Länge l und Radius r_0 die magnetische Zylinder-Impedanz $\underline{Z}_Z$:

$$\underline{Z}_Z = \frac{k \cdot l}{2\pi r_0 \cdot \mu} \cdot \frac{J_0(kr_0)}{J_1(kr_0)} \qquad \text{mit} \qquad k = (1-j) \cdot \sqrt{\pi \mu \sigma \cdot f} \qquad \text{magn. Zylinder-Impedanz}$$

Hierbei ist μ die (absolute) Permeabilität des Kerns, σ ist seine elektrische Leitfähigkeit. Sowohl das Argument (kr_0) wie auch die daraus resultierende Besselfunktion sind komplex. **Abb. 4.45** stellt die Frequenzabhängigkeit des Real- und Imaginärteils der magnetischen Zylinder-Impedanz dar. Wäre der Metallzylinder der einzige magnetische Widerstand im (geschlossenen) magnetischen Kreis, so ergäbe sich tieffrequent eine Induktivität von 5.9 H, wie in Abb. 4.46 links dargestellt. Weil sich aber bei der hier betrachteten Zylinderspule die Feldlinien über eine lange Luftstrecke schließen, ist auch noch ein Luftwiderstand nötig.

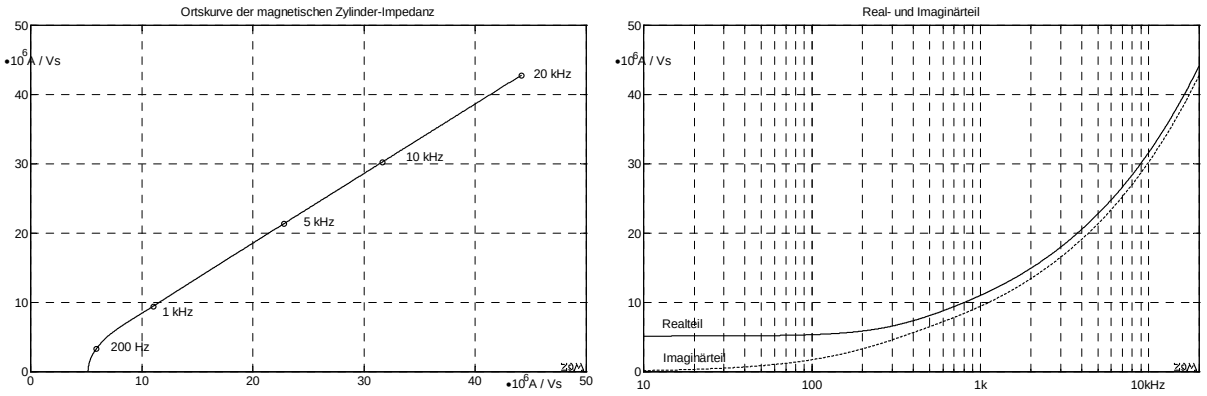


Abb. 4.45: Frequenzabhängigkeit der komplexen magnetischen Zylinder-Impedanz $\underline{Z}_Z$, μ_r = 110, σ = 5e6 S/m.

Setzt man in einem einfachen magnetischen Ersatzschaltbild eine Reihenschaltung von Kern- und Luftwiderstand an (Abb. 4.44), so reduziert das sowohl den absoluten Betrag der Induktivität, als auch deren Frequenzabhängigkeit (**Abb. 4.46**). Dieses einfache Modell ist gut geeignet, wenn der ferromagnetische Metallkern das in der Spule verlaufende Feld ausreichend stark bündelt. Bei kleinem μ_r fließt jedoch ein wesentlicher Teil des inneren Magnetfeldes in einer Art **Hohlzylinder**, d.h. zwischen Kern und mittlerer Wicklungshöhe. Der magnetische Widerstand dieses Hohlzylinders liegt im magnetischen Blockschaltbild parallel zu $\underline{Z}_Z$, im elektrischen Ersatzschaltbild also in Reihe zur Parallelschaltung von R und L (**Abb. 4.47**).

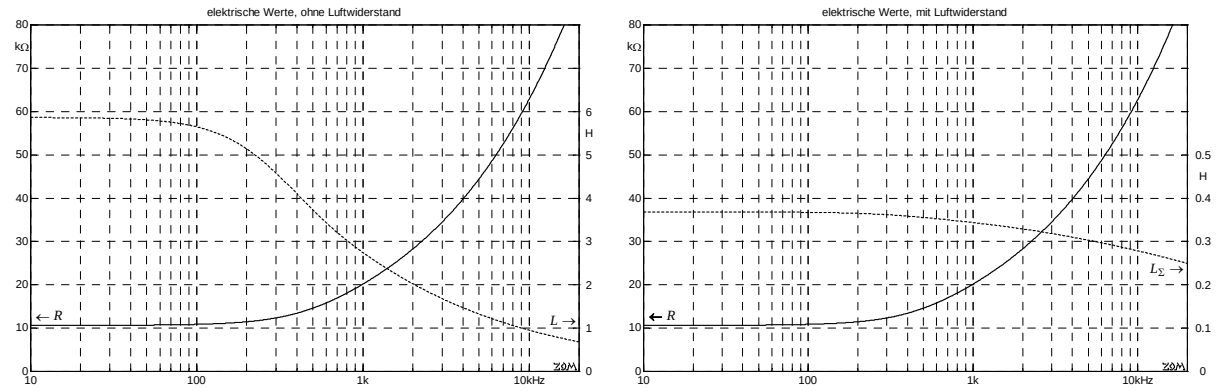


Abb. 4.46: Frequenzabhängigkeit von R und L (links) bzw. R und L // L_L (rechts) aus Abb. 4.44 (N = 5500).

© M. Zollner 2002

Mit diesem erweiterten Ersatzschaltbild (**Abb. 4.47**) ist es möglich, alle in Abb. 4.42 dargestellten Impedanzfrequenzgänge in guter Genauigkeit zu erklären. Der *magnetische* Widerstand dieses "Hohlzylinders" ist reell, er wird auf die Induktivität L_{HZ} abgebildet – definitionsgemäß ist deren *elektrische* Impedanz rein imaginär. Die Werte von R und L sind, wie schon bei Abb. 4.44 erläutert, frequenzabhängig.

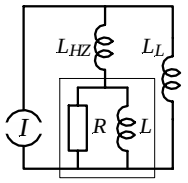


Abb. 4.47: ESB

Für den **Magnettonabnehmer** haben die magnetischen Wirbelstromverluste folgende Konsequenzen: 1) Nicht nur der Drahtwiderstand der Tonabnehmerwicklung, sondern auch der in der Wicklung steckende ferromagnetische Kern bedämpft die Tonabnehmerresonanz. 2) Die Induktivität der Tonabnehmerwicklung ist frequenzabhängig, sie nimmt zu hohen Frequenzen hin ab. Als Alternative zur frequenzabhängigen Induktivität kann im Ersatzschaltbild auch eine äquivalente *RL*-Schaltung höherer Ordnung verwendet werden, siehe Kap. 5.9.2.3. Die unterschiedlichen Geometrien und die Verschiedenartigkeit der Materialparameter bewirken, dass Dämpfung und Induktivität unterschiedliche Frequenzabhängigkeiten aufweisen. Damit kann der Tonabnehmer-Konstrukteur gezielt den Übertragungsfrequenzgang beeinflussen.

Abb. 4.48 zeigt Impedanzfrequenzgänge, ermittelt mit der Mess-Spule (N = 5500, Abb. 4.44). Die höchste Induktivität erzeugt der Ferritstab, dessen voneinander isolierte Elementarmagnete in diesem Frequenzbereich keine Wirbelströme zulassen. Die Permeabilität der aus undefiniertem Stahl gefertigten Humbucker-Schraube ist tieffrequent (300 Hz) praktisch genau so groß, aufgrund starker Wirbelströme nimmt ihre Induktivität aber mit zunehmender Frequenz ab. Der Humbucker-Zylinder ("Slug") hat tieffrequent eine etwas kleinere Induktivität, aber auch weniger Wirbelstromverluste. Praktisch wirbelstromfrei sind Alnico-Magnete; das magnetisch schwächere Alnico 2 hat gegenüber Alnico 5 (Alnico 500) eine größere Permeabilität, woraus (bei sonst gleichen Parametern) eine niedrigere Tonabnehmerresonanz resultiert.

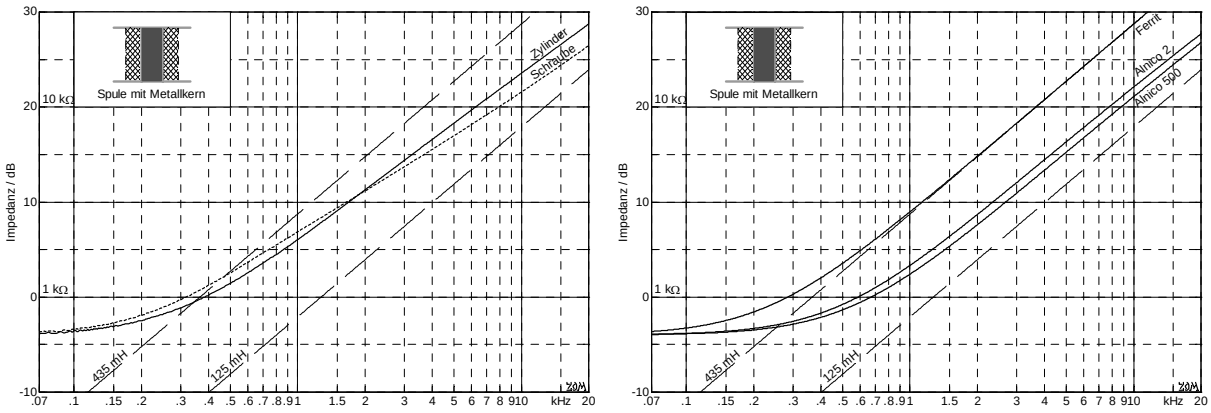


Abb. 4.48: Impedanzfrequenzgänge, mit der Mess-Spule ermittelt; Kernabmessungen 5x14 mm. "Zylinder" bezeichnet die bei Humbuckern üblichen Metallzylinder (= Slugs), "Schraube" die Humbuckerschraube (5.9.2.6).

Ausführliche Details zum Aufbau von Singlecoil- und Humbucker-Tonabnehmern, sowie zu deren technischen Daten, sind in Kap. 5 zusammengestellt.

© M. Zollner 2002

4.11 Magnetische Feldkräfte

Magnetkräfte sind die offensichtlichsten Wirkungen eines Magnetfeldes: Wenn man in das Feld eines Dauermagneten ein *ferro*magnetisches Material bringt, wird es zu einem der Magnetpole hingezogen. Auch bei *para*- und *dia*magnetischen Stoffen wirken Magnetkräfte, jedoch in kaum nachweisbarem Umfang. Nur wenn die Saite aus *ferro*magnetischem Material besteht, kann ihre Schwingung mit einem Magnettonabnehmer effizient aufgenommen werden, denn nur in diesem Fall verändert die Saitenschwingung den magnetischen Fluss so wesentlich, dass eine ausreichende Spannung induziert wird. Gleichzeitig bewirken aber die Magnetkräfte Änderungen im Schwingungsverhalten der Saite – die Spannungserzeugung im Tonabnehmer ist folglich nicht rückwirkungsfrei.

Die theoretische Physik sieht elektrische und magnetische Felder nicht als unabhängige und eigenständige Raumzustände, sondern verbindet vielmehr beide Phänomene zu einer einheitlichen Feldtheorie. Kräfte zwischen ruhenden Ladungen sind hierbei allerdings anders zu behandeln als Kräfte zwischen bewegten Ladungen: Selbst bei geringen Geschwindigkeiten ist bereits ein relativistischer Ansatz erforderlich. In der theoretischen Physik. *Wahr ist nur, was für das Handeln zweckmäßig ist*, sagt hingegen der Pragmatiker, und er erhält in diesem Fall den Zuschlag. So elegant eine einheitliche Feldtheorie auch ist, für die vorliegende Aufgabenstellung reicht die klassische Elektrotechnik, die Kraftwirkungen – wie im Folgenden ausgeführt – als eigenständige Phänomene beschreibt.

4.11.1 Maxwell-Kraft

Auf eine in ein Magnetfeld gebrachte ferromagnetische Saite wirkt eine Magnetkraft. Hierbei spielt es keine Rolle, ob man die Saite an den Nord- oder Südpol annähert; in beiden Fällen wird sie angezogen. Je größer die Feldstärke, desto größer die Anziehungskraft. Die Kraft wirkt aber nicht generell in Richtung der Feldstärke – und auch nicht generell in Gegenrichtung. Am einfachsten interpretiert man die Magnetkraft als eine Oberflächenkraft, die an der gesamten Saitenoberfläche angreift. Hiermit wird verständlich, warum eine in ein *homogenes* Magnetfeld gebrachte Eisenkugel in Ruhe bleibt: Die an beiden Kugelhälften angreifenden Zugkräfte halten sich die Waage, die resultierende Summenkraft ist null. Dass eine Eisenkugel im Feld eines Hufeisenmagneten trotzdem zu einem der beiden Pole hingezogen wird, liegt daran, dass dessen Feld nicht homogen ist. Nur in einer sehr theoretischen Mittenposition könnte man einen labilen Gleichgewichtszustand konstruieren; in jeder anderen Position überwiegt eine der beiden Kräfte und beschleunigt die Kugel. Ganz anders bei der Coulomb-Kraft (4.11.6): Eine geladene Styropor-Kugel wird auch im *homogenen E*-Feld beschleunigt.

So offensichtlich magnetische Kraftwirkungen auch sein mögen, es bleibt schwierig, ihren Wirkmechanismus zu verstehen. Noch um 1800 waren Magnetforscher der Meinung, magnetisierte Körper würden per **Fernwirkung** aufeinander einwirken. Und da auch ein dazwischenliegendes Vakuum diese Fernwirkung nicht unterbinden konnte, nahm man an, dass der dazwischenliegende Raum unbeteiligt sein müsste, dass die Magnetkräfte direkt auf den anderen Körper einwirken, ohne den dazwischenliegenden Raum zu verändern. Als erster definierte Michael **Faraday** um ca. 1830 den **Begriff des Feldes**, das den zwischen den Körpern liegenden Raum durch Kraftlinien verändert (**Nahwirkungstheorie**): Der Raum wird nun selbst zum Vermittler und Übertrager der Kraft.

© M. Zollner 2002

James Clerk **Maxwell** (1831 – 1879) erweiterte die Faradayschen Ideen zu einer umfassenden elektromagnetischen Feldtheorie. Jedem Raumpunkt wird ein Feld zugeordnet, das durch seine **Feldgrößen** beschrieben wird. Im Falle des Magnetfeldes sind diese Feldgrößen *H* und *B*. Der Permanentmagnet des Tonabnehmers erzeugt ein elektromagnetisches Feld, das auf andere Körper (z.B. auf die Saite) einwirkt und dort Kräfte erzeugt. Aber auch die nun magnetisierte Saite erzeugt ein Feld, das auf den Permanentmagnet zurückwirkt. Aufbau und Änderung dieser Felder geschehen beim Tonabnehmer praktisch verzögerungsfrei.

In einer sehr allgemeinen Kraftwirkungstheorie kann jedem Raumpunkt im Magnetfeld ein mechanischer Spannungszustand zugewiesen werden. Die Elastizitätslehre unterscheidet hierbei zwischen **Normalspannung** (Kraft steht senkrecht auf der Fläche) und **Schubspannung** (Kraft verläuft in der Fläche). Beispiel: Wenn ein Stahlzylinder axial gedehnt wird, entstehen in axialer Richtung Zugspannungen, die den Zylinder verlängern. Gleichzeitig wird er aber ein klein wenig dünner, weil in radialer Richtung Druckspannungen wirken (Querkontraktion). Beim Abscheren eines Barthaares entstehen hingegen Schubspannungen, die nicht nur in diesem Beispiel auch **Scherspannungen** genannt werden.

Eine allgemeine Größe zur Charakterisierung des mechanischen Spannungszustandes ist der **Spannungstensor**: Er beschreibt die mechanische Spannungsbelastung, der ein differentiell kleines Saitenvolumen ausgesetzt ist. Durch Integration über alle diese Saitenvolumina (mathematisch durch den Gaußschen Integralsatz ausgedrückt) kommt man zu Oberflächenkräften, die in radialer Richtung auf die Saitenoberfläche einwirken. Da an der Saite/Luft-Grenzschicht zwei magnetisch sehr unterschiedliche Materialien aufeinandertreffen, kann für die flächenbezogene Normalkraft (*F*/*S*) eine sehr einfache Näherung angegeben werden:

$$\frac{F}{S} = \frac{B^2}{2\mu_0} \qquad \mu_0 = 1{,}26 \cdot 10^{-6}\,\frac{\mathrm{Vs}}{\mathrm{Am}} \qquad 1\ \mathrm{VAs} = 1\ \mathrm{Nm}.$$

Die auf die Fläche bezogene Kraft ist proportional zum Quadrat der Flussdichte. Für *B* ist der Wert anzusetzen, der sich an der Saitenoberfläche ergibt, und nicht etwa der Wert, der ohne Saite gemessen wird. Während sich ohne Saite in ca. 2mm Abstand vor einem Tonabnehmermagnet eine Flussdichte von 20 – 50 mT einstellt, ergeben sich mit Saite ca. 200 mT. Die Saite "saugt" sozusagen aufgrund ihrer guten magnetischen Leitfähigkeit die umliegenden Flusslinien auf und erhöht damit die lokale Flussdichte. Grob abgeschätzt erhält man für ca. 3 mm^2 Saitenoberfläche bei 200 mT Flussdichte eine Magnetkraft von 48 mN. Eine genaue Berechnung ist schwierig, weil hierzu der dreidimensionale Feldverlauf in zwei nichtlinearen Medien bestimmt werden müsste. Hingegen vermitteln **Messungen** ein ausreichend genaues Bild: Hierzu wurde an einen Stahldraht (0,7 mm Durchmesser) ein Magnettonabnehmer angenähert, und die auftretende Magnetkraft gemessen (**Abb. 4.49**). Für übliche Abstände wirken bei einem Alnico-5-Magnet 10 bis 40 mN – eine gute Bestätigung der theoretischen Abschätzung. Beim typischen Humbucker (z.B. Gibson '57-Classic) sind die Kräfte geringer.

Im Vergleich zur Saitenspannkraft (50 – 200 N) sind Magnetkräfte (10 – 40 mN) sehr gering; die hiervon verursachte Saiten-Querauslenkung beträgt weniger als 0,1 mm. Trotzdem dürfen die Auswirkungen des Magnetfeldes nicht völlig ignoriert werden, denn seine Steifigkeit verändert die Saitenfrequenz. Je näher die Saite dem Magnet kommt, desto stärker wird sie angezogen. Differenzieren dieser Kraft/Abstands-Relation ergibt eine distanzabhängige Steifigkeit von –1 ... –30 N/m; im Gegensatz zu üblichen Federn ist sie negativ. Die Zahlenangaben sind als Richtwerte zu verstehen, die Messgenauigkeit ist nur mäßig.

© M. Zollner 2002

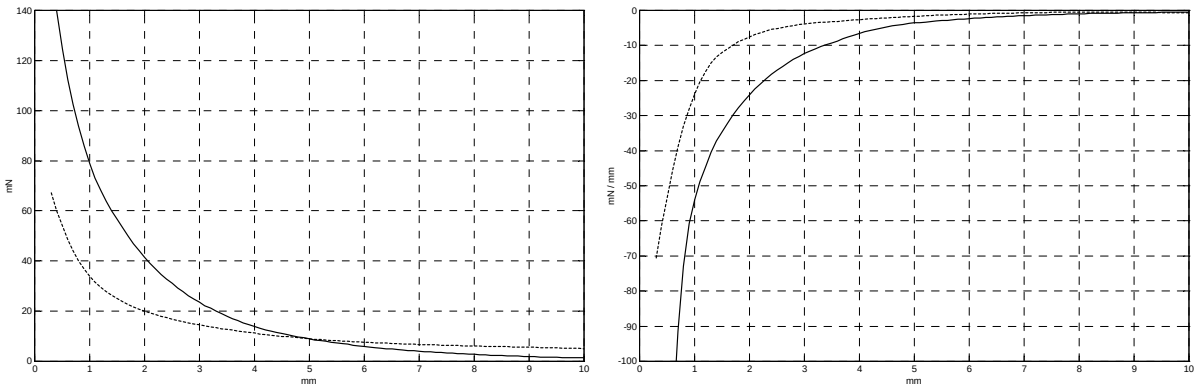


Abb. 4.49: Magnetkraft als Funktion der lichten Weite. Alnico-5, Singlecoil (——), Gibson-Humbucker (---). Im rechten Bild ist die differentielle Steifigkeit als Funktion der lichten Weite dargestellt.

Die **negative Magnetfeldsteifigkeit** wirkt sich aber nur für griffbrettnormale Schwingungen aus; bei griffbrettparallelen Saitenschwingungen bleibt der Saite/Magnet-Abstand praktisch konstant, die Magnetfeldsteifigkeit ist hierfür vernachlässigbar[♣]. Bei der griffbrettnormalen Schwingung bewirkt die negative Feldsteifigkeit eine Abnahme der mechanischen Steifigkeit, und damit eine Abnahme der Saiten-Teiltonfrequenz. Der Effekt ist nicht dramatisch, aber bei starken Magneten hörbar: Beim Annähern des Magneten an die Saite nimmt die Tonhöhe ab. Nun verläuft aber jede Saitenschwingung räumlich, und nicht als ebene Transversalschwingung. Selbst wenn nach dem Anzupfen kurzzeitig eine *ebene* Schwingung vorherrscht, sorgen Modenkopplung in den Lagerpunkten und nicht zuletzt das Magnetfeld für eine Drehung der ursprünglichen Schwingungsebene. Die Drehfrequenz ist niedrig (wenige Hertz), es entstehen langsame, schwebungsähnliche **Amplitudenschwankungen** im Tonabnehmersignal (4.11.3).

Außer der Tonhöhe verändert der Magnet also auch die Klangfarbe der schwingenden Saite. Ob dies gut oder schlecht ist, hängt von subjektiven Bewertungskriterien ab. Viele Gitarristen sind der Meinung, die bei der Stratocaster auftretenden chorusähnlichen Schwebungen gehören zum typischen Klang dieser Gitarre – solange sie nicht zu dominant auftreten. Die in gleich mehreren Büchern geäußerte Vermutung (bzw. bei Fachautoren "Gewissheit"), das Magnetfeld würde "die Obertöne im Vergleich zu den Grund*tönen* ganz leicht verstimmen", ist falsch: Am stärksten verstimmt wird der **Grundton**. Der sich seit 2001 fragt, wieso er plötzlich in der Mehrzahl vorkommt, und die Ankündigung: *Weitere Handbücher sind in Vorbereitung* als schiere Drohung empfindet. Aber so sind sie halt, die Grundtöne der Saite.

4.11.2 Feldbedingte Tonhöhenabweichungen

Wird ein Magnettonabnehmer an die Saite angenähert, sind drei Auswirkungen zu erwarten: Die **Tonhöhe** sinkt, es entstehen chorusähnliche **Schwebungen**, die **Amplitude** ändert sich. Die Frequenz insbesondere des Grundtones wird durch die negative Feldsteifigkeit verringert, was bei starker Ausprägung hörbar werden kann. Die Verstimmung zwischen griffbrettnormaler und griffbrettparalleler Schwingung bewirkt Schwebungen, die geänderte Frequenzrelation der Teiltöne erzeugt in nachfolgenden nichtlinearen Systemen zusätzliche Teiltöne, die den Choruseindruck noch verstärken können. Echte Dämpfung, d.h. Entzug von Schwingungsenergie, tritt nur in unbedeutendem Umfang auf. Zunächst zur Tonhöhe:

[♣] Wenn die Saite deutlich neben der Magnetachse verläuft, werden beide Schwingungsrichtungen beeinflusst.

© M. Zollner 2002

Die Resonanzfrequenz eines schwingungsfähigen Masse-Feder-Systems hängt von der Wurzel aus der Federsteifigkeit ab. Die vom Magnetfeld verursachte Steifigkeit ist negativ, weil das Annähern des Magneten keine Kraft *in Richtung* der Bewegung erfordert (wie bei jeder normalen Feder), sondern in Gegenrichtung: Der Magnet muss nicht mit Kraftaufwand gegen die Saite gedrückt werden, sondern ganz im Gegenteil zurückgehalten werden. Die hierbei auftretende negative Steifigkeit verringert die Gesamtsteifigkeit der Saite, und erniedrigt die Schwingfrequenz. Inwieweit dieser Effekt frequenzabhängig auftritt, d.h. welche Teiltöne hiervon besonders betroffen sind, kann mit der **Leitungsanalogie** untersucht werden. Hierbei beschreibt man das mechanische System der schwingenden Saite durch eine analoge elektrische Schaltung, mit den Entsprechungen: Kraft/Strom, Schnelle/Spannung, Feder/Spule, Masse/Kondensator [3]. Der prinzipielle Effekt lässt sich an einer ungedämpften ebenen Transversalwelle studieren, die am Ende ideal am festen Lager reflektiert wird. Der Saite entspricht hierbei eine am Ende kurzgeschlossene elektrische Leitung, deren Länge im Vergleich zu den Wellenlängen nicht mehr als kurz anzusehen ist [z.B. Meinke]. Die entsprechende *mechanische* Eingangsimpedanz $\underline{Z}_E$ hängt ab vom Wellenwiderstand Z_W, vom Abschlusswiderstand ($\underline{Z}_{\text{Abschluss}} \to \infty$, wegen Schnelle $v = 0$), von der Leitungslänge l, von der Frequenz f, und von der Phasengeschwindigkeit c. Alle diese Systemparameter lassen sich über Analogiegesetze auf mechanische Größen zurückführen: Die Saitenspannkraft Ψ, die Saitendichte ρ, die Saitenlänge l, und die Saitenquerschnittsfläche A.

$$\underline{Z}_E = \frac{Z_W}{j \cdot \tan \beta l}; \qquad \beta = \frac{\omega}{c} = 2\pi f \sqrt{\rho A / \Psi}; \qquad Z_W = \sqrt{\rho A \Psi} \qquad \text{Leitung}$$

Nimmt man an *beiden* Saitenenden ein festes Lager an ($\underline{Z}_{el} = 0 \;\hat{=}\; \underline{Z}_{mech} = \infty$), so ergeben sich die Eigenfrequenzen (Teiltonfrequenzen) der Saite an den Polen der Tangensfunktion, d.h. bei ganzzahlig Vielfachen der Grundfrequenz $f_G = c/2l$. Der Kehrwert der Grundfrequenz ist die Laufzeit über $2l$, d.h. vom Leitungsanfang bis zum reflektierenden Ende und wieder zurück. Um den Einfluss der negativen Feldsteifigkeit in das Leitungsmodell aufzunehmen, zerteilt man die Saite in zwei hintereinanderliegende Leitungen: Eine erste Leitung der Länge l_1 vom Sattel bis zum Tonabnehmer, und eine zweite Leitung der Länge l_2 vom Tonabnehmer bis zum Steg. Die mechanische Abschlussimpedanz $\underline{Z}$ der ersten Leitung ist dann die Summe aus der Eingangsimpedanz der zweiten Leitung $\underline{Z}_2$ und der Steifigkeitsimpedanz $\underline{Z}_S$: Die Eingangsimpedanz $\underline{Z}_1$ der ersten Leitung (vom Sattel aus betrachtet) ergibt sich hiermit zu:

$$\underline{Z}_1 = \frac{\underline{Z} + jZ_W \cdot \tan \beta l_2}{1 + j\,\underline{Z}/Z_W \cdot \tan \beta l_2} \qquad \underline{Z} = \underline{Z}_2 + \underline{Z}_S \qquad \underline{Z}_S = \frac{s}{j\omega}$$

Die Eigenfrequenzen liegen an den Polen der Impedanzfunktion, d.h. bei $\underline{Z}_1 \to \infty$.

Selbstverständlich kann die Eingangsimpedanz auch vom Steg aus berechnet werden, mit identischem Ergebnis. Für eine erste Kontrolle nimmt man die magnetische Feldsteifigkeit zu null an ($\underline{Z}_S = 0$, $Z = \underline{Z}_2$), und erhält mit den Daten einer E_2-Saite tatsächlich die Teiltonfrequenzen bei Vielfachen von 82,4 Hz. Erwartungsgemäß kann eine Feder, deren Steifigkeit null ist, keine Änderungen verursachen. Für jede von null verschiedene Steifigkeit s geht der Betrag von $\underline{Z}_S$ mit wachsender Frequenz gegen null ($\underline{Z}_S = s/j\omega$), woraus sofort zu ersehen ist, dass die magnetische Feldsteifigkeit nur bei den tieffrequenten Teiltönen eine Verstimmung bewirken kann. Da die Feldsteifigkeit negativ ist, *erniedrigen* sich die Teiltonfrequenzen.

© M. Zollner 2002

In **Abb. 4.50** ist links oben die berechnete (mechanische) Eingangsadmittanz einer E_2-Saite (82,4 Hz) dargestellt. Die Admittanz ist der Kehrwert der Impedanz, ihre Nullstellen liegen bei den Polen von $\underline{Z}_E$. Das obere rechte Bild zeigt den Impedanzbetrag eines 16 cm langen Teilstückes (zwischen Magnet und Steg gelegen, sowie den Impedanzbetrag einer Magnetfeldsteifigkeit (–180 N/m). Ihr Zahlenwert wurde unüblich groß gewählt, um den Effekt zu verdeutlichen. Links unten sind die Auswirkungen dieser Feldfeder auf den Admittanzbetrag der gesamten Saite zu sehen: Insbesondere der erste und zweite Teilton werden verstimmt. Zur Berechnung wurde als Wellenwiderstand 0,7 Ns/m angenommen; die Saitenlänge ist 65 cm, in 16 cm Abstand vom Steg befindet sich der Magnet. Die Teiltonfrequenzen der Saite liegen bei den Nullstellen der Admittanz. Dispersion wurde nicht nachgebildet.

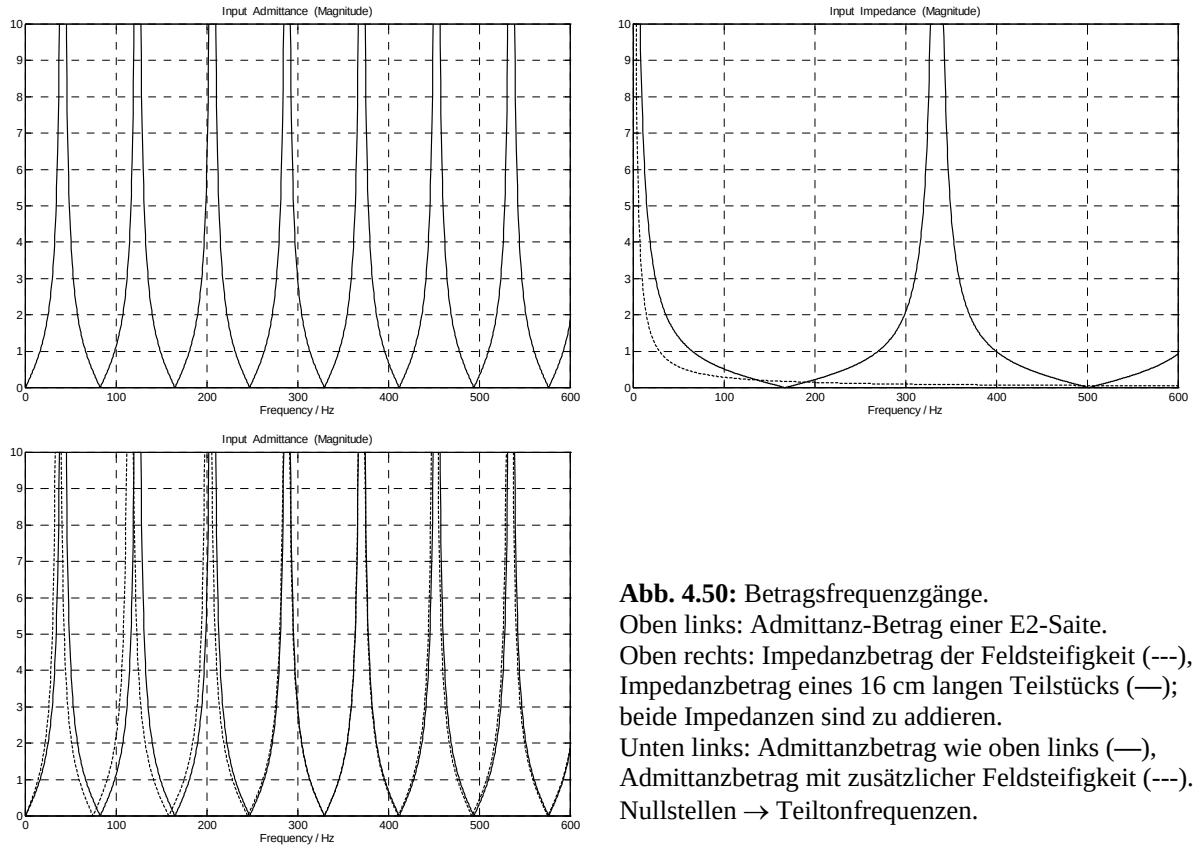


Abb. 4.50: Betragsfrequenzgänge.
Oben links: Admittanz-Betrag einer E2-Saite.
Oben rechts: Impedanzbetrag der Feldsteifigkeit (---),
Impedanzbetrag eines 16 cm langen Teilstücks (—);
beide Impedanzen sind zu addieren.
Unten links: Admittanzbetrag wie oben links (—),
Admittanzbetrag mit zusätzlicher Feldsteifigkeit (---).
Nullstellen → Teiltonfrequenzen.

Ergänzend zu den o.a. Berechnungen sind in **Abb. 4.51** Messungen an einer E_2-Saite dargestellt. Auf eine Ovation Massivholzgitarre (EA-68, Piezotonabnehmer) wurde eine Fender-E2-Saite (3150, 1,1mm Durchmesser) aufgezogen, das Piezosignal wurde analysiert. Die Magnetkräfte erzeugte ein 18 mm langer Alnico-5-Magnet (5 mm Durchmesser), der 16 cm vom Steg entfernt an die Saite angenähert wurde.

Abb. 4.51 zeigt, dass eine genaue Frequenzanalyse problematisch ist: Die auftretenden Verstimmungen betragen nur wenige Hertz, so dass eine Frequenzauflösung von unter 1 Hz wünschenswert ist. Im hierfür benötigten Zeitfenster (mehr als 1 s) ist die Saitenschwingung aber nicht mehr als stationär anzusehen. Die gewählten DFT-Fenster stellen einen Kompromiss zwischen Zeit- und Frequenzauflösung dar (Analyse mit CORTEX-Software *Viper*).

© M. Zollner 2002

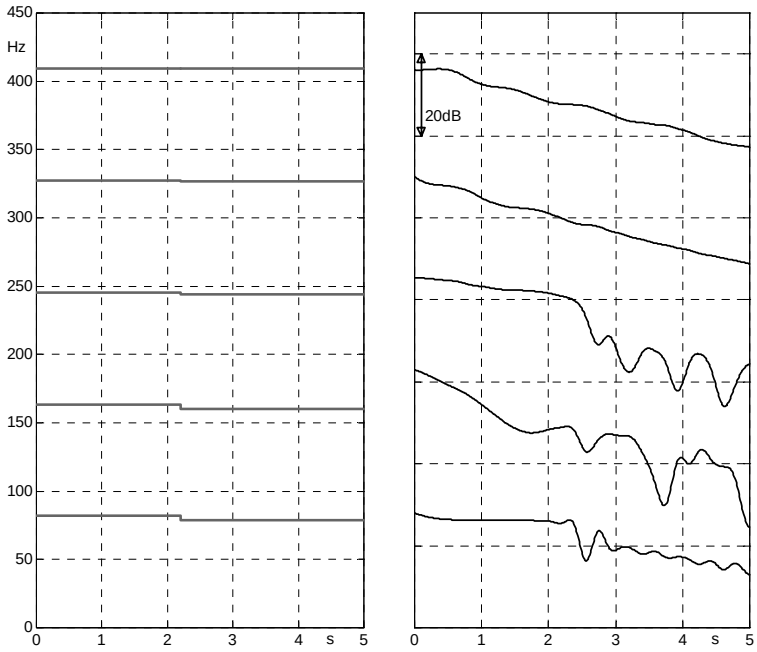


Abb. 4.51: Spektrogramm (links) und Teiltonpegelverlauf (rechts) einer ausschwingenden E2-Saite. Bei 2.2 s wurde an die schwingende Saite ein Magnet angenähert.
Ab 2.2 s nehmen die Frequenzen der ersten und zweiten Harmonischen ab. Bei der 3. Harmonischen ist hauptsächlich eine Pegeländerung festzustellen, die 4. und 5. Harmonische bleiben unverändert (wie auch alle weiteren höheren Harmonischen).

4.11.3 Feldbedingte Amplitudenschwankungen

Messung und Leitungsmodell zeigen übereinstimmend, dass durch den Permanentmagnet die Frequenzen der niedrigsten Harmonischen verstimmt werden. Diese Verstimmung tritt hauptsächlich bei griffbrettnormalen Schwingungen auf; parallel zum Griffbrett, und damit parallel zur Magnetpoloberfläche, sind Feld- und Kraftänderungen nur schwach ausgeprägt. Für die räumliche Saitenschwingung bedeutet dies, dass zwei verschiedenfrequente, räumlich orthogonale Schwingungen auftreten, deren Überlagerung **schwebungsähnliche Pegeländerungen** hervorruft. Bezeichnet man die griffbrettnormale Komponente mit *y*, und die griffbrettparallele Auslenkung mit *x*, so gilt für die Gesamtauslenkung ξ in Vektorschreibweise:

$$\vec{\xi} = \begin{pmatrix} \hat{x} \cdot \cos(\omega_1 t) \\ \hat{y} \cdot \cos(\omega_2 t + \varphi) \end{pmatrix}$$

$\hat{x}$ = Amplitude der *x*-Komponente
$\hat{y}$ = Amplitude der *y*-Komponente

Bei monofrequenten Schwingungen ($\omega_1 = \omega_2$) bewegt sich ein Saitenpunkt damit je nach Amplitudenverhältnis $\hat{y}/\hat{x}$ und Phasenverschiebung φ auf einer Strecke, einer Ellipse oder einem Kreis[♣] (**Lissajous**-Figuren). Sind die beiden Frequenzen hingegen ungleich, so wechseln sich die o.g. Figuren mit fließenden Übergängen ab. Diese zeitliche Änderung der Kurvenform wird offensichtlich, wenn man für kleine Frequenzunterschiede umformt:

$$\omega_2 t + \varphi = \omega_1 t + \Delta\omega t + \varphi = \omega_1 t + \varphi(t)$$

Sowohl die *x*- als auch die *y*-Schwingung enthalten $\omega_1 t$, bei der *y*-Schwingung existiert aber zusätzlich eine (langsame) zeitabhängige Phasenverschiebung $\varphi(t)$. Ein Sensor, der nur exakt die deckennormale Schwingung abtastet, wird von der sich ändernden Kurvenform jedoch nichts mitbekommen, denn $\hat{y}$ ist zeitinvariant.

♣ Strecke und Kreis sind Sonderformen der Ellipse.

© M. Zollner 2002

Es ist aber nicht zu erwarten, dass ein realer Sensor eine derart perfekte Richtungssensibilität aufweist: Zwar sind übliche Magnettonabnehmer tatsächlich für griffbrettnormale Schwingungen am empfindlichsten, bei griffbrettparallelen Schwingungen geht die Empfindlichkeit aber nicht auf null zurück, sondern auf ca. 1/10. Damit ist die erzeugte Spannung eine Kombination aus *x*- und *y*-Schwingung, die im einfachsten Fall als **Linearkombination** dargestellt werden kann:

$$u(t) = U\left(\cos(\omega_2 t + \varphi) + k \cdot \cos(\omega_1 t)\right) \qquad k = \text{relativer } x\text{-Anteil}$$

Für $k = 1$ steht hier die allgemein bekannte Formel einer Schwebung, für $k \ll 1$ kann das Signal näherungsweise als Mischung aus Amplituden- und Frequenzmodulation aufgefasst werden. Eine kosinusförmige Frequenzmodulation ist bei kleinem Modulationsindex in guter Näherung durch drei Spektrallinien beschreibbar [3]:

$$u_{FM} = U\left[\cos(\omega_2 t) - \frac{m}{2}\cos\left((\omega_2 + \Delta\omega)t\right) + \frac{m}{2}\cos\left((\omega_2 - \Delta\omega)t\right)\right]$$

Wird dieses FM-Signal amplitudenmoduliert, so ist die AM auf jede der drei Spektralkomponenten anzuwenden. Vernachlässigt man hierbei die m^2/4-Terme (wegen $m \ll 1$), so heben sich die Linien bei $\omega_2 + \Delta\omega$ weg, während sich die Amplituden bei $\omega_2 - \Delta\omega$ addieren:

$$u = U\left[\cos(\omega_2 t) + m \cdot \cos\left((\omega_2 - \Delta\omega)t\right)\right] \qquad \omega_2 - \Delta\omega = \omega_1$$

Dieses Signal entspricht der o.a. Linearkombination für $\varphi = 0$; für andere Phasenverschiebungen sind entsprechende Umformungen möglich. Hiermit ist gezeigt, dass für verschiedenfrequente *x*- und *y*-Schwingungen bei $k = 1$ eine Schwebung, und bei $k < 1$ eine Mischung aus AM und FM entsteht. Diese Erkenntnis lässt sich auch aus der Projektion der Summe zweier verschiedenfrequenter Zeiger ableiten. Nimmt man als Beispiel an, dass der Tonabnehmer für *y*-Schwingungen achtmal so empfindlich ist wie für *x*-Schwingungen ($k = 0.125$), so ändert sich die Amplitude der Tonabnehmerspannung bei $\hat{y} = \hat{x}$ um $\pm 12{,}5\%$, entsprechend $\pm$ 1 dB. Die Modulationsfrequenz entspricht hierbei der Differenzfrequenz, also der durch den Magnet verursachten Verstimmung (z.B. 1 Hz). Die Amplitudenrelation $\hat{y} = \hat{x}$ bedeutet, dass die Saite unter 45° zum Griffbrett schwingt. Für größere Neigung (in Richtung griffbrettnormal) verringert sich der Amplitudenmodulationsgrad, für kleinere Neigung ($\rightarrow$ griffbrettparallel) vergrößert er sich, bis bei arctan(1/8) = 7° eine exakte Schwebung erreicht wird: Die Pegeländerung ist hierbei theoretisch unendlich.

Die o.a. Linearkombination ist nur ein einfaches Modell zur Beschreibung zeitlicher Pegelschwankungen. Beim Magnettonabnehmer hängt die induzierte Spannung über **nichtlineare** Gleichungen von der *x*- und *y*-Schnelle ab, was zu zusätzlichen Summen- und Differenztönen führt. Da sich hierbei aber keine völlig andersartigen Effekte ergeben, wurde auf eine genaue Untersuchung verzichtet. Ein weiterer Effekt, der ebenfalls nicht quantitativ ausgemessen wurde, wirkt in den beiden **Saitenlagern** (Steg / Sattel). Beide Lager werden idealisiert als starr angenommen, zeigen in Wirklichkeit aber eine richtungsabhängige Nachgiebigkeit. Als Konsequenz muss der Reflektionsfaktor modenübergreifend definiert werden: Eine reine *y*-Schwingung wird zum kleinen Teil auch in *x*-Richtung reflektiert, und umgekehrt. Auch wenn die Saite z.B. exakt griffbrettnormal angeschlagen wird, stellt sich nach kurzer Zeit auch eine griffbrettparallele Schwingungskomponente ein, die im Tonabnehmer zu Amplitudenschwankungen führt; das Magnetfeld kann diese verstärken oder abschwächen.

© M. Zollner 2002

Auch das (vorwiegend) griffbrettnormal verlaufende **Magnetfeld** kann eine **Drehung** der Schwingungsebene herbeiführen, sofern diese nicht exakt griffbrettnormal oder exakt griffbrettparallel liegt: Bei einer schräg verlaufenden Schwingung wird die Saite im magnetnahen Umkehrpunkt stärker angezogen als im magnetfernen. Zerlegung der Magnetkraft in einen komplanaren und einen orthogonalen Anteil ergibt eine Drehkraft, die die Saitenschwingung aufzurichten versucht (in Richtung griffbrettnormal).

Zuletzt muss noch bedacht werden, dass die Feldsteifigkeit **nichtlinear** ist: Mit geringer werdendem Abstand nimmt der Betrag der Steifigkeit zu. Eine Simulation mit einem nichtlinearen Leitungsmodell ergab selbst bei exakt griffbrettnormalen Schwingungen leichte Schwebungen, deren prozentuale Schwankungsstärke aussteuerungsabhängig ist.

Zusammengefasst: Schon ohne Magnetfeld entstehen Pegelschwankungen, die für jeden Teilton nach eigenen Gesetzen verlaufen. Ursache hierfür sind anisotrope Lager-Reflexionen, d.h. schwingrichtungsabhängige Lagerimpedanzen und Modenkopplungen. Das Magnetfeld verstimmt die griffbrettnormale Schwingungskomponente, wodurch bestehende Schwankungen verstärkt, aber auch abgeschwächt werden können. Nichtlinearitäten in der Mechanik und bei der mechanoelektrischen Wandlung erzeugen zusätzliche Nebenlinien im Spektrum, sodass in summa für jeden Teilton ein komplizierter Pegelverlauf entstehen kann.

Abb. 4.52 zeigt den selektiv gemessenen Verlauf der Teiltonpegel einer E_2-Saite. Die Aufnahmen erfolgten mit dem eingebauten Piezo-Tonabnehmer, ohne Magnetfeld. Die Unterschiede zwischen den beiden Bildern sind sowohl auf die Anschlagtechnik, als auch auf nicht identische Gitarrenhaltung und möglicherweise geringfügig andere Stimmung und Gitarrentemperatur zurückzuführen. Bei diesen ersten orientierenden Versuchen wurde deutlich, dass die Gitarre nicht irgendwie auf dem Oberschenkel aufgesetzt werden darf, sondern definiert unterstützt werden muss. Zweckmäßige Rahmenbedingungen sind "in vivo" (Gitarre am Gurt umgehängt, Greifhand definiert am Hals), und "in vitro" (Gitarre am Gurtpin aufgehängt, Hals unbedämpft).

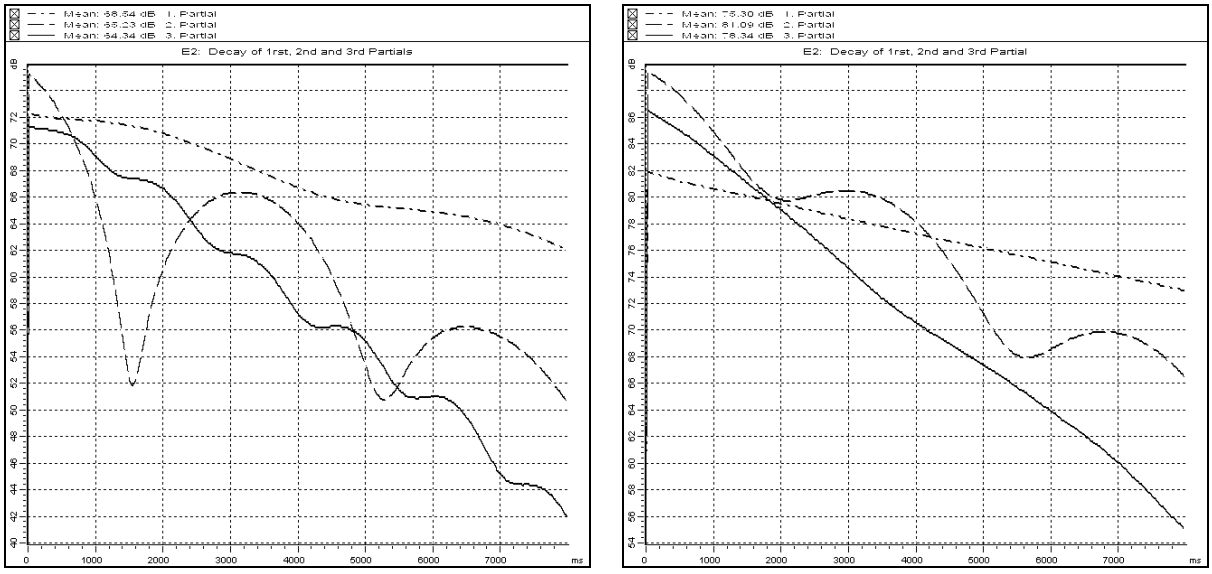


Abb. 4.52: Abklingen der ersten drei Teiltonpegel nach Plektrumanregung (links) bzw. griffbrettnormalem Anregungsimpuls (rechts). E2-Saite, kein Magnet, Ovation EA-68, Piezotonabnehmer. Die Aufnahmen erfolgten an unterschiedlichen Tagen.

© M. Zollner 2002

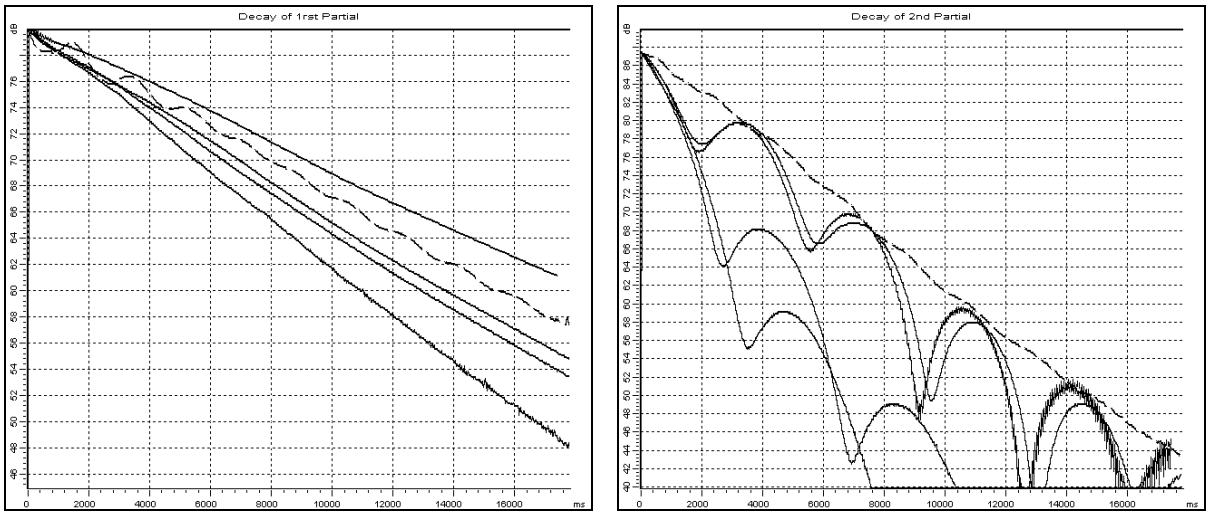


Abb. 4.53: Abklingen der ersten beiden Teiltonpegel nach griffbrettnormalem Anregungsimpuls. E2-Saite, Ovation EA-68, Piezotonabnehmer. Durchgezogene Linien: Ohne Magnet, gestrichelt: Alnico-5-Magnet in Neck-Pickup-Position, 2,5 mm Distanz zwischen Saite und Magnet. Links Grundton, rechts 2. Harmonische.

In **Abb. 4.53** ist das Abklingen der ersten beiden Teiltöne dargestellt. Die durchgezogenen Linien ergaben sich bei Messungen ohne Magnetfeld. Die oberste, am langsamsten abfallende Kurve zeigt den Pegelabfall bei unbedämpftem Hals, die darunter liegenden drei durchgezogenen Kurven gehören zu Messungen, bei denen die Greifhand den Hals unterschiedlich umfasst, ohne allerdings die Saiten zu berühren. Die gestrichelte Linie wurde ohne Halsbedämpfung, aber mit Magnetfeld gemessen (Alnico-5-Magnet 16 cm vom Steg entfernt). In beiden Bildern ist ein starker Einfluss der Greifhand auf das Abklingverhalten (Sustain) zu beobachten: Die Hand wirkt in erster Linie als Dämpfungswiderstand, der Schwingungsenergie entzieht. Beim Grundton (linkes Bild) fällt der Pegel ohne Magnetfeld linear über der Zeit ab (exponentielle Spannungs-Hüllkurve), mit Magnetfeld entsteht eine leichte Pegelschwankung. Ganz anders bei der 2. Harmonischen: Ohne Magnetfeld zeigen sich starke Pegelschwankungen, mit Magnetfeld erfolgt ein fast schwankungsfreier Abfall. **Abb. 4.54** zeigt ähnliche Auswertungen für griffbrettparallele Anregung (beide mit Magnetfeld).

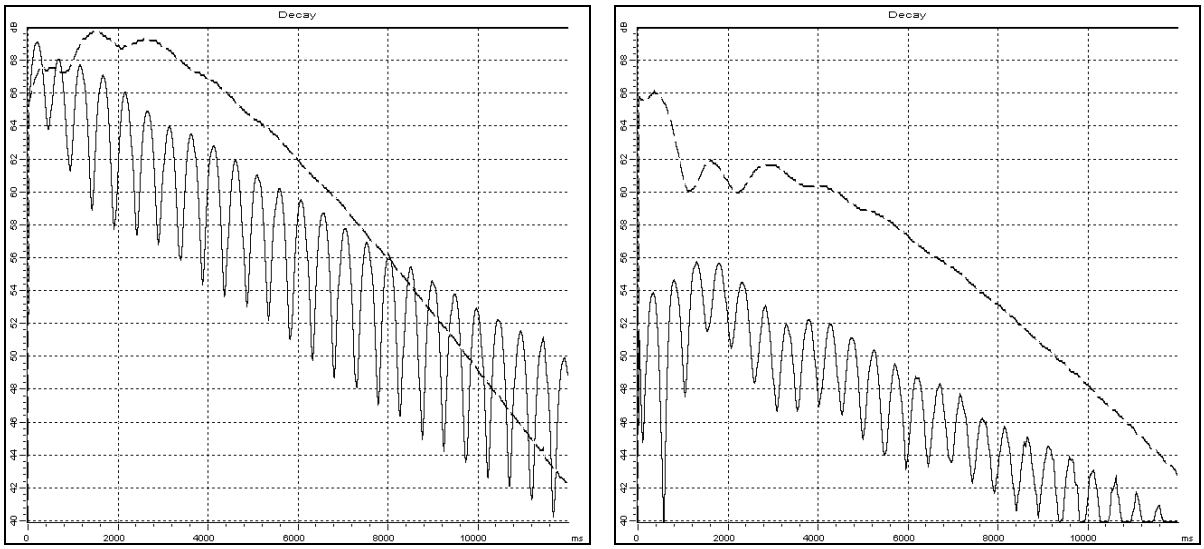


Abb. 4.54: Abklingen des ersten (durchgezogen) und dritten (gestrichelt) Teiltones nach griffbrettparalleler Anregung. Mit Alnico-5-Magnet in Neck-Pickup-Position. Der einzige Unterschied zwischen beiden Bildern ist eine geringfügig geänderte Anschlagrichtung.

© M. Zollner 2002

4.11.4 Feldbedingte Dämpfungen

Tonabnehmermagneten wird nachgesagt, sie würden durch ihre Anziehungskräfte das Ausschwingverhalten der Saite stören und das Sustain verschlechtern. Tatsächlich können – wie in Kap. 4.11.3 gezeigt wurde – durch die Magnetfeldsteifigkeit Änderungen bei den Schwankungsparametern auftreten; bei geringem Magnetabstand werden diese Änderungen auch hörbar. Eine (ideale) Feder ist aber nicht in der Lage, aus einem Schwingsystem Wirk-Energie zu entziehen. Drückt man eine ideale Feder (mit positiver Steifigkeit) zusammen, so speichert sie Energie. Beim Entspannen gibt sie diese Energie aber vollständig und verlustfrei zurück. Die Nachrichtentechnik spricht hierbei von **Blindenergie**, im Gegensatz zur **Wirkenergie**, die in einem Reibungswiderstand "verloren geht". Der Terminus "Energieverlust" ist natürlich nicht global zu sehen: Energie kann nicht wirklich verloren gehen, sie wird aber im Fall des Reibwiderstandes irreversibel (d.h. nicht umkehrbar) in Wärme umgewandelt und steht damit dem Schwingsystem nicht mehr zur Verfügung.

Energetische Betrachtungen sind beim Gitarrentonabnehmer allerdings gefährlich und können zu falschen Schlussfolgerungen führen: Der Tonabnehmer wandelt nämlich nicht die Schwingungsenergie der Saite in elektrische Energie, er partizipiert vielmehr von einer Schwingungskomponente. Handelsübliche Magnettonabnehmer reagieren vor allem auf griffbrettnormale Schwingungen; würde ein Magnet die Ebene der Saitenschwingung von griffbrettnormal auf griffbrettparallel drehen, so hätte dies keinen Einfluss auf die Schwingungsenergie – die Tonabnehmer-Ausgangsspannung würde sich aber trotzdem verringern. Glücklicherweise ist diese Drehung aber eher in Gegenrichtung festzustellen (von griffbrettparallel auf griffbrettnormal); in diesem Fall vergrößert der Magnet sogar die Tonabnehmer-Ausgangsspannung, ohne aber die Schwingungsenergie zu vergrößern.

An einer Stelle ist allerdings Wirkleistung vonnöten: Die vom Tonabnehmer gelieferte elektrische Spannung erwärmt die ohmschen Widerstände der elektrischen Beschaltung – und diese Wirkleistung muss der Saitenschwingung entzogen werden, da es sich beim Magnettonabnehmer um einen passiven Wandler handelt [3]. Auch sog. aktive Tonabnehmer sind bezüglich ihres Wandlungsprozesses passiv; lediglich die erste Verstärkerstufe sitzt bei ihnen an einem anderen Ort. Die **ohmschen Widerstände** im elektrischen Tonabnehmer-Lastkreis sind das Volume-Potentiometer, das Tone-Potentiometer, der Verstärker-Eingangswiderstand, und der Wicklungswiderstand. Die Grenzfrequenz der 250-kΩ-50-nF-Reihenschaltung (Tone-Poti) beträgt 13 Hz, für höhere Frequenzen stellt der Kondensator näherungsweise einen Kurzschluss dar. Bei der Standardschaltung liegen die beiden Potentiometer-Widerstände und der Verstärker-Eingangswiderstand somit parallel, woraus ein Gesamtwiderstand von 100-200 kΩ resultiert. Dazu ist noch der Wicklungswiderstand (4-15 kΩ) zu addieren. Im Bereich der Tonabnehmer/Kabel-Resonanz müsste bei genauer Berechnung noch eine Lasttransformation berücksichtigt werden, die folgende Orientierungsrechnung geht vereinfachend von 100 kΩ aus. Ein Tonabnehmer, der 100 mV erzeugt, produziert nach dieser Berechnung eine Wirkleistung von $P = U^2/R = 0{,}1\ \mu W$. Das ist sehr wenig, muss aber in Relation zur Saitenenergie gesehen werden.

Die kinetische Energie einer Teilmasse dm beträgt $dm\,v^2/2$. Hierbei ist v die Geschwindigkeit der Teilmasse. Die maximale **kinetische Energie der Saite** tritt beim Durchgang durch die Ruhelage auf. Integration über die gesamte Saitenlänge (bei sinusförmig ortsabhängiger Geschwindigkeit) liefert $W = mv^2/4$, mit m = Masse der gesamten Saite und v = Geschwindigkeit im Nulldurchgang.

© M. Zollner 2002

Ein typischer Stratocaster-Tonabnehmer erzeugt mit einer 0,66-mm-Massivsaite (bei 2 mm Magnet-Abstand) eine Effektivspannung von $U = v \cdot 0{,}186\,\mathrm{V}$; die Geschwindigkeit v ist als Effektivwert in m/s einzusetzen. Jedoch ist nicht die Geschwindigkeit aus der Energieformel gemeint, sondern die Geschwindigkeit der Saite *über* dem Tonabnehmer. Bei einer Schwingung in der Grundmode liegt das Maximum der Geschwindigkeit in Saitenmitte (12. Bund); über dem Halstonabnehmers ist v nur ca. 0,69 mal so groß. Zusätzlich ist zu berücksichtigen, dass in der Energieformel die *Amplitude* der Geschwindigkeit steht, während für die Spannungsberechnung der *Effektivwert* der Geschwindigkeit benötigt wird. Hieraus ergeben sich mechanische Energie W und elektrische Leistung P zu:

$$W_{mech} = \frac{1}{4} m\hat{v}^2 \qquad P_{el} = \frac{U^2}{R} = \frac{(0{,}186 \cdot 0{,}69 \cdot \tilde{v})^2}{100\,\mathrm{k\Omega}} \qquad \frac{P_{el}}{W_{mech}} = \frac{3{,}3 \cdot 10^{-7}}{m} \cdot \frac{\mathrm{kg}}{\mathrm{s}}$$

Die Leistung P ist der Quotient aus Energieverlust dW und Dauer dt (Leistung ist Energie pro Zeit), der relative Energieverlust ist somit $dW/W = P\,dt/W$. Mit der Saitenmasse 1,78g berechnet sich der relative Energieverlust pro Sekunde zu 0,019 %. Das zeitbezogene Dämpfungsmaß, die **Decayrate** D, ergibt sich damit zu:

$$D = 10\lg\frac{W}{W-\Delta W}\frac{\mathrm{dB}}{\mathrm{s}} = -10\lg\left(1-\Delta W/W\right)\frac{\mathrm{dB}}{\mathrm{s}} \approx \frac{10}{\ln 10}\cdot\frac{\Delta W}{W}\frac{\mathrm{dB}}{\mathrm{s}} = 4{,}34\frac{\Delta W}{W}\frac{\mathrm{dB}}{\mathrm{s}} \quad \clubsuit$$

ΔW ist hierbei der Energieverlust über 1 s, der sich zu $P \cdot 1\,\mathrm{s}$ berechnet. Mit der o.a. Saite erhält man eine Decayrate von 0,0008 dB/s. Dies ist der Pegelverlust, der sich aus der elektrischen Bedämpfung ergibt. Selbst wenn man viel effizientere Tonabnehmer mit z.B. zehnmal so großem Übertragungskoeffizient annimmt, ist dieser Effekt immer noch minimal und im Vergleich zu anderen Dämpfungsmechanismen sicher zu vernachlässigen.

Damit scheinen sich einfache Verhältnisse zu ergeben: Das Magnetfeld wirkt vor allem auf die tiefen Harmonischen als Feder, die elektrischen Verluste sind vernachlässigbar. Ganz so einfach ist's aber doch nicht. Die Probleme beginnen schon bei der **Messung der Abklingkurven.** Es ist relativ einfach, geeignete DFT-Fenster zu wählen, die eine genügend schnelle und selektive Messung einzelner Harmonischer ermöglichen. Bei den meisten Messungen mit der CORTEX-Software *Viper* erwies sich das 50-dB-Kaiser-Bessel-Fenster mit N = 4096 und Zero-Padding = 2 als gut geeignet. Die Abklingkurven der Teiltonpegel sind aber häufig gekrümmt und erschweren dadurch eine Modellierung. In **Abb. 4.55** sind Pegelverläufe für die E_2-Saite dargestellt, gemessen ohne und mit Magnetfeld. Wie will man hier das Abklingen (das Sustain) mit einer Zahl quantisieren? Als Pegeländerung während der ersten Sekunde? Jedes Zeitintervall erscheint hierbei willkürlich. Dem Gitarrist wird es ziemlich egal sein, nach welcher Funktion der Pegel abfällt, für die Ursachenforschung spielt es aber schon eine Rolle, ob der Pegelabfall durch Dissipation oder durch Austausch von Schwingungsenergie zustande kommt. Im Fall relativ schneller Schwebungen (rechtes Bild) ist es noch einfach, aus den Maxima eine zeitliche Hüllkurve zu ermitteln. Falls die Schwebungsperiode aber 10 s oder noch länger dauert, kann die Messung unmöglich werden: Bis das nächste Schwebungsmaximum erreicht ist, hat die Schwingung wegen anderer Dämpfungsmechanismen u.U. zu stark abgenommen. Es ist auch nicht sonderlich praxisnah, aus einem 30-sekündigen Pegelabfall Mittelwerte zu extrahieren, da in der Musik Töne selten so lange ausgehalten werden. Na gut, *A day in the life*. Aber das war ein Tag! Und keine Gitarre, sondern ein Klavier!

♣ Näherung für $\Delta W \ll W$

© M. Zollner 2002

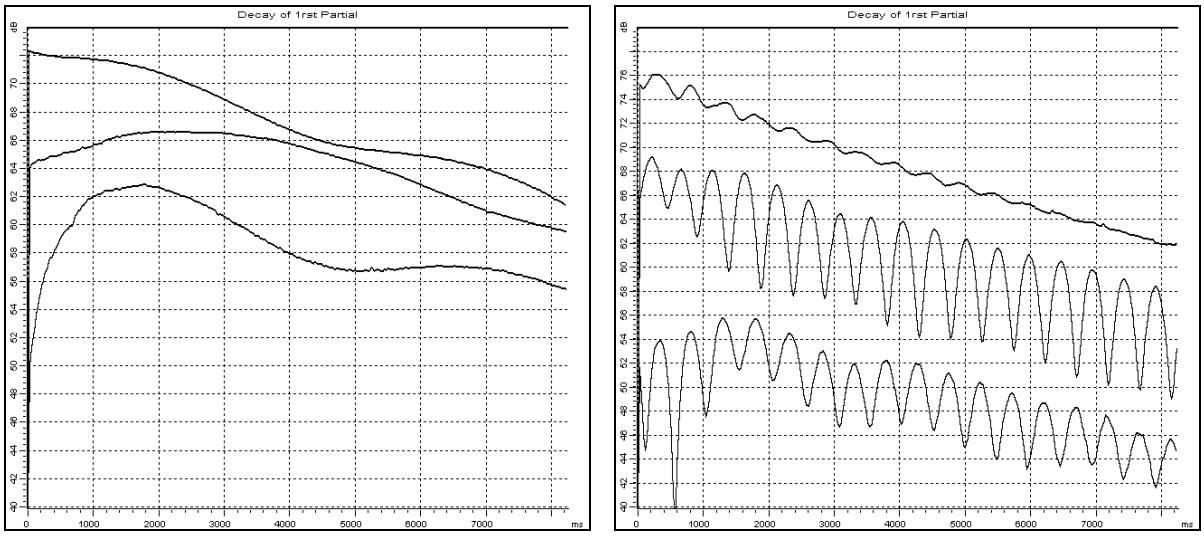


Abb. 4.55: Abklingen des Grundtonpegels der E2-Saite nach unterschiedlicher Anregung; ohne Magnetfeld (links), mit Magnetfeld (rechts).

Da aber in Gitarristenkreisen immer wieder darüber diskutiert wird, ob und wie der Tonabnehmermagnet die Saitenschwingung bedämpft (und das Sustain verkürzt), soll doch noch ein Versuch zur Klärung unternommen werden. Hierzu wurde die Gitarre (Ovation EA-68) am Gurtpin aufgehängt und die E_2-Saite (Fender 3150) mit einem Pendel reproduzierbar angeschlagen. In einer Brücke über dem letzten Bund konnte ein Alnico-5-Magnet in unterschiedlichem Abstand über der Saite montiert werden. Gemessen wurde das vom Piezo-Tonabnehmer erzeugte Signal (**Abb. 4.56**). Bei der 1. Harmonischen verursacht der 2,5 mm entfernte Magnet nur eine geringfügige Pegelreduktion, die kaum auffällt. Bei geringerem Magnetabstand ist der Pegelverlust erheblich. Bei der 2. Harmonischen liegt ohne Magnetfeld eine starke Schwebung vor; ein schwaches Magnetfeld (b) erhöht den Pegel, ein starkes Magnetfeld (c, d) führt zu einem deutlichen Pegelverlust. Fast das gegenteilige Verhalten zeigt die 3. Harmonische: Hier kommt es im schwachen Magnetfeld (b) zu starken Schwebungen. Die Unterschiede bei den restlichen Harmonischen sind so gering, dass sie in der Größenordnung der Reproduziergenauigkeit liegen.

Aus diesen Messungen kann nur gefolgert werden, dass das Magnetfeld das Ausklingen der Teiltöne *verändert*; lediglich bei den ersten beiden Harmonischen ist der Begriff *Dissipation* bedingt gerechtfertigt – ihnen wird durch das Magnetfeld tatsächlich im wesentlichen Umfang Schwingungsenergie entzogen. Wobei aber zu berücksichtigen ist, dass in der Praxis der Halstonabnehmer-Magnet niemals auf 1 mm an die Saite angenähert wird: Die Saite würde sonst auf den Magnet aufschlagen. Die **geringen Abstände** wurden für die Messungen gewählt, um einen deutlichen Effekt zu erzeugen. Erst in dieser untypischen Situation zeigen sich eindeutige Dissipationseffekte (Abb. 4.56 links oben, Kurve c und d). Während der ersten Sekunden fällt der Grundtonpegel viel schneller als im späteren Verlauf. Dass die Schwankungsfrequenz mit 4 Hz höher ist als bei Kurve b, liegt an der größeren negativen Feldsteifigkeit, die zu größeren Verstimmungen führt. Die zeitabhängige Steigung der Hüllkurve muss auf einen nichtlinearen Dissipationseffekt zurückgeführt werden, also auf eine aussteuerungsabhängige Dämpfung. Möglicherweise handelt es sich hierbei um **Ummagnetisierungsverluste** in der Saite. Da die Feldstärke vor dem Magnetpol stark inhomogen (ortsabhängig) ist, ändern sich in der Saite beim Ausschwingen Feldstärke und Flussdichte. Die hierbei in der Mikrostruktur auftretenden Umorientierungsvorgänge sind teilweise irreversibel.

© M. Zollner 2002

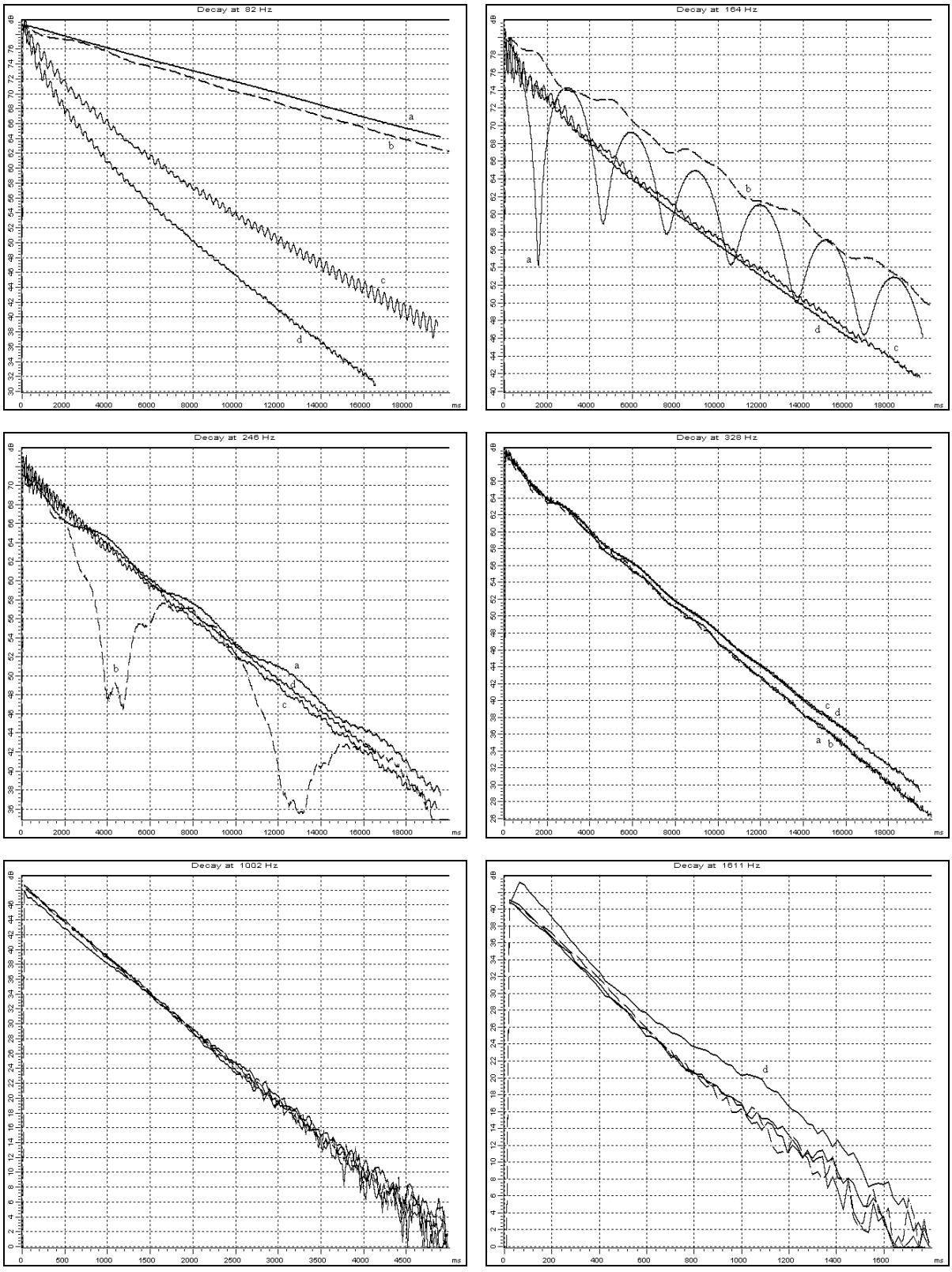


Abb. 4.56: Abklingen der Teiltonpegel der E2-Saite nach untereinander vergleichbarer griffbrettnormaler Anregung. Ohne Magnetfeld (a), Magnetabstand 2,5 mm (b, gestrichelt), Magnetabstand 1 mm (c), Magnetabstand 0,8 mm (d). Der höhere d-Pegelverlauf bei 1611 Hz ist auf eine geringfügig andersartige Anregung zurückzuführen, die sich nur hochfrequent auswirkt. Die Ergebnisse sind typisch für die untersuchte Gitarre, ihre spezifische Aufhängung und Anregung; sie dürfen nicht für andere Gitarren verallgemeinert werden.

© M. Zollner 2002

Ummagnetisierungsverluste sind in erster Näherung frequenzproportional. Bei jedem Umlauf auf der *BH*-Hystereseschleife verliert das Magnetfeld die Energie ΔW; je höher die Frequenz, desto mehr Umläufe pro Sekunde, desto größer die Verlustleistung. Bei der Saite ist allerdings zu berücksichtigen, dass höherfrequente Teiltöne schon durch andere Mechanismen stärker bedämpft werden, und dass die Stärke der Magnetflussänderung von der Auslenkung abhängt. Die Auslenkung nimmt zu hohen Frequenzen hin aber ab. Die unteren Bilder in Abb. 4.56 zeigen deutlich, dass das Magnetfeld im hochfrequenten Bereich keine Auswirkungen hat. Auch bei tiefen Teiltönen sollte man die feldbedingten Dissipationen nicht überschätzen. Zum Vergleich ist abschließend nochmals der Einfluss der **Greifhand** auf das Ausklingen der Teiltöne dargestellt (**Abb. 4.57**, linkes Bild). Die oberste Kurve zeigt eine Messung, bei der die Gitarre mit einem Stahldraht am Gurtpin aufgehängt war, bei den beiden darunter liegenden Kurven war die Gitarre am Gurtpin festgeklemmt. Bei den restlichen zwei Messungen umschloss die Greifhand unterschiedlich stark den Gitarrenhals, ohne die Saiten zu berühren. Alle Messungen erfolgten ohne Magnetfeld. Man sieht, dass bereits ohne Magnetfeld eine unterschiedliche Dissipation entsteht – der am Gitarrenhals anliegende **Handballen** ist als resistiver Dämpfungswiderstand zu interpretieren. Sein energetischer (!) Einfluss auf das Sustain ist wesentlich größer als der eines üblichen Tonabnehmer-Magnetfeldes (rechtes Bild).

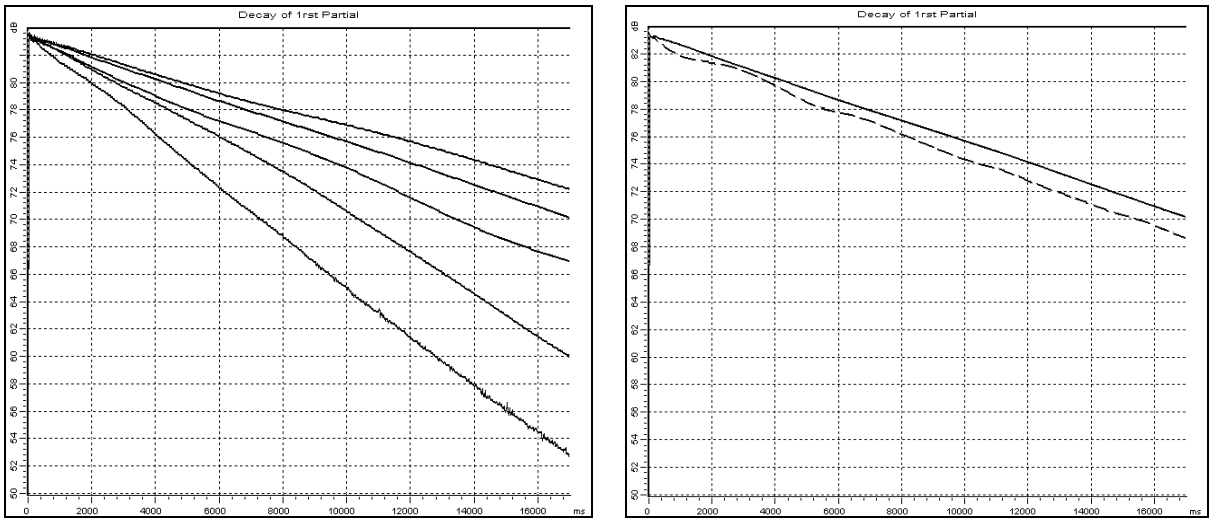


Abb. 4.57: Abfall des Grundtonpegels bei unterschiedlicher Handdämpfung (links). Rechts ist mit gleicher Skalierung der Einfluss eines in 2,5 mm Abstand befestigten Alnico-5-Magneten dargestellt (Halsposition).

4.11.5 Indirekte Auswirkungen auf den Klang

In Musiker-Fachzeitschriften werden Magneteigenschaften häufig ohne physikalische Begründungen veröffentlicht. Es ist zu befürchten, dass die im Folgenden zitierten Zusammenhänge reine Vermutungen sind, die wahrscheinlich beim Austauschen eines *kompletten* Tonabnehmers gewonnen wurden. Wobei man froh sein muss, wenn hierbei der Versuchsleiter nicht auch noch gleich neue Saiten aufgezogen hat (... der neue Pickup bringt viel mehr Höhen ...). So ist es z.B. bei einem alten Stratocaster-Tonabnehmer unmöglich, *nur* die Magnete auszutauschen. Die Wicklung liegt nämlich direkt auf den Magneten auf; sobald man diese herauszieht, zerstört man den haardünnen Wicklungsdraht. Wenn aber der ganze Tonabnehmer gegen einen anderen ausgetauscht wird, ändert sich hierbei u.U. auch die Windungszahl – dann wäre es falsch, Klangänderungen nur dem Magnetmaterial zuzuschreiben.

© M. Zollner 2002

In der Literatur werden dem Magnetmaterial sehr unterschiedliche Eigenschaften angedichtet, wie die folgende Zitatensammlung zeigt:

a) "Bei einem Pickup mit dem eher schwachen Alnico-2-Magnet scheint der Ton bei starkem Anschlag förmlich zusammenzubrechen. Das Ausgangssignal ist nicht nur leiser, sondern wirkt auch weniger dynamisch, und komprimiert merklich im Höhenbereich – was viele Gitarristen tatsächlich bevorzugen."
b) "Da das Magnetfeld der Alnico-II-Magnete etwas schwächer als bei einem normalen Strat-Pickup (Alnico-V) ist, schwingt die Saite freier und natürlicher aus. Die Folge ist eine Verbesserung im Sustain-Verhalten."
c) "Alnico-5: Kräftiger und klarer Sound."
d) "Alnico-5: Schnelle Ansprache und leicht undifferenzierte Wiedergabe."
e) "Je stärker der Magnet, desto mehr Höhen."
f) "As time goes on, older magnets lose some of their power. The less power the magnets have, the better the strings can vibrate. So maybe after 30 years, the magnets are at their 'ideal' power, thus producing 'ideal' tone." ☺

Man möchte hinzufügen: "Sollte jemand noch Les-Pauls rumliegen haben, die älter als 30 Jahre sind – jetzt wegwerfen! Insbesondere bei den Les-Pauls der 50er-Jahre sind die Magnete sowas von hinüber, all power lost, nix wie weg damit. Der Autor nimmt rein forschungshalber gegen eine geringe Entsorgungsgebühr entsprechende Gitarren entgegen."

Doch zurück zur Physik. Der Tonabnehmermagnet ist Teil eines mechanoelektrischen Wandlers, und als solcher beeinflusst er sowohl das mechanische als auch das elektrische Teilsystem. Mechanisch wirkt der Magnet auf das Schwingungsverhalten der Saite zurück; die Folge können chorusähnliche Schwebungen und – in geringem Umfang – Dissipationen sein. Die **elektrische Wirkung** des Magneten gehört eigentlich nicht zu Kapitel 4.11, da hier Kräfte, also mechanische Wirkungen, beschrieben werden. Die folgende Aufzählung erfolgt deshalb nur in Kurzform: Die reversible Permeabilität des Magneten beeinflusst die Induktivität der Tonabnehmerwicklung und damit die **Resonanzfrequenz**. Wenn die Tonabnehmer-Resonanzfrequenz verschoben wird, bestimmen andere, u.U. anders ausschwingende Teiltöne den Klang und das empfundene "Sustain"; das sollte aber nicht mit einer freier ausschwingenden Saite verwechselt werden – Änderungen bei der Kabelkapazität hätten ähnliche Wirkung. Wirbelströme im Magneten beeinflussen die **Resonanzgüte** (Alnico leitet, Ferrit ist Nichtleiter). Stärkere Magnete erhöhen u.U. die **Ausgangsspannung** des Tonabnehmers und übersteuern den Gitarrenverstärker anders; auch hiervon werden Klang und Sustainempfinden beeinflusst – wie auch von einer Änderung der Eingangverstärkung. Ein Austausch der Magnete kann u.U. die **Apertur** ändern, weil sich wegen der (nichtlinearen) Saitensättigung die räumliche Flussverteilung ändert, und weil u.U. die Anisotropie der neuen Magnete anders ist als die der alten.

Das Magnetmaterial kann den ("elektrischen") Klang der Gitarre also durchaus beeinflussen. Eine Behinderung der freien Saitenschwingung muss bei richtigem Saite/Magnet-Abstand aber nicht befürchtet werden.

© M. Zollner 2002

4.11.6 Coulomb-Kraft

Zwischen zwei Elektroden, die auf unterschiedlichem elektrischen Potential liegen, entsteht ein elektrisches Feld mit der Feldstärke $E = U/d$. Hierbei ist U die Potentialdifferenz, auch als Spannung (bzw. Spannungsdifferenz, Spannungsabfall) bezeichnet, und d ist der Elektrodenabstand. 100 V mit 10 mm Abstand ergibt $E = 10$ kV/m. Bringt man in dieses elektrische Feld eine elektrische Ladung q, so entsteht eine elektrostatische Kraft F, die nach ihrem Entdecker Coulomb-Kraft genannt wird (Charles Augustin de Coulomb, 1736 – 1806).

$$\vec{F} = q \cdot \vec{E}$$ Coulomb-Kraft

Die Coulomb-Kraft spielt beim Gitarren-Tonabnehmer keine Rolle; sie könnte aber zu Fehl-Interpretationen führen: Denn anders als bei Magnetkräften "wirkt" die Coulomb-Kraft auch im homogenen Feld. Während eine elektrisch positiv geladene Styroporkugel zwischen zwei parallelen Elektroden zur Katode (negative Elektrode) hin gezogen wird, bleibt eine Eisenkugel zwischen den parallelen Polen eines Permanentmagneten in Ruhe (genauer: 4.11.1). Zwar wirken auch im Magnetfeld Anziehungskräfte, sie heben sich in diesem idealisierten Beispiel aber auf. Die Coulomb-Kraft wird hier nur erwähnt, um auf ihre Andersartigkeit hinzuweisen. Analogiebetrachtungen zwischen elektrischen und magnetischen Feldern haben Modellgrenzen, die es zu beachten gilt.

4.11.7 Lorentz-Kraft

Mit der Lorentz-Kraft (Hendrik Antoon Lorentz, 1853 – 1928) wird eine weitere Kraft erläutert, die beim Magnet-Tonabnehmer keine direkte Bedeutung hat (wohl aber beim dynamischen Lautsprecher). Wiederum sollen hiermit Missverständnisse ausgeschlossen werden. Auf einen vom Strom I durchflossenen Leiter der Länge l wirkt eine Kraft F, wenn der Leiter in ein Magnetfeld der Flussdichte B gebracht wird. F steht senkrecht auf der von I und B aufgespannten Ebene. Ist I parallel zu B, gilt $F = 0$. In vektorieller Schreibweise erhält man mit dem Vektorprodukt $(\times)$:

$$\vec{F} = l \cdot \vec{I} \times \vec{B}$$ Lorentz-Kraft

Hält man den Daumen der rechten Hand in die 'technische' Stromrichtung (von plus nach minus) und den Zeigefinger in Richtung des Magnetflusses, so zeigt der Mittelfinger in Richtung der Kraft (Rechte-Hand-Regel). Der Betrag der Kraft ergibt sich als Produkt von $l \cdot I \cdot B \cdot \sin\alpha$, hierbei ist α der Winkel zwischen der Strom- und der Feldrichtung. Beim Magnet-Tonabnehmer spielt die Lorentz-Kraft in der o.a. Form keine Rolle. Die Wicklung wird zwar von einem kleinen Wechselstrom durchflossen, der aber mit ca. 10 µA keine wesentlichen Kräfte auf diese ausübt. Rückwirkungen auf die schwingende Saite sind Maxwell-, und nicht Lorentz-Kräfte; die Saite selbst wird ja nicht vom Strom durchflossen. Natürlich könnte man bei leitender Saitenlagerung einen in benachbarte Saiten induzierten Wechselstrom annehmen – seine Kraftwirkung ist aber vernachlässigbar.

© M. Zollner 2002

4.12 Magnetische Größen und Einheiten

Die Literatur über Magnetfelder bezieht sich auf zwei verschiedene Einheitensysteme: Das von Giorgi vorgeschlagene MKSA-System, und das CGSA-System.

Das **MKSA-System** geht von den vier Grundeinheiten *Meter*, *Kilogramm*, *Sekunde* und *Ampere* aus (SI-Einheiten, Système International). Alle anderen Einheiten werden hieraus abgeleitet, und gelegentlich mit den Namen herausragender Forscher verknüpft:

1 N	= 1 Newton = 1 kg m / s^2	1 J	= 1 Joule = 1 N m
1 W	= 1 Watt = 1 N m / s = 1 VA	1 Wb	= 1 Weber = 1 V s
1 T	= 1 Tesla = 1 Wb / m^2	1 V	= 1 Volt = 1 m^2 kg /(A s^3)

Das **CGSA-System** verwendet die vier Grundeinheiten *Zentimeter*, *Gramm*, *Sekunde* und *Ampere* und leitet hieraus weitere Einheiten ab:

1 dyn	= 1 g cm / s^2	1 erg	= 1 dyn cm
1 Gb	= 1 Gilbert = 1 Oe cm	1 Oe	= 1 Oerstedt = 1 Gb / cm
1 Mx	= 1 Maxwell = 1 G cm^2	1 G	= 1 Gauß = 1 Mx / cm^2

Die folgende Tabelle ermöglicht die Umrechnung zwischen den beiden Systemen:

B	Flussdichte Induktion	T = V s / m^2	1 G = 10^{-4} T
H	Magn. Feldstärke	A / m	1 Oe = 1000 / 4π · A/m = 79.577 A/m
BH	Spezifische Energie	W s / m^3	1 MGOe = 7.9577 kJ/m^3
Φ	Magn. Fluss	Wb = V s	1 Mx = 10^{-8} V s
Θ	Durchflutung	A	1 Gb = 10 A / 4π = 0.79577 A
F	Kraft	N = kg m / s^2	1 dyn = 10^{-5} N
P	Leistung	W = VA = N m / s	1 erg / s = 10^{-7} W
E	Energie	J = N m = W s	1 erg = 10^{-7} J
R_m	Magn. Widerstand Reluktanz	1 / H = A / (V s)	1 Gb/Mx = 7.9577·10^7 1/H
Λ	Magn. Leitwert Permeanz	H = Henry = V s / A Statt H auch Hy für Henry	1 Mx/Gb = 1.2566·10^{-8} H
μ_0	Abs. Permeabilität des Vakuums	= 4π·10^{-7} H / m	= 1 G / Oe

4π = 12.566; 10 / 4π = 0.79577.

© M. Zollner 2002

5. Magnettonabnehmer

Beim magnetischen Tonabnehmer (TA) produziert die schwingende Saite ein magnetisches Wechselfeld, das in einer Drahtwicklung (Spule) eine elektrische Spannung erzeugt. Die Saite an sich ist im ursprünglichen Zustand allerdings unmagnetisiert; ihre Magnetisierung kommt von einem am Gitarrenkorpus dicht unter der Saite angebrachten Dauermagnet (Permanentmagnet). Somit besteht ein Tonabnehmer aus einem Dauermagnet und einer Spule, sowie Gehäuseteilen, die alles zusammenhalten. Manchmal sind auch noch zusätzliche Metallteile zur Magnetfeldführung vorhanden.

Der Magnettonabnehmer gehört zu den passiven magnetischen Wandlern [3], und nutzt das elektromagnetische Wandlungsprinzip: Die schwingende Stahlsaite ändert den magnetischen Widerstand des Permanentkreises, wodurch aufgrund zeitlicher Magnetflussänderungen in der Wicklung eine elektrische Spannung induziert (erzeugt) wird. Die mechanoelektrische Wandlung darf nicht mit dem elektrodynamischen Wandlungsprinzip verwechselt werden, bei dem in einem im Magnetfeld bewegten elektrischen Leiter eine Spannung induziert wird. Beispiele für elektrodynamische Wandler sind der dynamische Lautsprecher und das dynamische Mikrofon; bei beiden bewegt sich die Schwingspule relativ zum Magnet – beim Gitarrentonabnehmer sind Spule und Magnet miteinander fest verbunden. Zwar entsteht auch in der bewegten Stahlsaite eine winzige Induktions-Spannung, dieser Effekt wird aber nicht ausgenutzt.

5.1 Singlecoil-Tonabnehmer

Die 6 Saiten einer Gitarre haben in Stegnähe zueinander etwa 1cm Abstand. Damit eine möglichst laute Wiedergabe erzielt wird, muss jede Saite einem starken Magnetfeld ausgesetzt sein. Bei vielen TA werden hierzu 6 parallel angeordnete zylinderförmige Dauermagnete verwendet. Sie haben etwa 5mm Durchmesser und sind einen guten Zentimeter lang. Ihre Orientierung ist gleichpolig, so dass alle Nordpole in dieselbe Richtung zeigen. Die Magnete stecken im **Spulenträger**, dessen Wicklung gegen Beschädigung durch Isolierband oder ein eigenes Gehäuse geschützt ist. 2 – 4 Befestigungsschrauben halten den TA knapp unter den Saiten. Die meisten Elektrogitarren haben zwei oder drei TA, seltener einen oder vier. Eine besondere Bauform stellen Doppelspulentonabnehmer (Humbucker) dar; bei ihnen sind zwei Spulen eng benachbart im selben Gehäuse angeordnet. Durch diese Bauweise wird die Empfindlichkeit gegen externe Störfelder reduziert (Kap. 5.2).

Als Alternative zu den 6 Einzelmagneten wird auch ein unter der Spule liegender **Balkenmagnet** verwendet. Zur besseren Feldführung sind dann 6 zylindrische Eisenstifte durch die Spule gesteckt; sie berühren an ihrer Unterseite den Magnet oder sind in einen Metallbalken eingesteckt, der seinerseits den Magnet berührt. Oft sind diese Stifte (*engl.: Slug, Polepiece*) als Schraube ausgeführt, wodurch die Lautstärke einzelner Saiten individuell eingestellt werden kann. Im Laufe der Zeit entstanden unterschiedliche Bauformen; die wichtigsten sind am Ende des Kapitels zusammengestellt.

© M. Zollner 2002

Um den TA gegen **elektrostatische Felder** abzuschirmen, werden manchmal metallene Abschirmhauben über die TA-Spule gestülpt. Diese **Schirmwirkung** ist in der Praxis aber eher bescheiden, denn die Hauptstörungen kommen nicht von elektrostatischen, sondern von magnetischen Störfeldern (wie sie z.B. Transformatoren erzeugen), und gegen magnetische Felder soll ein TA prinzipbedingt nicht abgeschirmt werden: Die Saitenschwingung erzeugt ja ebenfalls ein magnetisches Feld, das der TA erfassen muss – eine Abschirmhaube aus magnetischem Material scheidet folglich aus. Aber auch Abschirmhauben aus unmagnetischem Material (z.B. Messing oder Neusilber) können Auswirkungen auf das Magnetfeld haben, weil in ihnen **Wirbelströme** (Kap. 5.9) erzeugt werden, die ihrerseits Magnetfelder generieren. Viele Gitarristen entfernen deshalb die ab Werk montierten Abschirmhauben, und erreichen hiermit eine leichte Klangänderung: Die Tonabnehmer-Resonanz kommt dann stärker zum Vorschein, was häufig als besser klingend beurteilt wird.

Der magnetische Gitarrentonabnehmer hat eine lange Vorgeschichte: Der englische Physiker MICHAEL FARADAY (1791 – 1867) macht im Jahre 1831 die fundamentale Entdeckung, dass in einer geschlossenen Leiterschleife ein elektrischer Strom fließt, wenn die Schleife von einem sich ändernden Magnetfeld durchdrungen wird. Zeitgleich, aber unabhängig voneinander, kommt der amerikanische Physiker JOSEPH HENRY (1797 – 1878) zu ähnlichen Erkenntnissen. Die quantitativen Zusammenhänge zwischen der sich ändernden magnetischen Flussdichte und der hiervon induzierten Spannung beschreibt das **Induktionsgesetz** (Kap. 4.10), das nach seinen Entdeckern auch FARADAY-HENRYsches-Gesetz heißt. Etwa 100 Jahre nach seiner Entdeckung liefert dieses Gesetz die Grundlage zur mechanoelektrischen Wandlung der bis dahin eher leisen Gitarrentöne: Der elektromagnetische Tonabnehmer entsteht. Wer den allerersten magnetischen Gitarrentonabnehmer gebaut hat, ist nicht mehr mit absoluter Sicherheit festzustellen. DeArmond, Rowe und Beauchamp werden häufig genannt, und Hersteller wie Rickenbacker, Gibson, Epiphone, Gretsch, National – und natürlich Fender.

Leo Fender verhalf der "Solid Body Guitar" zum kommerziellen Durchbruch. Zusammen mit George Fullerton entwickelt er 1949 den Prototyp einer massiven Elektrogitarre, die bei ihrer Markteinführung im Frühling 1950 als **Esquire** angeboten wird. Im Herbst 1950 folgt die mit 2 Tonabnehmern ausgestattete **Broadcaster**, die kurz darauf in **Telecaster** umbenannt wird. Sie gilt als Urmutter aller Massivgitarren, auch wenn Lester Polfus, besser bekannt unter seinem Künstlernamen **Les Paul**, schon über 10 Jahre lang an einem ähnlichen Konzept arbeitete. Aber seine von Gibson aufgegriffenen Ideen schafften es erst 1952 in die Produktion.

Die ersten Fender-Gitarren waren mit einfachen Singlecoil-Tonabnehmern ausgestattet – eine Tradition, die bis heute beibehalten wird. Leo Fender verwendete für jede Saite einen eigenen Zylindermagnet, um – wie er sagte – Interaktionen zwischen benachbarten Saiten klein zu halten. Die 6 Zylindermagnete bilden zusammen mit zwei aufgepressten Flanschen (flat work, plate) den Wicklungsträger, auf den sehr dünner Kupfer-Lack-Draht aufgewickelt wird. Der Magnetdurchmesser beträgt 3/16", also etwa 4,8 mm, die Magnetlänge variiert im Lauf der Jahre und quer über verschiedene Fender-Modelle zwischen 12 – 19 mm. Magnet-Material ist fast immer Alnico-5 (auch als Alnico-V bezeichnet), eine in den Vierziger-Jahren entwickelte Magnetlegierung. Die Flansche bestehen zunächst aus ca. 2mm dickem Vulkanfiber, einem hochfesten, hornartigen Isolationsmaterial. Flansch-Farbe und -Dicke wechseln im Lauf der Jahre, ab 1980 kommen dann auch Spritzgusswicklungsträger zum Einsatz. Der Durchmesser des um die 6 Magnete gewickelten CuL-Drahtes bemisst sich nach dem **American Wire Gauge:** Die meisten Tonabnehmer-Spulen sind mit AWG #42 bewickelt, in einigen Fällen kommt auch der dünnere AWG-#43-Draht zum Einsatz (Kap. 5.5).

© M. Zollner 2002

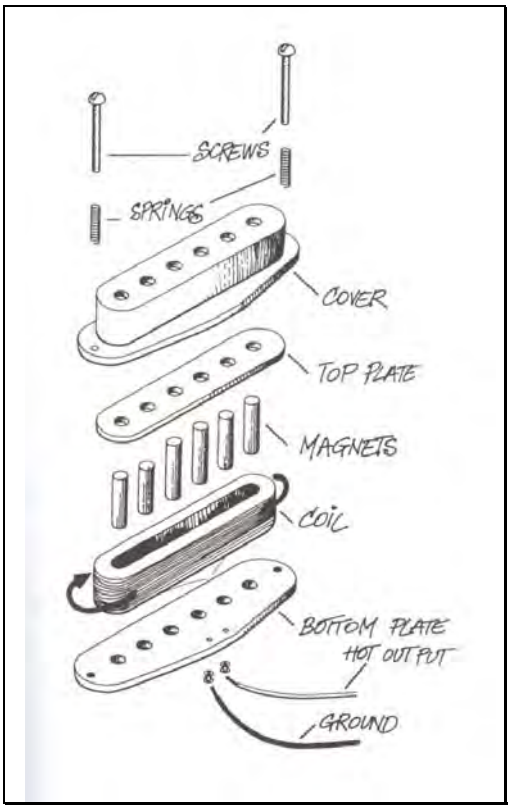


Abb. 5.1.1: Bestandteile eines Fender-Stratocaster-Tonabnehmers [Duchossoir].

Abb. 5.1.1 zeigt die Bestandteile eines Fender-Singlecoil-Tonabnehmers. In diesem Fall handelt es sich um einen Stratocaster-Tonabnehmer, wie an der Plastik-Kappe (Cover) zu erkennen ist. Charakteristikum: Die 6 Zylindermagnete, auf denen die Wicklung direkt aufliegt. Ähnlich aufgebaut sind auch die beiden Telecaster-Tonabnehmer, wenngleich im Detail kleinere Unterschiede bestehen. Dem selben Bauprinzip folgt auch der 1957 entwickelte Jazzmaster-Tonabnehmer, allerdings weichen die Maße hierbei schon offensichtlicher von den Vorgängern ab. Leo Fender wollte einen anderen Klang, und verbreiterte die Spule von 12 auf 35 mm, bei gleichzeitiger Längenreduktion: "*The Jazzmaster pickup wasn't so deep, and it was wider, thinner, more spaced out. See, the more spaced out the coil is – the wider the spectrum under the string – the warmer the tone. But a broad spectrum of tone places a lot bigger demand on the amp, and the earlier tube amps we had were kind of limited in the amount of power they could handle.* [Wheeler]."

Diese Erklärung Leo Fenders ist aus Sicht der heutigen Systemtheorie nicht nachvollziehbar. Man kann vermuten, dass (aus damaliger Sicht) mit einer breiteren Spule ein längerer Teil der Saitenschwingung abgetastet werden sollte, also ein längeres Magnetfenster (Magnet-Apertur) entstehen sollte. Die in Kap. 5.4.4 gezeigten Analysen beweisen aber, dass die Aperturlänge praktisch nur vom Magnetdurchmesser abhängt, und nicht von der Wicklung. Was Fender mit *Spectrum* meint, bleibt auch unklar: Wenn man eine größere Fensterlänge vermutet, müsste man eine *kleinere* Bandbreite erwarten, denn Zeit und Frequenz sind zueinander reziprok. Leo Fender spricht aber von einem *breiteren* Spektrum, dem er einen *wärmeren* Klang attestiert. Wieder passt's nicht: Wärmere Klänge entstehen, wenn die Höhen beschnitten werden, wenn also die Bandbreite abnimmt. Bandbegrenzung kann Fender jedoch auch nicht gemeint haben, denn seine Aussage, dass ein breitbandiges Signal höhere Anforderungen an den Verstärker stellt, ist zutreffend. Große Theorien sollte man aber gar nicht hinter den ersten Tonabnehmern suchen: Die Systemtheorie war in jenen Tagen noch jung, und Entwicklungsziele wurden nicht von Wissenschaft, sondern vor allem von Empirik und Sales reports bestimmt.

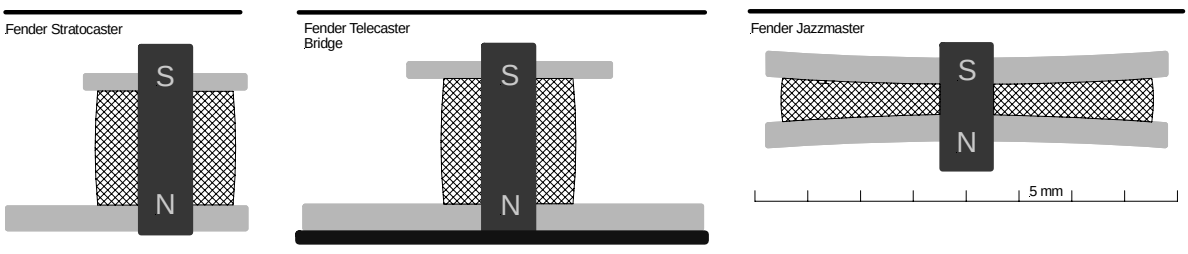


Abb. 5.1.2: Querschnitte durch Fender-Tonabnehmer: Stratocaster, Telecaster (Steg), Jazzmaster.

© M. Zollner 2002

In **Abb. 5.1.2** sind Querschnitte durch Fender-Tonabnehmer dargestellt. Der dicke Strich am oberen Bildrand markiert den Verlauf der Saite, der Wicklungsquerschnitt ist schraffiert dargestellt. Die Länge und der Überstand der Magnete änderten sich bei Stratocaster und Telecaster mehrfach; lediglich der Jazzmaster-Tonabnehmer, dem ein relativ kurzes Leben beschieden war, behielt seine Geometrie. Die Magnete der ersten Tonabnehmer saßen bündig in der oberen (saitennahen) Flanschplatte, aber schon ab ca. 1954 werden **staggered pole pieces** eingeführt. Staggered heißt *versetzt*, und bedeutet, dass die Magnete ungleich lang aus dem oberen Flansch herausschauen. Hierdurch lässt sich die unterschiedliche Saiten-Lautstärke ausgleichen – aber nicht vom Musiker! Empfehlungen, durch leichte Hammer-Schläge die Magnete so zu verschieben, dass jede Saite gleich laut klingt, können einen ungeahnten Erfolg bringen: Wenn hierbei der direkt auf den Magneten aufliegende Draht reißt, ist die Lautstärke aller Saiten tatsächlich gleich – nämlich null! Die Philosophie hinter dem Staggering ist undurchsichtig: Bei den ersten staggered Pickups schaut der D-Magnet am weitesten heraus, dann ändert sich das Profil, und der G-Magnet ist am saitennächsten. Später werden auch Tonabnehmer mit gleich langen Magneten gebaut (**level pole pieces**, flush pole pieces), dann ist wieder der D-Magnet am saitennächsten, "um *chorusy warble* zu eliminieren". Das Staggering führt dazu, dass die Gitarre insgesamt leiser wird, denn die Spule rückt weiter von den Saiten weg (5.4.5). Ob die G-Saite umsponnen ist oder nicht, mag eine individuelle Begründung liefern, die Vielzahl der heute angebotenen Tonabnehmer beweist aber, dass Staggering nicht zwingend erforderlich ist.

Das Magnetmaterial der frühen Fender-Tonabnehmer war **Alnico-V**, eine Aluminium-Nickel-Kobalt-Eisen-Legierung. Auch wenn in der Magnet-Literatur genaue Prozentangaben zu den Legierungsbestandteilen gemacht werden, so ist bei den Magnetdaten doch mit erheblichen **Streuungen** zu rechnen. Die Form der Hysteresekurve hängt nicht nur von der chemischen Magnetzusammensetzung ab, sondern auch ganz wesentlich vom Herstellungsprozess (4.4.1). Und dann ist noch zu berücksichtigen, dass – kriegsbedingt – Kobalt knapp wurde. Heute weiß niemand mehr, was da so alles verkauft wurde. Und verbaut wurde. Seth Lover, der Entwickler des Gibson-Humbuckers, meinte: "*We also used Alnico II and III, and the reason is, that you couldn't always buy Alnico V, but whatever was available we would buy as they were all good magnets*". Doch selbst wenn im Tonabnehmer immer derselbe Magnettyp zur Anwendung kommt: Bei moderner Fertigung streuen die Daten einfacher Zylindermagnete um ±10% – in den guten alten Vintage-Tagen wird's kaum besser gewesen sein.

Und schließlich ist noch der Magnet-Parameter zu berücksichtigen, der in keinem Datenblatt mit großer Präzision auftaucht: Die **reversible Permeabilität** des Magneten. Hiermit wird ausgedrückt, um wie vielmal die Wechselfluss-Leitfähigkeit im Magnet besser ist als in Luft. Typischerweise findet man hierfür Werte zwischen 3 – 6; genaue Daten können kaum veröffentlicht werden, weil wegen der inhomogenen (ortsabhängigen) Magnetflussdichte ein anwendungsabhängiger Summenwert entsteht. Die reversible Permeabilität μ_{rev} bestimmt, um wie viel der Magnet die Wicklungsinduktivität vergrößert. Allerdings darf μ_{rev} nicht direkt verwendet werden; vielmehr ist ein korrigierter, kleinerer Wert anzusetzen, weil ein Großteil des Feldes durch Luft fließt. Wenn bei einem Tonabnehmer die Magnete ausgetauscht werden, so kann das mehrere Konsequenzen haben: Die Saitenmagnetisierung kann sich ändern, was Lautstärkeunterschiede zur Folge hat. Änderung der Feldgeometrie kann die Aperturlänge verändern; die hiermit einhergehende Höhenänderung wird in aller Regel aber nur geringfügig sein. Änderung der reversiblen Permeabilität verschiebt die klangbestimmende Tonabnehmerresonanz, und Änderung der im Magnet erzeugten Wirbelströme verändert die Resonanz-Ausprägung (-Güte).

© M. Zollner 2002

Das Bauprinzip der ersten Fender-Tonabnehmer war so einfach wie effizient, weswegen es auch heute noch zum Einsatz kommt. Nur zwei Nachteile werden kritisiert: Die Brumm-Empfindlichkeit (Kap. 5.2, 5.7), und die nicht individuell einstellbare Saitenlautstärke. *Staggered Magnets* boten einen ersten Lautstärkeausgleich, konnten aber vom Musiker nicht justiert werden. Abhilfe boten dann Tonabnehmer mit individuell einstellbaren Magneten. Bei alten **Schaller**-Tonabnehmern stecken die Magnete in dünnen Rohren, die auf ihrer Außenseite ein Schraubengewinde tragen (Gewindestift, 'Madenschraube'), sie können durch Drehen axial verschoben werden. Dieser Kunstgriff war nötig, weil die meisten Magnetmaterialien (außer CuNiFe) so hart sind, dass auf sie kein Gewinde aufgeschnitten werden kann. Alte **DeArmond**-Tonabnehmer, wie sie z.B. in frühen Gretsch-Gitarren zu finden sind, haben 6 Stellschrauben, mit denen sich die Magnete axial verschieben lassen.

Einen anderen Weg zur individuellen Saitenlautstärke geht der Gibson-Entwickler **Walter Fuller** bei der Entwicklung des **P-90**: Bei diesem ab 1946 eingesetzten Singlecoil-Tonabnehmer liegen zwei Balkenmagnete unter der Spule; 6 ferromagnetische Schrauben führen den Magnetfluss zu den Saiten **(Abb. 5.1.3)**. Diese Schrauben werden gelegentlich als *Nickel*-Schrauben bezeichnet, was aber nicht bedeutet, dass sie aus massivem Nickel bestehen (bzw. bestanden). Gut möglich, dass es sich um Standard-Stahlschrauben handelte, die gegen das Verrosten vernickelt (oder verchromt) wurden. Ähnlich wie der P-90 aufgebaut sind der DiMarzio **SDS-1** und der **Fender**-**Mexico**-Tonabnehmer. Ihr gemeinsames Charakteristikum sind feldführende Polstücke (Joch, Polepiece), die den (gegenüber Abb. 5.1.2) größeren Abstand zwischen Magnet und Saite überbrücken. Die große Permeabilität dieser Polstücke bündelt den Magnetfluss durch die Wicklung, gleichzeitig kommt hiermit aber außer dem Magnet und Luft ein weiteres Material in den magnetischen Kreis. Die magnetische Leitfähigkeit von Luft ist sehr klein, und frequenzunabhängig. Stahl (oder auch Nickel) leiten Magnetflüsse sehr viel besser als Luft – aber nur bei niedrigen Frequenzen. Bei höheren Frequenzen, und dazu zählt beim Tonabnehmer schon der Kilohertzbereich, treten in ihnen **Wirbelströme** auf, die zu einer zusätzlichen Bedämpfung führen (Kap. 5.9). Vergleicht man einen Fender-Zylindermagnet-Tonabnehmer mit einem Fender-Balkenmagnet-Tonabnehmer, so produziert der zweitgenannte aufgrund dieser Wirbelstromdämpfung etwas weniger Höhen.

Abb. 5.1.3: Singlecoil-Tonabnehmer: Gibson P-90 (links), DiMarzio SDS-1 (Mitte), Fender Mexico (rechts).

Neben Magnet und Saite ist die **Wicklung** die dritte Komponente bei der Signalgenerierung. Die ersten Elektrogitarren wurden an einfachste Röhrenverstärker angeschlossen, deren Eingangsempfindlichkeit gering war. Also musste der Tonabnehmer möglichst viel Spannung abgeben, und hierfür war eine hohe Windungszahl erforderlich, typischerweise 5000 – 10000 Windungen. Genaue Zahlenangaben über Tonabnehmerwicklungen gehören zum Dunstkreis

© M. Zollner 2002

selbsternannter Gitarren-Gurus wie die Jahreszahlen zu Nostradamus. Die ersten Stratocaster-Wicklungen hatten ca. 8350 Windungen. Liest man. Weiß man. Also etwas mehr als beim Texas-Special-Neck-Pickup. Denn der hatte "nur" 8200 Windungen. Wer länger sucht, findet auch Toleranzangaben: Die magische Windungszahl 8350 entstanden als *Mittelwert* zwischen 8000 und 8700 Windungen [Duchossoir], die anscheinend den damals üblichen Streubereich darstellen. Denn jahrelang wurden Tonabnehmer ohne Zählwerk bewickelt – einfach nach Gefühl, bis der Spulenträger voll war. Oder es wurden riemengetriebene Zählwerke verwendet, in der Hoffnung, der Schlupf möge nicht allzu groß sein. Wie anders ist zu erklären, dass Duchossoir für frühe Telecaster-Steg-Tonabnehmer 7,5 kΩ angibt, während Day/Rebellius von bis zu 11 kΩ berichten. Fender führt erst ab 1960 präzise Wicklungsautomaten ein, experimentiert aber weiterhin mit den Windungszahlen.

Duchossoir schreibt im Stratocaster-Heft, dass bei den fertigen Spulen lediglich der Wicklungswiderstand nachgemessen wurde – mit einem **Ohmmeter**, das ±20% Toleranz hatte! Wenn man dabei noch berücksichtigt, dass der längenspezifische Drahtwiderstand ja auch fertigungsbedingten Toleranzen unterworfen war, kann man sich gewaltige Streuungen in den Windungszahlen vorstellen. Ganz pauschal lässt sich sagen: Erhöht man bei einem speziellen Tonabnehmer die Windungszahl, so erhöhen sich Widerstand und Induktivität; die Resonanz-Frequenz nimmt ab, und der Tonabnehmer wird lauter. Der Widerstand selbst hat aber wenig Einfluss auf das Übertragungsverhalten, die durch ihn verursachte Bedämpfung ist gering gegenüber den Beschaltungselementen. Sind jedoch Geometrie und Drahtdurchmesser bekannt, lassen sich aus dem Widerstand Rückschlüsse auf die Windungszahl ziehen. Und nur unter diesen Randbedingungen gilt: Höherer Widerstand = lautere Wiedergabe.

Neben den Singlecoil-Tonabnehmern, die keine feldführenden Polstücke enthalten (z.B. Stratocaster), und Tonabnehmern mit Polstücken zwischen Magnet und Saite (z.B. P90) gibt es eine dritte bedeutende Gruppe, bei der die Magnetfluss*rückführung* über Polstücke erfolgt. **Abb. 5.1.4** erläutert das Prinzip am Beispiel des Fender Telecaster-Stegtonabnehmers. Hier liegt unter der Spule eine Metallplatte, die – glaubt man der Werbung – Abschirmen und das Magnetfeld "reflektieren" soll. Duchossoir beschreibt das Material dieses ca. 1,2 mm dicken Bleches englisch als "tin", was aber nicht mit "Zinnblech" übersetzt werden sollte. Tin steht auch für verzinntes Stahlblech, und das könnte es gewesen sein, denn massives Zinn wäre unmagnetisch. Fender-Prospekte sprechen von *zinc shielding plate*, also verzinkt. Auch recht. Ab 1951 wird verkupfertes Stahlblech verwendet, das 1981 ersatzlos entfällt. Vermutlich hat man auch bei Fender bemerkt, dass die Verstärkung des Saiten-Magnetfeldes so unbedeutend ist, dass man das Blech gleich ganz weglassen kann. Vielleicht waren aber auch seine Eigenbewegungen, die zu Mikrofonie (Rückkopplung) führen konnten, der Grund. Eine magnetische Abschirmung kann messtechnisch nicht nachgewiesen werden: Im parallelen Feld ist die Einstreuung mit und ohne Platte bis auf 0,1 dB gleich. Der Nutzpegel wird durch die Platte zwar vergrößert, aber nur um 0,6 dB – zu wenig, um richtig aufzufallen. Ähnliches bei der Resonanzfrequenz (3% Änderung) und bei der Wirbelstromdämpfung (ca. 1 dB Unterschied).

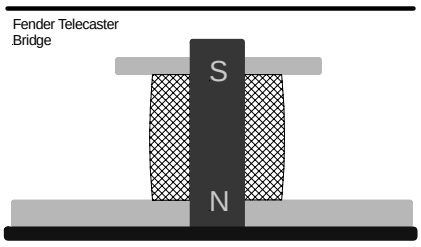


Abb. 5.1.4: Telecaster-Tonabnehmer mit Metallplatte unter dem unteren Flansch. Die Platte vergrößert die Empfindlichkeit um 0,6 dB und verringert die Resonanzüberhöhung um ca. 1 dB; die Resonanzfrequenz sinkt um 3% (Vergrößerung der Induktivität um 6%).

© M. Zollner 2002

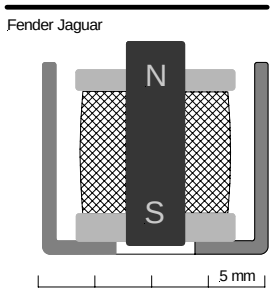


Abb. 5.1.5: Tonabnehmer mit Magnet-Leitblech: Fender Jaguar.

Denkt man die der Telecaster-Metallplatte zugrunde liegende Idee konsequent weiter, kommt man schnell zu der von Leo Fender in der **"Jaguar"** realisierten Variante: Hierbei wird das Jochblech u-förmig um die Wicklung gebogen, der gezackte obere Rand fokussiert das Feld zu den Saiten hin. Geholfen hat's nicht viel: Die "Jaguar", damals Fenders teuerste Solid-Body-Gitarre, war kein kommerzieller Erfolg. Dabei war ihre Tonabnehmer-Abschirmung durchaus effizient, aber einige Gitarrenfeatures (wie z.B. der Steg) fielen am Markt gnadenlos durch.

Da die Tonabnehmerspulen extrem dünnen Kupferdraht enthalten, sollten sie gegen Beschädigung durch ein **Gehäuse** geschützt sein. Bei der Telecaster übernahm am Steg-Tonabnehmer eine Schnur diese Aufgabe, die einfach über die Kupferwicklung gewickelt war. Billig und wirkungsvoll. Mechanisch – nicht magnetisch. Ein Magnetfeld kann von einer aufgewickelten Schnur nämlich nicht verändert werden. Wohl aber von einem Metallgehäuse (**Abb. 5.1.6**), wie es z.B. beim Telecaster-Halstonabnehmer zu finden ist (Wirbelströme, Kap. 5.9.2.2). Eine Motivation für Metallgehäuse war – neben der Schutzfunktion – vermutlich der Wunsch nach Abschirmung. Allerdings: Abhilfe gegen *magnetische* Störfelder kann es hiermit nicht geben; dazu muss das Konstruktionsprinzip geändert werden (Kap. 5.2, 5.3).

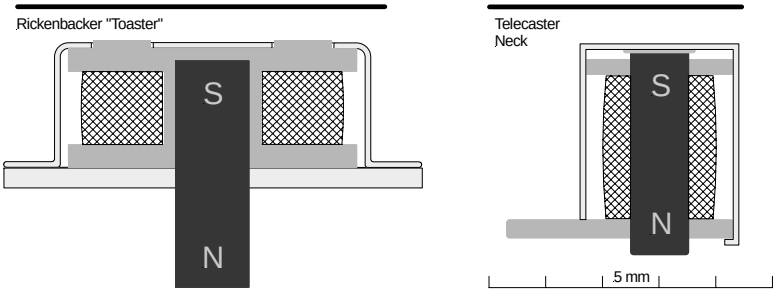


Abb. 5.1.6:
Singlecoil-Tonabnehmer mit metallenem Schutzgehäuse. Um Wirbelstromverluste klein zu halten, muss das Gehäuse aus Neusilber gefertigt sein.

Besondere Beachtung verdient ein Tonabnehmer, der in Gretsch-Gitarren eingebaut wurde: Der "HiLoTron" (**Abb. 5.1.7**). Um möglichst viele Obertöne abnehmen zu können, wurde der Magnet liegend eingebaut. Aus Sicht der Systemtheorie ist das nicht nachvollziehbar, aber für den Entwickler zählte offenbar nur das klangliche Ergebnis – was ja durchaus Sinn macht. Die Patentbegründung (Kap. 5.10.5) darf da ruhig falsch sein. Auch beim Attila-Zoller-Pickup (US-Patent Nr. 3588311) findet man einen liegenden Magnet – und eine sehr eigenwillige Patentbegründung. Die amerikanischen Patentprüfer hat's nicht gestört.

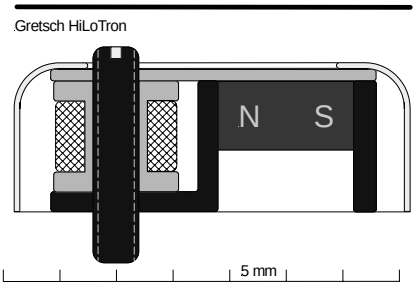


Abb. 5.1.7: Gretsch HiLoTron (siehe auch US-Patent Nr. 2683388).

© M. Zollner 2002

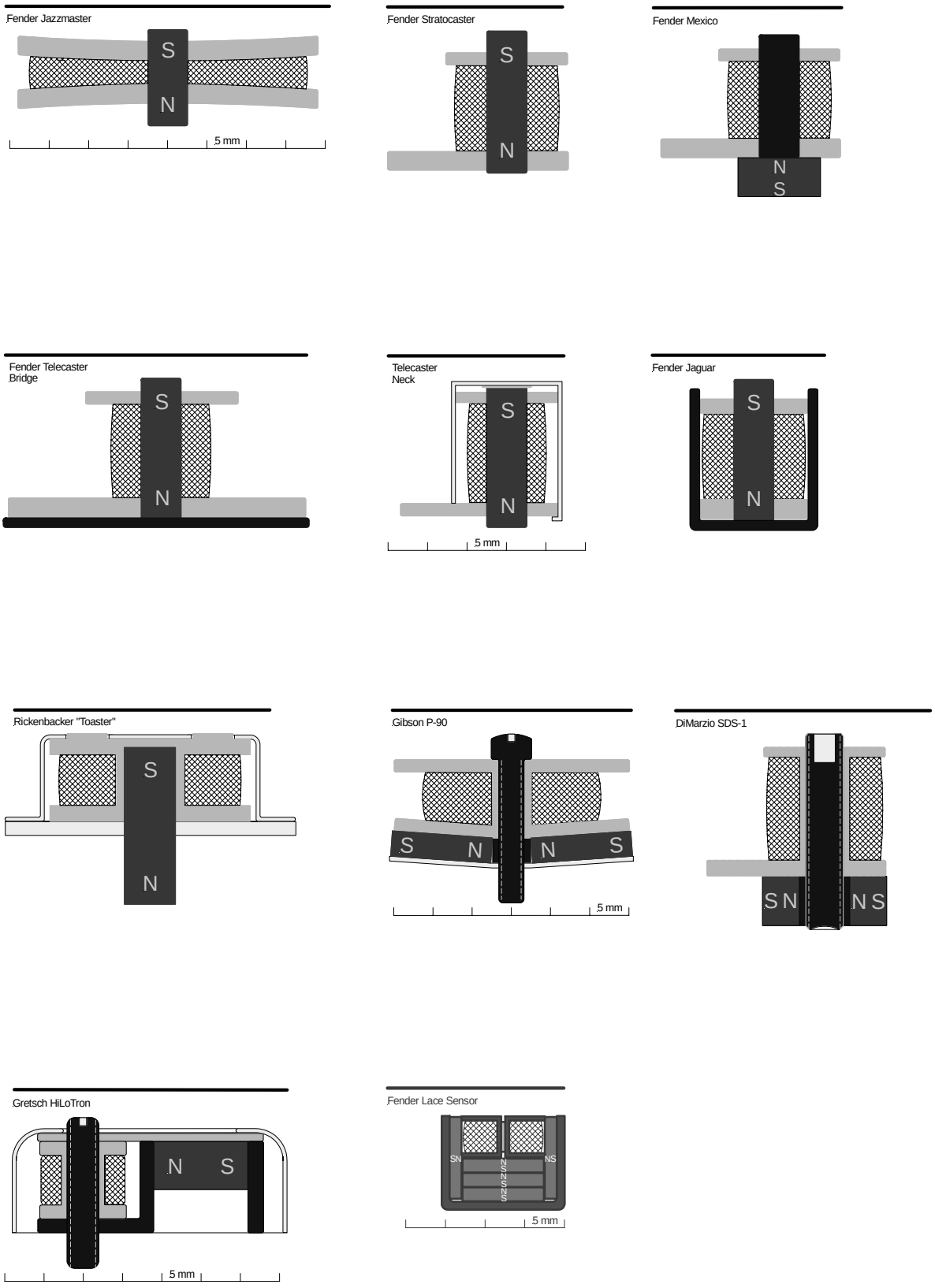


Abb. 5.1.8: Singlecoil-Tonabnehmer im Vergleich.

© M. Zollner 2002

5.2 Humbucker

Die Motivation zur Humbucker-Entwicklung kam von den Störungen, die bei Singlecoils entstanden. Singlecoils wandeln nicht nur Saitenschwingungen in elektrische Spannungen um, sondern auch Magnetfelder, die von Transformatoren, Leuchtstofflampen oder Netzkabeln kommen. Der "brumm-unterdrückende" Humbucker (HUMBUCKING PICKUP oder HUMBUCKER PICKUP) besteht statt einer aus **zwei Spulen**, die gegenphasig zu einem Dipol zusammengeschaltet sind. Das von externen Störquellen produzierte Magnetfeld – der "Brumm" – erzeugt in jeder Spule die gleiche Brummspannung; wegen der **gegenphasigen Zusammenschaltung** der beiden Spulen heben sich die beiden Brummspannungen aber in summa auf. Würde das vom Dauermagnet erzeugte Permanentfeld beide Spulen ebenfalls mit gleicher Polarität durchfließen, so wäre auch das von der schwingenden Saite erzeugte Nutzsignal wegkompensiert – das darf natürlich nicht passieren. Deshalb durchfließt das Permanentfeld die beiden Spulen antiparallel, so dass die von der Saitenbewegung induzierten Wechselspannungen gegenphasig sind. Weil aber auch die Spulen-Zusammenschaltung gegenphasig ist, werden die Nutzspannungen *zweimal* um 180° phasengedreht, also gleichphasig ($2 \times 180° = 360° \mathrel{\hat{=}} 0°$) überlagert. Hiermit lässt sich der Störabstand im Vergleich zum Einspulen-Tonabnehmer (SINGLECOIL PICKUP) etwas verbessern (Kap. 5.7).

Seit den Dreißiger-Jahren des letzten Jahrhunderts versuchten Konstrukteure, aus dem an sich bekannten Kompensationsprinzip einen marktfähigen Tonabnehmer zu bauen**. Seth Lover**, Techniker beim Gitarrenhersteller **Gibson**, gelang der kommerzielle Durchbruch. Er ist der Entwickler des Gibson-Humbuckers, aber nicht der Erfinder des Humbucking-Prinzips, wie er selbst kommentiert: "People had been working on double coil pickups since the 1930s [13]". Lovers Patentschrift von 1955 nennt noch 7 weitere, in Betracht gezogene (frühere) Tonabnehmer-Patente, die auch schon auf das Kompensationsverfahren Bezug nehmen. Lover war also nicht der Erste, es war ihm aber zusammen mit Gibson gelungen, einen kommerziell höchst erfolgreichen Mythos zu erschaffen, der z.B. den fast gleichzeitig erscheinenden **Gretsch**-Humbucker (FilterTron Pickup, entwickelt von Ray Butts) bei weitem übertraf.

Der Gibson-Humbucker wurde 1955 zum Patent angemeldet; 1959 wurde das Patent erteilt, aber bereits 1957 erschienen Gibson-Gitarren mit Humbuckern auf dem Markt. Bis zur Patent-Erteilung trugen die Tonabnehmer den Aufkleber 'Patent applied for', was zur Abkürzung **PAF**-Tonabnehmer geführt hat. 1962 wurde der PAF-Aufkleber geändert: Anstelle von 'Patent applied for' war jetzt eine Patentnummer 2.737.842 zu lesen. Die richtige Nummer des Humbucker-Patents von 1959 war aber 2.896.491. Angeblich wurde absichtlich eine irreführende Nummer aufgedruckt, um Wettbewerber zu täuschen. Sagt Seth Lover.

Der Humbucker verwendet anstatt einer Spule zwei, mit dem Ziel, die Brummspannungen gegenphasig zu überlagern, und damit auszulöschen, und die von der Saitenbewegung kommenden Nutzspannungen gleichphasig zu überlagern, und damit zu verstärken. Singlecoil- und Humbucker-Tonabnehmer unterscheiden sich aber nicht nur in den aufgenommenen Störspannungen; ihr unterschiedlicher Aufbau ergibt auch unterschiedliche Übertragungsfunktionen, d.h. unterschiedlichen Klang. Unter Musikern ist häufig die Meinung zu hören, Singlecoils seien leiser, aber höhenbetonter, während Humbucker lauter, aber höhenärmer seien. Dies mag bei frühen Gitarren der Fender- bzw. Gibson-Linie zwar so gewesen sein, zum Dogma taugt dieses Vorurteil allerdings nicht. Die Tonabnehmer einer Fender Telecaster und einer Gibson Les Paul unterscheiden sich nicht nur in der Anzahl ihrer Spulen, sondern auch in deren Induktivität, Resonanzfrequenz und -bedämpfung. Die folgenden Abschnitte erläutern, wie Tonabnehmer-Parameter die magneto-elektrische Übertragung beeinflussen, und wie davon der Klang bestimmt wird.

© M. Zollner 2002

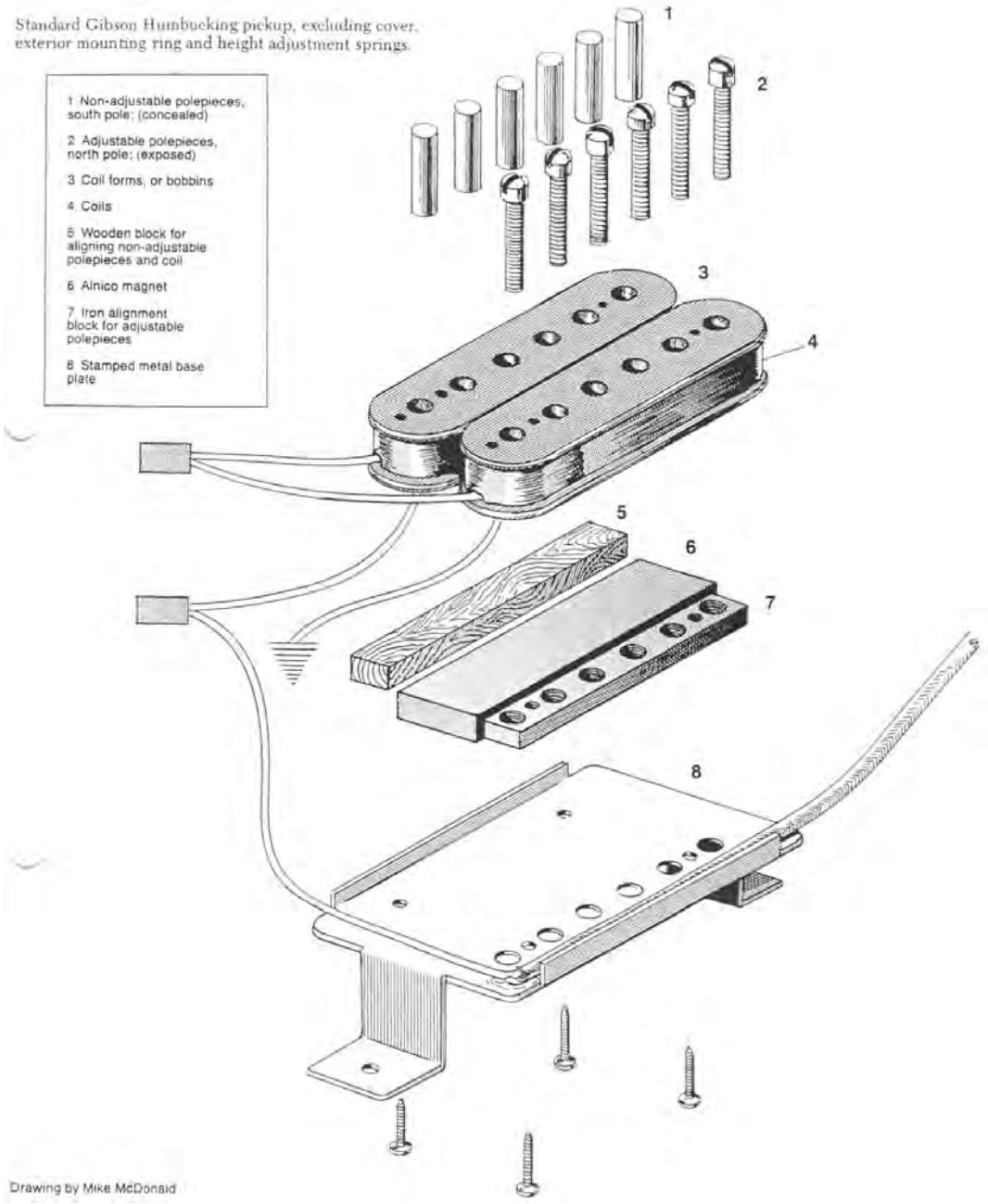


Abb. 5.2.1: Gibson-Humbucker [Zeichnung: Mike McDonald].

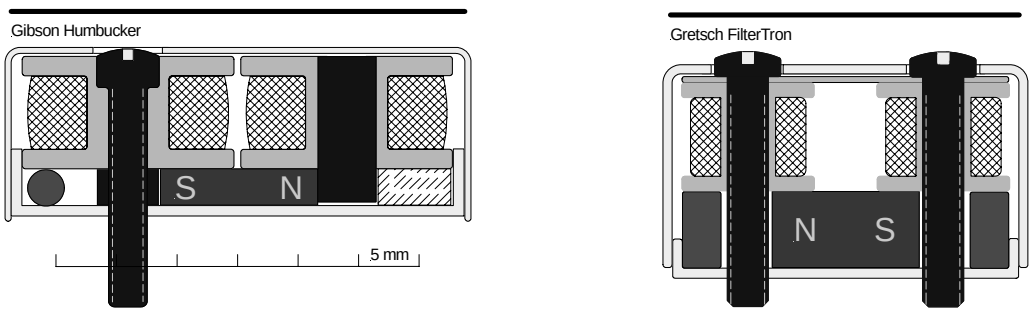


Abb. 5.2.2: Querschnitte durch Humbucker. Gibson Typ 490 (links), Gretsch FilterTron (rechts).

© M. Zollner 2002

Abb. 5.2.1 zeigt den Aufbau eines Gibson-Humbuckers. Auf einem Bodenblech (8) liegen eine Holzleiste (5) als Abstandshalter, ein Alnico-Balkenmagnet (6), und ein mehrfach durchbohrter Metallblock (7). Darüber sitzen die beiden bewickelten Spulenträger (3), festgehalten durch je zwei Schrauben. In dem einen Spulenträger stecken 6 zylinderförmige Metallstifte, in dem anderen 6 Metallschrauben – namensgebend für **Stiftspule** und **Schraubenspule**. Die in **Abb. 5.2.2** dargestellte Querschnittszeichnung erläutert den Magnetfluss: Der balkenförmige Permanentmagnet ist horizontal polarisiert, so dass sich ein ringförmiger Fluss ergibt, der – am Nordpol beginnend – durch den Stift fließt, um durch Saite, Schraube und Block zum Südpol zurückzukehren. Durch die Saite fließt allerdings nur ein kleiner Teil des gesamten Magnetflusses; der weitaus größte Teil schließt sich als Streufluss durch die Luft. In Gibsons Patentschrift werden zwei gleichartige Stiftspulen gezeigt; produziert hat man den Tonabnehmer dann aber mit zwei unterschiedliche Spulen, um eine individuelle Einstellung der Saitenlautstärke zu ermöglichen. Ein ähnliches Bauprinzip verwendet der in Gretsch-Gitarren eingebaute FilterTron-Humbucker. Er erreicht mit seinen in zwei Reihen angeordneten Schrauben eine vollständige Spiegelsymmetrie, und damit eine bessere Brummunterdrückung. Beide in Abb. 5.2.2 gezeigten Humbucker sind zur Saite hin durch eine Blechkappe verschlossen.

Im Gibson-Humbucker erzeugt ein **Alnico-Magnet** das Permanentfeld. Ohne ihn würde der Tonabnehmer nicht richtig funktionieren. Trotzdem darf aber der Einfluss des speziellen Magnetmaterials auf den Klang nicht überschätzt werden: Das magnetische *Wechsel*feld – und nur das induziert in der Spule eine Wechselspannung – kreist vor allem in Saitennähe; nur ein ganz kleiner Teil hiervon erreicht den Magneten (Kap. 5.4.3). Ähnlich ist es mit dem Magnetfeld, das von einem in der Spule fließenden Strom erzeugt wird, und das für die Induktivität bestimmend ist: Messungen der Tonabnehmer-Impedanz mit bzw. ohne Magnet ergaben nur ca. 3% Induktivitätsunterschied (Kap. 5.9.2.6), das ist gegenüber anderen Parametervariationen vernachlässigbar. Ob ein starker oder schwacher Magnet eingebaut ist, wird zwar auch leichte Auswirkung auf den Klang haben, im Wesentlichen sind aber nur Lautstärkeunterschiede zu erwarten. Zur Frage, welches Magnetmaterial denn nun von Gibson eingebaut wurde bzw. wird, offenbart die Literatur umfassende Auskünfte. Und erst das Internet! "Sie haben viel mehr Treffer, als es Magnetmaterialien gibt". Bingo!

"Bis ca. 1950 gab es bei Gibson keine Festlegung auf ein bestimmtes Alnico-Material, so dass Alnico 2, 4, 5 oder 8 je nach Verfügbarkeit und vermutlich auch nach dem jeweils günstigsten Einkaufspreis verwendet wurde. Ab 1950 (...) hatte sich **Alnico-5** als vorwiegend benutztes Magnetmaterial durchgesetzt. Was aber nicht heißt, dass dies auch so blieb. Denn auch Ende der 50er Jahre tauchten immer noch Humbucker-Exemplare auf, die allem Anschein nach mit anderen Alnico-Arten bestückt waren [Day et al.]". "The magnets in Burst-PAFs were made of **Alnico II and IV** [VG Magazine]". "Dieser Pickup (SH-55) wurde von Seymour Duncan zu 100% nach den Vorgaben des PAF-Erfinders Seth Lover wieder aufgelegt: **Alnico-2** Magnete [Musik Produktiv Katalog]". "The SH-55 is really faithful to the original, it will have my stamp of approval on it [Seth Lover im VG Magazine]". "We also used **Alnico II and III**, and the reason is, that you couldn't always buy **Alnico V**, but whatever was available we would buy as they were all good magnets [derselbe Seth Lover im Buch *The Gibson*]".

Also: Alles, was nicht schnell genug auf dem Baum war, wurde bei Gibson in die Tonabnehmer verbaut. Darüber kamen zwei Drahtwicklungen mit je 4500 Windungen, oder mehr, oder weniger. Dann: Deckel druff, und – das wichtigste aus heutiger Sicht – PAF-Aufkleber auf die Unterseite. Fertig. Kostet heute 3000 $ pro Stück. Pro Tonabnehmer, nicht pro Gitarre! Oder auch schon mal 10000 $. Tendenz steigend. Aber Rembrandts Hinterlassenschaft bewertet man ja auch nicht nach den damaligen Material-Einstandskosten.

© M. Zollner 2002

Die feldfokussierenden Schrauben und Stifte tasten die Schwingungen jeder Saite in zwei Bereichen ab, die voneinander ca. 19 mm Abstand haben. Speziell bei den Basssaiten der Gitarre ergibt sich daraus ein Brillanzverlust, der aber insbesondere bei verzerrtem Sound nicht generell unerwünscht ist (Kap. 5.10.5). Um den auf Interferenzeffekten beruhenden Höhenverlust zu bekämpfen, muss der Polabstand bis auf wenige Millimeter verringert werden. Dies erlaubt auch gleich, Humbucker in für Singlecoils vorgesehene Gehäuse und Ausfräsungen zu montieren. **Abb. 5.2.3** zeigt im maßstäblichen Vergleich einen Gibson-Humbucker (eine Spezial-Version mit drei Magneten) und einen DiMarzio-Humbucker. Bei ihm kommen zur Feldführung zwei 6 cm lange und 1,6 mm dicke Eisenklingen zum Einsatz, die in 7,5 mm Abstand quer zu den Saiten verlaufen. Schmale **Polklingen** anstelle von Schrauben oder Stiften wurden schon sehr früh von Willi Lorenz Stich, alias Bela Lorentowsky, alias Billy Lorento, alias **Bill Lawrence** verwendet, danach tauchen sie bei Joe-Barden-Tonabnehmern auf, und inzwischen werden sie auch von Seymour Duncan und DiMarzio angeboten – und von vielen Gitarristen allein wegen ihres Aussehens rigoros abgelehnt.

Abb. 5.2.3: Gibson 'Super'-Humbucker [nach Lemme] mit drei Magneten, und DiMarzio-Humbucker mit zwei Metall-Klingen. Der in der L6S verbaute Super-Humbucker hatte allerdings Koaxialspulen [Billlawrence.com].

Durch **unterschiedliche Bauform** der beiden Spulen (**Abb. 5.2.4**) werden vor allem Induktivität und Güte beeinflusst. Humbucker mir zwei identisch aufgebauten Spulen verfolgen das Ziel, Störfelder möglichst breitbandig auszulöschen. Unterschiede in Form und/oder Material der Polepieces, in Drahtdurchmesser und/oder Windungszahl ermöglichen hingegen, die Auslöschung auf bestimmte Frequenzbereiche zu beschränken (i.d.R. auf den Bereich tiefer Frequenzen), und die Übertragungsfunktion im restlichen Bereich zu modifizieren. Das typische Humbucker-Interferenzloch (Kap. 2.8.3) lässt sich hiermit verschieben und/oder abmildern. Die genaue Berechnung des Übertragungsverhaltens ist kompliziert, weil die beiden Spulen magnetisch (und ggf. sogar in nicht vernachlässigbarem Umfang kapazitiv) gekoppelt sind. Diese Kopplungen sind auch zu berücksichtigen, wenn nur eine Spule des Humbuckers angeschlossen ist (**HB im SC-Modus**, Split-Operation). Die Magnetpole (bzw. Polepieces) der nicht benützten Spule erzeugen trotzdem ein magnetisches Wechselfeld, das teilweise auch die benützte Spule durchdringt und hier eine Spannung induziert.

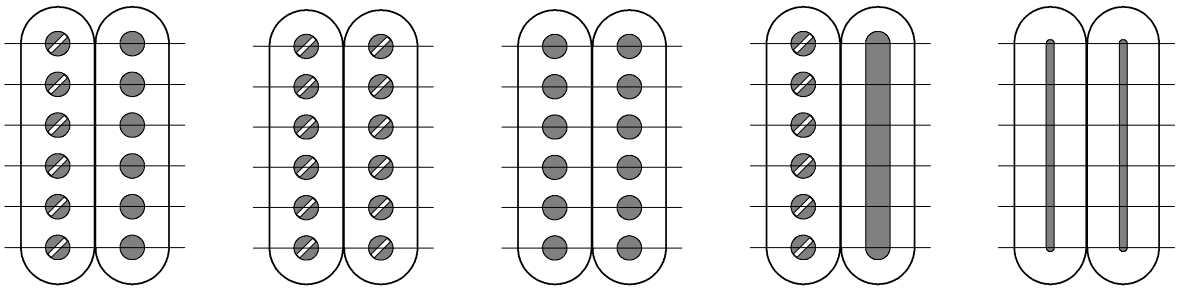


Abb. 5.2.4: Verschiedene Humbucker-Bauformen.

© M. Zollner 2002

5.3 Brummkompensierte Singlecoils

Magnettonabnehmer wandeln magnetische Wechselfelder in elektrische Wechselspannungen um. Stammen die Magnetfelder von einem Transformator, einem Elektromotor, einem Monitor mit magnetischer Ablenkung oder ähnlichen Magnetfeldquellen, wird natürlich auch gewandelt – woher sollte der Tonabnehmer schon wissen, dass es sich hierbei um unerwünschte Signale handelt. Eine Möglichkeit, diese Störsignale abzuschwächen, erläutert Kap. 5.2; einen anderen Weg zeigen die sog. "**stacked Singlecoils"**, die auch "stacked Humbucker" oder "Koaxial-Humbucker" heißen. Von den Saiten aus betrachtet sieht so ein Tonabnehmer wie ein normaler Singlecoil aus, im Innern stecken aber *zwei* Spulen – deshalb ist die Bezeichnung *Single*coil nicht ganz korrekt. Oder vielleicht doch, weil ja nur *eine* Spule die Saitenschwingung aufnimmt; die andere Spule kompensiert die Brummspannung. Deswegen eben auch Humbucker – aber speziell, nämlich koaxial.

Koaxial bedeutet, dass beide Wicklungen dieselbe Achse haben; sie liegen aber nicht (mit unterschiedlichem Wicklungsdurchmesser) in derselben Ebene, vielmehr sind zwei gleichartige Spulen übereinander 'gestapelt' (= stacked): Eine näher an den Saiten, eine weiter entfernt. In Kap. 5.4.3 wird gezeigt, dass der magnetische *Wechsel*fluss nur in Saitennähe kreist, den Magnet also nicht zur Gänze mit gleicher Stärke durchdringt. Deshalb nehmen auch nur die saitennahen Windungen der Wicklung einen nennenswerten Anteil des Wechselflusses auf. Ganz andere Verhältnisse ergeben sich beim **Störfeld** einer externen Störquelle: Dessen nahezu parallele Feldlinien durchdringen die ganze Wicklung, und induzieren somit in jeder Windung in etwa dieselbe Spannung[♣], unabhängig vom Abstand zur Saite. Wenn man nun die Wicklung in eine saitenzugewandte und eine saitenabgewandte Hälfte teilt, und diese beiden Teilwicklungen gegenphasig zusammenschaltet, wird die Störspannung kompensiert, während die Nutzspannung nur wenig abgeschwächt wird.

Gegenüber dem nichtkompensierten Singlecoil-Tonabnehmer weist der Koaxial-Humbucker mehrere Unterschiede auf: Er brummt zwar nicht, braucht aber mehr Platz und klingt anders. Der Platzbedarf schafft selten echte Probleme, die andersartige Übertragungscharakteristik ist hingegen Nährboden jahrelanger Diskussionen. Zur Verdeutlichung der Zusammenhänge ist das Aufteilen der Tonabnehmer in zwei Gruppen hilfreich: Lange, schlanke Wicklungen (wie z.B. beim Stratocaster-Tonabnehmer), und breite, flache Wicklungen (z.B. P-90, **Abb. 5.3.1**).

Abb. 5.3.1: Singlecoil-Tonabnehmer mit unterschiedlicher Wicklungsform.

Die Wicklung des in Abb. 5.3.1 dargestellten Stratocaster-Tonabnehmers sei auf halber Höhe geteilt, so dass sich zwei Spulen ergeben. Die hierin induzierten Spannungen teilen sich aber nicht im Verhältnis 50:50, sondern wegen der ortsabhängigen Wechselflussdichte 75:25. Die in der saitennahen (oberen) Wicklung induzierte Spannung ist dreimal so groß wie die der unteren. Schaltet man nun die beiden Wicklungshälften zur Brummkompensation *gegenphasig* zusammen, erniedrigt sich die von der Saitenschwingung induzierte Spannung auf die Hälfte, der Tonabnehmer ist leiser als ein umkompensierter Singlecoil.

[♣] Die Windungs-Induktionsspannung hängt von *dB*/*dt* und von der Windungsfläche ab.

© M. Zollner 2002

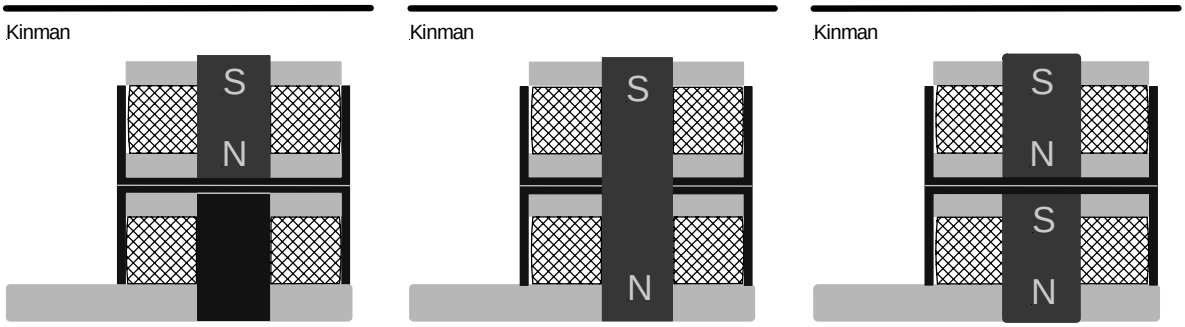
Aber nicht nur die Lautstärke ändert sich, auch das Klangspektrum wird beeinflusst, weil die Phasenumkehr die Tonabnehmer-Induktivität verkleinert. Die **Induktivität** ist der Quotient aus Spulenfluss und Strom [z.B. 18]. Wären die beiden gegenphasig zusammengeschalteten Spulenhälften am selben Ort, was nur als Gedankenexperiment funktioniert, so würde ein durch diese Spulen fließender Erregerstrom gar kein Magnetfeld erzeugen; die Induktivität dieser 'bifilar' gewickelten Spule wäre null. In Wirklichkeit sind die beiden Spulenhälften an zwei verschiedenen Orten, ihre (vom Erregerstrom verursachten) Magnetflüsse kompensieren sich nicht vollständig, die Induktivität ist nicht null, aber kleiner als bei gleichphasiger Zusammenschaltung. Kleinere Induktivität bedeutet höhere Resonanzfrequenz (Kap. 5.9), so dass als Fazit festzustellen ist: Durch die Phasenumkehr klingt der Tonabnehmer (bzw. die Gitarre) leiser, dünner, höhenbetonter. Ob dies als Vor- oder Nachteil empfunden wird, ist eine Frage der individuellen Wertung. Häufig erfolgt aber ein direkter Vergleich mit dem nichtkompensierten Original, und dann lautet das vernichtende Urteil: Die Brummkompensation macht den Sound kaputt.

Die bisherigen Betrachtungen haben zwei Effekte der Phasenumkehr gezeigt: Schwächere Ausgangsspannung, und kleinere Induktivität. Einfache Abhilfemaßnahmen hiergegen sind: Erhöhte Windungszahl, und bessere Entkopplung der beiden Spulenhälften. Die Kopplung wird vor allem vom räumlichen Abstand und der **Permeabilität** des Spulenkerns bestimmt. Durchgehende Weicheisen-Polstücke sind wegen ihrer eher hohen Permeabilität diesbezüglich ungünstig, die eher niedrige Permeabilität üblicher Tonabnehmermagnete vermindert hingegen die Kopplung der beiden Spulenfelder, und verringert dadurch die Nachteile der Phaseninversion. Eine noch bessere Entkopplung wird durch eine Metallplatte hoher Permeabilität erreicht, die als flussleitendes Joch die beiden Spulenhälften trennt. Optional kann diese Platte auch u-förmig gebogen sein. Mit magnetischer Entkopplung und erhöhter Windungszahl erreichen Koaxial-Humbucker ein ähnliches Übertragungsverhalten wie Singlecoils. Völlige Identität ist hingegen physikalisch unmöglich: Die räumliche Verteilung des Magnetflusses (incl. aller Skineffekte) ist anders, und durch die (um 50% und mehr) erhöhte Windungszahl verändert sich der Gleichspannungswiderstand. Der nicht nur bei 0 Hz wirkt, sondern die Resonanzüberhöhung beeinflussen kann (Kap. 5.9).

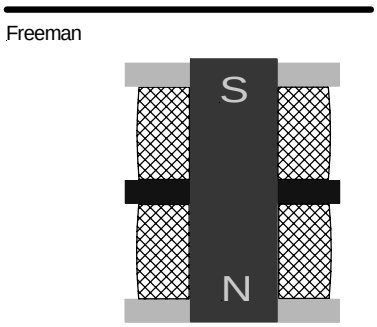
Bei Tonabnehmern, die in der Art des **P-90** aufgebaut sind (Abb. 5.3.1), ist die eben dargestellte Spulenaufteilung nicht so zweckmäßig: Die Spule ist flacher als beim Stratocaster-Tonabnehmer, und liegt deshalb (mit beiden Hälften) näher an der Saite, d.h. im magnetischen Wechselfeld. Außerdem sorgen die 6 Polschrauben für eine relativ starke Kopplung aller Windungen. Deshalb (?) hat Gibson im **P-100** nicht die vorhandene Spule aufgeteilt, sondern zur Brummkompensation eine zweite Spule unter die Magnete montiert, die nun gleichzeitig als magnetischer Schirm wirken. Eine Reihenschaltung der beiden Spulen hätte allerdings die sowieso schon ziemlich große Induktivität (ca. 7 H) verdoppelt, und die Resonanzfrequenz um ca. 30% erniedrigt, was anscheinend unerwünscht war. Deshalb sind beim P-100 die beiden Spulen nicht in Reihe, sondern (gegenphasig) parallel geschaltet. Natürlich ergeben sich auch hieraus Konsequenzen: Die Resonanzfrequenz ist nun höher als beim P-90. Die Musiker waren offensichtlich nicht begeistert, die Produktion wurde eingestellt.

In **Abb. 5.3.2** sind Querschnitte bekannter Koaxial-Humbucker dargestellt. Fast alle haben Patentschutz zugesprochen bekommen. Amerikanischen Patentschutz, um genau zu sein. Die Frage nach der individuellen Erfindungshöhe würde wohl nur im pedantischen Old Europe gestellt werden.

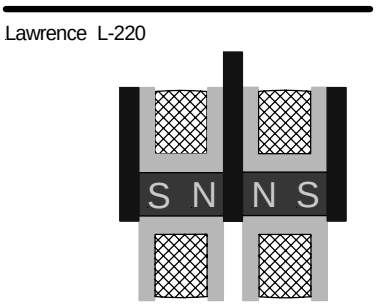
© M. Zollner 2002



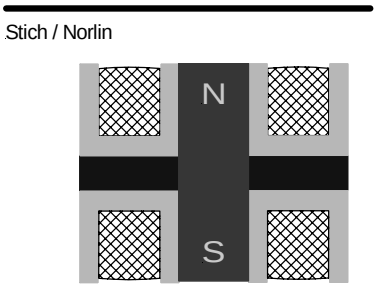
Kinman, 15.03.1996, US-Pat. Nr. 5668520, 5834999, 6103966.



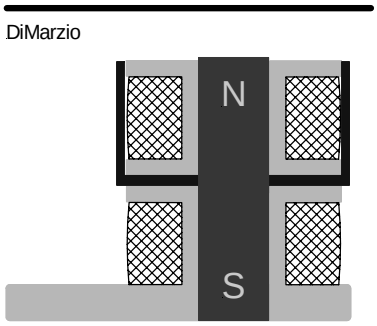
Freeman, 21.12.1970,
US-Pat. Nr. 3657461



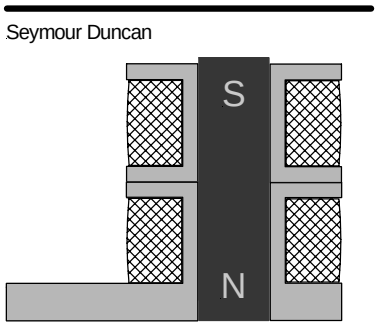
Bill Lawrence L-220. Die Spulenachsen verlaufen horizontal (Stich).



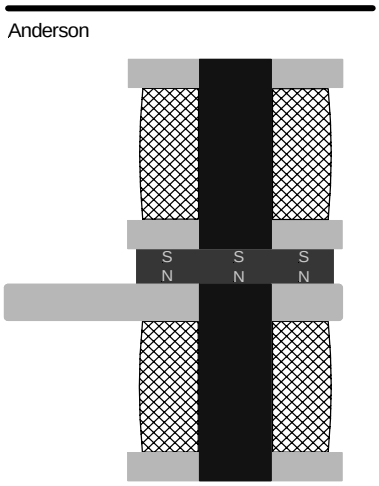
Stich, 05.08.1974, US-P. 3902394, horizontale Spulenachsen.



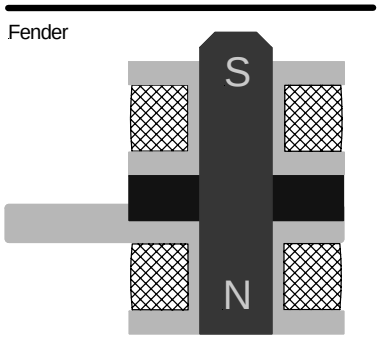
DiMarzio, 06.08.1982,
US-Pat. Nr. 4442749.



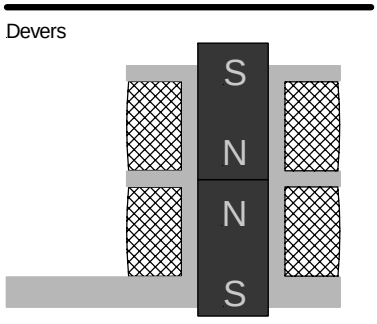
Seymour Duncan, 15.08.1983,
US-Pat. Nr. 4524667.



Anderson, 14.01.1991,
US-Pat. Nr. 5168117.



Fender, 28.01.1998,
US-Pat. Nr. 6291758



Devers, 17.05.1999,
US-Pat. Nr. 6846981

Abb. 5.3.2: Verschiedene Koaxial-Humbucker; das Datum ist der Tag der Patent-Anmeldung

© M. Zollner 2002

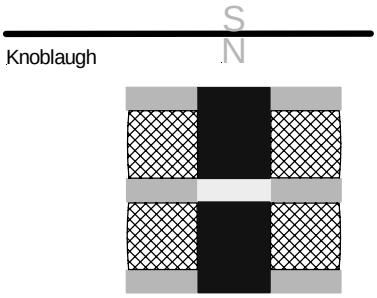


Abb. 5.3.3: Einer der ersten Koaxial-Humbucker, US-Pat. 2119584. Beide Wicklungen enthalten je einen Kern aus geschichteten Trafoblechen, die Kerne sind durch einen nichtmagnetischen Abstandshalter voneinander getrennt. Vor der Benutzung musste erst Gleichstrom durch die obere Wicklung geschickt werden, um die Saiten zu magnetisieren. Tag der Patent-Anmeldung: 9.12.1935.

Dass Gibson nicht der Erfinder[♣] des Humbucking-Prinzips ist, zeigt **Abb. 5.3.3**: Schon vor dem berühmten PAF gab es die richtungsweisende Idee, zwei gegenphasige Spulen zusammenzuschalten. Und Seth Lover, Gibsons Humbucker-Entwickler, war über konkurrierende Tonabnehmer-Entwicklungen informiert: *"People had been working on double coil pickups since the 1930s [13]"*. Schon 1935 meldet Arnold **Lesti** einen Tonabnehmer mit zwei nebeneinanderliegenden Spulen zum US-Patent an (2026841 = Re.20070) und beschreibt das Interferenzprinzip: *"And since these coils are wound in opposite directions, the interfering stray currents are neutralized"*. Und bereits dem 1929 von Gerald **Tuininga** eingereichten US-Patent (1838886) kann man den Versuch unterstellen, durch Verwendung zweier Spulen Störungen zu Kompensieren: "*The advantage of using this style of transmitter is that no other electric current caused by foreign sound or vibration can in any way enter into the circuit"*. Im Jahre 1929 umfassten Patentbeschreibungen wie diese nur etwas mehr als eine DIN-A4-Seite (bzw. "Letter-Format"), da darf man nicht jedes Wort und jeden Strich auf die Nugget-Waage legen, denn: der in der Patentbeschreibung enthaltene Stromlaufplan scheint falsch gezeichnet zu sein. Hätten die beiden Spulen tatsächlich gleichen Wickelsinn, würden sich die Nutzsignale auslöschen, und die Störsignale verdoppeln. Polt man aber eine der beiden Spulen um – und nur so konnte es damals im Versuchsaufbau realisiert gewesen sein – erhält man einen funktionierenden Humbucker. Der allerdings von einem Elektromagnet mit zugehöriger Batterie befeuert werden musste. Dass dies heute nicht mehr erforderlich ist, verdanken wir Erfindern wie **Seth Lover** (Patentanmeldung 1955). Oder **Leo Fender**, der seinen Humbucker 1956 zum Patent anmeldete. Oder **Ray Butts**, der seinen Gretsch-Humbucker 1957 zum Patent anmeldete. Oder **Oskar Vierling**, der schon 1927 beim Deutschen Patentamt (in Berlin) das Grundprinzip des elektromagnetischen Saiten-Tonabnehmers veröffentlichte.

Ob **Bill Lawrence** schon 1948 den "vermutlich ersten Humbucker der Welt" fertigte, wie Day et al. das annehmen, ist fraglich. Möglich wär's, Lawrence ist 1931 geboren. Er selbst nennt auf seiner Homepage aber 1965 als Beginn seiner Unternehmer-Tätigkeiten: "Electrosounds in Munich, Germany". Damals hieß Bill Lawrence noch Willi Lorenz Stich, und einer seiner Partner war Jzchak Wajcman. Derselbe Jzchak, der Lawrence später in eine $ 1.156.250,00 Pleite treiben sollte [Guitar Player, September 1979, zitiert in billlawrence.com]. Der heilige Lorenz, alias Laurenz, alias Laurentius wurde übrigens "auf einem eisernen Rost verbrannt". Glück gehabt, Bill!

[♣] Gibson bezeichnet sich in der Saiten-Werbung ja auch nur als "Die Erfinder des Humbuckers". Und nicht als "Die Erfinder des Humbucking-Prinzips".

© M. Zollner 2002

5.4 Tonabnehmer-Magnetfeld

5.4.1 Statisches Magnetfeld ohne Saite

Die schwingende Gitarrensaite erzeugt eine Änderung des magnetischen Flusses, wodurch in der Tonabnehmerwicklung eine elektrische Spannung induziert wird. In der Terminologie der Systemtheorie ist diese Änderung ein *dynamischer* (d.h. zeitabhängiger) Vorgang, der einem *statischen* Magnetfeld überlagert ist. Die Wechselflüsse sind ziemlich klein, und erreichen selbst bei stark angeschlagener Saite nur etwa 1% des statischen Gleichanteils.

Ursache des Magnetfeldes ist ein **Permanentmagnet**, der im Tonabnehmergehäuse unterhalb der Saite montiert ist. Beim typischen Fender-Tonabnehmer (z.B. Stratocaster) wird die Stirnseite eines axial magnetisierten Zylindermagneten bis auf wenige Millimeter an die Saite angenähert, beim Gibson-P90 liegt ein Balkenmagnet unterhalb der Tonabnehmerspule; zur besseren Feldfokussierung durchdringen hierbei ferromagnetische Schrauben die Spule und leiten den Magnetfluss zur Saite. Es ist naheliegend, die Stärke des statischen Magnetfeldes auszumessen, da hiervon die Effizienz der mechanoelektrischen Übertragung abhängt: Ohne Magnetfeld keine induzierte Spannung. Oder anders ausgedrückt: Je stärker das Magnetfeld, desto "lauter" der Tonabnehmer. Ganz so einfach sind die Zusammenhänge allerdings nicht: Neben der absoluten Stärke des Magnetfeldes ist auch dessen räumliche Verteilung von Bedeutung, außerdem übt das statische Magnetfeld Anziehungskräfte auf die Saite aus, die das Schwingungsverhalten beeinflussen – deshalb sind besonders starke Magnete nicht generell wünschenswert.

Zum Ausmessen eines statischen Magnetfeldes ist eine **Hallsonde** (EDWIN HALL) geeignet. Hierbei handelt es sich um ein kleines Halbleiterplättchen, in dem eine magnetfeldabhängige elektrische Spannung erzeugt wird. Die effektive Messfläche hat ca. 0,4 mm Durchmesser. Für die im Folgenden beschriebenen Messungen wurde eine derartige Hallsonde durch einen Spindelantrieb längs einer geraden Linie bewegt; gleichzeitig wurde die feldproportionale elektrische Mess-Spannung aufgezeichnet. Die Vorschubrichtung war entweder parallel zur Saitenachse, oder orthogonal hierzu. Durch paralleles Verschieben der Hallsonden-Bahn konnte eine Fläche abgetastet werden.

Im Gegensatz zu den in der Akustik favorisierten Schalldruckmessungen handelt es sich bei der magnetischen Flussdichte nicht um einen Skalar, sondern um einen räumlichen **Vektor**. Das elektromagnetische Feld ist ein Vektorfeld, bei dem zu jedem (dreidimensionalen) Raumpunkt dreidimensionale Feldgrößen gehören. Eine Hallsonde misst jedoch nur die zu ihrem Flächenvektor parallele Flussdichtenkomponente, für eine vollständige Feldbeschreibung müssten deshalb drei zueinander orthogonale Hallsonden verwendet werden. Aber: Bei gleichzeitiger Messung aller drei Raumkomponenten stören sich die Sonden gegenseitig, bei sequentieller Messung ist die Positioniergenauigkeit problematisch. Um den Mess-Aufwand in Grenzen zu halten, wurde hauptsächlich die **Axialkomponente** gemessen; Achse ist hierbei die Zylindermagnetachse bzw. die Schraubenachse, also nicht die Saitenachse. Anders ausgedrückt: Die Hallsonde liegt parallel zum Griffbrett der Gitarre und misst die griffbrettnormale Magnetfeldkomponente. In der Nähe des Magnetpols erhält man Flussdichten zwischen 10 – 100 mT, mit größer werdendem Abstand nimmt B rasch ab. **Abb. 5.4.1** vermittelt einen Eindruck vom Feldverlauf über der Polplatte. Es muss aber immer bedacht werden, dass ein Tonabnehmer ohne Saite wenig Sinn macht; der Feldverlauf mit Saite ist der wichtigere – aber auch der wesentlich schwerer bestimmbare.

© M. Zollner 2002

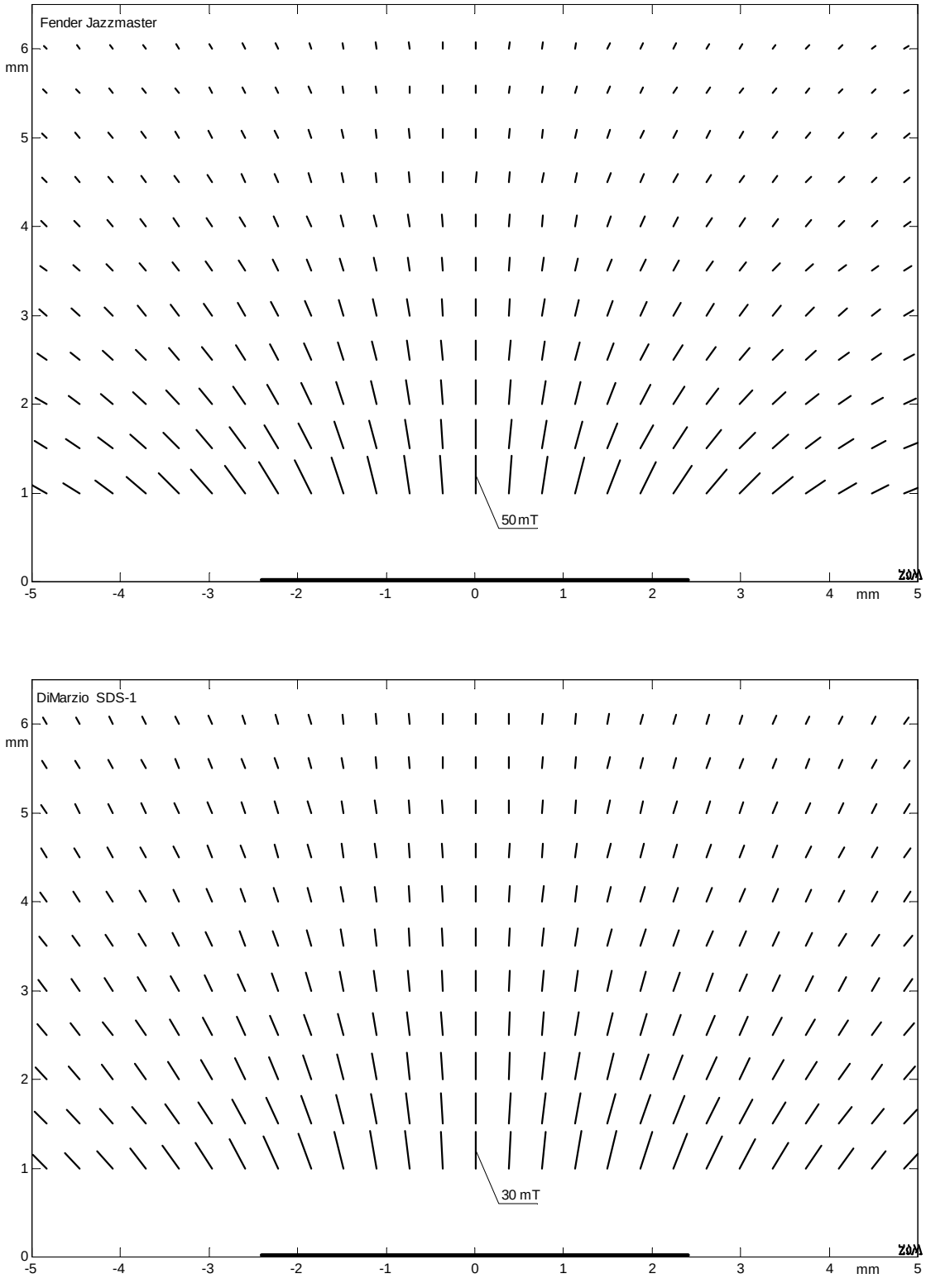


Abb. 5.4.1: Feldvektoren über dem Magnetpol, keine Saite im Feld (Messwerte). Beim Jazzmaster-Tonabnehmer (oben) divergiert das Feld stärker als beim SDS-1 (unten). Länge und Richtung der Striche geben Stärke und Richtung der magnetischen Flussdichte an, die in Millimeter skalierten Koordinaten beziehen sich auf die Mitte der Polplatte (als dicke Linie am unteren Bildrand eingezeichnet). Für diese Darstellung wurden nacheinander die Abszissen- und Ordinatenkomponente des *B*-Vektors in d = 1:0,5:6 mm Distanz zum Magnetpol gemessen.

© M. Zollner 2002

Die in Abb. 5.4.1 eingezeichneten kleinen Striche geben mit ihrer Richtung und Länge den Feldverlauf an. Da es sich um ein Feld im Medium Luft handelt, ist sowohl der *B*- als auch der *H*-Verlauf bestimmbar: $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$. Das magnetische Feld ist ein **Wirbelfeld**; seine Flusslinien (Feldlinien) sind geschlossene Linien, ohne Anfang und Ende. Trotzdem ist auch die Darstellung als **Punktquellenfeld** gebräuchlich; hierbei handelt es sich aber um eine grobe Vereinfachung. Bei der Punktquellen-Näherung denkt man sich den Magnetfluss von einer punktförmigen Quelle kommend, die auf der Magnetzylinderachse im Innern des Magneten liegt; eine erste Näherung für den Abstand dieses Punktes zur Stirnfläche ist der Zylinderradius. Von dieser Quelle ausgehend divergiert der Magnetfluss gleichmäßig nach allen Richtungen. Da die Oberfläche einer zu diesem Quellpunkt konzentrischen Kugel mit wachsendem Radius quadratisch zunimmt, muss die radial gerichtete Fluss*dichte* quadratisch abnehmen ($B \sim 1/r^2$). In **Abb. 5.4.2** sind Messergebnisse für die auf der Magnetachse ermittelten Flussdichte dargestellt; die Hallsonde bewegte sich hierfür axial von der Polplatte weg.

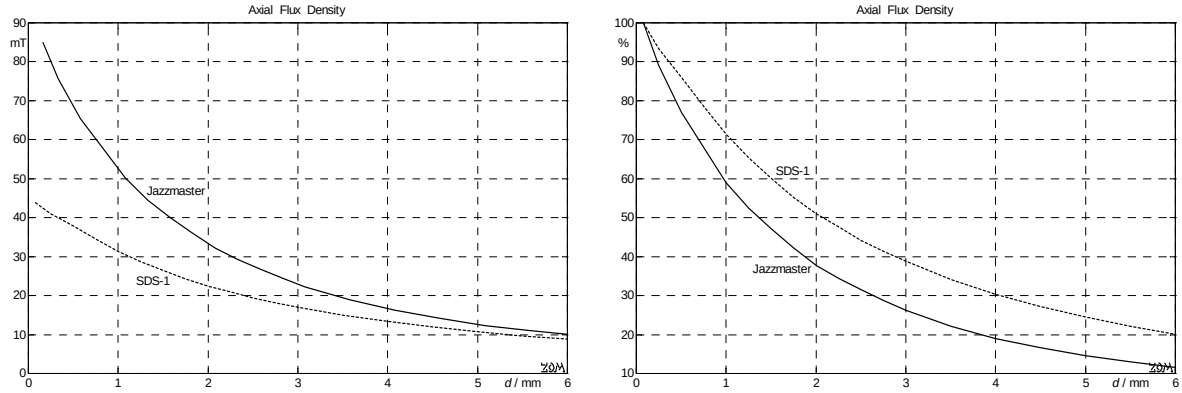


Abb. 5.4.2: Axiale Flussdichte in absoluter (links) bzw. relativer Darstellung. *d* = Abstand zur Polplatte.

Das Feld des Jazzmaster-Tonabnehmers ist gegenüber dem des SDS-1 absolut größer, nimmt aber schneller ab. Sofern es sich hierbei um eine Abnahme nach einem Potenzgesetz handelt, muss bei doppellogarithmischer Darstellung eine Gerade entstehen. **Abb. 5.4.3** zeigt $\log(B/B_0)$ über $\log[(d+\Delta)/d_0]$; die Abszisse ist aber für *d* skaliert, nicht für $d+\Delta$. B_0 und d_0 sind Bezugswerte für die Logarithmen (die ja dimensionslos sein müssen). Δ ist die Tiefe der Magnetquelle, beim SDS-1 ist Δ = 4.7 mm, beim Jazzmaster-Tonabnehmer Δ = 3 mm.

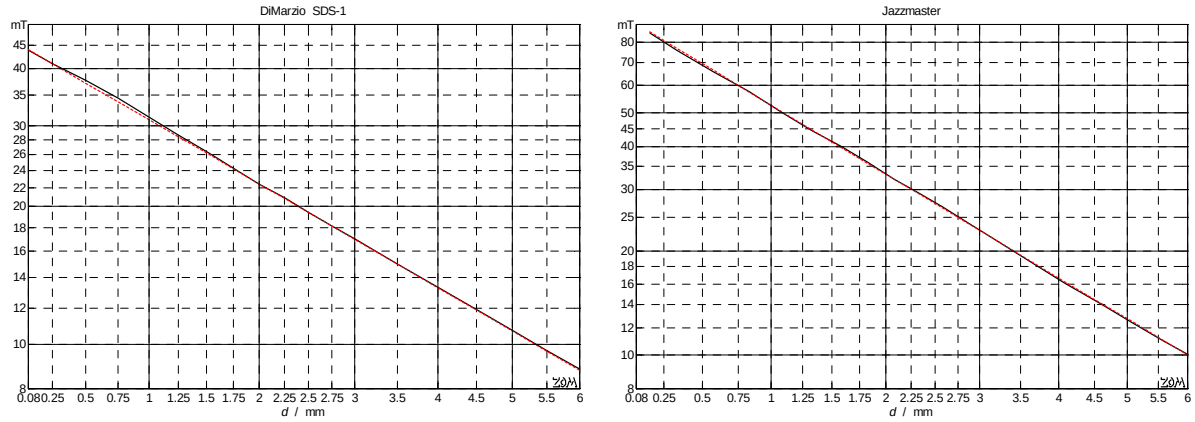


Abb. 5.4.3: Wie Abb. 5.4.2, aber in doppellogarithmischer Teilung (Messwerte ——, $1/r^2$-Abnahme -----).

© M. Zollner 2002

Die in Abb. 5.4.3 dargestellten Messergebnisse liegen fast perfekt auf den eingezeichneten Geraden, die $1/r^2$-Abhängigkeit wird in diesem Entfernungsbereich gut approximiert. Hierbei ist aber zu berücksichtigen, dass nur Messwerte längs der Magnet-Achse dargestellt werden; hingegen kann Abb. 5.4.1 entnommen werden, dass sich die Verlängerungen der Feldvektoren eben nicht alle in *einem* Quellpunkt schneiden – die Punktquellennäherung erreicht hierbei ihre Gültigkeitsgrenze.

Beim **Humbucker** sind *beide* Magnetpole nahe an den Saiten angeordnet, es entsteht ein Dipolfeld (**Abb. 5.4.4**). Direkt vor einer Polplatte (Stift = Slug, Schraube = Screw) ergibt sich ein ähnlich rotationssymmetrisches Feld wie bei Abb. 5.4.1, Abstandsabhängigkeit siehe **Abb. 5.4.5.** Im Bereich zwischen den Polplatten (Bildmitte) bewirkt die Überlagerung der gegenphasigen Felder eine Kompensation der vertikalen Feldkomponenten; der Magnetfluss verläuft hier horizontal, d.h. saitenparallel.

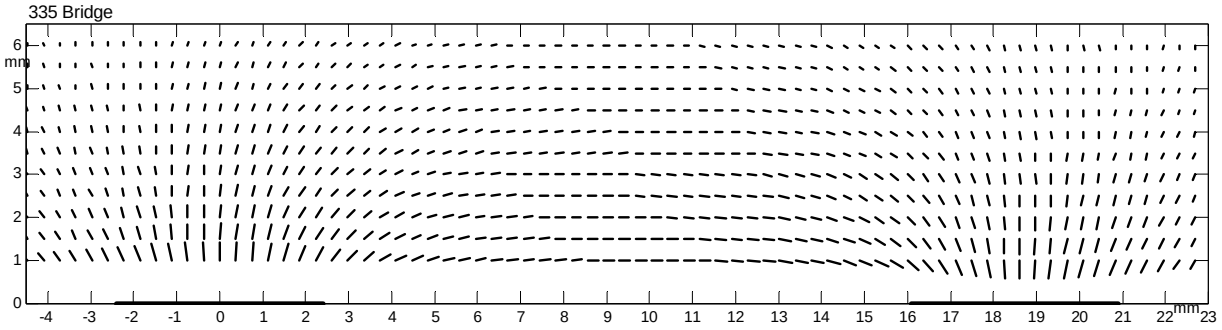


Abb. 5.4.4: Dipolfeld eines Humbuckers (Gibson ES 335). Die Schraube (rechter Pol) ist Südpol. Ohne Saite.

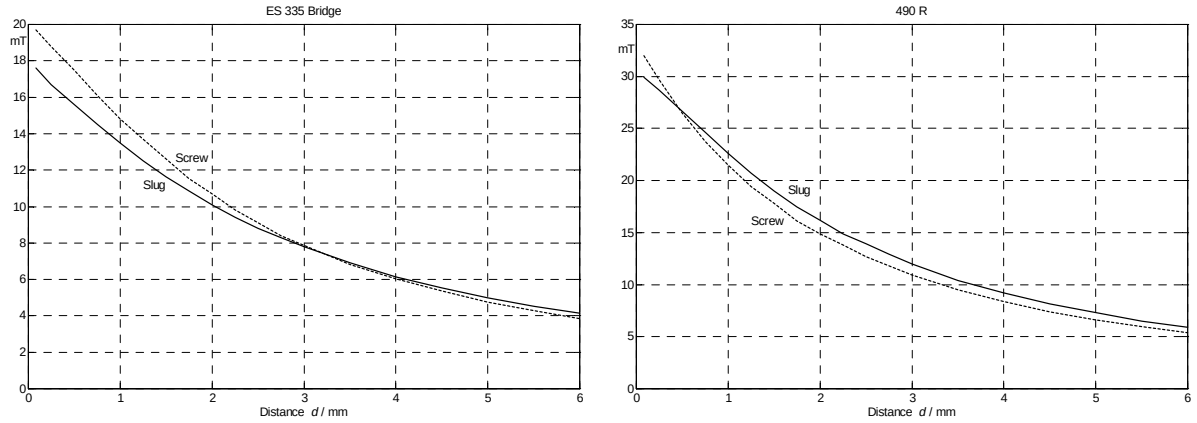
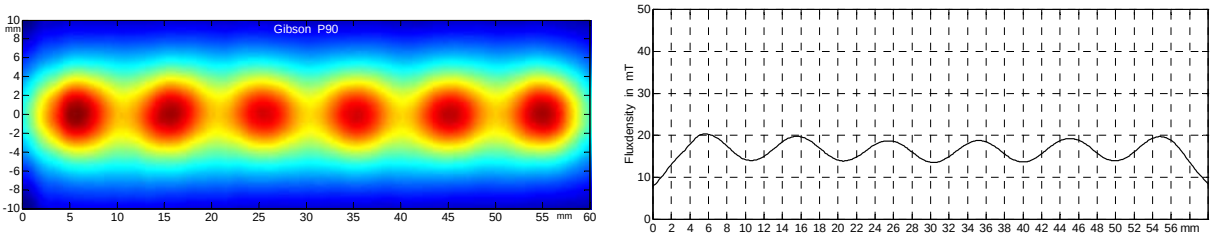


Abb. 5.4.5: Betrag des Vertikalfeldes, auf der Magnetachse gemessen. Die Distanzabhängigkeit ist in guter Näherung eine $1/r^2$-Funktion. ES335: Δ_{Slug} = 5,1 mm, Δ_{Screw} = 4,0 mm. 490R: Δ_{Slug} = 4,1 mm, Δ_{Screw} = 4,0 mm

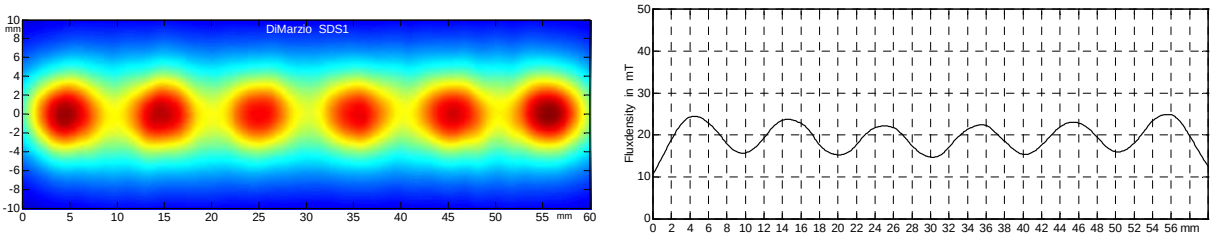
Magnetfelder sind **Vektorfelder**; die vollständige Beschreibung des *B*-Feldes würde die räumliche Darstellung aller drei *B*-Koordinaten erfordern – mit zweidimensionalen Bildern nicht realisierbar. Um trotzdem einen Eindruck von den Feldverteilungen vermitteln zu können, sind im Folgenden **Farbfluxogramme** dargestellt. Hierfür wurde die *axiale* Komponente des *B*-Vektors (entspricht in Abb. 5.4.1 der vertikalen Komponente) mit einer Hallsonde in 2 mm Distanz zur Polplatte gemessen und farblich kodiert aufgezeichnet. Bei den Singlecoils sind Bereiche mit kleiner Flussdichte blau dargestellt; bei den Humbuckern bedeutet blau hingegen starke negative Flussdichte.

© M. Zollner 2002

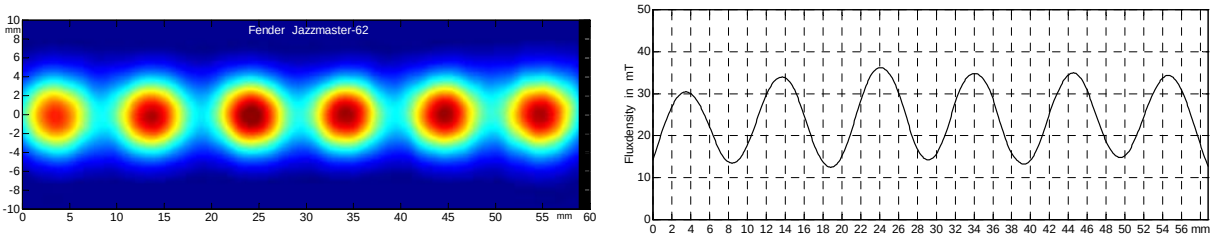
a) Axiale Magnetflussdichte bei Singlecoil-Tonabnehmern:



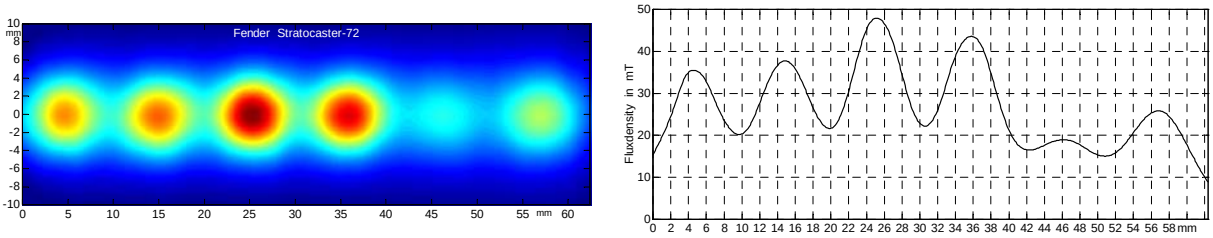
Gibson P-90, Balkenmagnet + Polschrauben



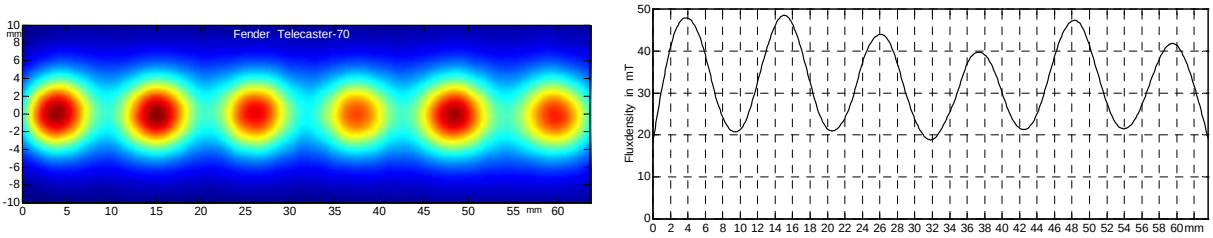
DiMarzio SDS-1, Balkenmagnet + Polschrauben



Fender Jazzmaster, Zylindermagnete

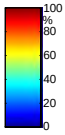


Fender Stratocaster, Zylindermagnete unterschiedlicher Länge



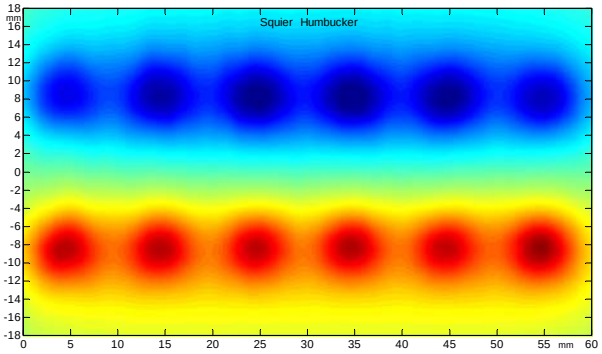
Fender Telecaster (Steg), Zylindermagnete + Metallplatte

Abb. 5.4.6: Die linke Spalte zeigt die Verteilung der normierten axialen Flussdichte in der Saitenebene. Die Farbskalierung ist im rechts angegebenen Farbbalken dargestellt.
Die rechte Spalte zeigt die absoluten axialen Flussdichten 2 mm über den Polplatten. d = 2mm.

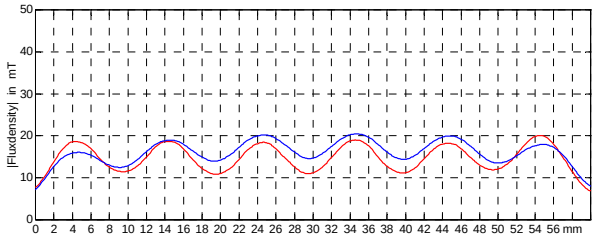


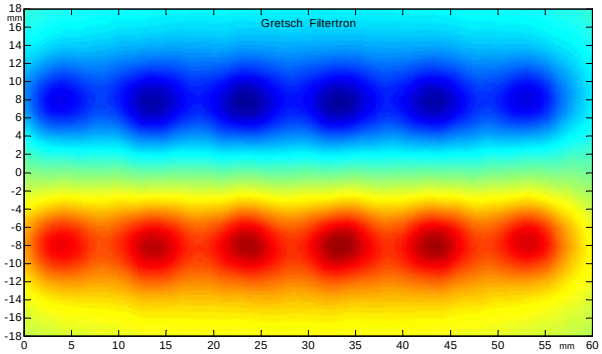
© M. Zollner 2002

b) Axiale Magnetflussdichte bei Humbucker-Tonabnehmern:

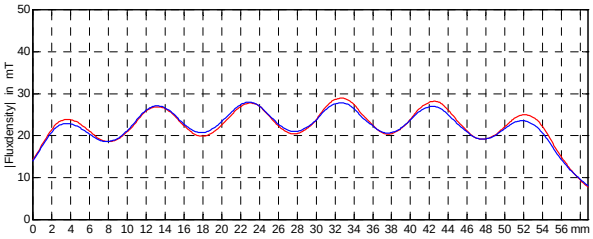


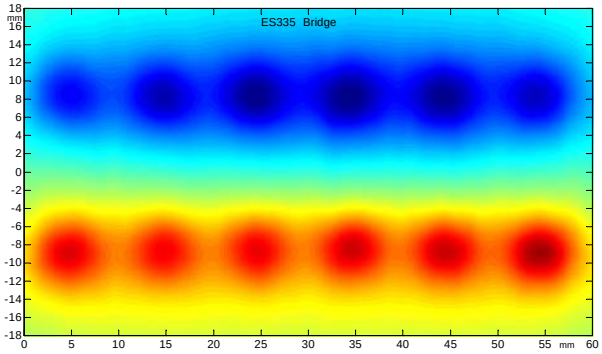
Squier Humbucker
Balkenmagnet, 6 Polschrauben, 6 Polstifte



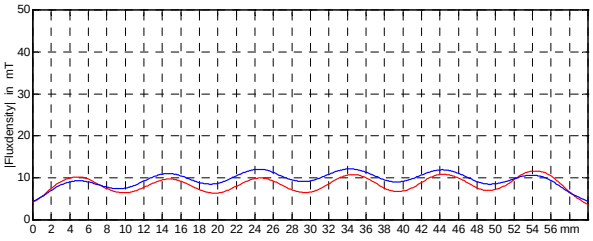


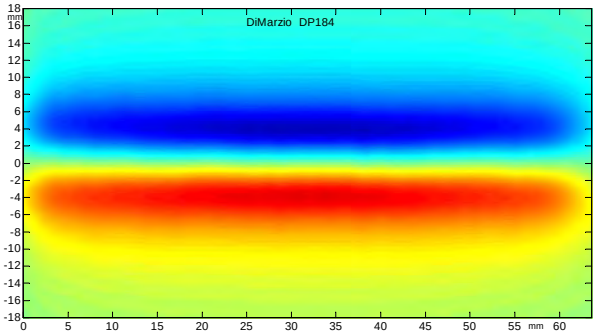
Gretsch Filtertron
Balkenmagnet, 12 Polschrauben





Gibson ES335, (square window)
Balkenmagnet, 6 Polschrauben, 6 Polstifte





DiMarzio DP184
Balkenmagnet, 2 Polklingen

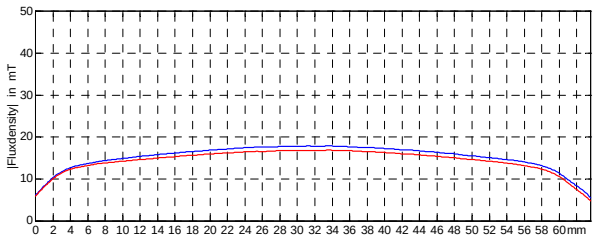
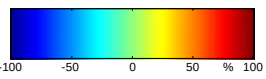


Abb. 5.4.7: Normierte axiale Flussdichte (links), Betrag der absoluten Flussdichte (rechts). Bipolare Farbskalierung (Farbbalken rechts unten). d = 2mm



© M. Zollner 2002

In **Abb. 5.4.6 und 5.4.7** ist die axiale Komponente des statischen Magnetflusses (gemessen ohne Saite) dargestellt, also der senkrecht zur Gitarrendecke verlaufende Fluss. Hierbei könnte der Eindruck entstehen, dass der Jazzmaster-Tonabnehmer ein stärker gebündeltes Feld erzeugt als der P-90. Das Gegenteil ist der Fall: Eine (örtlich) schnelle Abnahme der Axial-Komponente bedeutet ein stark divergierendes Feld. Beim Jazzmaster-Tonabnehmer nimmt in 2 mm Höhe (Abb. 5.4.1) die vertikale (= axiale) Feldkomponente bei horizontaler Verschiebung des Messpunktes schnell ab, weil sich die Feldrichtung stark ändert.

Besondere Bedeutung sollte man der Magnetfeldgeometrie aber nicht beimessen. Sobald eine Stahlsaite vor die Polplatte gebracht wird, ändert sich der statische Magnetfluss, und wenn die Saite zu schwingen anfängt, ergeben sich wieder ganz neue Feldbilder (Kap. 5.4.3). Messungen des statischen Magnetfeldes werden eigentlich nur gemacht, um Hinweise auf den bzw. die verwendeten Magneten zu bekommen. Und auch da sollte nur grob klassiert werden: Sehr stark (50 – 60 mT), stark (40 – 50 mT), mittel (30 – 40 mT), schwach (20 – 30 mT) und sehr schwach (< 20 mT); alle Werte in 2 mm Abstand gemessen. Die angegebenen Klassengrenzen sind natürlich sehr subjektiv – wer möchte, kann auch mit nur 5 mT Intervallgröße arbeiten. Eine wesentlich feinere Abstufung ist aber nicht sinnvoll: Die Messwerte hängen doch ziemlich stark von der Messposition ab, ggf. können Justierschrauben verdreht werden, die Messdistanz kann bei schief eingebauten Magneten und verbogenen Trägerplatten auf verschiedene Arten definiert werden, die 6 Magnete eines Tonabnehmers ergeben unterschiedliche Flussdichten – da kann man nur versuchen, nach bestem Wissen einen **Mittelwert** anzugeben.

In der nachfolgenden **Tabelle** sind Gleichfeld-Messwerte aufgelistet, jeweils in 2 mm Distanz über der Polplatte (Stift bzw. Schraube bzw. Klinge) ohne Saite gemessen. Die Messung erfolgte mit einem Hall-Sensor (Bell Technologies Inc., Model 5060, Gauss/Tesla Meter). Die Messfehlergrenze wird vom Hersteller mit ± 4% angegeben, das ist ausreichend genau; der durch Positionier-Ungenauigkeit hervorgerufene Fehler ist in der Regel größer. Somit macht es im Rahmen der hier vorgestellten Messergebnisse keinen Sinn, den Duncan APTL-1 mit seinen 36 mT gegenüber dem Jazzmaster-Tonabnehmer (33 mT) als "stärker" anzusehen.

© M. Zollner 2002

Tonabnehmer	**§)**	
Fender Telecaster Texas special (Bridge)		
Fender Telecaster-70 (Bridge)		
Fender Stratocaster (USA Standard, Middle)		
Rickenbacker (Toaster-Pickup)		
Fender Noiseless Stratocaster (Neck)		
Fender Stratocaster (USA Standard, Neck)		
Fender Stratocaster (USA Standard, Bridge)		
Fender Stratocaster-72		
Fender Jaguar (Neck)		
Fender Telecaster-73 (Bridge)		
Duncan SSL-1 (Strat-Type)		
Duncan APTL-1 (Telecaster-Type Bridge)		
Fender Jazzmaster-62 (Neck)		
Fender Jazzmaster-62 (Bridge)		
Schaller		
Fender Vintage Telecaster (Bridge)		
"Telecaster"-Fake (Bridge)		
DiMarzio DP172 (Tele-Type Neck)		Mit Kappe
Rockinger Strat (Balkenmagnet)		
Fender Stratocaster (Balkenmagnet)		
DiMarzio SDS-1		
Duncan APTR-1 (Telecaster-Type Neck)		Mit Kappe
Fender Vintage Telecaster (Neck)		Mit Kappe
Lace-Sensor gold		
Gibson P90		
"Telecaster"-Fake (Neck)		Mit Kappe
Rockinger P90		
Ibanez Blazer (Strat-Type Type)		
Gretsch HiLoTron		
Gretsch Filtertron		
DiMarzio DP107 Megadrive		
Joe Barden (Strat-Type, Bridge)		
DiMarzio DP184		
Gibson Tony Iommi		Mit Kappe
Squier Humbucker		Ohne Kappe
Gibson Burstbucker Neck		Mit Kappe
Gibson Burstbucker Bridge		Mit Kappe
Gibson 490R		Ohne Kappe
Gibson ES 335 (Neck, 1968)		Ohne Kappe
Gibson 57 classic		Mit Kappe
Gibson ES 335 (Bridge, 1968)		Ohne Kappe

Tabelle: Statisches Tonabnehmer-Magnetfeld ohne Saite. + = Nordpol. Gemessen in 2 mm Abstand. (Orientierungswerte – die Messgenauigkeit ist nur mäßig).

§) Die Zahlenwerte bleiben der Druckversion vorbehalten

© M. Zollner 2002

5.4.2 Statisches Magnetfeld mit Saite

Magnettonabnehmer funktionieren nur mit ferromagnetischen Saiten. Ein großer Teil des aus der Magnet-Stirnseite (Polplatte) austretenden Magnetflusses dringt in die Saite ein, teilt sich nach beiden Richtungen, fließt einige Millimeter in der Saite, und verlässt sie wieder nach kurzer Distanz. **Abb. 5.4.8** zeigt den prinzipiellen Flussverlauf beispielhaft für einen zylinderförmigen **Alnico-Magnet**. In der neutralen Zone – das ist die Ebene, die den Magnet in zwei gleich große Zylinder teilt – beträgt die Flussdichte 0,63 T; bei 20 mm^2 Querschnittsfläche entspricht das einem Magnetfluss von 12,6 μWb. Ungefähr 50% des Flusses verlassen den Magnet durch den Zylindermantel, die restlichen 50% treten aus der Polplatte aus, und etwa die Hälfte hiervon fließt durch die Saite.

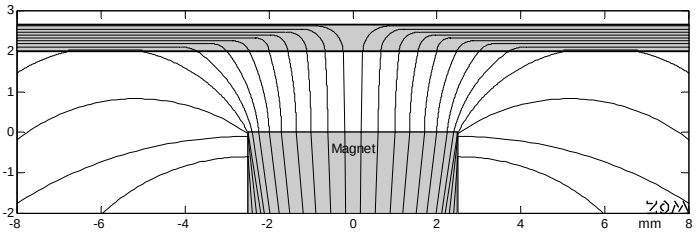


Abb. 5.4.8: Magnet, Saite, Flusslinien. Der Feldverlauf ist nicht exakt berechnet, sondern vereinfacht dargestellt.

Die direkte Messung des in der Saite fließenden statischen Magnetflusses ist nicht möglich, die Kontinuitätsbedingung ermöglicht aber Rückschlüsse auf den Axialfluss: Hierzu verschiebt man eine kleine, die Saite umschlingende Messspule axial entlang der Saite; die in ihr induzierte Spannung entspricht der axialen Flussänderung, die – aufintegriert – den Axialfluss ergibt. Die im Folgenden dargestellten Messungen erfolgten an einer D'Addario-Saite (Durchmesser = 0,66mm). Die Messspule bestand aus 64 Windungen CuL-Draht (∅ = 80μm), die auf 2 mm Länge mehrlagig so aufgewickelt waren, dass sich ein Innendurchmesser von 1 mm ergab. Diese Spule wurde – angetrieben von einem Synchronmotor – über einen Spindelantrieb mit 6,35 cm/s entlang einer 18 cm langen Saite verschoben. Auf halber Länge war ein Alnico-Magnet (∅ = 5 mm, Länge = 18 mm) rechtwinklig an die Saite angenähert, die lichte Weite (Distanz *d*) zwischen Saite und Magnet konnte verändert werden. Für die Messparameter entsteht ein unschöner Zielkonflikt: Die Spule soll möglichst klein sein, um mit guter Ortsauflösung messen zu können (selbst 2 mm Länge ist bei diesen Abmessungen ja schon relativ lang). Verkleinerung des Drahtdurchmessers verringert die Spulenabmessungen – aber auch die Motivation des Messenden, wenn zum wiederholten Mal die fast unsichtbaren Drähte abreißen; deshalb war der 80 μm CuL-Draht ein guter Kompromiss. Mit 64 Windungen blieb der Außendurchmesser der Spule so klein, dass nicht allzu viel Luftfeld mitgemessen wurde. Die Vorschubgeschwindigkeit des Spindelantriebs sollte einerseits möglichst groß sein, um eine hohe Induktionsspannung zu erhalten – andererseits muss dem Motor genügend Zeit gegeben werden, eine konstante Drehzahl zu erreichen, was allzu kurze Messzeiten ausschließt. Mit einer Präzisionsspindel (2,54 mm Steigung) ergaben sich 6,35 cm/s Vorschubgeschwindigkeit, und Induktionsspannungen von einem knappen Millivolt – handhabbare Werte.

Da die Messspule niederohmig ist, und die Spulenspannung zudem integriert wird, spielen Rauschstörungen keine Rolle. Ein Problem bereitet aber der Offset des Verstärkers. Auch wenn dessen auf den Eingang bezogene Offsetspannung (ca. 18 μV) recht gering scheint – der Fehler wäre zu groß (**Abb. 5.4.9**). 18 μV Induktionsspannung entsprechen einer zeitlichen Flussdichteänderung von 0,8 T/s; bei 2 s Messdauer also einer offsetbedingten Abweichung von 1,6 T! Dieser Fehler muss und kann kompensiert werden – allerdings nicht vollständig. Die Offsetspannung ist nämlich über der Zeit nicht konstant, sondern ändert sich

© M. Zollner 2002

(driftet), sodass immer ein kleiner Restfehler verbleibt. Für die Praxis sind diese Abweichungen aber nicht bedeutend. In **Abb. 5.4.9** ist eine Messung ohne und mit Offsetkompensation dargestellt. Ohne Offsetkompensation wechselt die Flussdichte "unterwegs" (bei ± 3 cm) die Polarität – das geht natürlich nicht.

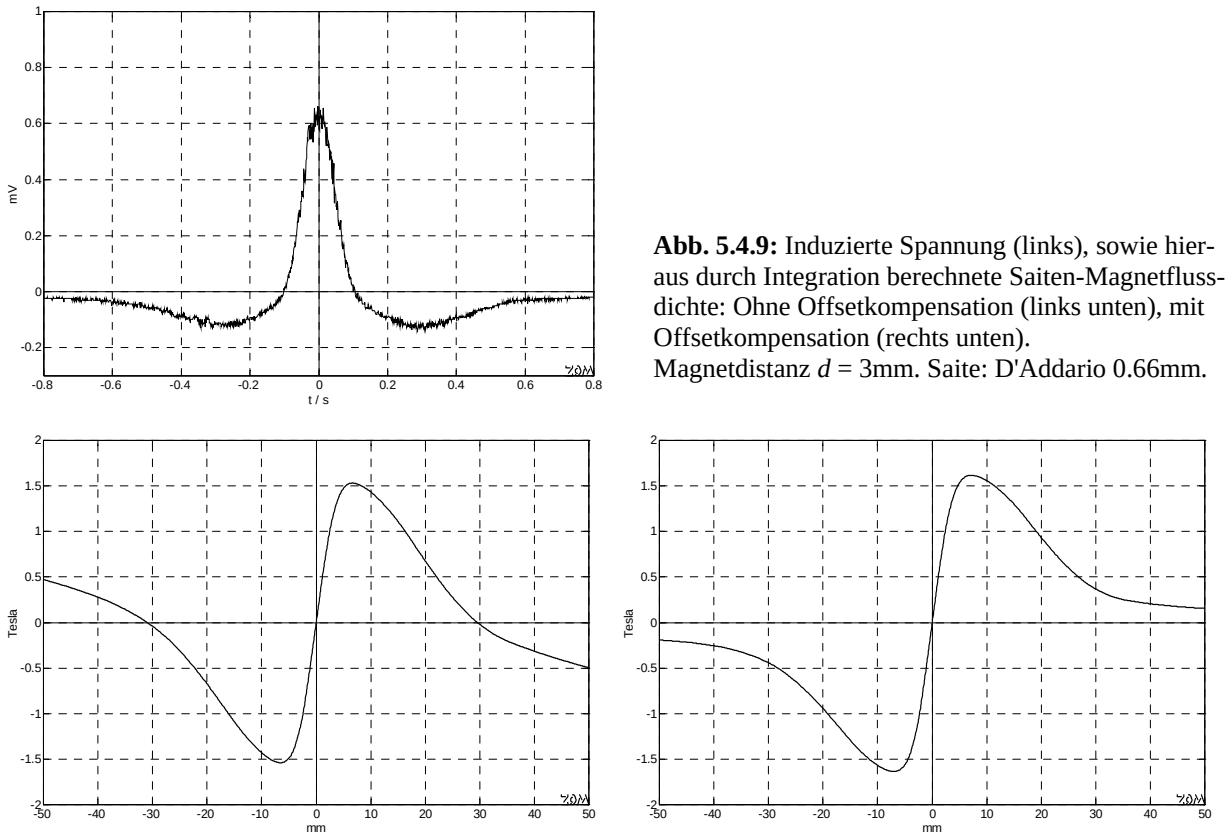


Abb. 5.4.9: Induzierte Spannung (links), sowie hieraus durch Integration berechnete Saiten-Magnetflussdichte: Ohne Offsetkompensation (links unten), mit Offsetkompensation (rechts unten).
Magnetdistanz d = 3mm. Saite: D'Addario 0.66mm.

Für die Magnetisierung der Saite gibt es zwei grundsätzlich verschiedene Wege: Entweder man beginnt mit einer entmagnetisierten Saite, und nähert den Tonabnehmermagnet aus großer Entfernung bis zur gewünschten Distanz an die Saite an. Oder man legt den Magnet zuerst ganz dicht an die Saite (d = 0), und entfernt ich dann bis zur gewünschten Distanz. Wegen des **hysterese**artigen B/H-Zusammenhanges führen die beiden Messverfahren trotz letztlich gleicher Distanz nicht zum selben Magnetfluss. Durch die Einwirkung des äußeren Feldes wird die Saite zu einer magnetischen Quelle. Der Gesamtfluss durch die Saite kann als Summe eines extern erzeugten und eines intern erzeugten Flusses interpretiert werden. Beim Annähern des Tonabnehmermagneten an die vorher entmagnetisierte Saite wird sozusagen eine interne Magnetquelle eingeschaltet – und unterstützt nun den vom externen Magnet erzeugten Fluss. Auch wenn man den externen Magnet wieder um einige Millimeter entfernt, verbleibt trotzdem in der Saite eine remanente Magnetisierung, und ein stärkerer Magnetfluss.

Starken Magneten (z.B. Alnico 5) gelingt es relativ leicht, die Saite bis (fast) zur Sättigung zu magnetisieren – hierbei sind **Hysterese**-Effekte eher schwach ausgeprägt: Mehr als gesättigt geht nicht, deshalb kann dieser Zustand nur auf eine Art erreicht werden. Anders bei Humbuckern: Zwischen den Magnetpolen ist die Saite – unabhängig von der Vorgeschichte – zwar auch gesättigt, der nach außen (d.h. vom Tonabnehmer weg) gerichtete Fluss ist aber stark von der magnetischen Vergangenheit abhängig. Wird eine neue bzw. entmagnetisierte Saite an den Humbucker angenähert, ist der Fluss mehr auf den Bereich zwischen den Magnetpolen fokussiert; hatte die Saite schon Magnetkontakt, divergiert der Fluss stärker.

© M. Zollner 2002

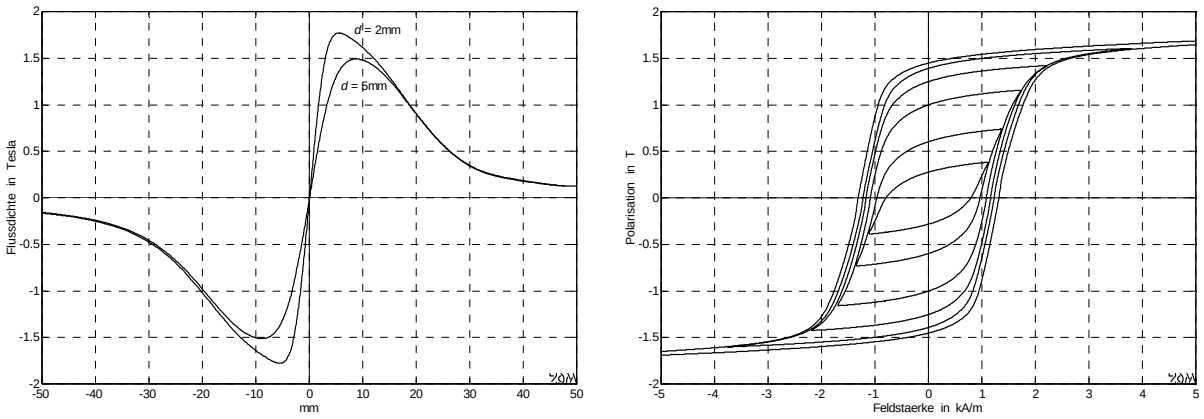


Abb. 5.4.10: Axialer Saiten-Magnetfluss für *d* = 2mm / 5mm (links); Saiten-Hysteresekurven (rechts).

In **Abb. 5.4.10** sind Messergebnisse von einer Saite dargestellt, die über einem Magnet eines Singlecoil-Tonabnehmers montiert ist. Die hohen Flussdichten zeigen, dass die Saite selbst bei *d* = 5 mm fast bis zur **Sättigung** magnetisiert wird. Für die weiter unten zu besprechenden magnetischen **Wechselflüsse** ergeben sich hieraus weitreichende Konsequenzen: Das ferromagnetische Material einer magnetisch gesättigten Saite kann keine weitere Magnetisierung mehr aufnehmen – es verhält sich nur noch wie Vakuum (bzw. Luft); mit derselben geringen Permeabilität μ_0. Die Saite verliert bereits wenige Millimeter von der Magnetachse entfernt ihre gute magnetische Wechselfluss-Leitfähigkeit und unterscheidet sich (für magnetische Wechselflüsse) kaum mehr von der angrenzenden Luft! Deshalb wird der *Wechsel*fluss in der Saite auch nicht über große Entfernungen weitergeführt, sondern verlässt diese schon wieder nach wenigen Millimetern. Gut ist die magnetische Leitfähigkeit der Saite nur in Bereichen, in denen die Flussdichte klein ist, d.h. im Zentrum über der Magnetachse. Entsprechende Ergebnisse liefern Messungen zur Magnet-Apertur (Kap. 5.4.4, 5.10.5).

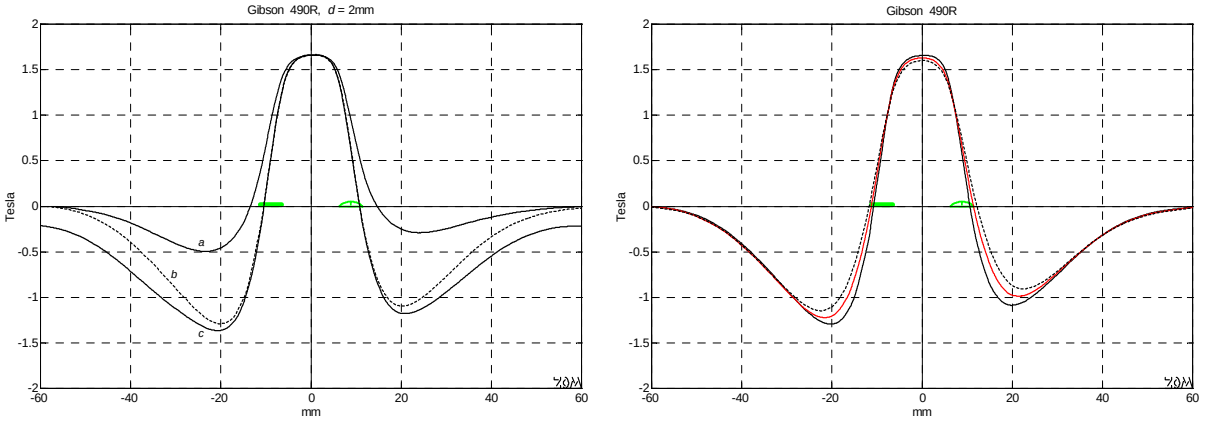


Abb. 5.4.11: Axiale Saitenflussdichte beim Gibson-Humbucker 490R. **Linkes Bild**: *a* = jungfräuliche Saite. *b* = Magnetpole bis auf 0 mm angenähert und wieder auf 2 mm entfernt, *c* = nachdem ein größerer Saitenbereich magnetisiert wurde. **Rechtes Bild**: Magnet/Saite-Distanz = 2, 3, 4mm, jeweils nach Sättigung.

Beim **Humbucker** ist die Saite *zwei* Magnetpolen ausgesetzt: Beim Gibson-Humbucker und seinen vielen Nachbauten ist typischerweise die Schraube der Südpol, während der Zylinderstift (Slug) den Nordpol bildet (vergl. auch Abb. 5.4.4). Zwischen den beiden Magnetpolen entsteht ohne Saite ein eher schwaches Feld (13 mT). Im Gegensatz zum Singlecoil-Tonabnehmer überbrückt die Saite aber beim Humbucker fast den ganzen Luftraum des Magnetkreises, wodurch zwischen den Magnetpolen eine sehr starke Saitenmagnetisierung entsteht.

© M. Zollner 2002

In **Abb. 5.4.11** ist für einen Gibson-Humbucker 490R der axiale Saiten-Magnetfluss dargestellt (Gleichfeld, d.h. f = 0 Hz). Bei 0 mm, d.h. zwischen Schraube und Stift, ergibt sich mit B = 1,7 T eine große Flussdichte, die nur wenig von der Saite/Magnet-Distanz d abhängt. Beide Äste der B/H-Kurve verlaufen in diesem Bereich schon ziemlich flach, und unterscheiden sich kaum mehr, weshalb die magnetische Vorgeschichte der Saite keine Rolle spielt. Außerhalb der Magnetpole stellt sich jedoch für die jungfräuliche Saite (*a*) eine wesentlich geringere Flussdichte ein. Und noch etwas fällt auf: Obwohl (bei diesen Messungen) die Schraube ca. 0,3mm näher an der Saite ist, magnetisiert sie schwächer als der Stift.

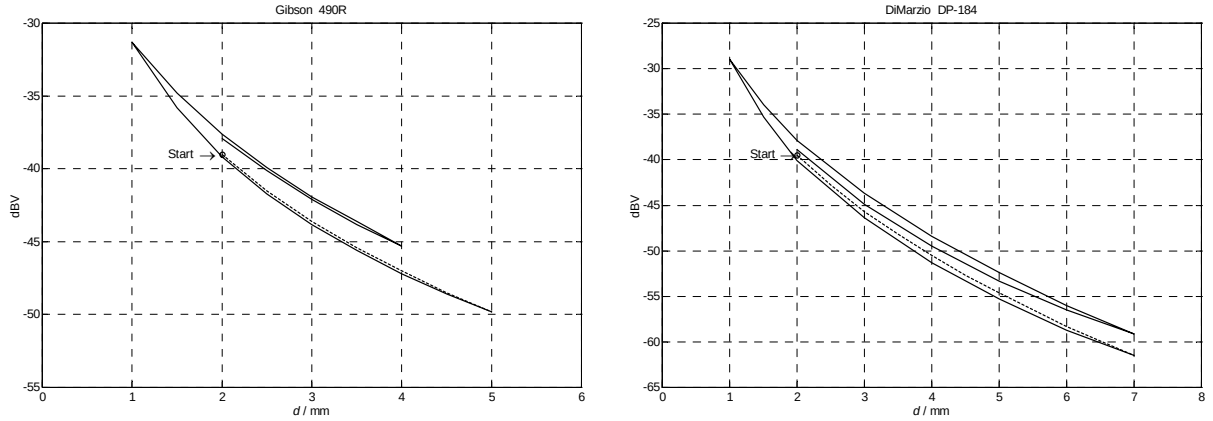


Abb. 5.4.12: Distanzabhängigkeit des induzierten Spannungspegels. Motorprüfstand, rotierende Kröpfung.

Die oben geschilderten **Hysterese**-Effekte dürfen (zumindest in der Messtechnik) nicht ignoriert werden. **Abb. 5.4.12** greift diese Thematik nochmals auf: Ausgehend von d = 2mm wurde die Distanz zwischen Tonabnehmer und Saite zunächst vergrößert, dann bis auf 1 mm verringert, dann wieder vergrößert, und beim DP-184 nochmals verringert. Die hierbei am Motorprüfstand ermittelten Spannungspegel erreichen bei gleicher Distanz unterschiedliche Werte – im Extremfall können fast 3 dB Abweichung entstehen. Wenn nun beispielsweise eine kommerziell erfolgreiche Fachzeitschrift in einem Test relativ ähnlich klingende Humbucker vergleicht, die nacheinander in eine Gitarre eingebaut werden, und der Tester kommt zu dem Ergebnis, dass die Lautstärke der Pickups ein kleines Bisschen unterschiedlich ist... aber nein, dann hat er sicher die individuelle Saitenmagnetisierung berücksichtigt. So eine Saite macht ja mächtig was mit: Rauf auf die Gitarre, und wieder runter, Tonabnehmer wechseln, Saite wieder rauf – nein, natürlich erst entmagnetisieren, weil sie schon wieder an einem rumliegenden Magnet angeklebt war, definiert magnetisieren, Hörprobe, Saite wieder runter, und so weiter. Und immer wieder die Entmagnetisierdrossel (turdus amagneticus) singen lassen. Auch wenn das im Testbericht nicht extra erwähnt wird. Hingegen findet sich der wichtige Hinweis, dass die Test-Gitarre mit original 1959er Spraque-Bumblebee Folienkartoffeln bestückt war. Ja dann...

© M. Zollner 2002

5.4.3 Das magnetische Wechselfeld

Der Tonabnehmermagnet erzeugt im Luftraum einen statischen Magnetfluss (Gleichfluss), der vom Nordpol zum Südpol fließt. Schwingt die Saite vor der Polplatte des Tonabnehmers, so ändert sich dieser Gleichfluss, was als Überlagerung eines Gleich- und eines Wechselfeldes aufgefasst werden kann. Zumindest in Luft als linearem System ist diese Überlagerung zulässig. Der Magnet ist zwar ein nichtlineares System, jedoch sind die relativen Flussänderungen so klein (1%), dass in guter Näherung linearisiert werden kann. Diese Überlagerung darf aber nicht so missverstanden werden, dass sich die räumlichen Bahnen von Gleich- und Wechselfluss entsprechen! Quelle des **Gleichflusses** ist der Magnet; seine beiden Pole liegen 1 – 2 cm weit auseinander, was eine relativ große Flussbahn ergibt. Quelle des **Wechselflusses** ist im Wesentlichen der durch die Schwingung veränderliche Luftwiderstand vor der Polplatte; da hier die Abmessungen deutlich geringer sind, ist auch die Ausdehnung des Wechselflusses auf kleinere Bereiche begrenzt. (Streng genommen dehnen sich natürlich beide Flüsse unendlich weit aus – gemeint sind hier die relevanten Feldbereiche). Sowohl Magnet als auch Saite bestehen aus ferromagnetischem Material; deshalb ist bei der statischen Berechnung die Hysterese und bei der dynamischen Berechnung die reversible Permeabilität zu berücksichtigen.

Einen ersten Einblick in die räumliche Verteilung des Wechselflusses vermittelt **Abb. 5.4.13:** Als Abszisse ist hier der Wechselfluss durch einen Zylindermagnet (5x18) dargestellt, vor dessen Polplatte eine Stahlsaite sinusförmig schwingt. Die Distanz zwischen Saite und Polplatte beträgt 2 mm, die Auslenkungsamplitude 0,15 mm, die Anregungsfrequenz ist 85 Hz. Gemessen wird der Wechselfluss mit einer kleinen Spule (25 Wdg. 80µm CuL), deren Windungen dicht um den Magnet gewickelt sind. Als Ordinate ist in Abb. 5.4.13 der Abstand dieser Spule von der saitenseitigen Polplatte aufgetragen. Wie man sieht, nimmt das Wechselfeld längs der Magnetachse sehr schnell ab: Weniger als 2% des in die saitenseitige Polplatte einströmenden Wechselfeldes kommen am entgegengesetzten Ende an; der Rest hat 'unterwegs' den Magnet durch den Zylindermantel verlassen. (*Einströmen* gilt während einer Halbwelle – während der anderen kehren sich alle Flussrichtungen im Wechselfeld um).

Es ist offensichtlich, dass für eine derartige Feldgeometrie das **Induktionsgesetz** mit Vorsicht angewandt werden muss. Nicht jede Windung einer um die ganze Magnetlänge gewickelten Tonabnehmerspule wird vom selben Wechselfluss durchströmt! Die der Saite abgewandten Windungen tragen zur induzierten Spannung nur mehr wenig bei, wirkungslos sind sie aber trotzdem nicht: Jede zusätzliche Windung erhöht die Spuleninduktivität, und senkt (bei sonst gleichen Parametern) die Tonabnehmer-Resonanzfrequenz.

Das linke Bild von Abb. 5.4.13 zeigt schematisch die Flussbahnen für eine Stratocaster-Spule. Der Gleichfluss durchströmt praktisch die ganze Spule, trägt zur induzierten Spannung aber nichts bei. Der größte Teil des Wechselflusses verlässt schon auf den ersten Millimetern wieder den Magnet und erreicht gar nicht erst die Wicklung – eigentlich erstaunlich angesichts der Tatsache, dass dieser Tonabnehmer als 'heiliger Gral' der Elektrogitarren gehandelt wird. Eine hohe **Effizienz** ist bei der mechanoelektrischen Übertragung aber nicht das alleinige Entwicklungsziel: Der Jazzmaster-Tonabnehmer hatte mit seiner großen, flachen Spule einen höheren Wirkungsgrad, wurde wegen seines andersartigen Resonanzverhaltens aber weitgehend abgelehnt.

© M. Zollner 2002

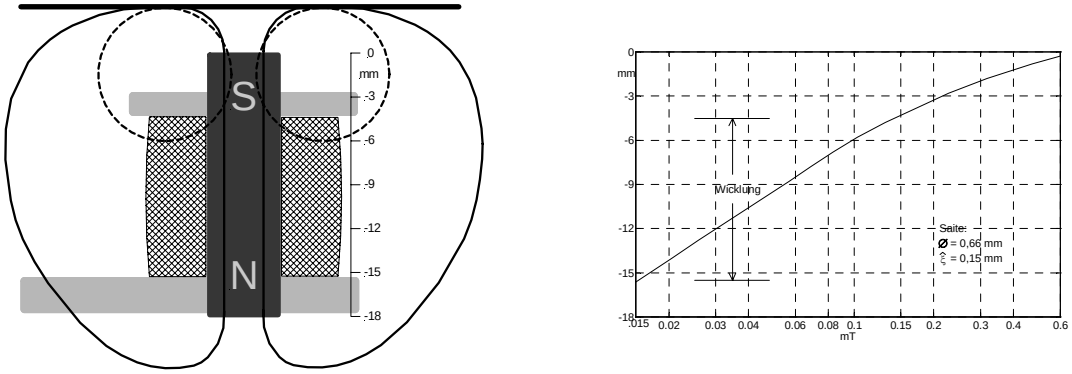


Abb. 5.4.13: Magnetflüsse bei einem Stratocaster-Tonabnehmer (linkes Bild, schematisch). Der statische Gleichfluss durchfließt den ganzen Zylindermagnet (——), der Wechselfluss kreist hauptsächlich in Saitennähe (----). In der rechten Grafik ist die Abnahme der Wechselflussdichte längs der Magnetachse dargestellt (Messwerte).

In Abb. 5.4.13 ist der *im Magnet* verlaufende Wechselfluss dargestellt. Aber nur die innersten Windungen einer Tonabnehmerwicklung umschließen *nur* den Magnet; die weiter außen liegenden Windungen werden auch von den in Luft verlaufenden Magnetflüssen durchströmt. Die **Flussdichte in Luft** ist zwar geringer als die im Magnet, ganz vernachlässigt werden darf das Luftfeld aber nicht. In **Abb. 5.4.14** ist die räumliche Verteilung der magnetischen Wechselflussdichte dargestellt, das mit konzentrischen Kreisspulen gemessen wurde. In 2 mm Abstand vor der Polplatte eines Alnico-Magneten (5x18) bewegt sich eine Stahlsaite (0,66 mm) sinusförmig mit 85 Hz und 0,15 mm Amplitude. Aus den gemessenen Induktionsspannungen lässt sich leicht die örtliche Flussdichte berechnen, die zur besseren Visualisierung durch eine Spline-Interpolation geglättet wurde. Im linken Bild von Abb. 5.4.14 ist das Maximum der Farbskala einer Flussdichte von 250 μT zugeordnet. Hiermit ist der Flussdichteverlauf *im* Magnet gut darstellbar, die geringen Werte des Luftfeldes können aber nur einheitlich und ununterscheidbar grün (≈ 0) dargestellt werden. Ändert man das Farbmaximum auf 15 μT (rechtes Bild), so liegen zwar die Werte des im Magnet verlaufenden Feldes jenseits der Darstellungsgrenze, der Feldverlauf in Luft wird aber sichtbar. Und hierbei zeigt sich, dass in Saitennähe (oberer Bildrand) bereits nach wenigen Millimetern gegenphasige Feldverläufe auftreten. Eine auch blaue Feldbereiche umschließende Spulenwindung liefert aber nicht zwangsläufig eine gegenphasige (und damit unerwünschte) Spannung. Relevant ist nämlich der *gesamte* magnetische Wechselfluss durch eine Windung, also eine Integration der Flussdichte in radialer Richtung. Die von der ganzen Spule erzeugte Induktionsspannung ergibt sich damit über drei räumliche Integrationen: Eine radiale Integration ($dS = 2\pi r\,dr$), um den Gesamtfluss einer Windung zu erfassen, eine radiale Integration über alle Windungen einer Ebene, und eine axiale Integration, um die Länge der Spule zu berücksichtigen.

Abb. 5.4.15 zeigt farbcodiert die räumliche Verteilung des **Windungsflusses**; sein zeitliches Differential ergibt die pro Windung induzierte Spannung. In Saitennähe (oberer Bildrand) erhöht sich beim Vergrößern des Windungsradius der die Windung durchfließende Wechselfluss, weil die Wechselfeld*polarität* im Magnet und in der umgebenden Luft gleich ist. Wird der Radius aber über ca. 7,5 mm vergrößert, nimmt der Windungsfluss ab – die Luftfeldpolarität ist in diesen Raumbereichen gegenphasig zum Magnetwechselfluss. Für auf 4 mm vergrößerte Magnet/Saite-Distanz verschiebt sich diese Grenze etwas zu größeren Radien.

© M. Zollner 2002

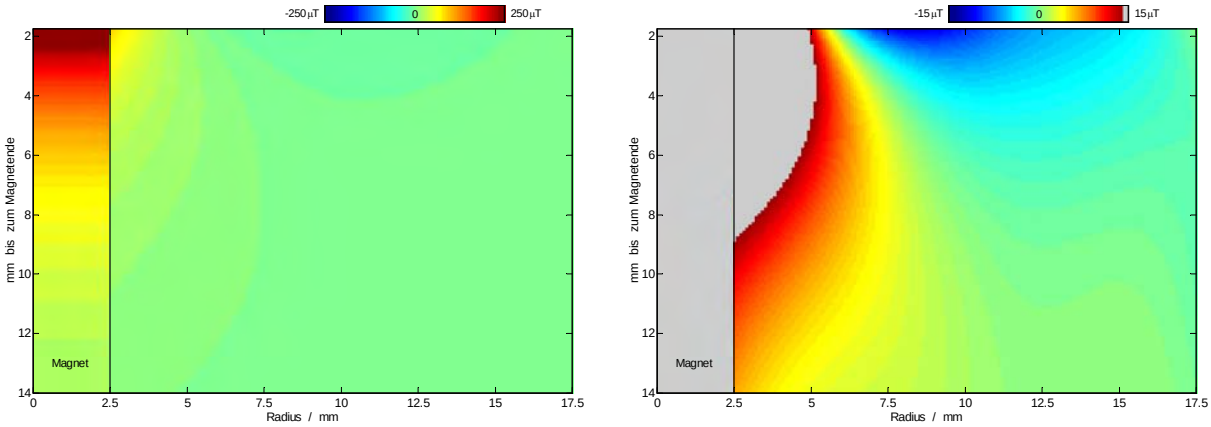


Abb. 5.4.14: Magnetische Wechselflussdichte um einen Alnico-V-Magnet. Die Farbskalierung im linken Bild ist so eingestellt, dass die Flussdichteverteilung im Magnet sichtbar wird, die Skalierung im rechten Bild zeigt die Flussdichteverteilung in der umgebenden Luft. In den blauen Bereichen ist das magnetische Wechselfeld gegenphasig zum Feld im Magnetzylinder. (d = 2mm). Feldrichtung: Axial.

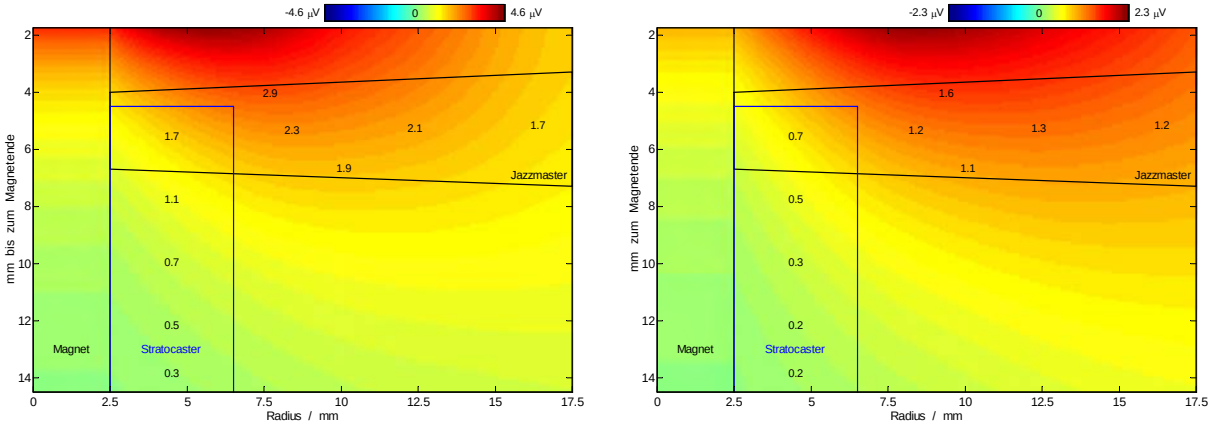


Abb. 5.4.15: Windungs-Wechselspannung in Abhängigkeit von Windungsradius und Distanz zur Polplatte. Die Spulenquerschnitte für Stratocaster- und Jazzmaster-Tonabnehmer sind eingezeichnet. Beim linken Bild beträgt die Distanz zwischen Saite und Magnet 2 mm, beim rechten 4 mm. Die eingetragenen Zahlen sind µV / Wdg.

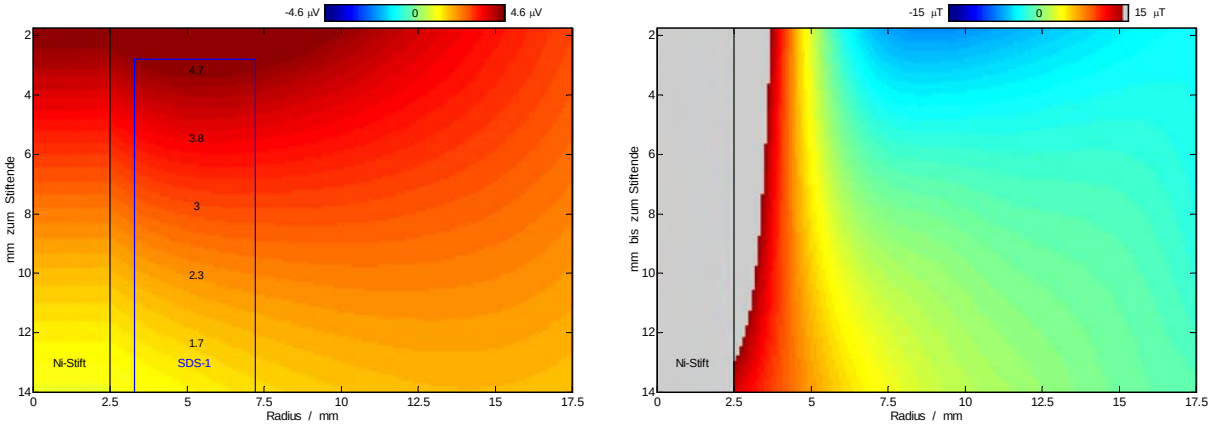


Abb. 5.4.16: Nickelzylinder (5x18) mit zwei Balkenmagneten (3x13); Windungsspannung (links) und axiale magnetische Flussdichte (rechts). d = 2mm.

© M. Zollner 2002

In Abb. 5.4.15 sind – zusätzlich zu den Windungsspannungen – auch die Wicklungsquerschnitte von zwei Tonabnehmern eingezeichnet. Hierbei ist allerdings zu berücksichtigen, dass für die Messungen Kreisspulen verwendet wurden, während die eingezeichneten Tonabnehmerspulen länglich sind. Beim **Jazzmaster**-Tonabnehmer ist die Wicklung ca. 4 – 7 mm von der Saite entfernt, ihr Radius liegt zwischen 2,5 – 17,5 mm. Der durchschnittliche **Windungswechselfluss** ergab sich für eine mit 85 Hz und 0,15 mm Amplitude schwingende 0,66-mm-Saite zu ca. 4 nVs, (gemessen bei einer Magnet/Saite-Distanz von 2 mm, Abb. 5.4.15, linkes Bild). Durch zeitliches Differenzieren des sinusförmigen Wechselflusses erhält man Windungsspannungen um ca. 2 µV/Wdg (Effektivwert). Eine Spule mit ca. 8500 Wdg. produziert nach dieser Abschätzung also eine Gesamtspannung von ca. 17 mV. Vergleichsmessungen an einem Jazzmaster-Tonabnehmer ergaben bei gleicher Anregung 19 mV. Diese Diskrepanz ist nicht zu beanstanden, unterscheiden sich doch Spulengeometrien und Magnete, und die Windungszahl des Jazzmaster-Tonabnehmers ist auch nur ungefähr bekannt (Baujahr 1962, das ist pre-CBS, und damit sakrosankt).

Beim **Stratocaster**-Tonabnehmer ergibt die Flächenintegration für 7650 Wdg. ca. 7 mV. In diesem Fall ist der Unterschied zwischen Rechnung und Messung (10 mV) etwas größer, es gelten aber wieder die oben erwähnten Unterschiede (Magnete, Spulenform, Windungszahl). Ziel der Messungen ist nicht, einen Tonabnehmer-Übertragungskoeffizient zu ermitteln – das geht am Shakerprüfstand wesentlich genauer (Kap. 5.4.5). Vielmehr soll ein Eindruck von der räumlichen Wechselfeldverteilung vermittelt werden, und die ist in den Bildern gut zu erkennen. Zum Vergleich zeigt **Abb. 5.4.16** Feldmessungen, bei denen nicht ein Zylindermagnet, sondern zwei Balkenmagnete das Magnetfeld erzeugen (ähnlich SDS-1, Abb. 5.1.3). Zur Saite hin wird das Feld durch einen Nickelzylinder fokussiert. Man erkennt sehr schön, dass hierbei eine höhere Flussdichte erreicht wird, und dass das Wechselfeld mehr in die Tiefe geht; beide Eigenschaften ermöglichen hohe Empfindlichkeit, als möglicher Nachteil sind aber größere Induktivität und stärkere Wirbelstromdämpfung zu nennen (Kap. 5.9).

Neben dem die Spule durchdringenden Wechselfluss ist das **Saiten-Magnetfeld** die zweite interessante Größe. In Kap. 4.4.2 wurde schon auf die hohe Gleichflussdichte hingewiesen, als deren Folge die Saite bis fast in die Sättigung magnetisiert wird. Die Permeabilität eines gesättigten Ferromagnetikums liegt nur noch knapp über der von Luft, deshalb verliert die Saite ihre gute magnetische Leitfähigkeit und stellt für den Wechselfluss keinen fokussierenden Kanal mehr dar: Das Wechselfeld verlässt die Saite bereits nach wenigen Millimetern und kehrt zum Magnet zurück. In **Abb. 5.4.17** ist für eine 0,66-mm-Saite die axiale Flussdichte

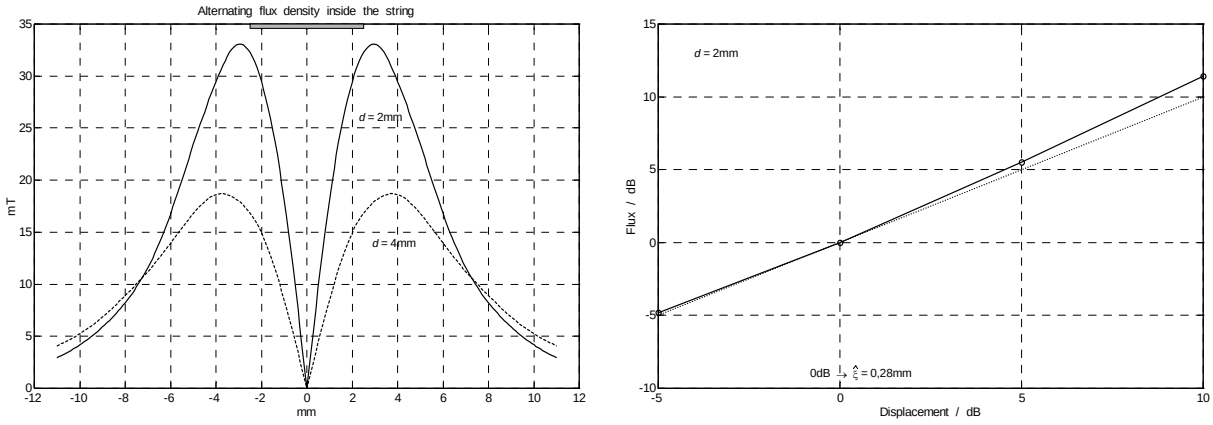
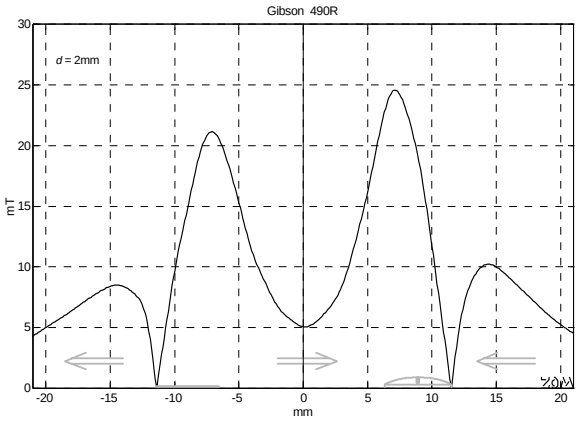


Abb. 5.4.17: Saiteninterne axiale Wechselflussdichte (Effektivwert). Der Durchmesser des Zylindermagneten ist grau markiert. Im rechten Bild ist die normierte Aussteuerungsabhängigkeit der Wechselflussdichte dargestellt.

© M. Zollner 2002

dargestellt (f = 75 Hz, $\hat{\xi}$ = 0,28 mm). Bei 2 mm Saite/Magnet-Abstand ergibt sich ca. 3 mm von der Magnetachse entfernt ein Flussmaximum von 33 mT. Multipliziert mit der doppelten Saitenfläche (der Saitenfluss fließt nach beiden Saiten-Richtungen) erhält man für diese Betriebsbedingung einen **Saitenwechselfluss** von 22,6 nWb. Diesen Wert kann man mit dem aus dem Magnet herauskommenden Magnetwechselfluss (Abb. 5.4.13) vergleichen: Dort beträgt die Flussdichte 0,68 mT, was zusammen mit der Magnetfläche einen Magnetwechselfluss von 13,4 nWb ergibt. Dabei muss aber noch berücksichtigt werden, dass die Frequenz der Saitenschwingung ungleich ist (75 Hz vs. 85 Hz), und dass sich auch die Saitenauslenkungen unterscheiden: 0,28 mm vs. 0,15 mm. Daraus errechnet sich der korrigierte **Magnetwechselfluss** zu 21,4 nWb – eine sehr gute Übereinstimmung, und eine Bestätigung des Modells

Im rechten Bild von Abb. 5.4.17 ist die Abhängigkeit des Saitenwechselflusses von der Saitenauslenkung dargestellt. Bei linearer Abhängigkeit würde die gepunktete Linie entstehen, die Messwerte steigen aber progressiv, d.h. **nichtlinear**. Es überrascht nicht, dass hier keine perfekte Linearität zu finden ist: Vermutlich ist weniger die Nichtlinearität der Magnet-Hysterese der Grund, sondern die Abstandsabhängigkeit des Luftfeldwiderstandes. In der im Bild verwendeten normierten Darstellung entsprechen 10 dB einer Spitzenauslenkung von 0,9 mm; die Saite schwingt also in 1,1 – 2,9 mm Abstand zum Magnet – dies ist ein *relativ* großer Bereich, der aber im Gitarrenalltag nicht unüblich ist.



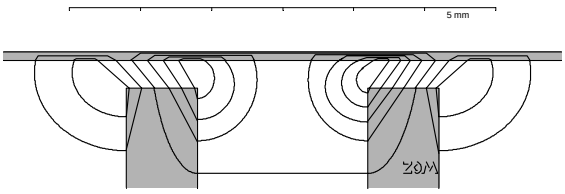


Abb. 5.4.18: Links: Saiteninterne axiale Wechselflussdichte beim Humbucker (gemessene Effektivwerte). Oben: Ungefährer Flussverlauf.

Für einen **Humbucker** ist der Wechselflussverlauf in **Abb. 5.4.18** dargestellt. Das linke Bild zeigt Effektivwerte, die definitionsgemäß stets positiv sind; die Flussrichtung ist für einen willkürlichen Moment mit Pfeilen angegeben. Zur Orientierung sind am unteren Bildrand Stift und Schraube angedeutet, der Wechselfluss betrifft aber die in 2 mm Abstand darüber liegende Saite. Im rechten Bild ist der ungefähre Flussverlauf skizziert. Ungewohnt eckig, zugegeben. Aber wie soll man's besser zeichnen? Kästchenmethode? Geht nur beim parallelebenen Feld. Feldlinien treten senkrecht aus Metallen aus? Aber nur, wenn deren μ groß ist. Das Tonabnehmerfeld ist aber dreidimensional, ohne Symmetrieebene oder –linie. Die im Feld vorhandenen Ferromagnetika sind in einigen Bereichen fast gesättigt, was eine genaue Berechnung doch erheblich erschwert. Deshalb kann das Bild nur einen groben Eindruck vom räumlichen Feldverlauf liefern. Dass der Humbucker etwas nach außen "schielt", wurde auch bei anderen Messungen beobachtet. Möglicherweise sorgt der vor allem zwischen den Magnetpolen auftretende hohe Gleichfluss für unsymmetrische Wechselflusswiderstände. Gut ersichtlich ist die schwache Spulenkopplung: Das Wechselfeld ist vor allem auf die Umgebung der Polplatten fokussiert; im Bild geht nur eine einzige Feldlinie durch beide Magnetpole.

© M. Zollner 2002

5.4.4 Magnetfeld-Fenster (Apertur)

Magnettonabnehmer *nehmen* die Saitenschwingung *ab*. Anstelle von *abnehmen* könnte man auch *abtasten* sagen; allerdings ist dies kein zeitliches Abtasten, sondern ein räumliches Abtasten: Die orts- und zeitabhängige Saitenschwingung wird ortsdiskret und zeitkontinuierlich erfasst und in die elektrische Tonabnehmerspannung umgewandelt. Wie bei jeder realen Abtastung erfolgt die Orts-Diskretisierung nicht mit idealer, infinitesimal kleiner örtlicher Ausdehnung, sondern über einen mehrere Millimeter breiten Bereich, der **Magnetfeld-Fenster** oder **Apertur** genannt wird. Der Tonabnehmer 'schaut' sozusagen durch dieses Fenster auf die Saitenschwingung. In der Literatur wird immer wieder über die Größe dieses Fensters spekuliert: ist es so groß wie der Magnetdurchmesser, oder eher so groß wie die Spulenwicklung? Haben breite Tonabnehmer (z.B. Jazzmaster) ein größeres Fenster als schmale (z.B. Stratocaster)? Wie beeinflusst die Fensterbreite das Übertragungsverhalten?

Die Systemtheorie teilt ihre Welt in lineare und in nichtlineare Systeme auf, d.h. in einfache und komplizierte. Unglücklicherweise gehören Tonabnehmer zu den letzteren. Die folgenden Betrachtungen, die alle auf der Theorie der **linearen Systeme** beruhen, sind folglich als Näherungen zu verstehen. Nur bei linearen Systemen gilt der Überlagerungssatz, der die Basis für die umfassende Anwendung von Impulsantwort, Faltungsintegral und Übertragungsfunktion bildet. Diese Linearisierung ist zumindest für kleine Saitenauslenkungen gerechtfertigt. Bei großen Auslenkungen wird zwar mit erheblichen nichtlinearen Verzerrungen zu rechnen sein, die Auswirkungen auf den Übertragungsfrequenzgang sind aber trotzdem eher gering.

Die Übertragungscharakteristik eines linearen Systems kann im Zeit- und im Frequenzbereich gleichwertig beschrieben werden: Im Zeitbereich durch Impulsanregung und Impulsantwort, im Frequenzbereich durch sinusförmige Anregung und Übertragungsfunktion [z.B. 6]. Beide Messverfahren sind bei der Gitarrensaite problematisch. Bei sinusförmiger Anregung ergeben sich wegen der fast perfekten Rand-Reflexionen stehende Wellen mit stark frequenzabhängigen Amplituden, die am Schwingungsknoten auf null abnehmen; hier kann der Tonabnehmer nicht angeregt werden. Einfache Absorber, z.B. Watte zwischen Saite und Gitarrenhals, bringen keine zufriedenstellende Reflexionsdämpfung, effiziente Absorber erfordern einen hohen Entwicklungsaufwand. Die Anregung mit einem kurzen Impuls ergibt bessere Ergebnisse, erfordert wegen der dispersiven Ausbreitung aber eine Dispersionsentfaltung. Völlig unbrauchbare Ergebnisse liefert hingegen das 'Abtasten' mit einem kurzen, von einem Shaker angetriebenen Saitenstückchen: Da sich hierbei ein ganz anderer Magnetfeldverlauf einstellt als bei einer langen Saite, wird eine irreale Situation vermessen, die mit dem tatsächlichen Betriebszustand nichts zu tun hat.

Motorprüfstand

Um die Größe des Magnetfeld-Fensters auch mit geringem Aufwand vermessen zu können, wurde folgender **Versuchsaufbau** entwickelt: In die Mitte einer 12 cm langen Stahlsaite (0,7 mm Durchmesser) wurde eine etwa 2 mm lange Kröpfung gebogen (**Abb. 5.4.19**). Die Saite wurde anschließend in die Welle eines Elektromotors eingespannt, so dass sie um ihre Längsachse rotieren konnte. Der zu untersuchende Tonabnehmer war in einen Schlitten eingespannt und konnte längs der Saite verschoben werden. Die rotierende Saitenkröpfung stellt eine ortsdiskrete, zeitperiodische Anregung dar, also einen örtlichen Impuls. Die Motordrehzahl ist unbedeutend, sie muss nur während das Experiments konstant gehalten werden. Beim Verschieben des Tonabnehmers längs der Saitenachse z erhält man die örtliche Antwortfunktion $a(z)$.

© M. Zollner 2002

Abb. 5.4.19: Gekröpfte, rotierende Stahlsaite.

Wäre der Tonabnehmer ein lineares System, und wäre die Kröpfung auf einen ganz kurzen Bereich beschränkt, so könnte $a(z)$ als örtliche Impulsantwort interpretiert werden. Da der Anregungsimpuls (die Kröpfung) aber eine deutlich von null verschiedene Länge hat, stellt $a(z)$ eine Faltung aus Kröpfung $k(z)$ und örtlicher Impulsantwort $h(z)$ dar. Die Konsequenz hieraus ist, dass die Länge des Magnetfeldfensters tendenziell zu groß gemessen wird.

Diese Messmethode weicht natürlich von der realen Anregung deutlich ab: Bei der gezupften Saite läuft eine Transversalwelle die Saite entlang, während beim o.a. Verfahren eine Kröpfung rotiert. Mit einer frei schwingenden Saite kann aber keine singuläre Impulsanregung erzeugt werden, weil Auslenkungsort z (Axialkoordinate) und Zeit t über die Ausbreitungsgeschwindigkeit miteinander verknüpft sind. Jeder einmal erzeugte Transversal-Impuls läuft mit hoher Geschwindigkeit die Saite entlang und erzeugt somit keine ortsfeste Anregung. Um einen Impuls von wenigen Millimetern Länge zu erzeugen, müsste bei einer Ausbreitungsgeschwindigkeit von 100000 mm/s ein Frequenzbereich kontrolliert werden, der deutlich über 10 kHz reicht (2 mm werden hierbei in 20 µs durchlaufen). Mit einer rotierenden Kröpfung gelingt es hingegen, die von der Transversalwellengleichung zwingend vorgegebene Orts-Zeit-Kopplung aufzuheben, und die Ortsänderung beliebig langsam zu gestalten.

Abb. 5.4.20 zeigt Messergebnisse von ausgewählten Tonabnehmern. Stratocaster- und Jazzmaster-Tonabnehmer haben jeweils Zylindermagnete; die Stratocaster*spule* ist aber schmal und hoch (BxH = 13x11), die Jazzmaster*spule* hingegen sehr breit und niedrig (35x4). Auch die P90-Spule ist breit und niedrig, das Magnetfeld wird jedoch von zwei Balkenmagneten erzeugt, die auf der den Saiten abgewandten Seite der Spule liegen; in der Spule führen 6 Rundkopfschrauben das Feld. Der SDS-1 ist ähnlich aufgebaut, allerdings mit 6 Innensechskantschrauben. Trotz der unterschiedlichen Tonabnehmerkonstruktionen sind die Messergebnisse ähnlich. Ganz offensichtlich induzieren nur Saitenbewegungen, die direkt vor dem Magnetzylinder (bzw. vor der Schraube) passieren, eine nennenswerte Spannung – die Spulengeometrie hat auf die Magnetfeldfensterlänge keinen Einfluss. Aus diesen Messungen darf natürlich nicht geschlossen werden, dass die Spulengeometrie generell unbedeutend ist; der Übertragungskoeffizient des Tonabnehmers (und damit die vertikale Lage der in Abb. 5.4.20 *normierten* Kurven) hängt sehr wohl von der Spulengeometrie ab, nicht aber die Fensterform.

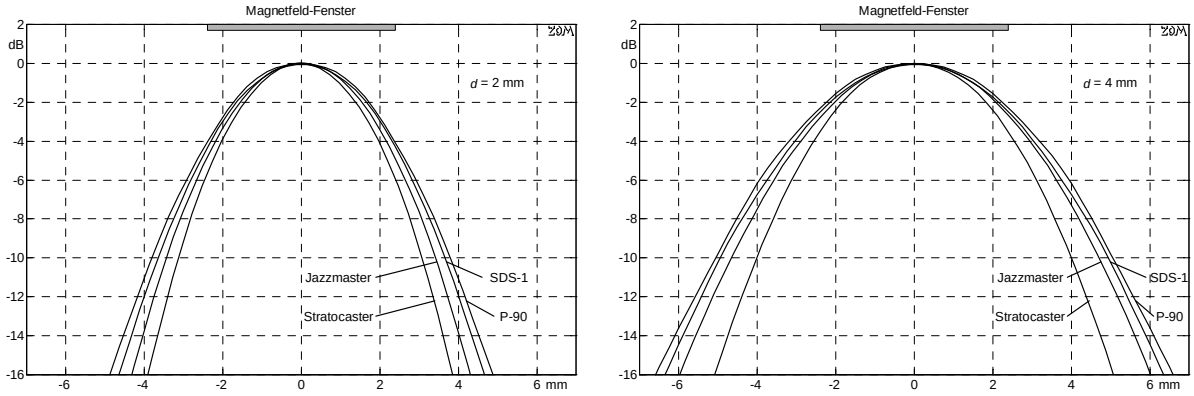


Abb. 5.4.20: Auf gleiches Maximum normierte örtliche Fensterfunktionen. Die Breite des Jazzmaster-Magnetzylinders ist am oberen Bildrand als Balken eingezeichnet. Tonabnehmer: P-90, SDS-1, Jazzmaster, Stratocaster.

© M. Zollner 2002

Die in Abb. 5.4.20 dargestellten Fensterfunktionen sind Ortsfunktionen. Über die für Transversalwellen geltende Phasengeschwindigkeit können sie in Zeitfunktionen umgerechnet werden, wobei (für genaue Betrachtungen) die Dispersion berücksichtigt werden muss. Unter der Annahme linearer Übertragung (hier entfernt man sich allerdings etwas weiter von der Realität, Kap. 5.8, Klirrfaktor) darf die über die Phasengeschwindigkeit transformierte Fensterform als **Impulsantwort** interpretiert werden, deren Fouriertransformierte die **magnetische Übertragungsfunktion** des Tonabnehmers liefert. Diese wird ergänzt durch die elektrische Übertragungsfunktion, die vor allem von der Tonabnehmerinduktivität und der Kabelkapazität gebildet wird.

Die Wirkung des Magnetfeldfensters kann am Beispiel der **Filmabtastung** erläutert werden: Hierbei läuft der (unterschiedlich geschwärzte) Film durch einen dünnen Lichtstrahl und verändert so dessen Helligkeit, was z.B. mittels Fotodiode ausgewertet wird. Die Strahlhelligkeit ergibt sich als *Mittelwert* über die abgetastete Fläche: Je dünner der Strahl, desto feiner (hochfrequenter) die Auflösung. Nimmt man an, dass der Film mit sinusförmiger Ortsfunktion geschwärzt ist, so stellt die Abtastung mit dem Lichtstrahl eine örtliche *Mittelung* dar, die (wie jede Mittelung) im Zeitbereich als Faltung interpretiert werden kann: Aus der Ortsfunktion der Schwärzung wird (dividiert durch die Filmgeschwindigkeit) eine Zeitfunktion, die – gefaltet mit der Fensterfunktion – das Ausgangssignal der Fotodiode ergibt. Entspricht die Breite des Lichtstrahls gerade einer Schwärzungs-Wellenlänge, so erfolgt die Mittelung über eine volle Periode, was zu einer Übertragungsnullstelle führt. Die Systemtheorie bezeichnet das resultierende (idealisierte) System als **Spalt-Tiefpass** [6, 7], dessen $\sin(x)/x$-förmige Übertragungsfunktion auch **Spaltfunktion** genannt wird. Ähnliche Verhältnisse findet man beim Magnettonband [3, Kap. 11.2].

Beim Gitarrentonabnehmer ist die Approximation des Fensters durch eine Rechteckfunktion (unempfindlich – empfindlich – unempfindlich) nur eine grobe Näherung: Abb. 5.4.20 lässt eher an eine Gauß-Funktion denken. Eine Gauß-Funktion ist invariant bezüglich der Fourier-Transformation: Zu einer zeitlichen Gauß-Funktion gehört eine spektrale Gauß-Funktion, d.h. ein **Gauß-Tiefpass**. Allzu großer Approximationsaufwand ist allerdings auch nicht gerechtfertigt, die nichtideale Impulsfunktion (Abb. 5.4.19) hat auch Einfluss auf das Ergebnis. In **Abb. 5.4.21** sind typische Feld-Übertragungsfunktion dargestellt. Wie man sieht, ergibt sich eine saitenspezifische Filterung, die von der saitenspezifischen Phasengeschwindigkeit c_p herrührt. Bedenkt man, dass durch die Tonabnehmerresonanz der Übertragungsbereich auf etwa 5 kHz begrenzt wird, so wird deutlich, dass beim Einspulen-Tonabnehmer (Singlecoil) das Magnetfeldfenster keinen großen Einfluss auf das Übertragungsverhalten hat.

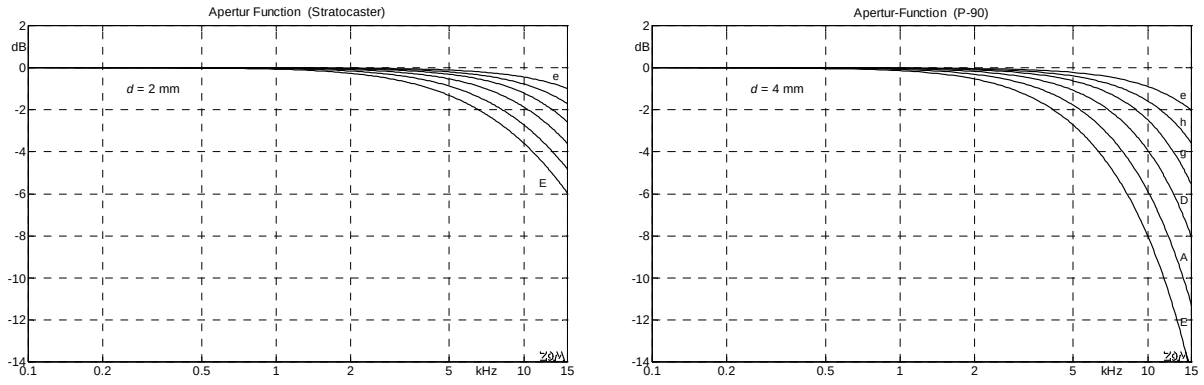


Abb. 5.4.21: Betragsfrequenzgang der magnetischen Apertur-Funktion, Dispersion berücksichtigt.
Links: Stratocaster; lichte Weite Magnet/Saite d = 2mm. Rechts: P-90; d = 4mm.

© M. Zollner 2002

Außer der axialen **Verschiebung** der Kröpfung, (der Abszissen-Variablen in Abb. 5.4.20), gibt es mit der **Distanz** *d* zwischen rotierender Saite und Tonabnehmer eine zweite Variable. Mit größer werdender Distanz verlängert sich das Magnetfeld-Fenster, was zu einer geringfügig stärkeren Höhenbedämpfung führt. Vor allem ändert sich aber das absolute Übertragungsmaß (die Empfindlichkeit, Kap. 5.4.5).

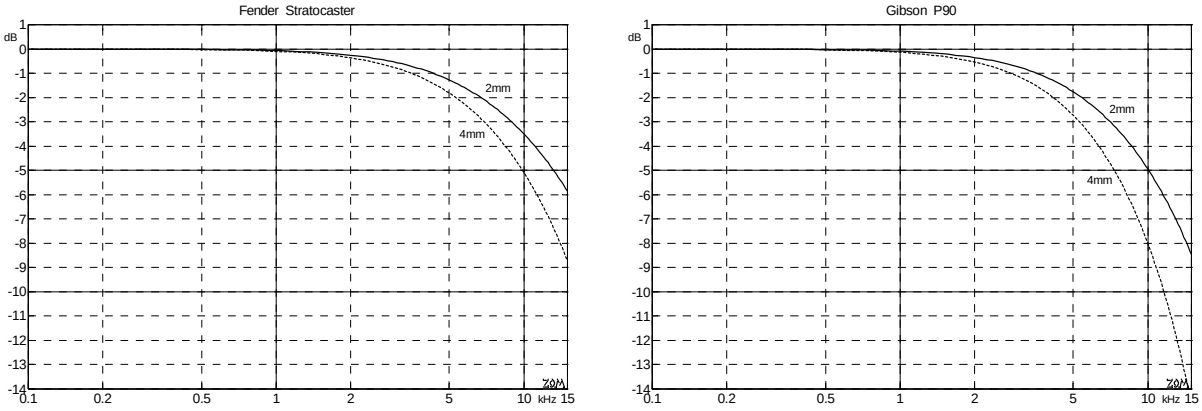


Abb. 5.4.22: Apertur-Tiefpass (E2-Saite) bei 2mm bzw. 4mm Distanz. Normiert, Dispersion berücksichtigt.

Abb. 5.4.22 zeigt für zwei spezielle Tonabnehmer den normierten Aperturfilter-Frequenzgang in Abhängigkeit von der Distanz *d* (= lichte Weite zwischen Welle und Magnet). Als Richtwert kann davon ausgegangen werden, dass bei üblichen Distanzen (ca. 3 mm) der Spannungspegel pro Millimeter Abstandsvergrößerung um ca. 3 dB abnimmt (**Abb. 5.4.23**).

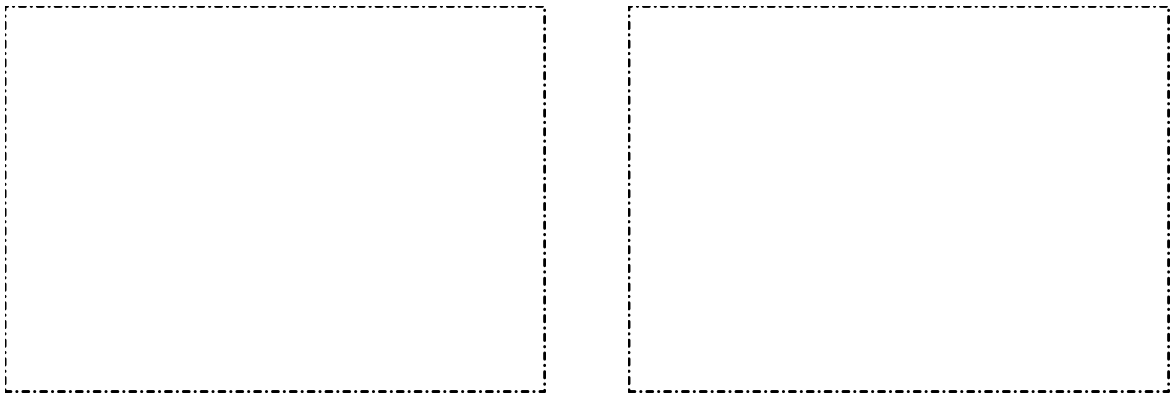


Abb. 5.4.23: Spannungspegel bei variabler Distanz *d*, Kröpfung direkt über Magnetpolmitte. Die mittlere Steigung beträgt -(3...4) dB/mm. Die speziellen dBV-Werte sind prüfstandspezifisch.
Diese Abbildungen bleiben der Druckversion vorbehalten

Wenn man, wie im rechten Bild von Abb. 5.4.23, die Abszisse logarithmisch teilt, und zur Distanz *d* einen Offset Δ addiert, ergeben sich in guter Näherung Geraden; die Abstandsfunktion ist folglich eine Potenzfunktion vom Typ:

$$L_U = 20 \cdot \log\left((d+\Delta)^{-\psi}\right)\text{dB}$$ Distanzabhängigkeit des Spannungspegels

Der Offset Δ ergab sich für die in Abb. 5.4.23 dargestellten Tonabnehmer zu 0,5 ... 4 mm, der Exponent ψ zu 1,3 ... 2,7.

© M. Zollner 2002

Im Gegensatz zum Singlecoil tastet der klassische **Humbucker** die Saitenschwingung in *zwei* Bereichen ab, deshalb zeigt seine örtliche Fensterfunktion auch **zwei Maxima**. Bei Seth Lovers Gibson-Humbucker (und seinen unzähligen Nachbauten) sorgt ein unter den beiden Spulen liegender Balkenmagnet für das Permanentfeld, das 6 Schrauben durch die eine Spule und 6 Metallstifte durch die andere Spule zur Saite führen. Der Mittelpunkts-Abstand dieser der Saite zugewandten Pole beträgt **18 – 19 mm**, der Schraubenkopf hat 5 mm Durchmesser, der Metallstift 4,8 mm. Balkenmagnet, Schrauben, Saite und Metallstifte bilden einen ringförmigen Magnetkreis, der beide Spulen durchströmt. Eine von der Saite verursachte Flussänderung wird folglich beide Spulen betreffen – allerdings mit unterschiedlicher Effizienz, weil der Streugrad erheblich ist. Eine Saitenbewegung über der Schraube induziert vor allem in der Schraubenspule eine Spannung. Aber auch in der Stiftspule kommt ein Teil dieses Wechselfeldes an, und auch hier wird eine Spannung induziert; jedoch weniger als in der Schraubenspule. Die beiden Spulen sind seriell so zusammengeschaltet, dass sich die von gleichphasigen Bewegungen erzeugten Spannungen verstärken.

Abb. 5.4.24 zeigt Messergebnisse an ausgewählten Humbuckern, die auf demselben Prüfstand ermittelt wurden wie Abb. 5.4.20. Bei allen gemessenen Tonabnehmern ergab die Schraubenspule gegenüber der Stiftspule eine verringerte Empfindlichkeit. Im rechten Bild von Abb. 5.4.24 sind weitere Messergebnisse für Humbucker mit anderen Polabständen dargestellt.

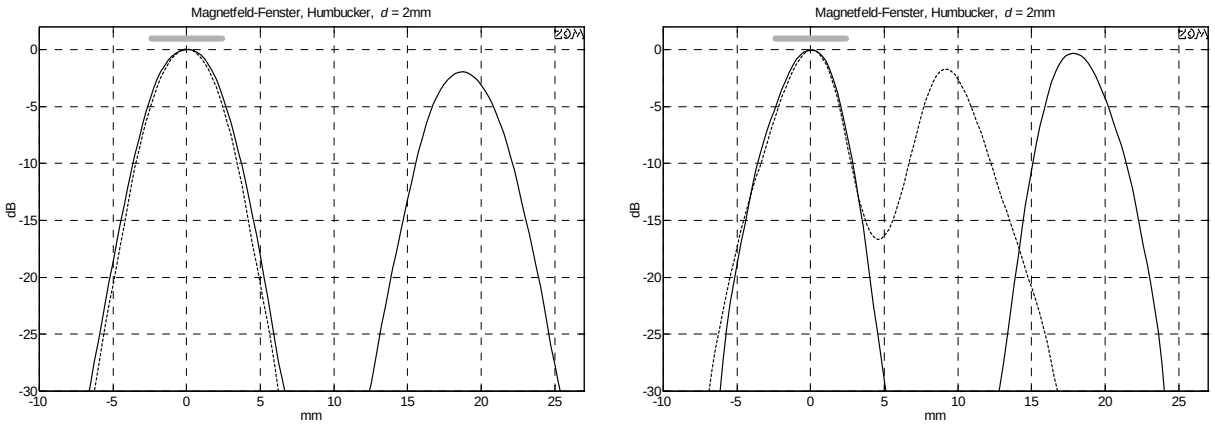


Abb. 5.4.24: Auf gleiches Haupt-Maximum normierte, örtliche Apertur-Funktionen (Spulen in Reihe).
Links: Typischer Gibson-Humbucker, z.B. 490R; zum Vergleich: Fender Jazzmaster (----).
Rechts: Gretsch Filtertron (18mm Polabstand), DiMarzio DP184 (7,6mm Polabstand, ----);

Abgesehen davon, dass beim Singlecoil *ein* Maximum und beim Humbucker *zwei* Maxima auftreten, zeigen die gemessenen Apertur-Funktionen große Ähnlichkeit. Die zweite Spule ermöglicht beim Humbucker zusätzliche Freiheitsgrade: Polabstand (Abszisse), und unterschiedliche Einzelspulen-Empfindlichkeit (Ordinate des Nebenmaximums).

Üblicherweise sind die Einzelspulen eines Humbuckers in Serie geschaltet, nur die Summenspannung wird ausgewertet. Nimmt man nur die Spannung *einer* Einzelspule ab (sog. **Split-Betrieb**), so entfällt die Brummkompensation. In der Regel erhält man hiermit aber keinen typischen Singlecoil-Sound, weil sich die Magnetfeldformen von Singlecoil und Humbucker unterscheiden, und weil meistens auch die Tonabnehmerresonanz höherfrequent liegt.

Weiter Details zum Split-Betrieb siehe Kap. 5.9.2.8 (Kopplung) und Kap. 5.10 (Messungen).

© M. Zollner 2002

Abb. 5.4.25 zeigt typische Fensterfunktionen der beiden Spulen eines Gibson-Humbuckers. Die durchgezogene Linie gilt für den Pegel der empfindlicheren Stiftspule, die gestrichelte für die Schraubenspule. Der vertikale Abstand der beiden Hauptmaxima beträgt typisch 2 – 3 dB, das an einer Einzelspule gemessene Nebenmaximum liegt ca. 14 – 20 dB tiefer als das Hauptmaximum. Präzisere Angaben zum Nebenmaximum sind nicht möglich: Für eine größere Messdynamik müsste die gekröpfte Saite über mehrere Zentimeter Länge mit Toleranzen im 1/100-mm-Bereich rundlaufen – dies ist mit federndem Stahldraht nicht erreichbar. Somit sind auch außerhalb der Kröpfung kleine Exzentrizitäten vorhanden, die das Messergebnis verfälschen. Ergänzende Messungen hierzu sind in Kap. 5.9.4.5 aufgeführt.

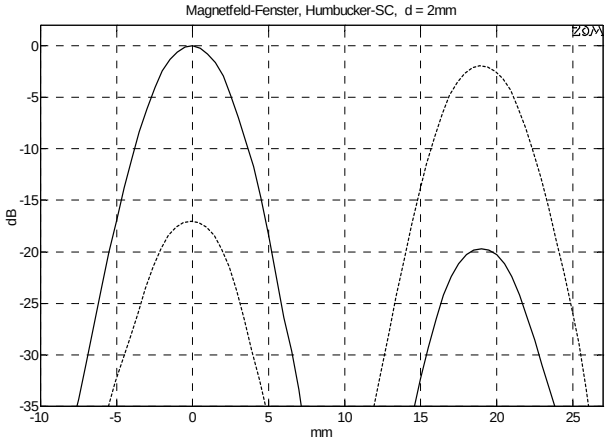


Abb. 5.4.25: Wie Abb. 5.4.24, aber Humbucker im Singlecoil-Betrieb (Einzelspulen, Split). Der Verlauf im Bereich des Nebenmaximums ist als 'grundsätzlich' zu interpretieren; die Messgenauigkeit ist hier nur mäßig. Typischerweise liegt das Nebenmaximum ca. 14 – 20 dB tiefer als das Hauptmaximum.

Den **Frequenzgang** des Humbucker-Aperturfilters erhält man wie beim Singlecoil über die Fourier-Transformation (Linearität vorausgesetzt). Bei der regulären Humbucker-Beschaltung (beide Spulen in Reihe) wird die Saite in zwei Bereichen abgetastet. Das zweite Maximum kann im Zeitbereich als Wiederholung des ersten interpretiert werden, woraus mit dem Verschiebungssatz der Fourier-Transformation ein Kammfilterfrequenzgang resultiert **(Abb. 5.4.26).** Das Interferenzloch im Frequenzgang entsteht, wenn die beiden Humbuckerpole gerade eine halbe Wellenlänge auseinander liegen: Während die Saite vom einen Pol wegschwingt, bewegt sie sich auf den anderen zu. Sind beide Spulen in ihrer Empfindlichkeit gleich, tritt (bei der zugehörigen Frequenz) eine totale Auslöschung ein. Für den Höreindruck macht es aber kaum einen Unterschied, ob "das Loch" im Frequenzgang 15 dB oder 25 dB

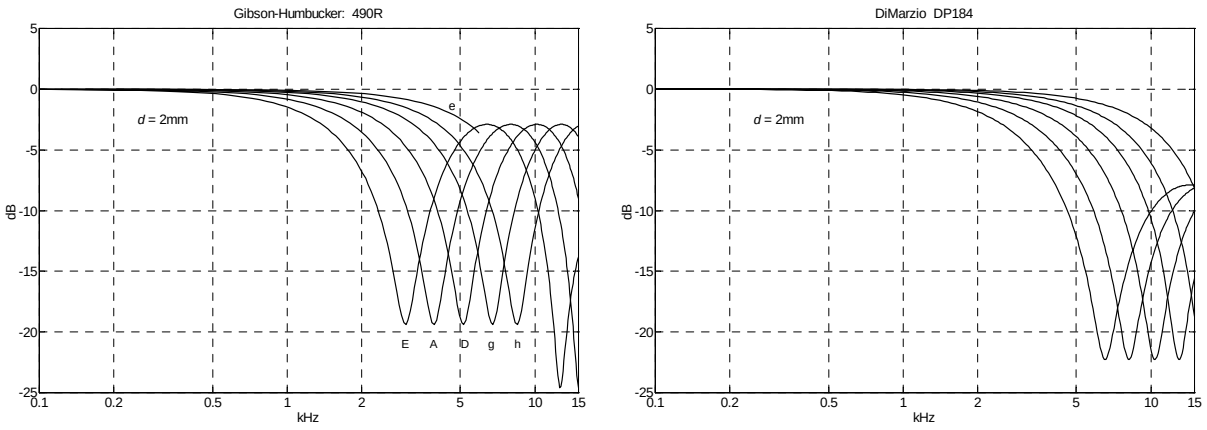


Abb. 5.4.26: Berechneter Betragsfrequenzgang der magnetischen Übertragungsfunktion, incl. Dispersion. Links: Gibson 490R, Reihenschaltung der beiden Spulen. Rechts: DiMarzio DP-184, Reihenschaltung.

© M. Zollner 2002

tief ist. Wichtiger ist der Verlauf zwischen 0 dB und etwa –10 dB; hier erkennt man deutlich, dass speziell bei den Basssaiten (E-A-D) ein ganz erheblicher **Brillanzverlust** auftritt. Humbucker mit kleinerem Polabstand (z.B. DP-184) zeigen einen geringeren, aber immer noch deutlich hörbaren Höhenverlust. An dieser Stelle sei aber wieder einmal daran erinnert, dass ein Tonabnehmer kein Messgerät ist, von dem ein frequenzunabhängiges Übertragungsmaß gefordert wird. Die Kammfilterungen sind deshalb nicht als Fehler zu interpretieren, und in ihrer Auswirkung auf den Klang nur subjektiv bewertbar.

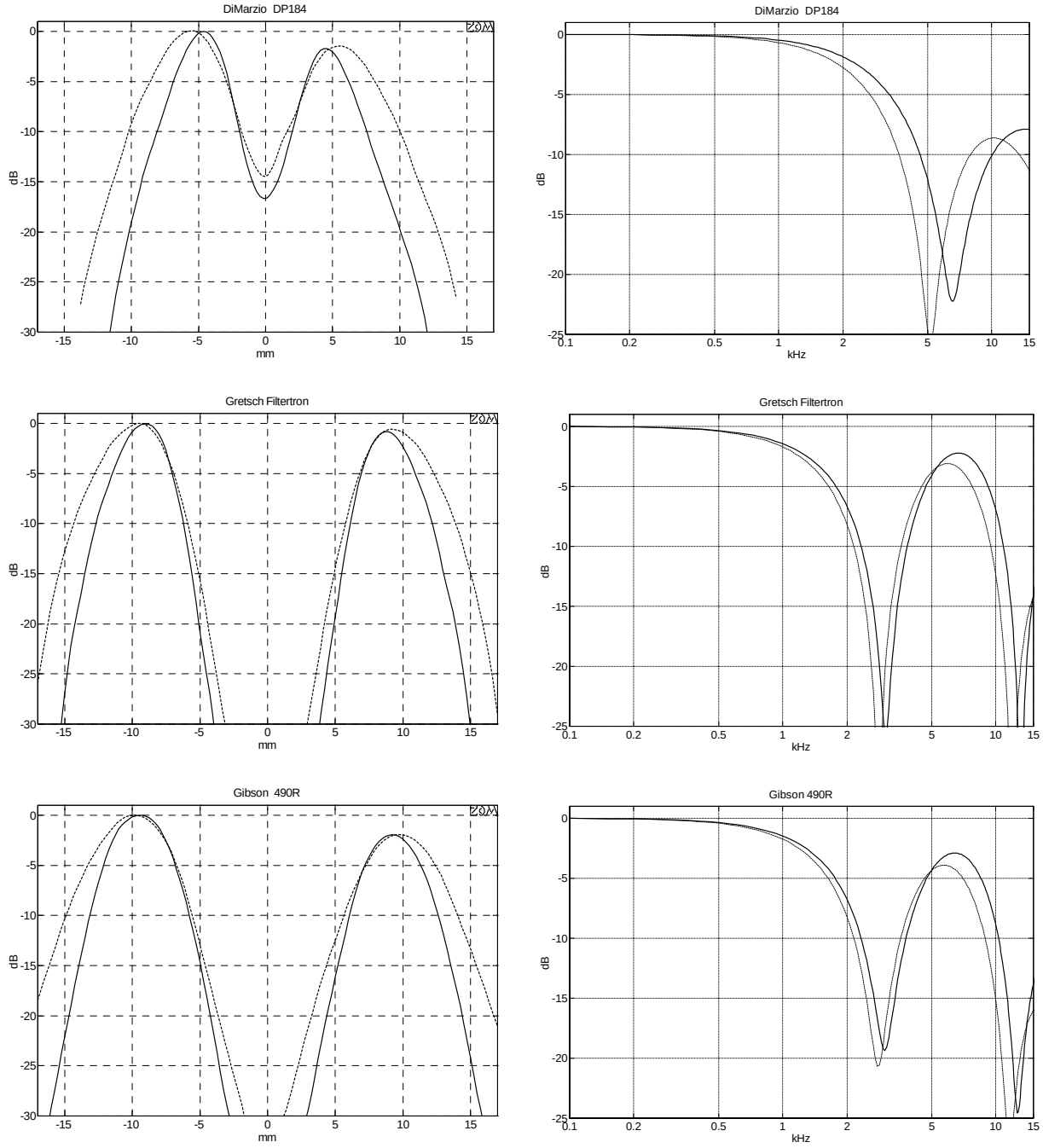


Abb. 5.4.27: Normiertes Apertur-Fenster, Saiten/Magnetpol-Distanz —— 2mm, ------ 4mm. DP-184 (oben), Gretsch-Filtertron (Mitte), Gibson-490R (unten). Übertragungsverhalten für die E2-Saite (rechte Spalte).

© M. Zollner 2002

Die Saiten-Magnetpoldistanz *d* beeinflusst das Magnetfenster in zweierlei Weise: Zum einen verbreitert sich – wie beim Singlecoil – der Verlauf im Maximum, zusätzlich ändert sich aber (wegen der Divergenz des Feldes) auch noch der Abstand der Maxima. Beide Effekte führen mit wachsender Distanz zu einer zunehmenden Höhenbedämpfung (**Abb. 5.4.27**).

Beim Humbucker in **Singlecoil-Beschaltung** (**Abb. 5.4.28**) ist die Interferenz schwächer ausgeprägt als bei der Reihenschaltung, aber immer noch messbar. Trotz abgeklemmter zweiter Spule wird wegen der Magnetfeldkopplung die Saite in *zwei* Bereichen abgetastet!

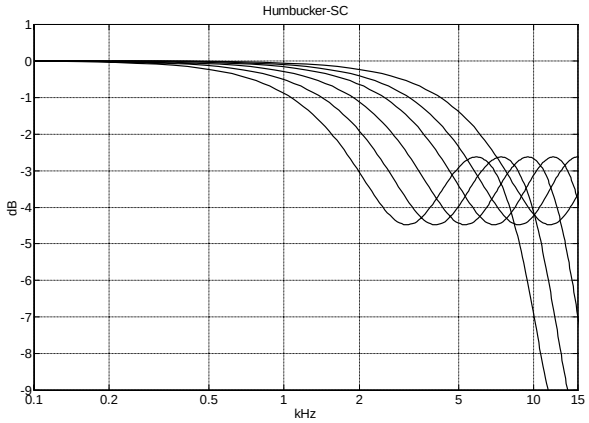


Abb. 5.4.28: Humbucker in Einzelspulenbeschaltung. Das Fenster-Nebenmaximum ist in diesem Beispiel 14dB unter dem Hauptmaximum.

Bei den bisher dargestellten Messungen waren die **Polschrauben** der Humbucker fast ganz in den Spulenkörper hineingedreht, sodass die Abstände zwischen Saite und Polstiften bzw. Saite und Polschrauben in etwa gleich groß waren. Durch Herausdrehen einzelner Schrauben kann man die individuelle Lautstärke einzelner Saiten justieren: Je kleiner der Abstand, desto lauter. **Abb. 5.5.29** zeigt für einen Gibson-Humbucker (490R) die Apertur-Funktionen. Die Distanz zwischen Saite und Polstift betrug bei beiden Messungen 3,8 mm. Zunächst schaute der Schraubenkopf 0,3 mm aus dem Spulenkörper heraus (durchgezogene Linie), für die zweite Messung (-----) wurde die Schraube zwei ganze Umdrehungen weiter herausgedreht (1,8 mm Überstand). Die Distanz zwischen Saite und Schraubenkopf verringerte sich hierdurch von 3,5 mm auf 2,0 mm, die Empfindlichkeit vergrößerte sich gleichzeitig um 7 dB. Interessanterweise vergrößert das Herausdrehen der Schraube auch die Empfindlichkeit der Stiftspule (Magnetfeldkopplung).

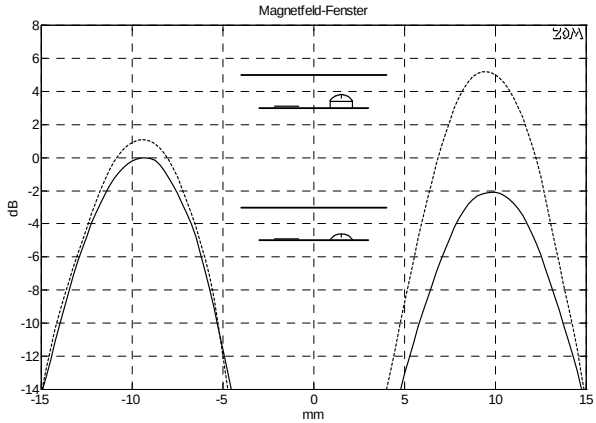


Abb. 5.5.29: Änderung der Apertur-Funktion in Abhängigkeit von der Schraubenstellung. Die beiden linken Maxima gehören zum Stift, die beiden rechten zur Schraube.

© M. Zollner 2002

Die Distanzabhängigkeiten der Übertragungsmaße sind in **Abb. 5.4.30** für einen Gibson-Humbucker dargestellt. Über der Stiftspule (a) und über der Schraubenspule (b) ergibt sich tendenziell derselbe Verlauf, lediglich die absolute Empfindlichkeit unterscheiden sich um ca. 2 dB. Wenn die Kröpfung über der Stiftspule rotiert, aber der Spannungspegel an der Schraubenspule gemessen wird, ergibt sich eine um ca. 15 dB tiefer liegende Kurve. Zum Vergleich ist der Pegelverlauf eines Singlecoil-Tonabnehmers (Gibson P-90) gestrichelt dargestellt; im Wesentlichen unterscheiden sie sich nur in ihrer absoluten Empfindlichkeit. Aus diesen Ergebnissen darf jedoch nicht geschlossen werden, dass der P-90 doppelt so empfindlich ist wie der 490R; durch die gewählte Ortsfunktion wird beim 490R nur jeweils *eine* Spule erregt. Für tieffrequente Transversalwellen, bei denen beide Spulen synchron erregt werden, haben beide Tonabnehmer ungefähr gleiche Empfindlichkeit (siehe Shakerprüfstand).

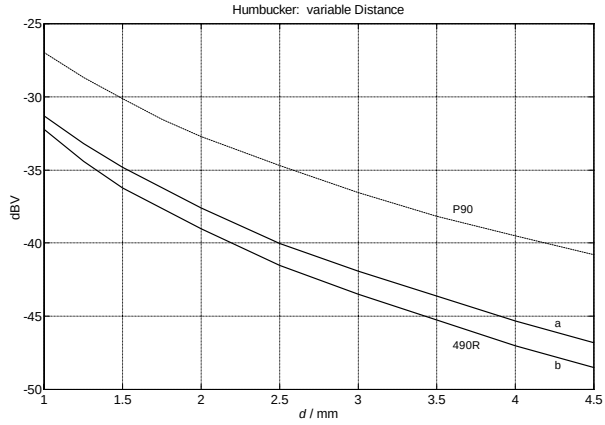


Abb. 5.4.30: Spannungspegelverlauf über variabler Distanz, Gibson-490R (Motorprüfstand).
a = Stiftspulenpegel, Kröpfung über der Stiftspule.
b = Schraubenspulenpegel, Kröpfung über Schraubenspule. Zum Vergleich ist aus Abb. 5.4.23 die Abstandsabhängigkeit beim P-90-Tonabnehmer gestrichelt dargestellt.

Die am Motorprüfstand durchgeführten Messungen zeigen zweifelsfrei, dass die Breite des Magnetfeldfensters (die Hauptapertur) nicht von der Spule, sondern vom Magnetpol bestimmt wird. Die effektive Apertur-Breite von ca. 1 cm bewirkt beim Singlecoil-Tonabnehmer einen leichten Höhenverlust, der mit wachsendem Saite-Magnet-Abstand größer wird. Ergänzende Untersuchungen legen die Vermutung nahe, dass auch der der Saite abgewandte Magnetpol eine (Neben-) Apertur erzeugt – sie lässt sich allerdings mit dem Motorprüfstand nicht mit ausreichender Genauigkeit ermitteln. Hingegen ergaben Lasermessungen (zusammen mit Berechnungen, Kap. 5.10.5) belastbare Daten für die Annahme, dass die Nebenapertur für eine breitbandige Höhenabsenkung verantwortlich ist (1 – 2 dB ab ca. 1 kHz). Bei Tonabnehmern mit feldfokussierenden Leitblechen (z.B. Fender Jaguar) ist die Wirkung der Nebenapertur stärker ausgeprägt (Kap. 5.4.7).

© M. Zollner 2002

5.4.5 Absolute Tonabnehmer-Empfindlichkeit

Die mit dem Motorprüfstand ermittelten Ergebnisse bieten schlüssige Anhaltspunkte für die örtliche Saitenabtastung, sie beruhen aber auf einer untypischen Saitenbewegung (Rotation statt Transversalwelle). Um ergänzende Daten über die absolute Tonabnehmer-Empfindlichkeit zu bekommen, wurden dieselben Tonabnehmer auf einem **Shakerprüfstand** vermessen. Als Antrieb diente ein elektromagnetischer Shaker (B&K 4810), der eine 10 cm lange Saite (0,66 mm Durchmesser) in sinusförmige Bewegung versetzte. Die Saite war orthogonal zur Magnetachse angeordnet, sie bewegte sich auf den Magnet zu bzw. von ihm weg, was als Ausschnitt aus einer sehr niederfrequenten, eben polarisierten Transversalwelle aufgefasst werden kann. Als Mess-Sensor diente ein Beschleunigungsaufnehmer, die meisten Untersuchungen wurden im Frequenzbereich zwischen 80 und 95 Hz bei einer Auslenkungsamplitude von ca. 0,4 mm durchgeführt.

Abb. 5.4.31 zeigt die Abstandabhängigkeit der gemessenen Spannungspegel, die lichte Weite zwischen Magnetpol und Saite (Distanz *d*) wurde zwischen 0,5 mm und 5 mm variiert. Die Ergebnisse der Singlecoil-Tonabnehmer lassen sich in drei Gruppen einteilen: Telecaster und Stratocaster (relativ schwache Krümmung), SDS-1 und P90 (stärkere Krümmung), Jazzmaster (flacherer Verlauf). Bei dieser Art der Messung ist der SDS-1 10 dB empfindlicher ("lauter") als der Stratocaster-Tonabnehmer. Im rechten Bild von Abb. 5.4.31 sind die Ergebnisse für Humbucker dargestellt. Der 490R steht für den typischen Gibson-Humbucker, ähnliche Verläufe ergaben sich mit einem 57-classic und mit den ES-335-Tonabnehmern. Der T.-Iommi-Tonabnehmer unterscheidet sich für kleine Distanzen vom 490R, was durch seinen andersartigen Aufbau begründbar ist.

Die Tonabnehmer sind am empfindlichsten für Saitenbewegungen längs der Magnetpolachse. Bei der Gitarre entspricht dies einer Schwingungsebene senkrecht zum Griffbrett. Schwingungen, die parallel zum Griffbrett erfolgen, induzieren fast keine Spannung (Kap. 5.10).

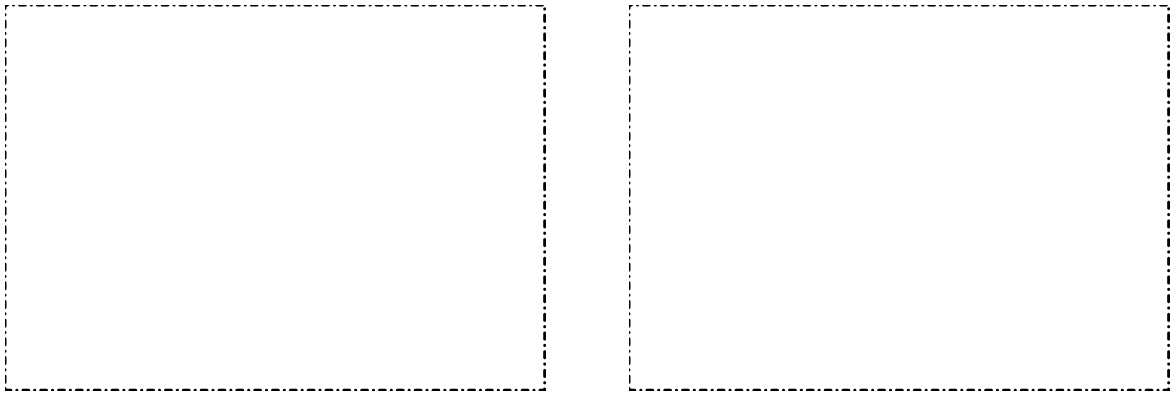


Abb. 5.4.31: Spannungspegel bei variabler Distanz *d*. Auslenkungsamplitude = 0,4mm, Frequenz = 84 Hz. Im praktischen Betrieb ist die Distanz häufig 3 – 4 mm, hier beträgt die Steigung ca. -2 ...-3 dB/mm.
Diese Abbildungen bleiben der Druckversion vorbehalten

Die unterschiedlichen Empfindlichkeiten (Übertragungsmaße) sind vor allem durch die verschiedenartigen Spulen sowie deren Abstand zur Saite begründet. Die Distanz *d* kennzeichnet die lichte Weite zwischen Saite und Magnetpol; bei großem Magnetüberstand (Stratocaster) ist die Spule weiter von der Saite entfernt als z.B. bei der Jazzmaster. In der folgenden Tabelle sind die Messergebnisse zusammengefasst.

© M. Zollner 2002

Tonabnehmer	**§)**	
DiMarzio SDS-1		
Gibson P-90		
Rockinger P-90		
"Telecaster"-Fake (Bridge)		
Duncan APTL-1 (Telecaster-Type, Bridge)		
Fender Jazzmaster-62 (Bridge)		
Rockinger Strat-Type (Balkenmagnet)		
Fender Telecaster-52 (Bridge)		
Fender Jazzmaster-62 (Neck)		
Schaller		
Fender Stratocaster (Balkenmagnet)		
Fender Stratocaster (USA Standard, Bridge)		
Ibanez Blazer		
Joe Barden Strat-Type (Bridge)		
Fender Jaguar (Neck)		
Rickenbacker (Toaster-Pickup)		
Fender Telecaster Texas (Bridge, D / A)		
Fender Telecaster-70 (Bridge, mit Platte)		
Fender Stratocaster (USA Standard, Middle)		
Fender Telecaster-70 (Bridge, ohne Platte)		
Fender Noiseless Stratocaster (Neck, G)		
Duncan SSL-1 (Strat-Type)		
Lace-Sensor gold		
Fender Stratocaster-72 (G)		
Gretsch HiLoTron		
"Telecaster"-Fake (Neck)		
DiMarzio DP-172 (Telecaster-Type, Neck)		
Fender Telecaster-73 (Bridge, D / A)		
Duncan APTR-1 (Telecaster-Type, Neck)		
Fender Telecaster-52 (Neck)		
DiMarzio DP-107 Megadrive		
Gibson Burstbucker #2		
Gibson 57 classic		
Gibson 490R		
Squier Humbucker		
Gibson ES 335 (Neck, 1968)		
Gibson Tony Iommi		
Gibson ES 335 (Bridge, 1968)		
DiMarzio DP-184		
Gretsch FilterTron		

Tabelle: Tieffrequenter Tonabnehmer-Übertragungskoeffizient T_{Uv}.
Saiten-Durchmesser = 0,70mm (plain), Distanz zum Magnetpol d = 2mm.

§) Die Zahlenwerte bleiben der Druckversion vorbehalten

© M. Zollner 2002

5.4.6 Staggered und beveled Polepieces

Die 6 Saiten der Elektrogitarre sollten bei gleich starkem Anschlag eine ungefähr gleich große elektrische Spannung im Tonabnehmer erzeugen. Beim Piezotonabnehmer ist dies der Fall, beim Magnettonabnehmer eher nicht: Wären alle 6 Saiten massiv, so würde die E_2-Saite ca. viermal so viel Spannung erzeugen wie die E_4-Saite (Kap. 3.2). Die Saitenumspinnung ist jedoch in magnetischer Hinsicht ziemlich ineffizient, und deshalb produzieren die Basssaiten ungefähr dieselbe Lautstärke wie die Diskantsaiten. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wird im Folgenden nicht die (von vielen Faktoren abhängige) Lautstärke, sondern nur der Saiten-Grundtonpegel betrachtet: **Abb. 5.4.32** zeigt Ergebnisse für nickelumsponnene Fender-Saiten. Grundlage ist eine für alle 6 Saiten gleiche Anzupfkraft. Für Massivsaiten ist in diesem Fall der Pegel nur von der Saitengrundfrequenz abhängig[♣] (gestrichelt eingezeichnet). Im Bild sind die E_4- und H-Saite massiv angenommen, die restlichen vier Saiten sind umsponnen, und um 4 – 10 dB unempfindlicher als entsprechende Massivsaiten (Kap. 3.2).

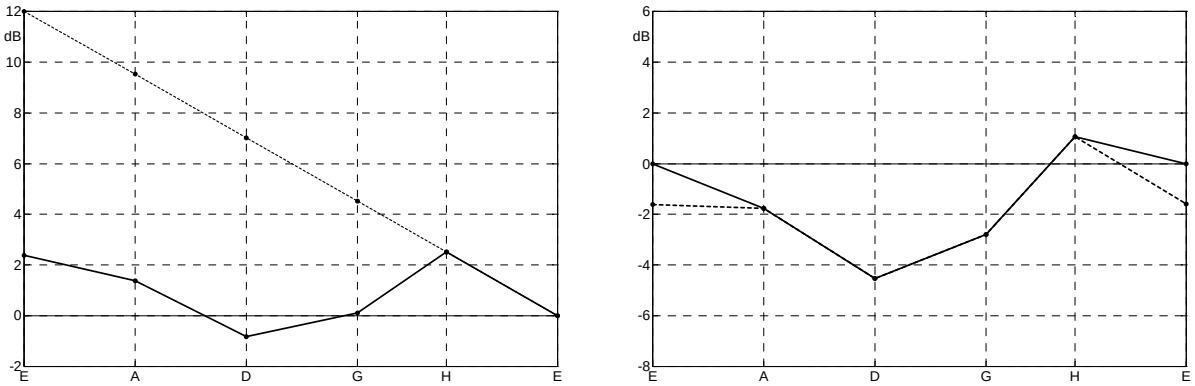


Abb. 5.4.32: Saiten-Grundtonpegel, Fender-150 (pure Ni-wrap): 42-32-24-16-11-09. Linkes Bild: Gleicher Saite/Magnet-Abstand für alle 6 Saiten, gleiche Tonabnehmer-Empfindlichkeit. Rechtes Bild: Fendertypisch konvex gewölbte Saitenlage, Tonabnehmer-Randeffekt gestrichelt eingezeichnet.

Beim Vergleich der Saitenpegel sind mehrere Effekte zu bewerten: Die magnetische Effizienz der Saiten (Kap. 3.2), der Abstand zwischen Saite und Tonabnehmer, und die Empfindlichkeit der einzelnen Tonabnehmermagnete. Durch die Wölbung des Griffbretts mit Radien zwischen 18 – 30 cm liegen die Saiten nicht in einer Ebene, sondern auf einem Bogen. Zumeist hat der E_2-Magnet gegenüber dem E_4-Magnet einen ca. 1mm größeren Abstand, was beispielhaft zur folgenden **Saitenwölbung** führt: 1,0 – 1,5 – 1,7 – 1,5 – 0,9 – 0,0 mm. Bei der saitenspezifischen Tonabnehmer-Empfindlichkeit ist zum einen das individuelle statische Magnetfeld zu berücksichtigen, das durchaus um ± 10% streuen kann, außerdem sind fendertypische Single-coils für die **Randsaiten** (E_2 und E_4) um ca. 1,5 – 2,5 dB weniger empfindlich als für die restlichen Saiten; vermutlich erfasst die Tonabnehmer-Wicklung im Randbereich nur einen Teil des Saitenmagnetfeldes. Zusammengefasst erhält man also individuelle Pegelunterschiede, mit kleinen Lautstärkedefiziten bei der D- und G-Saite, und einer etwas zu lauten H-Saite. Die Pegelunterschiede zwischen den einzelnen Saiten sind zwar nicht dramatisch, haben aber zu Korrekturmaßnahmen geführt: Um die Pegel- und damit auch Lautstärkeunterschiede auszugleichen, modifizierte Fender schon in den Fünfzigern die Magnetlängen, sodass die zu leisen Saiten einem stärkeren Magnetfeld ausgesetzt wurden. Diese unterschiedlich weit aus dem Tonabnehmergehäuse ragenden Magnete hießen **staggered Polepieces**, also etwa "gestaffelte Magnete". Das Gegenteil waren **flush Polepieces**, die gelegentlich auch als **level Polepieces** bezeichnet wurden; auf Deutsch: Fluchtende, gleich lange Magnete. Nicht alle Gitarren be-

[♣] Ein dickerer Saitensatz ist unter diesen Bedingungen nicht lauter, weil die hierfür erforderliche höhere Spannkraft die Auslenkung und damit die Schnelle reduziert.

© M. Zollner 2002

kamen staggered Polepieces: Jaguar und Jazzmaster, damals als Flaggschiffe gedacht, hatten flush Polepieces, die Stratocaster hingegen staggered Polepieces. Die Meinungen, nach welchem Prinzip die Magnetüberstände zu verlaufen hatten, variierten aber über die Jahre: Mal war der D-Magnet der längste, dann D- und G-Magnet gleich lang, aber länger als die anderen vier, dann waren wieder alle 6 Magnete gleich lang, dann wieder "gestaggert". **Abb. 5.4.33** zeigt einige Bauformen, ohne Anspruch auf Vollständigkeit.

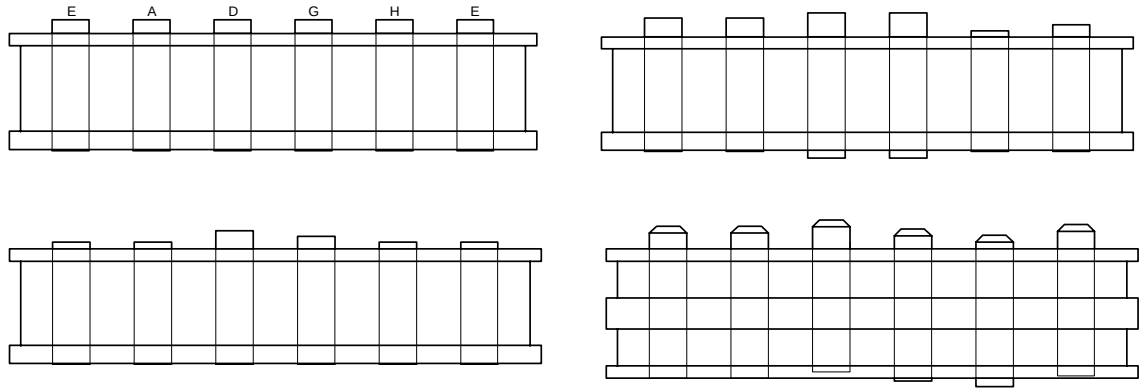


Abb. 5.4.33: Unterschiedliche Magnet-Überstände bei Fender-Tonabnehmern. Links oben: Flush Poles, rechts oben: 1972-Stratocaster, links unten: 1973-Telecaster, rechts unten: Noiseless Stratocaster (2004).

Der als Beispiel untersuchte 1972-Stratocaster-Tonabnehmer hat einen verlängerten D- und G-Magnet, einen verkürzten H-Magnet, und einen geringfügig verkürzten E_4-Magnet♣. Hiermit erhält man die in **Abb. 5.4.34** dargestellte Pegelabhängigkeit; gegenüber Abb. 5.4.32 eine sichtbare Verbesserung – vor allem bei **umsponnener G-Saite**! Die war in den Fünfzigerjahren des letzten Jahrhunderts, als die ersten Fender-Gitarren gebaut wurden, Standard. Und noch 1968 steht im Fender-Prospekt beim 1500-er Saitensatz: 12-16-26w-34-44-52, *this set supplied on all new instruments except* ¾. Alternativ gab es zwar bereits den "light gauge rock 'n roll" Satz, mit 10-13-15-26-32-38, und massiver G-Saite – aber Standard war die umsponnenen G-Saite. Als jedoch im Zuge dünner werdender Saiten die nichtumsponnene (lautere) G-Saite zum neuen Standard avancierte, passte das alte Magnet-Profil nicht mehr. Die Lösung geriet musikertypisch: Bei neueren Tonabnehmern steht der G-Magnet nur

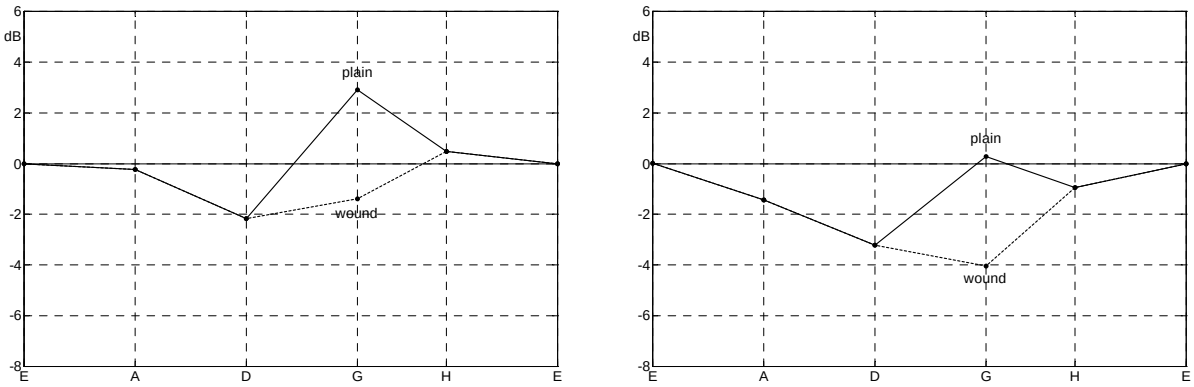


Abb. 5.4.34: Saiten-Grundtonpegel, Fender-150 (pure Ni-wrap): 42-32-24-16-11-09. Links: '72-Stratocaster, rechts: Noiseless Stratocaster (2004). Konvexe Saitenlage.

♣ Bei alten Stratocaster-Tonabnehmern sind die Magnete an der Tonabnehmer-Unterseite meist bündig. Bei diesem Exemplar wurden vermutlich 2 Magnete verschoben. Nicht empfehlenswert: Beschädigungsgefahr!

© M. Zollner 2002

wenig über, daneben werden aber auch "Vintage-Tonabnehmer" gehandelt, die sich am alten Profil orientieren. Und nicht wenige Gitarristen verlangen das Vintage-Profil – um dann dünne Saitensätze aufzuziehen.

Wie wesentlich sind 3 dB Pegelunterschied? Sehr signaltheoretisch betrachtet, gehört zu einer Pegelerhöhung von 3 dB eine Verdopplung der Leistung; also 200 W statt 100W. Das scheint sehr erheblich zu sein. Andererseits: Johannes Webers schreibt in seinem Buch "Tonstudiotechnik" (Franzis, München), dass die Schrittdämpfung diskreter Pegelsteller typischerweise 1,5 dB beträgt, was dem kleinsten wahrnehmbaren Lautstärkeunterschied entspricht. Somit ergeben 3 dB gerade zwei Schaltstufen Unterschied – im direkten Vergleich wahrnehmbar, aber kein dramatischer Effekt. **Seth Lover**, der Entwickler des Gibson-Humbuckers, erinnert sich: "My PAF prototype ... worked well. When the salesmen saw this, without any adjustment screws, it was like breaking their arms. They just didn't have anything to talk about. So, next came the punched-out holes and the adjustment screws." [Vintage Guitars, Febr. 1996]. Wie immer halt – der Vertrieb muss die Fehler der Entwicklung geradebiegen. Eine Neuentwicklung im Gibson-Programm, der Tony-Iommi-Pickup, hat aber wieder keine Einstellschrauben. The times, they are a-changing. Oder griechisch-orthodox: Panta rhei.

Einstellschrauben geben dem Gitarrist natürlich Macht, und seinem Instrument Individualität: "Erst nachdem ich die zweite Schraube um eine viertel Umdrehung rausgedreht habe, war plötzlich dieser Wahnsinns-Sound da". Doch schon hat der Maestro ein neues Problem: Sagt er's keinem, bleibt seine Genialität unbekannt. Sagt er's einem, können alle seinen Wahnsinns-Sound kopieren. Also besser: "Natürlich muss ich jede Gitarre, die ich vom Hersteller bekomme, erst fine-tunen; die liefern ja selbst bei Customshop-Modellen so was von Scheiß aus – unglaublich. Aber mit meinem extrem sensiblen Gehör habe ich bisher noch jede Custom zum klingen gebracht. Da stecken allerdings so viele Jahre Erfahrung drin, dass ich die Details keinem sagen kann". Nun denn, schraubt schön! Jimi Hendrix hat die Tonabnehmer seiner Stratocaster übrigens nicht modifiziert – auch wenn er gerade mal keine Lefty hatte, und eine Righty auf links umspannen musste. We don't need another hero ...

Neben staggered Magnets sind **beveled Magnets** die zweite Spezialität. Sie sind an ihrer der Saite zugewandten Stirnseite kegelstumpfförmig zugespitzt (45°-Fase, Abb. 5.4.33, Noiseless Stratocaster). Es darf spekuliert werden, ob dadurch die Montage (das Einpressen) erleichtert werden sollte, oder ob sich Leo Fender hiermit ein stärkeres Magnetfeld erhoffte. Messungen, bei denen die Magnetstifte eines Noiseless-Stratocaster-Tonabnehmers probeweise umgedreht wurden, ergaben praktisch keinen Unterschied: Die im Mittel gefundene "Verbesserung" des Übertragungsmaßes um 0,2 dB ist innerhalb des typischen Messfehlers und nicht signifikant. Auch beim Klirrfaktor zeigte sich kein Unterschied zu Stratocaster-Tonabnehmern mit zylindrischen Magneten. Große Unterschiede gibt die Theorie auch nicht her: Im Bereich der stirnseitigen Kante (Schnittlinie zwischen Mantelfläche und Stirnfläche) ist beim Zylindermagnet die magnetische Flussdichte sehr hoch, das Magnetmaterial ist in der **Sättigung**, und damit magnetisch eher ineffizient.

Es ist nicht empfehlenswert, Zylindermagnete "zuzuspitzen". Die einzig mögliche Bearbeitungsweise wäre **Schleifen** – dabei tritt aber eine extreme Überhitzung auf, deren Folge eine bleibende Änderung der Magnetparameter sein kann (Curie-Temperatur beachten!).

© M. Zollner 2002

5.4.7 Fender: Jaguar und Lace

Sowohl der von Fender vertriebene Lace-Tonabnehmer als auch der Jaguar-Tonabnehmer erzeugen mithilfe eines u-förmigen Jochblechs ein spezielles Magnetfeld, das im Folgenden genauer untersucht wird. Dass die Lace-Werbung unermüdlich versucht, uns glauben zu lassen, der Fender-Lace-Sensor sei gar kein Tonabnehmer, sondern ein *acoustic emission sensor*, ist üblicher Werbe-Blödsinn (jeder Tonabnehmer ist ein Sensor), dass gleichzeitig aber auch behauptet wird, der Lace könne den Sound *aller* existierender Tonabnehmer nachbilden (*the ability to accurately reproduce the sound characteristics of any existing conventional pickup*), ist hochgradige Musiker-Verarschung[♣]. Schon die Lace-Patentschrift (US 4,809,578) weist ja darauf hin, dass alle anderen Pickups die Saitenschwingung bedämpfen – nur der Lace nicht. Dann kann er aber schwerlich die Charakteristik aller anderen Pickups reproduzieren, oder?

Im Hause Fender gab es über die Jahre mehrere Versuche, das Magnetfeld eines Singlecoil-Tonabnehmers zu verbiegen: Beginnend mit der Basisplatte des Tele-Steg-Pickups über den Jaguar-Pickup bis zum 1980 patentierten Keramikmagnet-Tonabnehmer. Leo Fender war der irrigen Meinung, je mehr Saite abgetastet wird, desto besser klingt's, und deshalb bekommt die Jazzmaster einen Tonabnehmer mit besonders breiter Spule, und der Jaguar-Tonabnehmer ein spezielles Jochblech. Denn, so steht's in der Jaguar-Patentschrift, bei den herkömmlichen Tonabnehmern würden die magnetischen Feldlinien *pass through only very small portions [of the string], with small harmonic content*. Demgegenüber soll beim Jaguar-Pickup das gezahnte Jochblech die Saite in einem ca. 2 cm langen Bereich magnetisieren (**Abb. 5.4.35**), beim Lace-Pickup sollen die Streifenmagnete das Feld nach außen drängen, also verbreitern (**Abb. 5.4.36**). Aber sind nicht Aperturbreite und Frequenzbandbreite reziprok? Natürlich, je kürzer das abgetastete Saitenstück, desto besser ist die Höhenwiedergabe (deshalb waren ja auch die Spalte der Tonband-Magnetköpfe möglichst schmal).

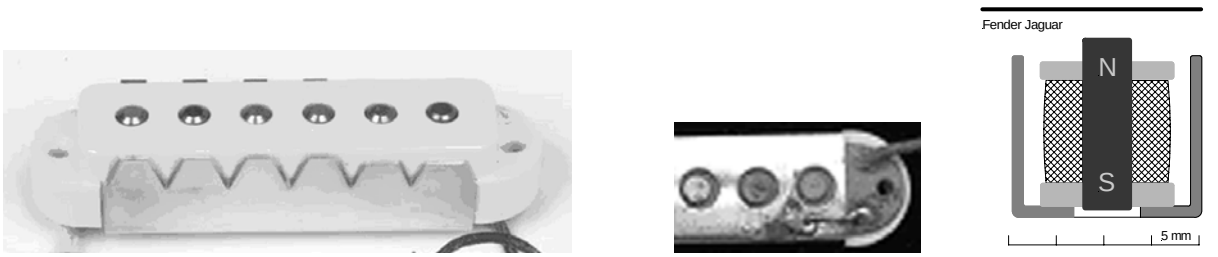


Abb. 5.4.35: Fender-Jaguar-Tonabnehmer [www.guitar-parts.com, www.jimshine.com]; die gezahnte U-Schiene (engl. "claw") leitet einen Teil des von der Saite rückfließenden Magnetflusses zum Südpol zurück.

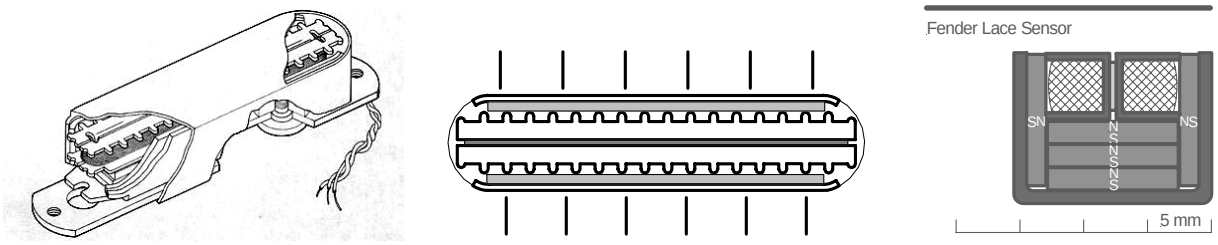


Abb. 5.4.36: Lace-Pickup [Fender-Actodyne]. Der ferromagnetische Spulenkörper ist an seiner Oberseite gezahnt, um "ein möglichst inhomogenes" Magnetfeld zu erzeugen. Die Zahnabstände haben keinen regulären Bezug zu den Saitenabständen (im mittleren Bild für zwei typische Fälle angedeutet: oben 51mm, unten 49mm)..

[♣] Liebe Anwälte, ich habe mich als Sachverständiger schon vor dem BGH wacker geschlagen – so ihr denn eure Designer-Schreibtische überhaupt verlassen wollt: ihr seid eingeladen ...

© M. Zollner 2002

Zum Glück ignorieren die Magnetfeldlinien aber die Patentschrift weitgehend, und suchen stattdessen ihre Wege nach physikalischen Gesetzen. **Abb. 5.4.37** zeigt im linken Bild das mit der rotierenden Saite ermittelte Magnetfeld-Fenster des **Lace-Pickups**, im rechten Bild den daraus abgeleiteten Apertur-Frequenzgang. Ja, zum Strat-Pickup besteht ein Unterschied, der Höhenverlust hält sich aber doch in Grenzen, wie auch die Transfer-Messung mit dem Laser-Vibrometer belegt (**Abb. 4.5.38**, Messaufbau siehe Kap. 5.10.5).

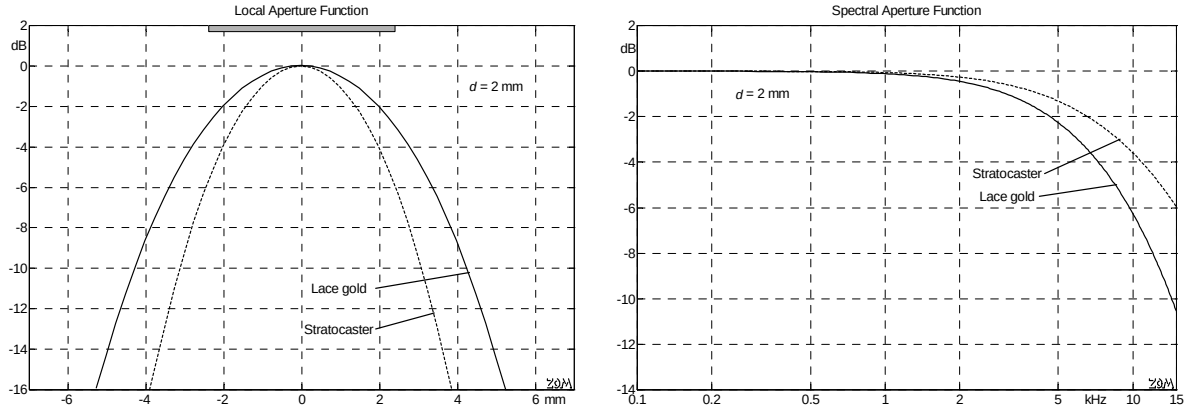


Abb. 5.4.37: Links: Magnetfeld-Apertur. Rechts: Apertur-Frequenzgang (E_2, mit Dispersion, b = 1/8000).

Der Impedanz-Frequenzgang (**Abb. 4.5.38**) offenbart weitere Unterschiede: Die Jochbleche führen beim Lace zu stärkeren Wirbelstromverlusten, sodass die Güte etwas kleiner ist als beim herkömmlichen Stratocaster-Tonabnehmer. Ähnliche Unterschiede lassen sich aber auch leicht durch Ändern der Potentiometer-Widerstände erzielen, sodass Lace- und Stratocaster-Tonabnehmer bezüglich der Übertragung sehr ähnlich sind. Große Unterschiede gibt es hingegen bei der **Brummempfindlichkeit** (Kap. 5.7) und bei der Stärke des statischen **Magnetfeldes** – dies ist beim Lace ca. 60% geringer als beim herkömmlichen Stratocaster-Tonabnehmer. Nicht unbedingt Leo-konform, denn der hielt es beim Jaguar-Tonabnehmer für patentwürdig, ein Magnetfeld zu erzeugen, das <u>stärker</u> ist als bei herkömmlichen Tonabnehmern. Beim Lace ist hingegen patentwürdig, dass sein Magnetfeld <u>schwächer</u> ist als bei herkömmlichen Tonabnehmern. Darauf muss man erst mal kommen ...

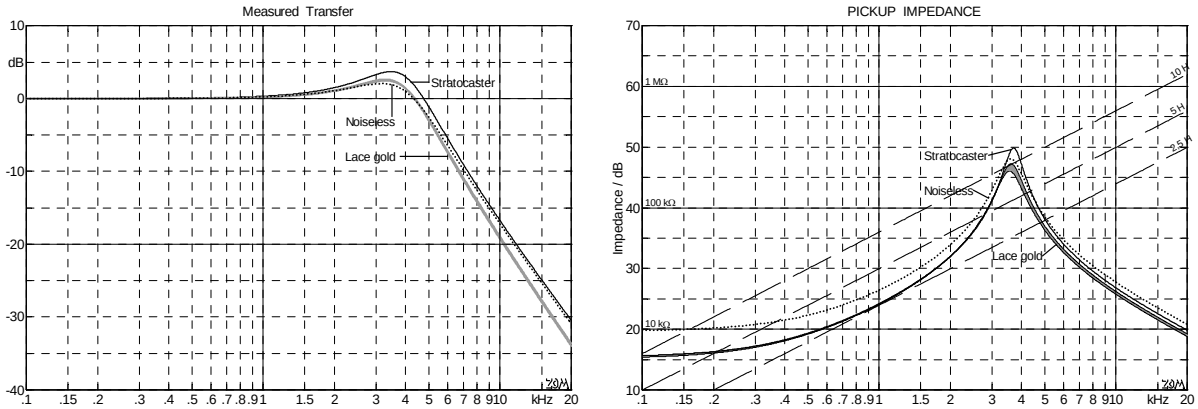


Abb. 5.4.38: Links: Mit dem Laser-Vibrometer gemessener Frequenzgang. Rechts: Impedanz-Frequenzgang. Vom Lace wurden zwei verschiedene Exemplare analysiert. (Noiseless = Fender Noiseless-Strat-Pickup).

Ist der Lace nun gut oder schlecht? Kurz und knapp: Schlecht ist nur die Werbung, der Pickup ist schon OK. Gute Brummunterdrückung[♣], bei nur leichten Höhenverlusten. Der Herr Black-

[♣] Beim Fender Noiseless-Strat-Pickup ist der Brumm-Abstand allerdings nochmals 13 dB besser als beim Lace.

© M. Zollner 2002

more meinte übrigens auf die Frage, ob er mit dem Lace zufrieden sei: *Ja klar, sonst würde ich ihn doch nicht benutzen* [G&B 5/05]. Da hatte der Frager ja direkt Glück, dass es bei der Antwort nicht auch noch was gesetzt hat. Inzwischen sind übrigens beide etwas aus der Mode gekommen: Fender baut den Lace fast nirgendwo mehr ein, und der Herr Blackmore, wer war der gleich wieder...

Auch der **Jaguar-Tonabnehmer** spielt nicht mehr in der ersten Reihe, dabei ist er besser als sein Ruf. Würde sein u-förmiges Jochblech tatsächlich ein 2 cm breites Aperturfenster erzeugen, ein erheblicher Höhenverlust wäre die Folge, doch auch hier bleibt fast alles beim Alten. Was auch daran liegt, dass Fender – im Gegensatz zur Patentschrift – die Unterseite des U-Blechs eben nicht ohne Luftspalt an den Magnet angrenzen lässt, sondern einen 1 mm breiten ringförmigen Luftspalt vorsieht (**Abb. 5.4.35**). Erst zum Patentamt, dann ausprobieren, nicht wahr, Leo? Ohne Luftspalt könnte die Mikrophonie überhand nehmen, und das wollen wir doch nicht, oder? Und allzu stark braucht das Magnetfeld auch gar nicht zu sein, und dann können wir das U-Blech auch gleich noch etwas dünner machen als in der Patentschrift, und zwei Zähne kürzen, und (1964) zu "staggered magnets" übergehen, und schon passt's.

Die Impedanzmessung (**Abb. 5.4.39**) zeigt mit U-Blech 3,8 H, ohne U-Blech 3,15 H, also mehr als beim "normalen" Strat-Pickup (der hatte ca. 2,2 H). Auch der Gleichstromwiderstand ist größer als bei der Strat (6,8 kΩ gegen 5,7 kΩ), was auf eine höhere Windungszahl hinweist. Das ferromagnetische U-Blech vergrößert die Induktivität, reduziert aber wegen der in ihm entstehenden Wirbelströme die Resonanzgüte. Die Hauptunterschiede zum Strat-Pickup: Die Resonanzfrequenz ist niedriger, die Resonanzüberhöhung (Güte) geringer, dafür ist der Jaguar-Pickup lauter und brummt deutlich weniger (Kap. 5.5, 5.7).

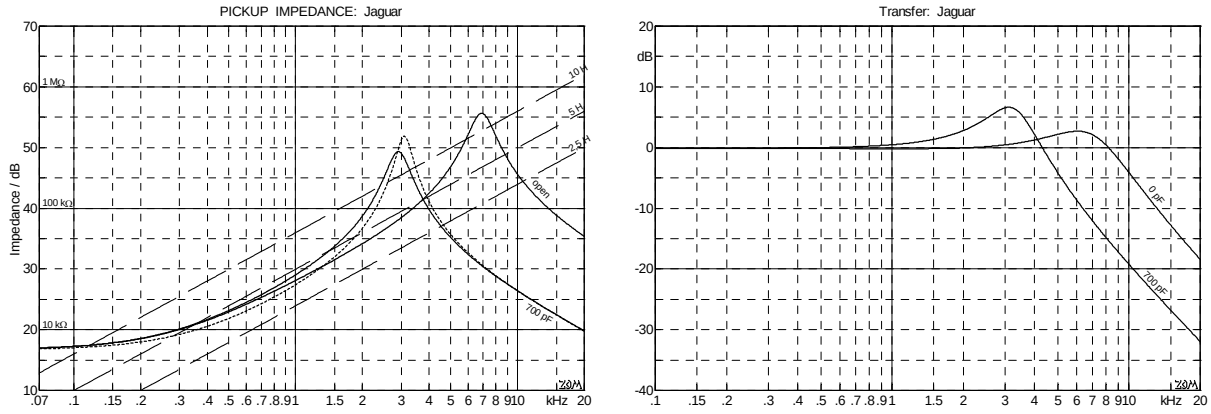


Abb. 5.4.39: Impedanz-Frequenzgang (--- = ohne U-Blech). Transfer für 333 kΩ Last ermittelt (Amp = 1 MΩ).

Der Vergleich der beiden *Gitarren* offenbart eine weitere Besonderheit: Bei der Strat haben die Potis je 250 kΩ, bei der Jaguar je 1 MΩ! Und deshalb ist die Resonanzüberhöhung der Jaguar *größer* als die der Stratocaster. Sehr zweckmäßig sind 1-MΩ-Potis allerdings nicht: Dreht man die Lautstärke auch nur leicht zurück, verliert man Höhen (Kap. 9). Doch das ist nicht alles, die Jaguar hat ein **Geheimnis**, das die Fangemeinde seit Jahrzehnten beschäftigt: Warum sind zwei Zähne gekürzt (Abb. 5.4.35), und wie herum muss der Pickup eingebaut werden? Selbst bei Fender wurde das wohl kontrovers diskutiert, und so kamen die kurzen Zähne mal unter E2- und A-Saite, aber auch unter H- und E4-Saite. Wäre es nur die Saitenlautstärke, das Problem wäre mit Einführung der "staggered magnets" behoben gewesen. Es muss wohl der Wunsch gewesen sein, den beiden Basssaiten zu mehr Brillanz zu verhelfen. Tendenziell richtig gedacht – die Verbesserung beträgt aber nur einige Zehntel dB, sodass man die Angelegenheit abhaken sollte. Myth busted.

© M. Zollner 2002

Der Vergleich zwischen berechneter Übertragungsfunktion (H_{Uv} Kap. 5.9.3) und Lasermessung (Kap. 5.10.5) zeigt einen leichten Höhenverlust (**Abb. 5.4.40**), dessen Ursache ziemlich sicher die spezielle Magnet-Apertur ist. Im rechten Bild ist die zur Übertragungsfunktion gehörende örtliche Gewichtsfunktion dargestellt, man erhält sie über die inverse Fourier-Transformation. Die sattelförmige Einsenkung um 5 kHz kommt von den Nebenmaxima der Apertur-Funktion; ohne Nebenmaxima hat die Übertragungsfunktion den gestrichelten Verlauf.

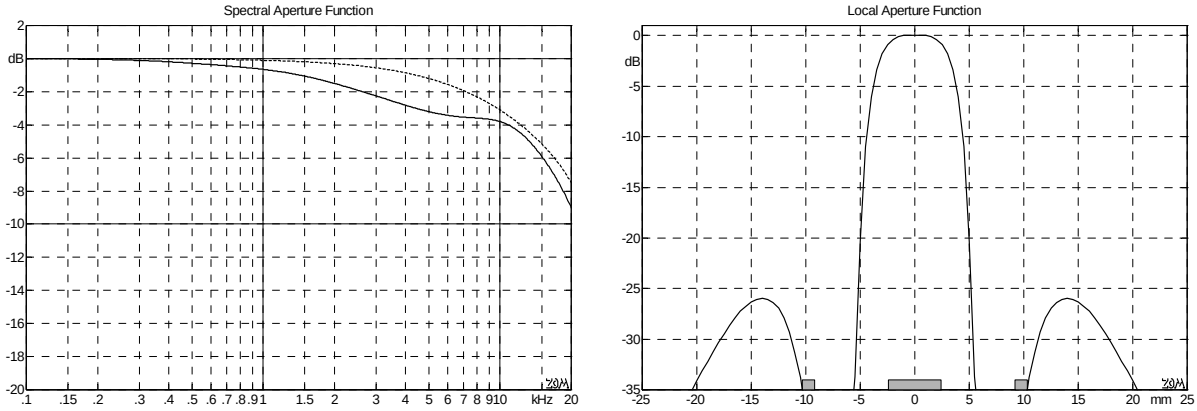


Abb. 5.4.40: Jaguar-Tonabnehmer, Apertur-Frequenzgang (**—** mit**, ---** ohne Nebenmaxima). Rechts: örtliche Gewichtung. Umsponnene Saite, Außen-Durchmesser = 1,1mm, Saite/Magnet-Distanz = 4 mm, f = 82 Hz für 65-cm-Mensur. Die Abmessungen des Magneten und der Zahnspitzen sind am unteren Bildrand grau angedeutet.

Bei dem analysierten Jaguar-Tonabnehmer tritt das Magnetfeld über dem Magnetpol (N) in die Saite ein, und verlässt sie wieder ab ca. 7 mm (vergl. Abb. 5.4.8). Die Rückflüsse zum Südpol erzeugen die **Nebenmaxima** der Apertur-Funktion, die ein kleines Stück außerhalb der Zähne liegen. Das u-förmig gebogene Zahnblech kann diese Rückflüsse etwas fokussieren, woraus (neben der verringerten Brummempfindlichkeit) der sattelförmige Höhenverlust resultiert. Ohne Zahnblech ist der Rückfluss natürlich auch vorhanden, aber räumlich mehr verteilt, und deshalb weniger höhendämpfend. In den Messungen zeigen sich hierbei Nebenmaxima um ca. -40 dB, die aber nur näherungsweise bestimmbar sind, weil ab 5 kHz die Messgenauigkeit schon deutlich nachlässt.

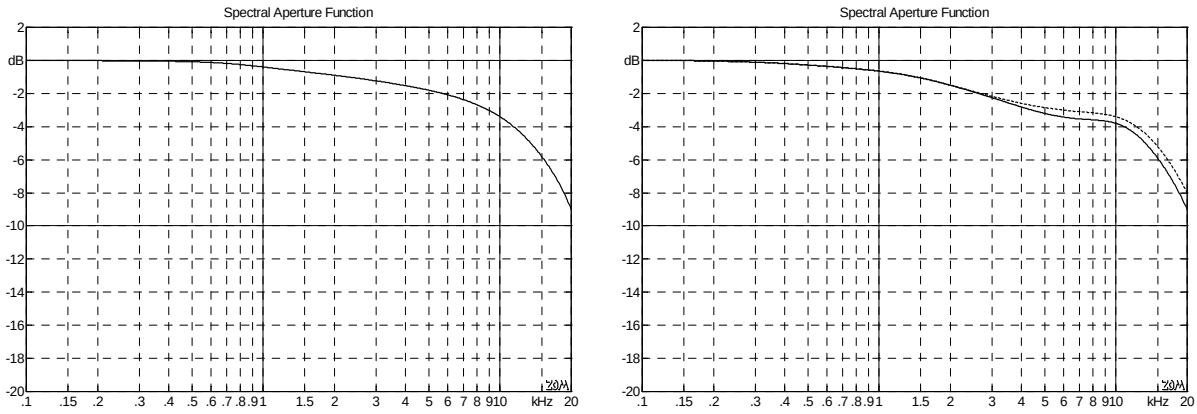


Abb. 5.4.41: Links: Jaguar-Tonabnehmer ohne Zahnblech, sonst wie Abb. 5.4.40. Das rechte Bild zeigt Messungen mit Zahnblech, über dem D-Magnet (**——**) bzw. über dem A-Magnet (----, verkürzter Zahn).

In **Abb. 5.4.41** ist links die Übertragungsfunktion ohne Zahnblech dargestellt, rechts der von der Zahnkürzung hervorgerufene Höhengewinn. Nicht der Rede wert. Die Abschirmung ist hingegen gut gelungen, sie erreicht Platz 2 der untersuchten (echten) Singlecoils.

© M. Zollner 2002

5.4.8 DeArmond-Tonabnehmer

Harry DeArmond (Ohio) war einer der Tonabnehmer-Pioniere: Schon in den Dreißigerjahren entwickelte er Magnettonabnehmer, die er über seinen Geschäftspartner H. Rowe an viele Gitarrenhersteller verkaufte. Üblich waren zu jener Zeit Flattop- und Archtop-Akustikgitarren, die dann mit einem Tonabnehmer elektrifiziert wurden. Hatten sie ein rundes Schallloch, wurde der Tonabnehmer in diesem montiert, hatten sie F-Löcher, musste ein möglichst flacher Tonabnehmer zwischen Decke und Saiten montiert werden (z.B. am Schlagbrett, oder am Halsende). DeArmonds **FHC** war auf einen zu den Saiten parallel laufenden Stahlstab aufgesteckt – so konnte seine Position zwischen Halsende und Steg verändert werden. Eine Schwierigkeit bei der nachträglichen Elektrifizierung betraf die individuelle Saitenlautstärke: Bei den damals verwendeten "Schlaggitarren" kamen zwar schon Stahlsaiten zum Einsatz, die unteren 4 Saiten (EADG) waren aber mit Messing oder Bronze umsponnen. Da bei ihnen nur der dünne Stahlkern magnetisch wirksam ist, erzeugen sie an einem Magnettonabnehmer viel weniger Spannung als die beiden massiven Diskantsaiten (Kap. 3). DeArmond löste dieses Problem durch eine sehr spezielle Magnetkonstruktion, die er sich sogar patentieren lies: Der in der Spule liegende Balkenmagnet ist nicht durchgängig, sondern unter der H-Saite unterbrochen. Über der Spule wirken zwei ferromagnetische Blechstreifen feldfokussierend (A, C, **Abb. 5.4.42**), zusätzlich schwächt eine Blechbrücke (B) das Magnetfeld ab.

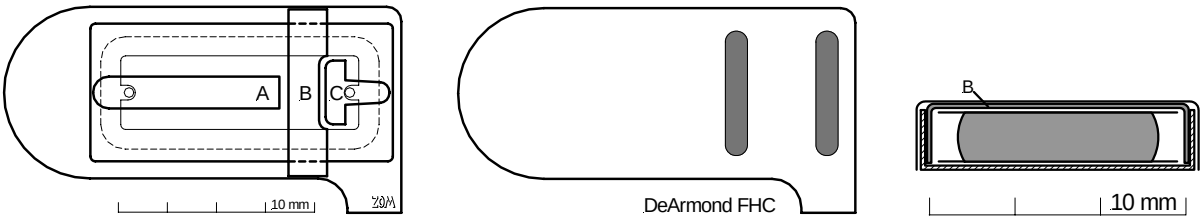


Abb. 5.4.42: DeArmond FHC (US-Patent 2,455,046).

Die Erfindung erreicht ihren Zweck, die H-Saite wird ca. 8 dB schwächer abgenommen als die Basssaiten, bei der hohen E-Saite sind es ca. –5 dB. Die statische Flussdichte (2mm über dem Gehäusedeckel gemessen) ist mit 17 mT relativ gering, starke Singlecoil-Tonabnehmer erreichen da leicht dass Dreifache. Und noch ein Unterschied besteht zu diesen: ihre Apertur ist schmäler (Kap. 5.4.4). In **Abb. 5.4.43** sind die Aperturfenster im Vergleich zum Stratocaster-Tonabnehmer dargestellt. Dass die Apertur der H-Saite so breit ist, hat kaum Auswirkungen – ihre Wellengeschwindigkeit ist relativ hoch (Kap. 5.4.4); bei den Basssaiten ergibt sich allerdings ein Brillanzverlust. Der dominierende Höhenabsorber ist jedoch das unter dem Tonabnehmer angebrachte ferromagnetische Bodenblech. Die in ihm erzeugten Wirbelströme (Kap. 5.9.2.4) bewirken einen deutlichen Höhenverlust.

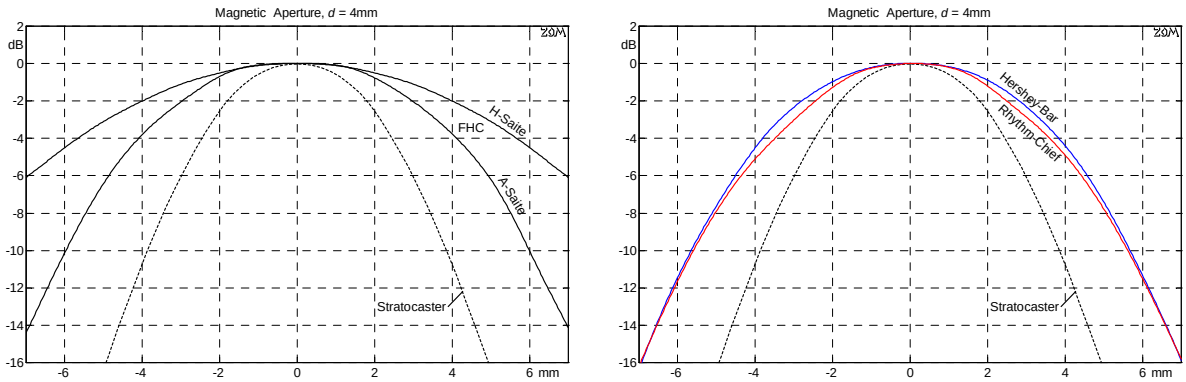


Abb. 5.4.43: Aperturfenster; DeArmond FHC (links), Rhythm-Chief und Hershey-Bar (rechts).

© M. Zollner 2002

Die relativ starken Wirbelstromverluste zeigen sich auch im Impedanzfrequenzgang (**Abb. 5.4.44**). Die Induktivität ist ziemlich groß, die Resonanzüberhöhung aber nur schwach ausgeprägt. Dass auch der (unmagnetische) Gehäusedeckel die Güte verringert, zeigt die ohne Deckel gemessene gestrichelte Kurve. Bei der Impedanz sind die Auswirkungen noch gering, bei der Übertragungsfunktion deutlich. Noch dramatischer wird der Höhenverlust, wenn man den Tonabnehmer mit einem Potentiometer belastet – das hatte in der guten alten Zeit nämlich oft nur 50 kΩ, und dann waren die Höhen ganz weg: 8.2 H und 50 kΩ ergeben zusammen einen 1-kHz-Tiefpass, der zusätzlich zur Apertur- und Wirbelstromdämpfung wirkt (in Abb. 5.4.44 ist der noch nicht berücksichtigt). Doch genau das ist der "golden tone", wegen dessen diese Tonabnehmer gesucht sind und heute für viel Geld den Besitzer wechseln.

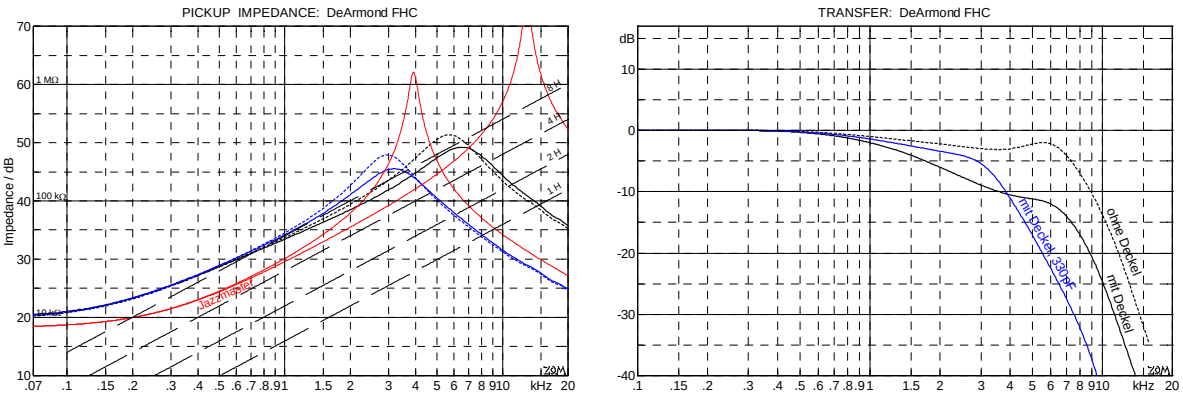


Abb. 5.4.44: Impedanz. Ohne Belastung (schwarz), mit 330pF Last (blau); Jazzmaster zum Vergleich (rot). Die gestrichelten Kurven zeigen jeweils den Impedanzfrequenzgang, wie er ohne Gehäusedeckel gemessen wird. Im rechten Bild ist die mit dem Laser-Vibrometer gemessene Übertragung dargestellt (Kap. 5.10.5).

Eine Weiterentwicklung des FHC ist der **Rhythm-Chief**. Frühe Varianten hatten eine geteilte Wicklung, mit verringerter Windungszahl unter der H- und E-Saite, um wie oben angegeben die Lautstärke auszugleichen. Die Weiterentwicklung, der Rhythm-Chief 1100, besitzt einstellbare Polschrauben. Sie funktionieren aber ganz anders als z.B. beim P90. Die Besonderheiten beginnen beim Magnet: Bei DeArmond ist das häufig ein Plastikmagnet, auch Gummimagnet genannt. Trotz des Namens ist die magnetisch wirksame Substanz ein Metallpulver, das mit Kunststoffen oder Gummi als Bindemittel zu Formkörpern verarbeitet wird. Beim RC-1100 bildet der ganze (längliche) Spulenkern den Magnet, in ihm stecken die Schrauben. Das ist doch **sehr ungewöhnlich**, denn damit liegen die Schrauben parallel zum Magnet, sie schließen ihn teilweise kurz. In **Abb. 5.4.45** sind zwei Fälle gezeichnet: Sind die Schrauben weit eingedreht, wie im zweiten Bild von rechts, schließt sich der Magnetkreis weitgehend über die Schrauben, und das externe Feld ist relativ klein. Dreht man die Schrauben heraus, wie ganz rechts skizziert, wirken die Schrauben feldfokussierend und -verstärkend. Letztlich zählt das Ergebnis, und das lautet: ja, funktioniert. Mit nicht ganz so starkem Höhenverlust wie beim FHC. Denn auch dieser Tonabnehmer wird durch Wirbelströme bedämpft, und auch hier ist die Aperturdämpfung nicht vernachlässigbar (Abb. 5.4.43). Dass das Zuleitungskabel nur sehr laienhaft "befestigt" wurde, und bei höherem Alter gern der Draht abreißt, freut hingegen die Sammler. Steigt dadurch doch der Wert der noch funktionierenden Exemplare. Auf z.Zt. über 1200 $, Tendenz steigend.

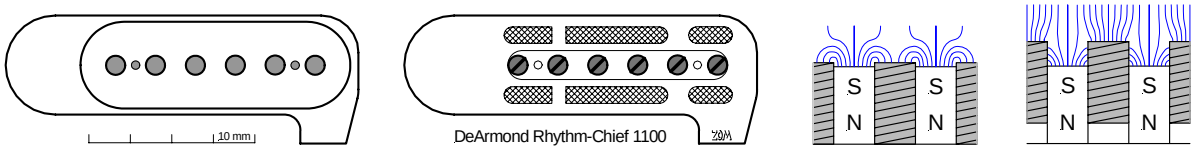


Abb. 5.4.45: DeArmond Rhythm-Chief 1100.

© M. Zollner 2002

In **Abb. 5.4.46** sind Impedanzfrequenzgänge dargestellt. Die nackte Spule, in deren Innern sich der Plastikmagnet befindet, hat eine hohe Güte. Mit den 6 Schrauben erhöht sich die Induktivität (rechts Bild). Eine noch größere Induktivitätserhöhung kommt vom ferromagnetischen Bodenblech (linkes Bild), das aber dann die Güte stark verringert (Wirbelströme).

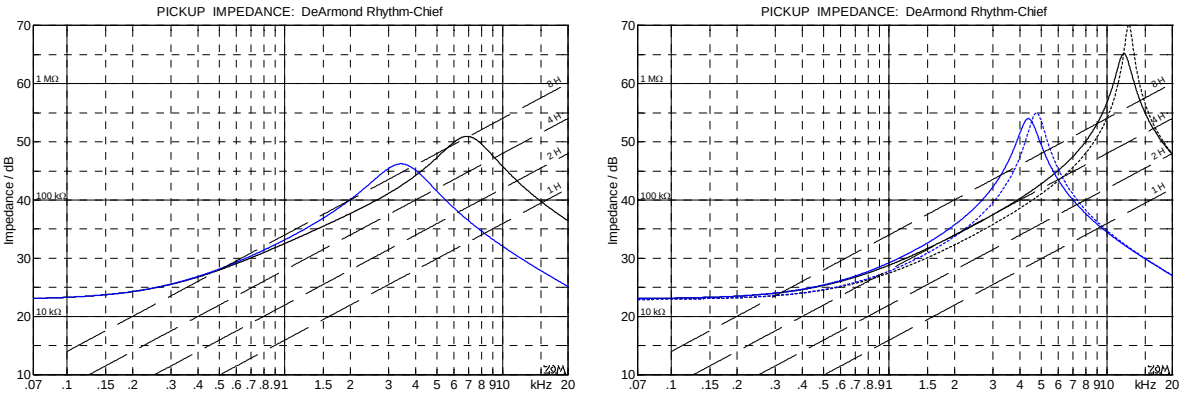
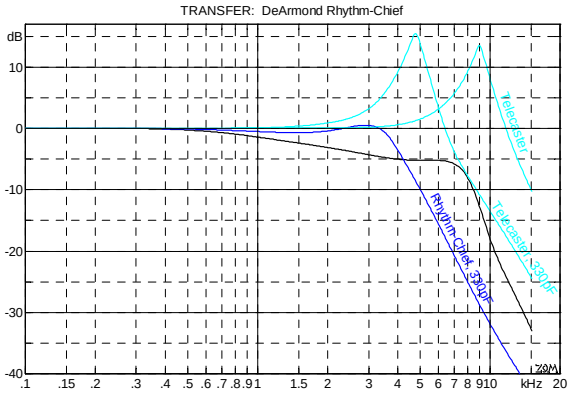
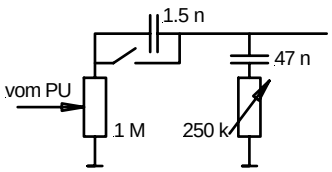


Abb. 5.4.46: Impedanz DeArmond Rhythm-Chief 1100. Links: Originalzustand, Leerlauf bzw. 330 pF Last. Rechts: Spule ohne Gehäuse, mit Schrauben (**––––**), ohne Schrauben (-----).

Fest mit dem Rhythm-Chief verbunden ist eine kleine **Steuereinheit**, mit Vol- und Tone-Poti, und einem Solo/Rhythmus-Schalter. Der Frequenzgang des unbelasteten Tonabnehmers ist in **Abb. 5.4.47** schwarz dargestellt, blau mit C_{Last} = 330pF. Gegenüber den sonst verwendeten sehr niederohmigen Potentiometern wechselt DeArmond hier plötzlich zu hohen Werten, was der Höhenwiedergabe dienlich ist – solange man nicht die Lautstärke zurückdreht.





Schaltung der DeArmond-Steuereinheit

Abb. 5.4.47: Übertragungsfrequenzgang Rhythm-Chief 1100; Telecaster Steg-Tonabnehmer zum Vergleich.

Ein wesentlich einfacherer Vertreter der DeArmond-Pickups ist der sog. **Hershey-Bar**, der nach einem Schokoladenriegel benannt wurde. Ein flacher, rechteckiger Plastikmagnet, um den eine Spule gewickelt wurde, darunter ein ferromagnetischer Boden, darüber ein unmagnetischer Deckel – fertig. Nur 7 mm hoch, keine Abgleichmöglichkeit, keine Höhen – ideal. Nicht für jeden, ja gut, aber auch dieser Pickup hat seine Liebhaber gefunden. Das Magnetfenster ist ähnlich breit wie beim Rhythm-Chief (Abb. 5.4.43), die in 2 mm Abstand gemessene Flussdichte mit 19 mT ähnlich schwach wie beim FHC, die Spule hat aber entweder weniger Windungen, oder einen dickeren Draht: Der **DC-Widerstand** beträgt nur 3.8 kΩ, gegenüber 9.7 kΩ (FHC) bzw. 14 kΩ (Rhythm-Chief). Interessanterweise ist der Rhythm-Chief von allen dreien **der leiseste**: Zwar immer noch 2 dB empfindlicher als der als Referenz verwendete Strat-Pickup (Kap. 5.4.5), demgegenüber ist aber der Hershey-Bar 4 dB empfindlicher, der FHC sogar 9 dB. Dies zeigt wieder einmal, dass der DC-Widerstand wenig mit dem Übertragungskoeffizient zu tun hat (siehe auch Abb. 5.5.19).

© M. Zollner 2002

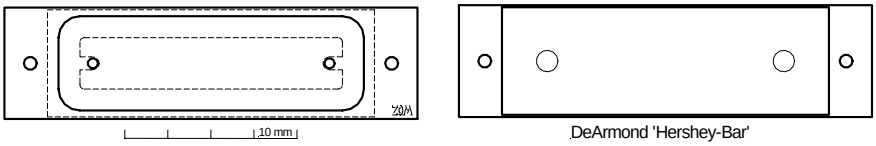


Abb. 5.4.48:
DeArmond Hershey-Bar

Messkurven zum Hershey-Bar sind in **Abb. 5.4.49** dargestellt. Das als Originalzubehör verfügbare Vol-Poti hat nur 50 kΩ, hiermit erzeugt man eine deutliche Höhenabschwächung. Wer mehr Höhen möchte, kann hier ohne Probleme zu einem 250-kΩ-Poti wechseln.

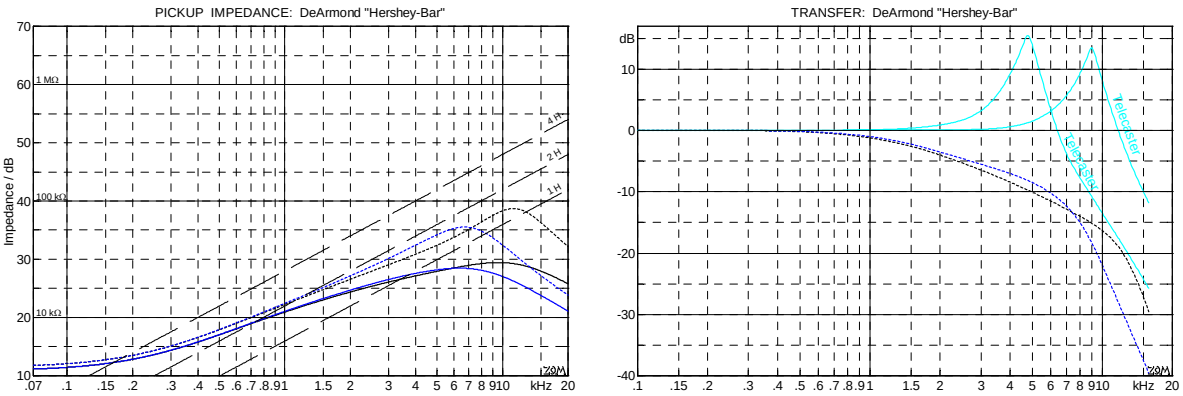


Abb. 5.4.49: DeArmond "Hershey-Bar". Impedanzfrequenzgang, unbelastet bzw. mit 330 pF belastet.
Mit dem originalen 50-kΩ-Potentiometer belastet (**–––––**), bzw. ohne Potentiometer (-----).
Rechts: Übertragungs-Frequenzgang; Telecaster-Stegtonabnehmer zum Vergleich (330 pF, 0 pF).

Ein paar **Ergänzungen** zu diesen doch sehr speziellen Tonabnehmern: 1) Bezeichnungen wie z.B. FHC oder Guitar-Mike sind nicht eindeutig, sie spezifizieren lediglich eine Gruppe ähnlicher, aber nicht identisch gebauter Tonabnehmer. 2) Bei derart alten Tonabnehmern können Windungsschlüsse vorliegen, oder der hauchdünne Spulendraht ist abgerissen. 3) Weil die Tonabnehmer oft Defekte aufweisen, gibt es viele, die irgendwie repariert wurden, und nach der Reparatur nicht mehr dem Originalzustand entsprechen. 4) Die Tonabnehmer sind z.T. fest mit meterlangen Kabeln verbunden – deren Verluste und Kapazitäten können erheblich sein (z.B. 250 pF/m). 5) Die mit dem Laser-Vibrometer gemessenen Aperturdämpfungen sind saitenabhängig! 6) Nur ganz am Rande: Wenn Liebhaber für einen Tonabnehmer über 1000 $ bezahlen, könnte so mancher auf naheliegende Ideen kommen...

Abschließend noch die **Brummabstände** (Kap. 5.7): FHC = 3 dB besser als die als Referenz verwendete Strat, Rhythm-Chief 1100 = 4 dB schlechter, Hershey-Bar = 2 dB schlechter.

http://theunofficialmartinguitarforum.yuku.com

http://www.harmonycentral.com

Abb. 5.4.50: DeArmond-Tonabnehmer: Rhythm-Chief und FHC.

© M. Zollner 2002

5.5 Elementare Tonabnehmer-Parameter

Auf dem Markt existiert eine Vielzahl unterschiedlicher Magnet-Tonabnehmer. Sie unterscheiden sich im prinzipiellen Aufbau, in den Abmessungen, und im Übertragungsverhalten. Einige der elektrischen Parameter lassen sich leicht ausmessen, und werden deshalb häufig in Übersichtstabellen angegeben; zumeist zusammen mit Klangattributen wie: Brillant, dumpf, laut. Natürlich erzeugt der Tonabnehmer selbst keinen Klang – hierzu bedarf es noch einer schwingenden Saite, eines Verstärkers und eines Lautsprechers. Die Klangattribute sind eigentlich absolute Kategorialurteile, trotzdem ist ein vergleichendes Ordinalurteil gemeint: Wenn ein Tonabnehmer als 'laut' bezeichnet wird, heißt das: 'lauter als die meisten anderen'. 'Schrill' bedeutet demzufolge: 'Dieser Tonabnehmer erzeugt mit einer üblichen Gitarre an einem üblichen Verstärker mit üblicher Einstellung einen wesentlich höhenreicheren Klang als die meisten anderen'. Was aber bewirkt, dass ein Tonabnehmer lauter oder schriller klingt als andere?

5.5.1 Gleichstromwiderstand

Als scheinbar wichtigster Parameter wird der **Gleichstromwiderstand** angegeben. Er lässt sich sehr leicht mit einem Ohmmeter bestimmen. Manchmal ist alternativ von **Impedanz** die Rede, manchmal von Lautstärke. Impedanz ist der Betrag eines komplexen, frequenzabhängigen Widerstandes. Es ist nicht direkt falsch, auch bei Gleichstrom von Impedanz zu sprechen; die Frequenz sollte aber angegeben werden. Also entweder: Impedanz bei 0 Hz, oder eben: Gleichstromwiderstand. Die Angabe: 'Lautstärke = 8 kOhm' oder auch 'Output = 8 K' ist aber falsch. Zum einen passen schon Größe und Einheit nicht zusammen, zum anderen besteht zwischen Gleichstromwiderstand und Lautstärke kein einfacher Zusammenhang. Man merkt das sofort, wenn man aus dem Tonabnehmer den Magnet entfernt: Der Gleichstromwiderstand ändert sich dabei nicht, die Lautstärke geht aber (je nach Restfeld) gegen null.

Der Gleichstromwiderstand R wird vom spezifischen Widerstand ρ des Spulendrahts, von der Drahtquerschnittsfläche S_{Cu} und von der Drahtlänge l bestimmt: $R = l\rho / S_{Cu}$. Bei Magnettonabnehmern wird eigentlich immer **Kupferdraht** verwendet, hierfür gilt: $\rho \approx 0.018\ \Omega\text{mm}^2/\text{m}$. Je nach Beimischungen bzw. Verunreinigungen ist bei ρ mit kleineren Streuungen zu rechnen. Größere Streuungen sind beim Drahtdurchmesser zu erwarten: Neuere Datenblätter geben beim AWG-42-Draht eine fertigungsbedingte Durchmessertoleranz von ±5% an, und da die Querschnittsfläche quadratisch vom Durchmesser abhängt, streuen hierbei die Querschnittsfläche S_{Cu} und damit der Widerstand R um ±10%.

Der **Durchmesser** D ist sehr klein, häufig nur ca. 63 µm, das ist dünner als ein Haar. Die amerikanische Literatur gibt den Durchmesser als **AWG** (American Wire Gauge) an. Der in Tonabnehmern häufig verwendete AWG-42 hat als Kupferdurchmesser 2,5 mil = 63,34 µm. Zur Umrechnung kann im Bereich 30 < AWG < 50 folgende Näherung verwendet werden:

$$D_{Cu} = 10^{0{,}902 - AWG/20}\ \text{mm}\ ^{\clubsuit} \qquad \text{z.B.: AWG-42} \rightarrow D_{\text{Cu}} = 63.3\ \mu\text{m}$$

Der Nennwert des Meterwiderstandes beträgt für diesen Draht (AWG-42): **5,4 Ohm/Meter**. Er streut fertigungsbedingt zwischen 4,9 und 5,9 Ohm/Meter (moderne Fertigung). Und er hängt von der **Temperatur** ab: R steigt pro °C um 0,39 %.

$^{\clubsuit}$ etwas genauer: $D = 0.127\text{mm} \cdot 92^{(36 - AWG)/39}$

© M. Zollner 2002

Auf den zylindrischen Kupferdraht ist eine dünne **Lackschicht** als Isolator aufgebracht. Beim einfach isolierten Draht (*single build*) wächst hierdurch der Durchmesser um ca. 10%, beim zweifach isolierten (*heavy*) Draht um ca. 20%. Da in Tonabnehmern nur sehr kleine elektrische Spannungen erzeugt werden, reicht einfach isolierter Draht.

Die maximal aufwickelbare Drahtlänge hängt neben dem Drahtdurchmesser vom Wickelraum des Spulenkörpers und vom Füllfaktor ab. Wird von Hand gewickelt, liegen die einzelnen Windungen teilweise über Kreuz, die Wicklung enthält mehr Luft und somit weniger Kupfer. Bei maschineller Bewicklung kommt eine Windung exakt neben der anderen zu liegen, der Füllfaktor ist größer. Praktisch keinen Einfluss hat die **Zugkraft**: Damit die Windungen straff liegen, wird beim Bewickeln leicht gebremst. Da haarfeiner Kupferdraht aber sehr leicht abreißt, ergibt sich hier kein großer Spielraum. Einer Herstellerempfehlung zufolge sollte der AWG-42-Draht mit ca. 0,33 N Zugkraft gewickelt werden. Die Dehnung beträgt hierbei nur ca. 0,1%, die durch Querkontraktion bedingte Querschnittsabnahme sogar noch weniger. Die zugkraftbedingte Widerstandserhöhung ist somit vernachlässigbar.

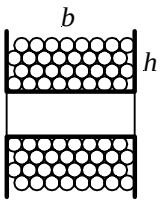
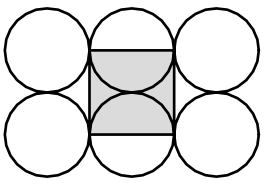
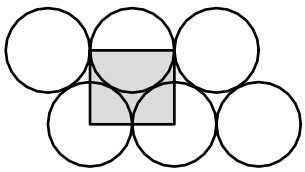


Abb. 5.5.1: Querschnitt durch eine Tonabnehmer-Spule. Wicklungsbreite *b* und Wicklungshöhe *h* bezeichnen die Innenmaße des Spulenkörpers. Der Drahtdurchmesser ist stark vergrößert gezeichnet.

Abb. 5.5.1 zeigt den Querschnitt durch eine Tonabnehmerspule. Bei üblichen Tonabnehmern variiert die Breite *b* zwischen 4 – 12 mm, die Höhe *h* zwischen 5 – 15 mm; sehr kleine Spulen (z.B. Gretsch) haben nur ca. 2.5 mm Höhe. Häufig liegt die zur Verfügung stehende Wicklungsfläche $S = b \times h$ zwischen 30 und 60 mm^2. Bei einem AWG-42-Draht beträgt die Querschnittsfläche (incl. Lack) ca. 0.004 mm^2. Um aus diesen Daten die maximal mögliche Windungszahl berechnen zu können, muss der Luftanteil abgeschätzt werden. **Abb. 5.5.2** zeigt zwei Idealfälle: Der **Füllfaktor** $\mathcal{F}$ ist der Quotient aus kreisförmiger Drahtfläche zu rechteckförmiger Wicklungsfläche. Das rechte Bild der Abb. 5.5.2 zeigt das erstrebenswerte Ziel: Alle Windungen liegen 'auf Lücke', der Füllfaktor ist über 90%. Eine derartig präzise Wicklung ist aber nur zu erreichen, wenn der Vorschub ähnlich präzise gesteuert wird – und das sind ja nur 71 µm pro Umdrehung. Man wird sich in der Praxis deshalb mit kleineren Werten begnügen müssen ($\mathcal{F}$ = 70 – 85%). Beispielsweise bietet der Stratocaster-Tonabnehmer eine Wicklungsfläche von ca. 40 mm^2. Bewickelt man ihn mit 7600 Windungen (in den sechziger Jahren ein üblicher Fender-CBS-Wert), so erhält man 30 mm^2 Drahtfläche und ca. 75% Füllfaktor. Mit einer mittleren Windungslänge von 14 cm ergibt sich die gesamte Drahtlänge zu 1064 m, woraus ein Gleichstromwiderstand von 5.7 kΩ berechnet werden kann. Dieser Wert wird durch Messungen gut bestätigt.



$$\mathcal{F} = \frac{\pi}{4} = 0.785$$



$$\mathcal{F} = \frac{\pi}{2\sqrt{3}} = 0.907$$

Abb. 5.5.2: Füllfaktor $\mathcal{F}$ bei idealisierter Drahtlage. Die reine Kupfer-Querschnittsfläche ist bei einfach lackiertem AWG-42-Draht ca. 80% der gesamten Draht-Querschnittsfläche, bei zweifacher Lackierung ca. 70%. Je nach Hersteller, Isolierungsart und Herstellungsverfahren können sich auch andere Werte ergeben!

© M. Zollner 2002

5.5.2 Wicklungs-Induktivität

Wenn elektrischer Strom durch einen Leiter fließt, entsteht um diesen Leiter herum ein magnetisches Feld. Genau genommen entsteht auch *in* diesem Leiter ein Magnetfeld; dieser Effekt wird aber meist vernachlässigt. **Abb. 5.5.3** zeigt schematisch einen Draht, der von unten nach oben von einem Strom durchflossen wird. Zwischen der technischen Stromrichtung (von plus nach minus) und der Richtung des Magnetflusses (von Nord nach Süd) besteht ein eindeutiger Zusammenhang: Zeigt man mit dem Daumen der rechten Hand in Richtung Stromfluss, so zeigen die gekrümmten Finger dieser Hand in die Richtung des Magnetflusses.

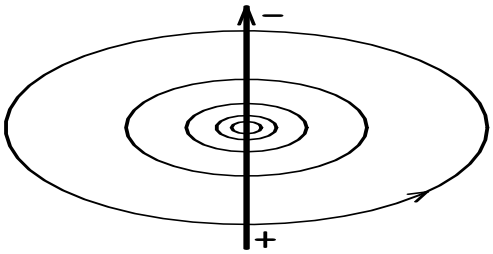


Abb. 5.5.3: Magnetfeld um einen stromdurchflossenen Leiter

Es wurde schon darauf hingewiesen, dass man sich einen Magnetfluss nicht als gegenständlichen Transport vorstellen darf. Fluss und Flussdichte sind als Analogie von Flüssigkeiten übernommen und auch in anderen Bereichen der Physik anzutreffen (z.B. Stromfluss). Ein unendlich langer, gerader Draht, der vom Strom I durchflossen wird, erzeugt in radialer Entfernung R die magnetische **Feldstärke** H und die magnetische **Flussdichte** (Induktion) B:

$$H = \frac{I}{2\pi R} \qquad B = \mu \cdot H \qquad \mu = \mu_r \cdot \mu_0 \qquad \mu_0 = 4\pi \cdot 100\text{nH/m}$$

Die Größe μ_r heißt **relative Permeabilität**; sie kennzeichnet die magnetischen Eigenschaft der vom Magnetfeld durchdrungenen Materie als Vielfaches der **Luftpermeabilität** μ_0 ; (streng genommen gilt μ_0 nur für Vakuum, der Unterschied zu Luft ist aber unbedeutend).

In **Abb. 5.5.4** ist ein rechteckiger Drahtrahmen dargestellt, der von einem elektrischen Strom durchflossen wird. Wieder entsteht ein Magnetfeld, das in dieser Darstellung senkrecht auf der Papierebene steht. Felder, die in Blickrichtung verlaufen, werden üblicherweise durch Kreuze dargestellt, die Gegenrichtung kennzeichnet man durch Punkte.

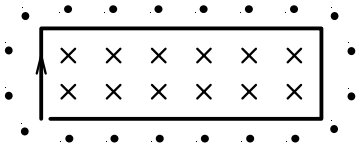


Abb. 5.5.4: Stromdurchflossener Drahtrahmen, Magnetfeld. Die Feldstärke außerhalb des Rahmens nimmt mit wachsender Entfernung ab.

Die magnetische Flussdichte B gibt den flächenspezifischen Magnetfluss an. Integriert man B über der durchströmten Fläche S, erhält man den gesamten **magnetischen Fluss** Φ:

$$\Phi = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} \qquad \vec{B} \cdot d\vec{S} = B \cdot dS \cdot \cos\alpha \quad \text{(Skalarprodukt)}$$

© M. Zollner 2002

Zwischen Strom I und hiervon erzeugtem Magnetfluss Φ besteht in Luft ein linearer Zusammenhang. Der Proportionalitätskoeffizient zwischen Φ und I ist die **Induktivität** L. Sie kann bei Kenntnis von Material und Topologie aus dem Aufbau berechnet werden und hängt (in linearen Systemen) nicht vom Strom ab. Beim magnetischen Gitarrentonabnehmer ist die Spuleninduktivität L der wichtigste elektrische Parameter. Sie hat wesentlichen Einfluss auf die Empfindlichkeit, auf den Impedanzfrequenzgang und auf die Resonanzfrequenz.

Wenn der in Abb. 5.5.4 dargestellte Drahtrahmen von einem **Wechselstrom** durchflossen wird, entsteht ein zeitabhängiges Magnetfeld. Das **Induktionsgesetz** besagt, dass in einer (vom Magnetfeld durchströmten) Leiterschleife eine elektrische Spannung induziert wird, die der zeitlichen Flussänderung $d\Phi/dt$ entspricht; der Fluss ist hierbei der durch diese Schleife hindurchtretende magnetische Fluss. Bei sinusförmigem Strom und komplexer Darstellung entspricht dem zeitlichen Differential die Multiplikation mit $j\omega$:

$$\underline{U} = d\underline{\Phi}/dt = j\omega \cdot \underline{\Phi} = j\omega \cdot L \cdot \underline{I}\,, \qquad \text{mit:} \quad \underline{\Phi} = L \cdot \underline{I};\quad j = \sqrt{-1};\quad \omega = 2\pi f\,.$$

Der Quotient aus Spannung $\underline{U}$ und Strom $\underline{I}$ wird bei komplexer Rechnung **Impedanz** $\underline{Z} = j\omega L$ genannt. $\underline{Z}$ ist eine Systemgröße und deshalb (wie in linearen Systemen erforderlich) signalunabhängig. Die Impedanz des Drahtrahmens aus Abb. 5.5.4 ist proportional zur Induktivität L und proportional zur Frequenz f.

In **Abb. 5.5.5a** durchfließt der Strom zwei quadratische Drahtrahmen. Die von diesen Rahmen erzeugten Magnetfelder sollen sich gegenseitig nicht überlagern. Dies erreicht man entweder durch großen Abstand, oder mit aufeinander senkrecht stehenden Feldern. Im rechten Bild (Abb. 5.5.5b) sind die beiden Rahmen übereinander gelegt, so dass das Magnetfeld beide Rahmen in gleicher Weise durchdringt.

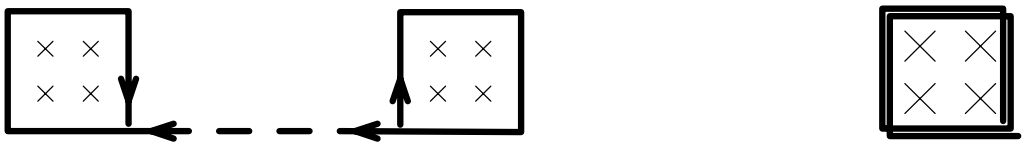


Abb. 5.5.5: Zwei quadratische Drahtwindungen. **a)** getrennt (links), **b)** übereinander liegend (rechts).

In Abb. 5.5.5a erzeugt jeder Drahtrahmen den Fluss $\underline{\Phi}$. In jedem Rahmen wird die Spannung $\underline{U}$ induziert; die insgesamt (in der Reihenschaltung) induzierte Spannung ist folglich $2\underline{U}$. Gegenüber *einem* Rahmen (gleicher Größe) hat sich die Induktivität verdoppelt (wenn man die Verbindungsleitung induktivitätsfrei annimmt). In Abb. 5.5.5b überlagern sich die von den beiden Rahmen erzeugten Magnetflüsse, der Gesamtfluss wird hierdurch verdoppelt. Die in jedem *einzelnen* Rahmen induzierte Spannung ist gegenüber Abb. 5.5.5a doppelt so groß – durch die Serienschaltung ergibt sich gegenüber Abb. 5.5.5a die vierfache Gesamtspannung und folglich die vierfache Induktivität. Wenn also ein Draht in N Windungen aufgewickelt ist, kann sich seine Induktivität gegenüber der Einzelwindung entweder auf das N-fache erhöhen, oder bis zum N^2-fachen erhöhen – je nach **Kopplung** der Windungen. Natürlich können sich nicht mehrere Drahtwindungen exakt am selben Ort befinden. Die einzelnen Windungen werden deshalb immer einen gewissen Abstand zueinander haben müssen, und folglich auch nicht vollständig gekoppelt sein können. Trotzdem findet man bei realen Spulen auch $L \sim N^k$ mit $k > 2$, weil eine Vergrößerung der Windungszahl auch die Fläche vergrößert.

© M. Zollner 2002

Die typische Wicklungsform einer Tonabnehmer-Spule ist länglich (**Abb. 5.5.6**). Ihre Induktivität kann in guter Näherung berechnet werden [Hertwig]:

$$L = 4 \cdot N^2 \cdot \left[(x+y) \cdot \ln \frac{2xy}{b+h} - x \cdot \ln(x+d) - y \cdot \ln(y+d) + 2d - \frac{(x+y)}{2} + 0{,}447 \cdot (b+h) \right] \cdot 1\text{nH}$$

Hierbei ist N die Windungszahl, und $d = \sqrt{x^2 + y^2}$ die Diagonale. Die Abmessungen sind in cm einzusetzen. Für einen Stratocaster-Tonabnehmer (N = 7600, ohne Magnete) erhält man L = 1,7 H. Mit Magnete erhöht sich die Induktivität um ca. 30% auf 2,2 H.

Die o.a. Formel ermöglicht auch, die Auswirkungen von Windungszahl-Änderungen zu berechnen. Weil sich hierbei auch x, y, und h ändern, ergibt sich eine Potenzfunktion mit einem Exponent, der größer als 2 ist: $L \sim N^{2,14}$. Erhöht man beispielsweise N um 10%, so vergrößert sich die Induktivität um 23%. Da die Resonanzfrequenz von $\sqrt{1/L}$ abhängt, verringert sich in diesem Beispiel (bei konstant gehaltener Kapazität) die Resonanzfrequenz um 10%.

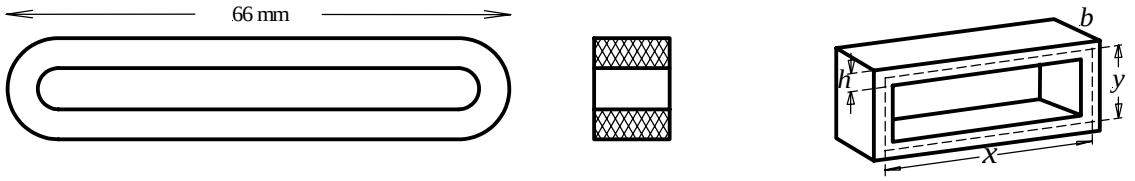


Abb. 5.5.6: Spulenform der Stratocaster-Spule, Querschnitt. Idealisierte Rechteckspule

Außer von der Windungszahl und der Spulengeometrie hängt die Induktivität auch noch von der magnetischen Leitfähigkeit des vom Magnetfeld durchdrungenen Raumes ab. Die meisten Materialien unterscheiden sich in magnetischer Hinsicht nur unwesentlich von Luft; ihre magnetische Leitfähigkeit, die Permeabilität $\mu = \mu_r \cdot \mu_0$, ist in sehr guter Genauigkeit $\mu = \mu_0$, weil die relative Permeabilität μ_r dieser (diamagnetischen oder paramagnetischen Stoffe) ziemlich genau eins ist. Ganz anders reagieren ferromagnetische Werkstoffe: Ihre relative Permeabilität ist deutlich größer als eins, und nicht konstant, sondern von der magnetischen Feldstärke abhängig. Ferromagnetisch wirken: Alnico-Tonabnehmermagnete und Polstücke (Polepieces), sowie Schrauben und Abschirmbleche aus ferromagnetischem Material (z.B. Eisen, Nickel). Durch ihre (im Vergleich zu Luft) bessere magnetische Leitfähigkeit verringern ferromagnetische Stoffe den magnetischen Widerstand und erhöhen dadurch die Induktivität. Besonders stark lässt sich die Induktivität erhöhen, wenn das ganze Magnetfeld durch ferromagnetisches Material fließt – dies ist aber beim Gitarrentonabnehmer prinzipbedingt nicht möglich (5.4). Weil bei ihm der größte Teil des magnetischen Widerstandes durch das in Luft verlaufende Feld gebildet wird, können beispielsweise die in einem Stratocaster-Tonabnehmer steckenden Magnete die Induktivität nur um ca. 30% vergrößern.

Die nichtlineare Permeabilität μ eines Ferromagnetikums verbiegt den Magnetfluss zu so komplizierten Kurven, dass eine analytische Beschreibung nicht mehr möglich ist. Die darüber hinaus auftretenden **Wirbelstrom**- und **Skineffekte** erschweren die Berechnung zusätzlich, weil hierbei ein in komplizierter Weise von der Frequenz abhängiger induktiver Anteil entsteht. Bei Tonabnehmern ohne Abschirmhaube, die außer der Spule nur Alnico-Magnete enthalten (z.B. Stratocaster), stellt die Angabe *einer* Induktivität einen akzeptablen Kompromiss dar; die Magnet-Verluste sind hier eher gering.

© M. Zollner 2002

Sobald aber der Tonabnehmer mit Polstücken (*Polepieces*) und /oder Montageblechen aufgebaut wurde, enthält das **Ersatzschaltbild** entweder eine schwer interpretierbare frequenzabhängige Induktivität, oder mehrere Induktivitäten. Die Beschreibung eines derartigen Tonabnehmers durch nur *eine* Induktivität stellt eine grobe Vereinfachung dar. Aus diesem Grund sind **Induktivitäts-Messgeräte** bei Magnettonabnehmern nur mit großer Vorsicht zu verwenden (Kap. 5.6). Sie ermitteln als Induktivität z.B. den induktiven Anteil der komplexen Impedanz bei einer speziellen Frequenz; z.B. bei 1 kHz. Dem Ersatzschaltbild liegt dabei häufig eine Reihenschaltung zugrunde: $\underline{Z} = R + j\omega L$. Da skineffekt-belastete Polstücke aber keinen ω-proportionalen Imaginärteil ergeben, ist dieses Messverfahren ungeeignet. Besser ist die Aufnahme eines kompletten Impedanzfrequenzganges $\underline{Z}(\omega)$, aus dem dann mit Methoden der Netzwerksynthese die Bauelemente eines besser geeigneten Ersatzschaltbildes berechnet werden können (siehe Kap. 5.9).

5.5.3 Wicklungs-Kapazität

Die Kapazität ist der Proportionalitätskoeffizient zwischen elektrischer Ladung und elektrischer Spannung. Zwischen je zwei Drahtwindungen einer Spule ergibt sich eine kleine Kapazität, die von Länge, Abstand und Dielektrizitätskonstante ε abhängt. In Vakuum bzw. Luft gilt $\varepsilon = 8.9$ pF/m, Isolatoren (Lack, Wickelkörper) weisen etwa zwei- bis fünffache Werte auf. Da zwischen allen Windungen einer Wicklung kapazitive Wirkungen entstehen, ist die Gesamtkapazität nur als Näherung berechenbar. Mit Wicklungshöhe h, Wicklungsbreite b (Abb. 5.5.1) und der mittleren Länge ξ einer Windung erhält man für die Wicklungskapazität C_w:

$$C_w \approx 2\frac{b}{h}\cdot\frac{\xi}{\text{cm}}\cdot\text{pF}$$

Wicklungskapazität bei normalem Lackdraht [17]

Übliche Tonabnehmerspulen weisen Wicklungskapazitäten im Bereich 10 ... 150 pF auf. Die Kapazität hoher, schmaler Spulen (die von der Saite aus betrachtet großflächig wirken) ist geringer als die von kompakten Spulen mit annähernd quadratischem Wicklungs-Querschnitt. Beispielsweise haben der Jazzmaster- und der P90-Tonabnehmer kleinere Kapazitäten als der Stratocaster-Tonabnehmer. Bei maschinengewickelten Tonabnehmerspulen liegen die einzelnen Drahtwindungen dichter aneinander, wodurch sich im Vergleich zu handgewickelten Spulen eine etwas höhere Wicklungskapazität ergibt. Vergrößerung der Isolierlackdicke hat den gegenteiligen Effekt: Die Windungen liegen weiter auseinander, die Kapazität sinkt.

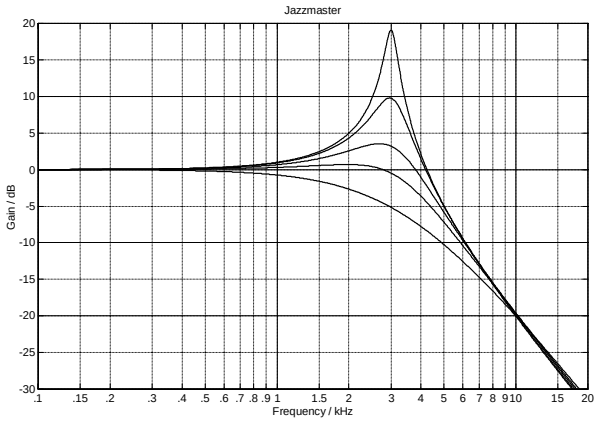
Beim Einbau des Tonabnehmers in die Gitarre vergrößert sich die Kapazität. Der eine Grund hierfür ist das Tonabnehmer-**Anschlusskabel**, dessen Kapazität zwischen wenigen Pikofarad (unabgeschirmte Zweidrahtleitung), oder mehreren hundert Pikofarad (alte Gibson-Kabel) liegen kann. Der zweite Grund für die Kapazitätserhöhung sind **Streukapazitäten** zu benachbarten Metallteilen, insbesondere Abschirmblechen.

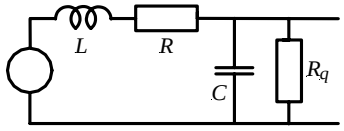
Die Wicklungsinduktivität bildet zusammen mit der Kapazität die **Tonabnehmer-Resonanz** (2 – 5 kHz). Viel wichtiger als die Wicklungskapazität ist aber die **Kabelkapazität** (Kap. 9), die den überwiegenden Teil der Gesamtkapazität ausmacht. Für die **Resonanzbedämpfung** sind mehrere Komponenten zuständig, am wenigsten aber der mit der Wicklungs-Kapazität verbundene Verlustwiderstand (Kap. 5.5.4).

© M. Zollner 2002

5.5.4 Resonanzgüte *Q*

Tonabnehmerinduktivität (ca. 2 – 10 H) und Kabelkapazität (ca. 300 – 600 pF) bilden zusammen einen Resonator mit einer Resonanzfrequenz im Bereich um 2 – 5 kHz. Eine Maßzahl für die Resonanzbedämpfung ist die **Güte** *Q*. Starke Bedämpfung ergibt kleine Güte, schwache Bedämpfung ergibt große Güte. Kleine Güte darf also nicht mit 'minderwertig' gleichgesetzt werden. Große Güte bedeutet, dass der Tonabnehmerfrequenzgang im Bereich der Resonanzfrequenz eine starke Resonanz-Überhöhung aufweist. Ihre Wirkung ist der eines Equalizers vergleichbar, mit dem ein bestimmter Frequenzbereich angehoben wird (Präsenzfilter). Sofern das Tonabnehmer-Ersatzschaltbild nur *eine* Spule, *einen* Kondensator und Widerstände aufweist, kann die Resonanzgüte eindeutig angegeben werden. Wenn aber Skineffekt und Wirbelstromverluste ein komplizierteres Ersatzschaltbild höherer Ordnung erfordern, müssen mehrere Pole mit mehreren Polgüten definiert werden. Ein *einzelner* Güte-Zahlenwert ist hierbei nur mehr näherungsweise spezifizierbar.





$$H = \frac{1}{1 + \frac{p(RC + L/R_q)}{1 + R/R_q} + \frac{p^2 LC}{1 + R/R_q}}$$

$$Q = \frac{\sqrt{LC(1 + R/R_q)}}{RC + L/R_q}$$

Abb. 5.5.7: Unterschiedliche Resonanzüberhöhung bei einem Jazzmaster-Tonabnehmer. Variation des Querwiderstandes R_q ergibt unterschiedliche Resonanzbedämpfung bzw. unterschiedliche Resonanzgüte *Q*.

In **Abb. 5.5.7** ist die Tiefpassübertragung eines **Jazzmaster**-Tonabnehmers dargestellt. Nullsetzen des Nennerpolynoms ergibt die zwei Pole der Übertragungsfunktion (Tiefpass 2. Ordnung). Durch Variation des Querwiderstandes R_q kann unterschiedliche Resonanzbedämpfung erreicht werden. Für die im Bild dargestellten 5 Kurven betragen die Güten: 9,0 ; 2,5 ; 1,4 ; 0,9 ; 0,5. Die höchste Güte (Q = 9) gehört zur schwächsten Resonanzbedämpfung; die Überhöhung beträgt hierbei 19,1 dB. Dieses Verhalten erreicht man, wenn der Tonabnehmer nur mit einem 600-pF-Kondensator belastet wird. Das Ergebnis wäre klanglich allerdings unbrauchbar, es entstünde ein schrill pfeifender Gitarrenton. Beim normalen Betrieb wird der Tonabnehmer aber auch nicht mit rein kapazitiver Last, sondern mit zusätzlichen Querwiderständen betrieben. Tone- und Volume-Poti sowie der Verstärker-Eingangswiderstand belasten den Tonabnehmer, so dass sich für die Jazzmaster $Q \approx 3$ ergibt. Näherungsweise lässt sich die in Abb. 5.5.7 erkennbare **Resonanzüberhöhung** über $20\,\lg(Q)$ in dB abschätzen. Für kleine Güten wird diese Näherung aber zunehmend ungenauer.

Nach der Resonanzfrequenz ist die Resonanzgüte der zweitwichtigste Übertragungsparameter. Die o.a. Berechnung zeigt allerdings, dass *Q* von der Beschaltung abhängt. Schon eine Längenänderung beim **Gitarrenkabel** bewirkt eine Güteänderung (vergl. Abb. 9.14). Die Angabe eines Gütewertes ist deshalb problematisch: Die Güte des unbeschalteten Tonabnehmers lässt keine einfachen Rückschlüsse auf die Güte des beschalteten Tonabnehmers zu. Die Güte des durch die Gitarren-Elektrik belasteten Tonabnehmers sagt ebenfalls noch nicht viel aus. Erst wenn ergänzend Kabel und Verstärker spezifiziert werden, ist der Gütewert interpretierbar.

© M. Zollner 2002

Bei Tonabnehmern, die außer Magnet und Spule weitere Metallteile enthalten, ist die Angabe einer Güte noch problematischer. Systemtheoretisch handelt es sich in diesen Fällen um Systeme, deren Ordnung größer als zwei ist. Die Angabe nur eines einzigen Gütewertes ist hierbei unzureichend. Auch die Angabe einer Resonanzüberhöhung in dB ist bei diesen Systemen nicht eindeutig, weil trotz gleicher Überhöhung verschiedene Bandbreiten möglich sind. In **Abb. 5.5.8** ist der Vergleich zwischen einer gemessenen und einer berechneten Übertragungskurve dargestellt. In beiden Fällen wurde das *Tiefpass*verhalten (nicht Bandpass) zugrunde gelegt. Gemessen wurde eine *Einzel*spule eines Gibson-Humbuckers. Die Polepieces sorgen für deutliche skineffektbehaftete Wirbelstromverluste, so dass ein System höherer Ordnung entsteht. Die zum Vergleich gezeichnete Übertragungsfunktion zweiter Ordnung gibt zwar den prinzipiellen Verlauf wieder, weicht aber doch sichtbar ab.

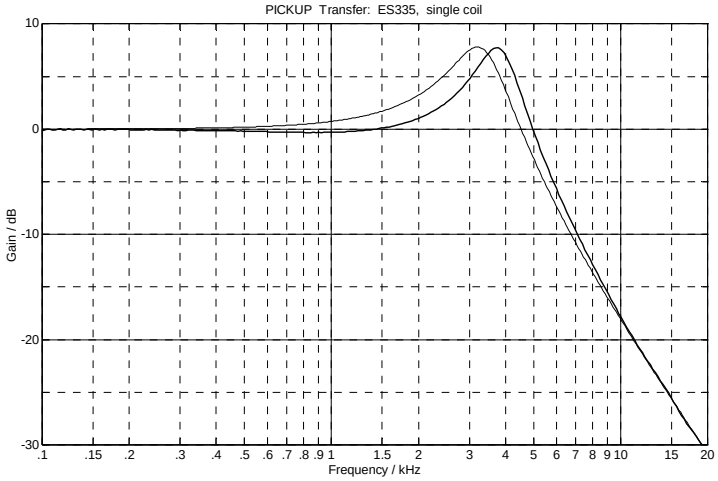


Abb. 5.5.8: Vergleich einer gemessenen Übertragungskurve (dick) mit einer berechneten Kurve zweiter Ordnung (dünn). Trotz gleicher Resonanzüberhöhung und gleicher Asymptoten sind die Kurven unterschiedlich.

Abschließend muss darauf hingewiesen werden, dass – im Gegensatz zur Resonanzgüte Q – die **Spulengüte** Q_L noch weniger Aussagekraft hat. Für das *RL*-Reihen-Ersatzschaltbild einer Spule ist die Spulengüte mit $Q_L = 2\pi fL/R$ definiert. Sie ist von der Frequenz abhängig, und somit einer willkürlichen Frequenzdefinition unterworfen. DUCHOSSOIR definiert z.B. die Spulengüte bei 1 kHz, und listet für Stratocaster-Tonabnehmer Gütewerte von 2,1 bis 3,5 auf. Wie wenig Einfluss die Spulengüte auf das Übertragungsverhalten hat, zeigt **Abb. 5.5.9**. Eine Vergrößerung des Spulenwiderstandes R um 50% verringert Q_L um 33%, bewirkt aber nur eine geringe Änderung der Resonanzüberhöhung.

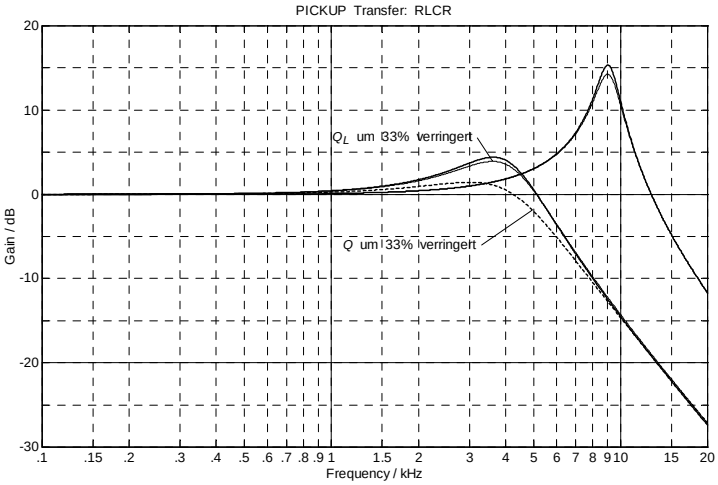


Abb. 5.5.9: Übertragungsfunktion. Stratocaster-Tonabnehmer ohne Beschaltung (9 kHz Resonanz) bzw. mit 111 kΩ Belastung und 600 pF Kabelkapazität. Die dünnen Kurven zeigen das Übertragungsverhalten bei um 50% vergrößertem Spulenwiderstand, d.h. bei um 33% verkleinerter Spulengüte Q_L. Zum Vergleich ist gestrichelt eine 33-%ige Verringerung der Resonanzgüte Q eingezeichnet.

© M. Zollner 2002

5.5.5 Polarität

Die Polarität der von der Gitarre erzeugten Spannung hängt außer von der Saitenschwingung noch von der Magnetpolarität, vom Wicklungssinn und von der Verkabelung ab. Alte Fender-Tonabnehmer hatten einen gelben (oder weißen), und einen schwarzen (oder blauen) Draht; der gelbe Draht ging zum Schalter, der schwarze auf Masse. Bei sehr frühen Fender-Gitarren zeigten die Magnet-Nordpole zur Saite, in der Regel (von der es Ausnahmen gibt) liegt aber der Südpol oben. Der Wicklungssinn ist beim Stratocaster-Tonabnehmer im Uhrzeigersinn, beim Telecaster-Tonabnehmer im Gegenuhrzeigersinn. Bei der Jazzmaster liegt beim Hals-Tonabnehmer der Südpol oben, beim Steg-Tonabnehmer der Nordpol. Auch der Wicklungssinn der beiden Spulen ist unterschiedlich, damit beim gemeinsamen Betrieb die Nutzsignale addiert, die Brummspannungen jedoch ausgelöscht werden – ein Vorteil, den sich auch die 70er-Jahre-Stratocaster zunutze machte (mittlerer Tonabnehmer magnetisch und elektrisch umgepolt). Daraus kann man entweder folgern, dass die Tonabnehmerpolarität für den Klang keine große Bedeutung hat, oder, dass hier ein Geheimnis des Vintage-Sounds liegt.

Seit den Arbeiten von G. S. Ohm (1843) und H. v. **Helmholtz** (1863) wurde für lange Zeit das Gehör als 'phasentaub' angesehen: Nur die Teiltonpegel bestimmen demzufolge den Klang, nicht aber deren Phase. Zu dieser Vermutung gab es zunächst widersprüchliche Versuchsergebnisse, bis um die Mitte des 20. Jh. in umfangreichen psychoakustischen Versuchen zweifelsfrei die Phasenempfindlichkeit des Gehörs nachgewiesen wurde. Aber nicht alle Phasenänderungen sind hörbar – das macht die Sache kompliziert. Alle folgenden Betrachtungen betreffen **diotische** Darbietung (beide Ohren erhalten dasselbe Signal). Zwar wird Musik in der Regel **dichotisch** angehört (unterschiedliche Signale auf beiden Ohren), das Umpolen eines Tonabnehmers erzeugt aber einen diotischen *Unterschied*.

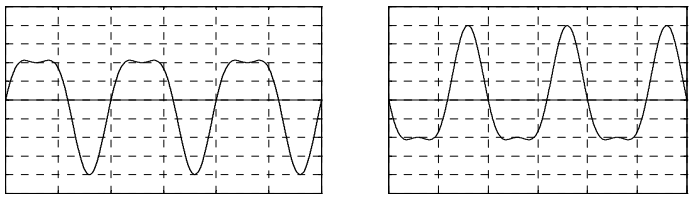


Abb. 5.5.10: Zeitfunktionen, aus erster und zweiter Harmonischer zusammengesetzt; durch Umpolen aufeinander abbildbar.

Abb. 5.5.10 zeigt zwei gleichspannungsfreie Zeitfunktionen, die sich nur in ihrer Polarität unterscheiden. Wählt man als Grundfrequenz z.B. 200 Hz und eine nicht zu geringe Wiedergabelautstärke, hört man beim Umschalten einen kleinen **Klangunterschied**[♣]. Dies bedeutet, dass das Gehör die Absolutphase erkennen kann, dass also eine Einwärtsbewegung des Trommelfells zu einer anderen Wahrnehmung führt als eine entsprechende Auswärtsbewegung. Die Physiologie stützt diese Erkenntnis mit Potentialableitungen aus den Innenohr-Rezeptoren (Haarzellen), die bevorzugt auf Anregungen einer Polarität reagieren (Stereozilienbiegung in Richtung auf den Modiolus). Diese Leistung des Gehörs wäre schon Grund genug, der Tonabnehmerpolarität Beachtung zu schenken; noch wichtiger ist aber, dass in Gitarrenverstärkern fast immer Nichtlinearitäten auftreten, deren Wirkung polaritätsabhängig ist. Selbst beim sog. "Clean-Betrieb" ist zumindest der Anschlag leicht übersteuert, über "Crunch" bis zu "Lead" nimmt der **Klirrfaktor** auf extreme Werte zu, was keinesfalls ein Defizit, sondern gewollte Klangformung ist. Nur bei punktsymmetrischer (ungerader) Übertragungskennlinie würde ein Umpolen des Eingangssignals auch nur zu einem Umpolen des Ausgangssignals führen; bei Verzerrungen gerader Ordnung ändert sich mit dem Umpolen des Eingangssignals auch die Form und damit das Pegelspektrum des Ausgangssignals (Abb. 5.5.11).

[♣] Bei höheren Frequenzen führt Umpolen allerdings nicht zu hörbaren Klangunterschieden.

© M. Zollner 2002

Abb. 5.5.11 zeigt im linken Bild eine nichtlineare Kennlinie, wie sie z.B. in einer Röhrenverstärkerstufe auftreten könnte. Gibt man eines der Signale aus Abb. 5.5.10 als Abszissenfunktion vor, so erhält man als Ordinatenwerte die in Abb. 5.5.11 im mittleren und rechten Bild dargestellten Zeitfunktionen. Auch ohne quantitativ-formale Beschreibung sieht man sofort die polaritätsabhängigen Unsymmetrien, die durch die Nichtlinearität verursacht werden. Je nach Eingangs-Signalpolarität entstehen somit zwei unterschiedliche Ausgangs-Signale; nur bei speziellen Halbwellensymmetrien bleiben die vom Umpolen hervorgerufenen Klangunterschiede auf den Signalbeginn begrenzt (und damit unbedeutend), im allgemeinen Fall kann das Umpolen des Tonabnehmers u.U. zu hörbaren Klangunterschieden führen.

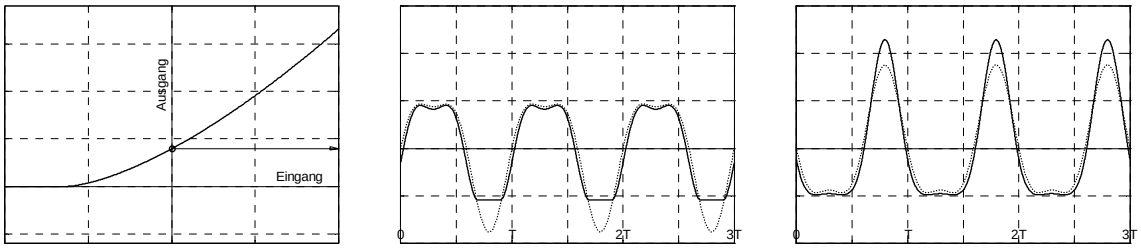


Abb. 5.5.11: Übertragungskennlinie (links), Zeitfunktionen der Signale aus Abb. 5.5.10 (-----), Ausgangssignale nach Durchlaufen der nichtlinearen Übertragungskennlinie (——). Alle Signale sind mittelwertsfrei.

Als nächstes ist die Frage zu klären, ob und in welchem Maß sich beim Magnettonabnehmer die positiven und negativen Spannungshalbwellen unterscheiden. Hierzu wurde die Halstonabnehmer-Spannung einer **Stratocaster** (USA) näher untersucht. Über dem Magnetpol des Halstonabnehmers wurde die E_4-Saite mit einem Plektrum nach unten gedrückt und plötzlich losgelassen (Kraftsprung, Kap. 1 und 2). Es ergibt sich ein rechteckförmiger Schnelleverlauf (**Abb. 5.5.12**), zu dem ein dreieckförmiger Auslenkungsverlauf gehört. Wegen der nichtlinearen Magnetkennlinie (Kap. 5.8) ist die Spitze im Flussdichteverlauf gekrümmt (die zum linearen Modell gehörende Dreieckspitze ist in Abb. 5.5.12 dünn gezeichnet). Differenzieren des Flussdichteverlaufs ergibt den Verlauf der induzierten Spannung: Rechteckförmig im Fall linearer Magnetkennlinie, spitz zulaufend beim nichtlinearen Modell. Die gemessene Spannung zeigt große Ähnlichkeit, die leichten Oszillationen sind Auswirkungen der hier nicht nachgebildeten Dispersion (Kap. 1.3.2).

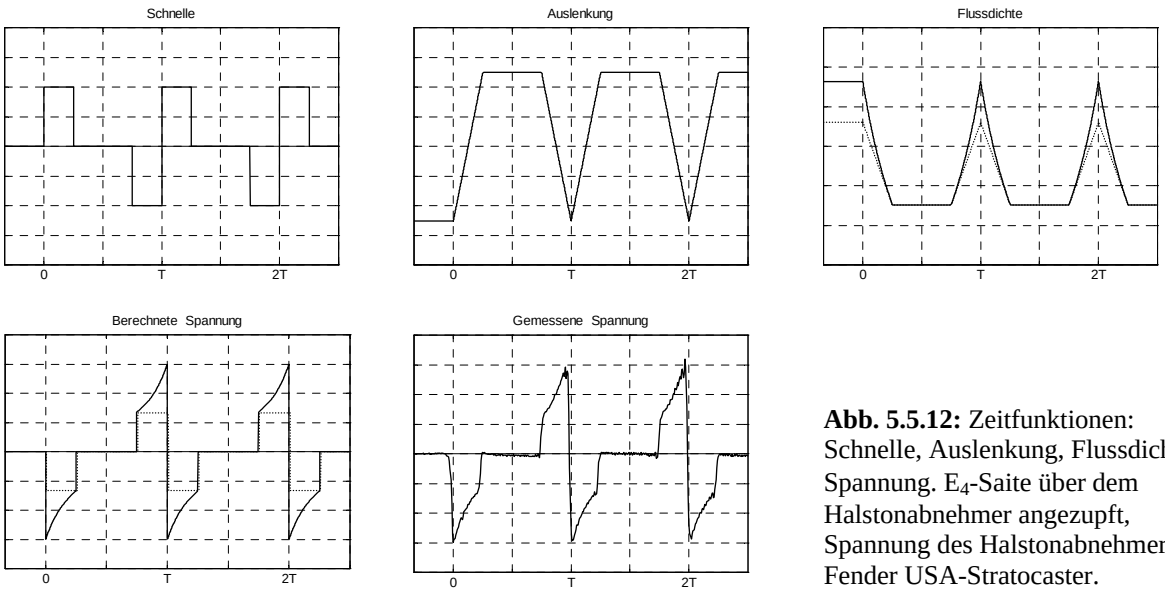


Abb. 5.5.12: Zeitfunktionen: Schnelle, Auslenkung, Flussdichte, Spannung. E_4-Saite über dem Halstonabnehmer angezupft, Spannung des Halstonabnehmers. Fender USA-Stratocaster.

© M. Zollner 2002

Bei den Messungen war der Stratocaster-Tonabnehmer mit einem 1-kΩ-Widerstand belastet, um die von Wicklung und Kabel gebildete Resonanz stark zu bedämpfen. Im interessierenden Frequenzbereich bilden Wicklungswiderstand, Wicklungsinduktivität und 1-kΩ-Widerstand einen Tiefpass erster Ordnung, dessen reeller Pol rechnerisch mit einer Nullstelle kompensiert wurde; zusätzlich wurde ein reeller Pol bei f_x = 9000 Hz eingefügt, sodass die induzierte Spannung insgesamt von einem **Tiefpass** erster Ordnung mit 9 kHz Grenzfrequenz gefiltert wurde.

Rechnung und Messung zeigen, dass beim dispersionsfreien Saitenmodell eine zur Zeitachse symmetrische Tonabnehmerspannung entsteht – selbst wenn man eine nichtlineare Magnetkennlinie zugrunde legt. Auf den dünnen Saiten der Gitarre spielen Dispersionseffekte keine große Rolle, deshalb stimmen Rechnung und Messung gut überein. Bei der E_2-Saite führt die Frequenzabhängigkeit der Wellenausbreitungsgeschwindigkeit (**Dispersion**) aber schon nach einer Periode zu Verformungen (**Abb. 5.5.13**), die Halbwellen werden unsymmetrisch, und damit besteht die Möglichkeit, dass sich beim Umpolen des Tonabnehmers der Klang ändert. Nicht in jedem Fall führen aber Änderungen der Zeitfunktion automatisch zu hörbaren Klangänderungen. Das Gehör ist kein Oszilloskop – das Schallsignal wird vielmehr in Frequenzbänder (**Frequenzgruppen**) zerlegt, und erst die Ausgangssignale dieser Analysebandfilter werden bezüglich ihrer Zeitabhängigkeit analysiert. Phasenverschiebungen zwischen den Signalen unterschiedlicher Frequenzgruppen erzeugen u.U. gar keine Klangänderung, Phasenverschiebungen innerhalb einer Frequenzgruppe können hingegen zu hörbaren Rauhigkeits- und/oder Tonhöhenänderungen führen [Fleischer 1978].

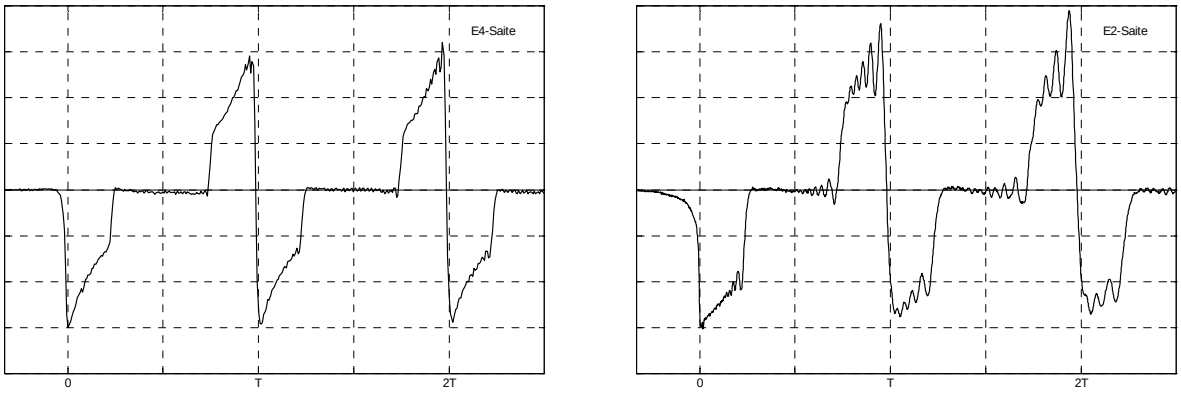
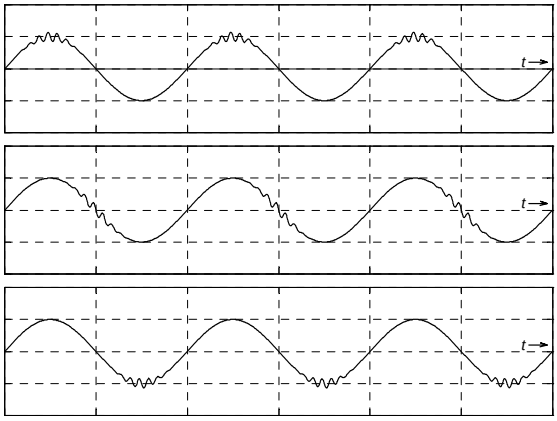


Abb. 5.5.13: Gemessene Tonabnehmer-Spannungen (Stratocaster), normiert. Bei der E_2-Saite fallen vor allem die dispersionsbedingten Oszillationen auf (vergl. Kap. 1.4). Die E_4-Saite ist aber auch nicht ganz dispersionsfrei: Nach ca. 7 Perioden sind hier ebenfalls deutliche dispersionsbedingte Unsymmetrien sichtbar (nicht abgebildet).



Die in Abb. 5.5.13 dargestellte Überlagerung einer tief- und einer hochfrequenten Schwingung erinnert an die von Zwicker durchgeführten Messungen zum Mithörschwellenperiodenmuster [12]. Hierbei hängt die Hörbarkeit eines Ton-Bursts von seiner Phasenlage ab (**Abb. 5.5.14**). Trotz gleichen Betragsspektrums klingen die drei im Bild dargestellten Signale unterschiedlich – die Maskiererwirkung der tieffrequenten Komponente ist phasenabhängig.

Abb. 5.5.14: Zum Mithörschwellen-Periodenmuster [12].

© M. Zollner 2002

Doch ehe man die Aussage der Mithörschwellen-Periodenmuster auf Gitarrensignale anwendet, sollte man berücksichtigen, dass die in Abb. 5.5.12 und 5.13 dargestellten Zeitfunktionen aus der **Saitenschnelle** abgeleitet wurden; in dieser Form erreicht das Signal aber nicht das Trommelfell. Schon die (in Abb. 5.5.13 unterdrückte) Tonabnehmer-Resonanz führt zu ersten Signalveränderungen, Gitarrenverstärker und Lautsprecher tun ein Übriges, und dann muss der Schall ja auch noch durch den Wiedergabe-Raum, bis er das Ohr des Zuhörers erreicht. In **Abb. 5.5.15** sind Tonabnehmerspannungen dargestellt, wie sie an einer mit 513pF // 1MΩ belasteten Stratocaster auftreten. Bezüglich der Zeitachse können Unsymmetrien auftreten, die für das Auge erheblich erscheinen – aber das Auge beurteilt nicht den Klang. Das Gehör tut sich trotz der sichtbaren Unsymmetrien schwer, Klangunterschiede zu erkennen. Noch deutlicher zeigt dies **Abb. 5.5.16**: Die beiden Impulse klingen gleich!

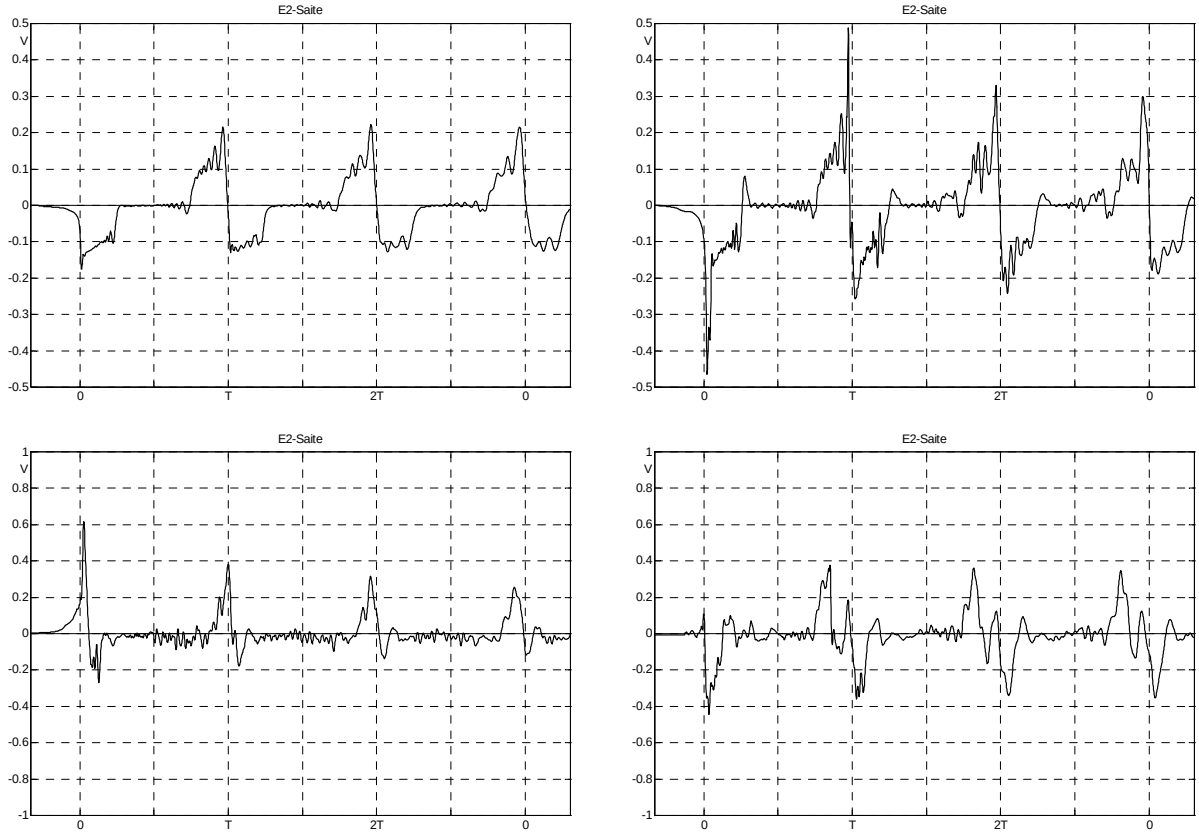


Abb. 5.5.15: Tonabnehmerspannung, USA-Stratocaster, Hals-Tonabnehmer. E_2-Saite mit dem Plektrum über dem Hals-Tonabnehmer heruntergedrückt und losgelassen (oben), "virtuos" angezupft (unten). Die linke bzw. rechte Bildspalte zeigen je zwei unterschiedliche Versuche.

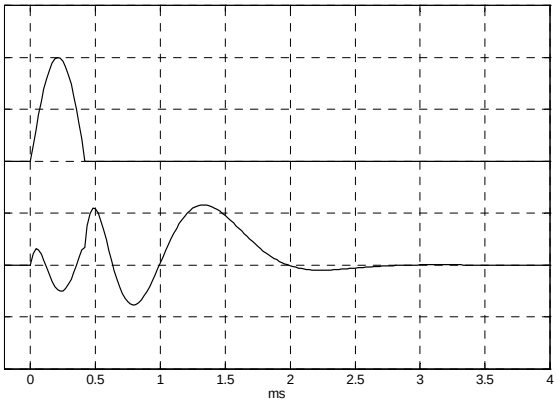


Abb. 5.5.16: Zwei Impulse, die durch Allpassfilterung aufeinander abgebildet werden können. Da die Gruppenlaufzeitverzerrungen unter der für das Gehör relevanten Schwelle von 2 ms bleiben, wird diese Filterung vom Gehör nicht bemerkt.

© M. Zollner 2002

Die in Verstärkern auftretenden Nichtlinearitäten begrenzen zwar, wie in Abb. 5.5.11 gezeigt, polaritätsabhängig das Gitarrensignal, die Hauptunterschiede treten in den meisten Fällen aber bei kurzen Impulsspitzen auf, deren Begrenzung wenig am Gesamtklang ändert. Gravierende Veränderungen erfährt das Signal erst, sobald es der Lautsprecher abstrahlt: In **Abb. 5.5.17** sind Spannungsverläufe zweier **Raummikrofone** dargestellt, deren Position sich um 50 cm unterscheidet. Trotz deutlich abweichender Zeitfunktionen sind selbst diese Unterschiede mit dem Gehör nur als pauschale Höhenänderung wahrnehmbar, der keine besondere Bedeutung beikommt.

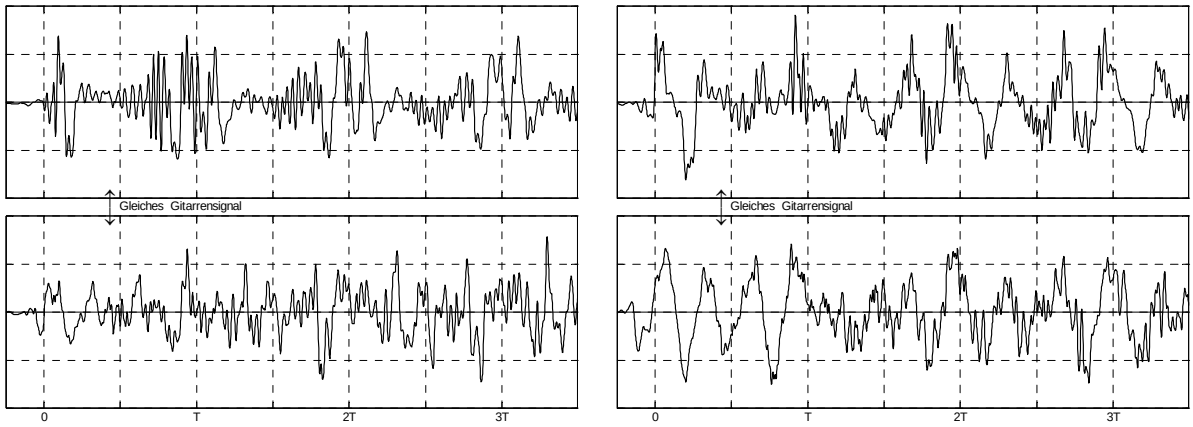


Abb. 5.5.17: Mikrofonspannungen. Mikrofon 0,5m vor dem Verstärker (oben), Mikrofon 1m schräg vor dem Verstärker (unten). Fender-Stratocaster, Fender-Deluxe-Verstärker. Die linke bzw. rechte Bildspalte zeigen zwei unterschiedliche Versuche.

Als **Zwischenergebnis** ist festzustellen: Das Umpolen eines Tonabnehmers führt zu deutlich *sichtbaren* Unterschieden in der Spannungs-Zeitfunktion. Das Gehör bemerkt diese Unterschiede aber entweder gar nicht, oder nur leicht überschwellig. Keinesfalls sind mit dem Umpolen Qualitätsunterschiede im Sinne *deutlich besser* bzw. *deutlich schlechter* zu erreichen. Es kann folglich auch keine Empfehlung ausgesprochen werden, welche Polarität zu bevorzugen ist. Zwei Betriebszustände bedürfen aber ergänzender Betrachtung: Die Zusammenschaltung mehrerer Tonabnehmer, und die Luftschall-Rückkopplung.

Wird die Gitarre über Verstärker/Lautsprecher laut gespielt, trifft eine Luftschallwelle auf den Gitarrenkorpus auf und erregt ihn und die Saiten zu Schwingungen; sie werden Teil eines **Rückkopplungskreises**. Bei genügend großer Kreisverstärkung [Literatur: Regelungstechnik] beginnt die Gitarre "von selbst" zu spielen. Die Tonhöhe dieser Eigenschwingungen hängt von der Polarität der Kreisverstärkung ab: Polt man den Tonabnehmer um, ändert sich der Klang. Dies geschieht aber auch, wenn man die Position der Gitarre um 10 cm ändert, insofern ist auch unter Beachtung der Rückkopplung die Tonabnehmer-Polarität unwichtig.

Dass sich beim **Zusammenschalten** zweier Tonabnehmer der Klang erheblich ändert, wenn einer der beiden umgepolt wird, bedarf keiner großen Erläuterung. Interessanter ist die Frage, ob sich Klangunterschiede ergeben, wenn (z.B. beim mittleren Stratocaster-Tonabnehmer) Wicklungssinn und Magnetpolarität umgedreht werden, um beim Zusammenschalten Brummunterdrückung zu erreichen (RW/RP Middle-Pickup). Eine Auswirkung wäre zu erwarten, wenn beide Tonabnehmer in wesentlichem Umfang magnetisch gekoppelt wären. Messungen ergaben aber nur 0,6% Kopplungsfaktor, viel zu wenig, um hörbar zu werden: Die gemessenen Pegelunterschiede von 0,05 dB liegen weit unter der Hörbarkeitsschwelle. Und für die magnetischen Anziehungskräfte gilt: Sie sind polaritätsunabhängig!

© M. Zollner 2002

5.5.6 Zeitvarianz

Widerstände, Induktivitäten und Kapazitäten werden in der Systemtheorie zunächst als linear und zeitinvariant angenommen, sodass zu jedem Zeitpunkt für die Feldgrößen Spannung und Strom dieselben Proportionalitätsgesetze gelten. Für kleine Aussteuerungen ist jeder Gitarrentonabnehmer hinreichend linear, Zeitinvarianz ist aber nicht grundsätzlich gegeben. Die auf den vorangegangenen Seiten vorgestellten Tonabnehmer-Parameter ändern sich im Lauf der Zeit (intraindividuelle Streuungen), und sie gelten für andere Tonabnehmer desselben Typs nur mit Einschränkungen (interindividuelle Streuungen).

Der **Gleichstromwiderstand** eines jeden Tonabnehmers ist temperaturabhängig, er steigt pro °C um 0,39 %. Innerhalb des Temperaturintervalls 17° – 30° verändert sich der Gleichstromwiderstand somit um 5%, also von z.B. 6000 Ω auf 6300 Ω. Dies ist bei Literaturangaben zu berücksichtigen, die z.B. für die Stratocaster spezifizieren: 6100 Ω (Vintage reissue), 6210 Ω (Texas special). Fertigungsbedingt streut der Drahtdurchmesser um typisch ±10%, was den Vergleich zweier Tonabnehmer schwierig macht: Ist's derselbe Typ mit leicht abweichender Drahtstärke, oder ist's ein anderer Typ mit anderer Windungszahl?

Die **Wicklungs-Induktivität** wird außer von der Spulengeometrie vom felderfüllten Raum gebildet. Kommen ferromagnetische und/oder leitende Materialien in diesen Raum, kann sich die Induktivität ändern. Nicht nur Abschirmhauben, sondern auch andere Gitarrenteile können u.U. die Wicklungs-Induktivität ändern. Hierzu zählen die metallene Montageplatte des Telecaster-Stegtonabnehmers genauso wie Abschirmfolien, die unter dem Schlagbrett (Pickguard) den Tonabnehmer umschließen und Wirbelströme ermöglichen. Dramatische Abweichungen sind zwar nicht zu erwarten, für Präzisionsmessungen sollte aber die Umgebung definiert sein. Zur Zeitvarianz der Magnetparameter siehe Kap. 4.5.

Auch bei der **Wicklungs-Kapazität** ist der felderfüllte Raum zu berücksichtigen. Wenn für die Isolation des Spulendrahtes ein hygroskopisches Material verwendet wurde, das Wasser aufnehmen kann, hängt die Kapazität vom aktuellen Wassergehalt ab. Wird die Wicklung vergossen, vergrößert sich die Kapazität, weil alle Vergussmaterialien eine relative Dielektrizitätszahl größer 1 haben. Da der überwiegende Anteil der Gesamtkapazität aber nicht vom Tonabnehmer, sondern vom Gitarrenkabel gebildet wird, sind die Auswirkungen von Änderungen der Tonabnehmerkapazität in aller Regel nur von untergeordneter Bedeutung.

Ein Umwelteinfluss, der gerne übersehen wird, kommt vom **akustischen Umfeld**. Sobald die Tonabnehmersignale verstärkt und im selben Raum über Lautsprecher abgestrahlt werden, ist der Tonabnehmer Teil einer **Rückkopplungsschleife**. Hierdurch ändern sich zwar nicht die o.a. Parameter, das Tonabnehmer-Ersatzschaltbild muss für diesen Fall aber um gesteuerte Quellen erweitert werden. Neben den o.a. Parametern erfordert eine (möglichst) vollständige Beschreibung die Angabe von Luftschall- und Körperschall-Übertragungskoeffizienten, die ihrerseits von zeitvarianten mechanischen Dämpfungsfaktoren abhängen. So ist vorstellbar, dass Gummilager im Lauf von Jahrzehnten verhärten und somit die Körperschallempfindlichkeit beeinflussen. Je nach persönlicher Vorliebe kann dieser Effekt als unbedeutend eingestuft und ignoriert werden, als zum Gitarrenkorpus gehörig definiert werden, oder als Alterungseffekt des Tonabnehmers aufgefasst werden.

© M. Zollner 2002

5.5.7 Isolierlack, Wachs

Die Tonabnehmer-Spule wird aus sehr dünnem Kupferdraht gewickelt, auf den zum Schutz gegen Kurzschluss und aggressive Luftbestandteile ein Lackfilm aufgebracht ist. Als Isolierlack wurden bzw. werden vor allem "Plain Enamel", "Formvar", "Polysol" und "Polyurethan-Nylon" verwendet. Derartig isolierter Draht wird Kupfer-Lack-Draht oder (*engl.*) Magnet-Wire genannt. Der isolierte Kupferdraht an sich ist natürlich unmagnetisch (exakt: diamagnetisch) – er hat den gleichen magnetischen Widerstand wie Luft.

Das englische Substantiv **enamel** steht für Glasur, Schmelzglas, Email(le), Lack (allgemein), oder auch spezielle Lacke (z.B. Kunstharzlack). Das Verb *enamel* bedeutet emaillieren oder lackieren. "Enamelled (auch enameled) copper wire" ist somit lackierter Kupferdraht, auch **Kupferlackdraht** genannt. Im Sinne dieser Bedeutung verdient somit jeder in Tonabnehmern verwendete CuL-Draht die Bezeichnung *enamelled copper wire*. Ganz so einfach ist es aber nicht, denn *enamel* wird häufig in spezieller Bedeutung verwendet:

Plain Enamel (*engl.*) kennzeichnet einen der ersten industriell hergestellten Isolierlacke. Die deutsche Bezeichnung hierfür ist Öllack oder Emaillack (auch Emaillelack). Öllacke werden mit Ölen hergestellt, die beim Trocknen oxidieren und hierbei einen irreversiblen Film bilden. Zur Erhöhung von Härte und Glanz werden Harze (*engl.: Resin*) zugesetzt. Aus der Öl/Harz-Mischung leitet sich die auch verwendete englische Bezeichnung *Oleoresinous Email* bzw. *Oleoresinous Insulation* ab. Der in alten Tonabnehmern verwendete *Plain enamelled wire* hat eine braun/violette Farbe ("vintage").

Formvar (fälschlich auch Formivar) war ein Warenzeichen der *Monsanto Chemical Company* (St. Louise, Missouri, USA). Nach Verkauf einer Business-Unit an *Structure Probe, Inc*. erfolgte eine Umbenennung von Formvar in Vinylec. Formvar-Lacke enthalten Polyvinyl-Acetal = Polyvinylformal. Im Zweistufenverfahren wird zuerst aus Polyvinylacetat Polyvinylalkohol hergestellt, der dann acetalisiert wird. Zur Herstellung von Drahtlacken wird Polyvinylformal Phenolharz zugesetzt. Die englische Bezeichnung hierfür ist *Modified polyvinyl acetal resins*. Formvar-Kupferlackdraht ist goldfarben glänzend und nicht lötbar.

Polysol-Lack ist ein lötbarer Polyurethan-Lack, der als Zweikomponentenlack angemischt wird. Polysol-Kupferlackdraht ist üblicherweise hellrot glänzend. Oder braun-violett, wenn's nach "vintage" aussehen soll ☺.

Polyurethan-Nylon ist eine nylonbeschichtete Polyurethan-Isolierung.

Es darf nicht davon ausgegangen werden, dass die o.a. Lackbezeichnungen eine 100%-ige Werkstoffbezeichnung darstellen. Während z.B. die chemische Formel *NaCl* eindeutig Kochsalz zuzuordnen ist, kennzeichnet *Öllack* nur eine Stoffgruppe ähnlicher, aber im einzelnen chemisch und physikalisch unterschiedlicher Lacke.

An die **Isolationseigenschaften** des im Tonabnehmer aufgewickelten Kupferlackdrahtes werden keine großen Anforderungen gestellt, die Spannungen sind sehr klein. Nimmt man 5 V Spitzenspannung an (ein relativ hoher Wert), und eine Lackdicke von 2x2,5 µm = 5 µm, so ergibt sich im Worst-Case-Fall eine Feldstärke von ungefähr 1 kV/mm – das ist für einen Isolator eher wenig. Für Formvar wird als Grenze beispielsweise 80 kV/mm angegeben. Derartig hohe Feldstärken können im Tonabnehmer nicht erreicht werden.

© M. Zollner 2002

Die **magnetischen** Eigenschaften der genannten Isolierstoffe unterscheiden sich untereinander nicht messbar; alle weisen eine relative Permeabilität sehr nahe bei 1 auf. Sie können deshalb in sehr guter Näherung als unmagnetisch bezeichnet werden. Bei den **Dielektrizitätszahlen** sind hingegen Unterschiede messbar. Das ε_r derartiger Isolierstoffe liegt typischerweise zwischen 2 und 5, genaue Daten werden von den Herstellern nicht veröffentlicht. Variationen bei der Dielektrizitätszahl ändern die Spulenkapazität entsprechend. Nimmt man – hoch gegriffen – eine Kapazitätsänderung von 50 auf 100 pF an, so würde sich mit einem 450-pF-Kabel eine 10%-ige **Kapazitätsänderung** ergeben, was ca. einer 5%-igen Änderung der Resonanzfrequenz entspricht. Dieselbe Resonanzverschiebung würde sich aber auch einstellen, wenn die Länge des Gitarrenkabels um 11% geändert würde; also beispielsweise von 3,75 auf 4,15 Meter. Es kann nicht ausgeschlossen werden, dass diese kleinen Änderungen im A/B-Vergleich hörbar sind. Das Internet ist voll von Spekulationen über den Beitrag der Drahtisolation zum Klang des Tonabnehmers, bzw. über die von den verschiedenen Lacken hervorgerufenen Klangunterschiede. Da jedoch kaum ein Gitarrist überlegt, ob er heute mal sein 3,75-Meter-Kabel nimmt, oder des anderen Klanges wegen (!) sein 4,15-Meter-Kabel, darf auch der Lackart keine große Bedeutung zugewiesen werden. Zweifler sind eingeladen, sich die Unterschiede durch Parallelschalten eines 50-pF-Kondensators anzuhören. Und wenn's mit parallelgeschaltetem Kondensator tatsächlich viel besser klingt – fest einlöten!

Neben den potentiellen dielektrischen Unterschieden wird gelegentlich davon berichtet, dass eine bestimmte Lackart dicker aufgetragen wird als eine andere, was zu einer veränderten Spulengeometrie führt. Natürlich hängen Spuleninduktivität und -kapazität von der Geometrie ab. Die **Isolierlackdicke** ist aber nicht generell lacktypisch. Es kann nicht davon ausgegangen werden, dass alle Hersteller einen 42AWG-Draht mit genau gleicher Lackdicke fertigen – selbst wenn man gleiches Isoliermaterial zugrunde legt. Kupfer- und Lackabmessungen sind sowieso fertigungsbedingten Schwankungen unterworfen, und außerdem muss berücksichtigt werden, dass viele Hersteller einen speziellen Draht (z.B. 42AWG, Formvar) ganz bewusst mit unterschiedlichen Lackdicken anbieten. Bei Hochspannungsanwendungen ist eine dickere (mehrfache) Isolierschicht wünschenswert, für Tonabnehmer würde einmaliges Lackieren reichen. Trotzdem verwenden einige Hersteller bei Tonabnehmern mehrfach lackierten Draht.

Was ändert sich, wenn statt einfach lackierten Kupferlackdrahtes zweifach lackierter verwendet wird? Hängt ganz davon ab, welche Parameter konstant gehalten werden: Hält man die Anzahl der Windungen konstant, so vergrößert sich die Spule. Wickelt man hingegen den vorhandenen Spulenkörper bis zum Rand voll, so verringert sich bei dickerer Isolierung die Windungszahl. Als Abschätzung kann man annehmen, dass der zweifach isolierte Draht gegenüber dem einfach isolierten etwa 20% mehr Querschnittsfläche benötigt.

- Für konstanten Wicklungsquerschnitt (wickeln, bis der Wickelkörper voll ist) resultiert hieraus eine um 17% verringert Windungszahl – verbunden mit verringerter Induktivität, geringerer Empfindlichkeit und kleinerem Gleichspannungswiderstand.
- Hält man aber die Windungszahl konstant (wickeln, bis das Zählwerk abschaltet), so ist die Wicklungsfläche größer. Dies muss aber nicht zwangsläufig eine vergrößerte Empfindlichkeit bedeutet, denn die Windungen gelangen hiermit in Bereiche kleinerer Flussdichte. Empfindlichkeit und Induktivität sind mit einfachen Formeln nicht berechenbar; beim Gleichspannungswiderstand ergibt die Berechnung eine Zunahme um ca. 2%. Dass diese Änderung trotz 20%-iger Flächenänderung so gering ausfällt, liegt daran, dass die Wicklung länglich, und nicht kreisförmig ist.

Falls die Windungszahl konstant gehalten wird, hängen die Tonabnehmerparameter nur wenig von der Lackdicke ab; bei konstantem Wicklungsquerschnitt sind die Auswirkungen größer.

© M. Zollner 2002

Bei vielen Tonabnehmern ist außer Lack noch ein weiteres Dielektrikum zwischen den Windungen der Spule: Die Tonabnehmer werden **in Wachs getaucht**, um der Spule mehr Festigkeit zu verleihen (*wax dipping* bzw. *potting*). Mitte der Sechzigerjahre kam es in Fenders Gitarrenproduktion allerdings zu einer Panne [Duchossoir]: Die neu eingeführte Polysol-Isolierung löste sich im Wachsbad auf, die Wicklungen bekamen Kurzschlüsse. Ab diesem Zeitpunkt ging's ohne Wachbad weiter (die Unterschiede waren offensichtlich nicht allzu gravierend); erst in den Achtzigerjahren fand Fender (nun wieder ohne CBS) zu alten Rezepten zurück. Wachs kann zum einen die Drahtwindungen festigen und Eigenschwingungen (Mikrofonie) reduzieren, zum anderen die Wicklungskapazität erhöhen. Gegenüber der alles dominierenden Kabelkapazität sind durch Wachstauchen aber nur geringfügige Kapazitätsänderungen zu erwarten (in aller Regel < 50 pF). **Mikrofonie** siehe Kap. 5.14.

Keine Rolle spielen die **Verluste** der Wicklungsisolation: Der zur Wicklungskapazität parallel liegende Verlustwiderstand ist größer als 10 MΩ und damit vernachlässigbar. Je nach verwendetem Material muss aber u.U. **Hygroskopizität** berücksichtigt werden: Isolatoren können Wasser aufnehmen, das durch seine hohe Dielektrizität zu einer merklichen Kapazitätsvergrößerung führen kann (siehe Tabelle).

Material	ε_r bei 1kHz	$\tan\delta$ in ‰
Gießharz	4 – 8	20 – 80
Zelluloseazetat	3,5 – 6	12 – 25
Äthylzellulose	2,5 – 3,5	5 – 25
Vulkanfiber	4	80
Polyurethan	3,0 – 5,5	5 – 50
Paraffin	1,9 – 2,3	< 5
Schellack	3 – 4	10
Bakelit	4,8 – 5,3	10
Pertinax	4,8 – 5,4	25
Wasser	ca. 80	

Tabelle:
Dielektrische Eigenschaften von Isolierwerkstoffen. Die Zahlen sind als Richtwerte aufzufassen, die Materialzusammensetzungen variieren herstellerabhängig.

Als **Fazit** bleibt festzuhalten, dass Wachstauchen sowie Lackdicke und -material zu kleinen, messbaren Kapazitäts-Unterschieden führen können, deren Bedeutung für die Praxis aber nachrangig ist. Mikrofonie (Kap. 5.14) kann hierdurch wirkungsvoll bekämpft werden.

5.5.8 Wickelkörper (Flansch, *Flat Work*)

Bei alten Fender-Tonabnehmern wurden die 6 Stiftmagnete durch zwei Vulkanfiber-Flansche (Hydratzellulose) gesteckt: Diese hielten sowohl die Magnete in Position, als auch den aufgewickelten Draht auf den Magneten. Es muss dringend davor gewarnt werden, die Position dieser Magnete in axialer Richtung durch "leichte Schläge" zu verschieben. Autoren, die derartige Einstellarbeiten empfehlen, werden möglicherweise von der Tonabnehmerindustrie gesponsert – in vielen Fällen reißt hierbei nämlich der haarfeine Wicklungsdraht ab, dann muss der Tonabnehmer ausgetauscht (oder neu bewickelt) werden. Mehr mechanischen Schutz bieten Tonabnehmer mit kompletten Spritzkunststoff-Wickelkörpern.

Bezüglich des Einflusses von Flansch bzw. Wickelkörper auf den Klang gilt das über Isolierlacke gesagte: Die verwendeten Materialien können unterschiedliches ε und deshalb unterschiedliche Wicklungskapazität sowie unterschiedliche Resonanzbedämpfung bewirken. Im Vergleich zu Kabelkapazität und Potentiometerdämpfung sind derartige Unterschiede aber als *sehr* untergeordnet zu betrachten.

© M. Zollner 2002

5.5.9 DC-Widerstand vs. Lautstärke

In Kap. 5.5.1 wurde schon darauf hingewiesen, dass der Gleichstromwiderstand eines Tonabnehmers wenig mit dessen Lautstärke zu tun hat. Natürlich gilt für einen individuellen Tonabnehmer, dass beim Abwickeln einiger tausend Drahtwindungen sowohl Widerstand als auch Lautstärke abnehmen. Daraus darf aber nicht gefolgert werden, dass ein 7-kΩ-Tonabnehmer generell lauter sein muss als ein 5-kΩ-Tonabnehmer. Genau das wird aber suggeriert, wenn in Testberichten zu lesen ist: *"Die Gitarre ist mit zwei unterschiedlichen Pickups ausgestattet. Während am Hals ein Alnico-2-Magnet für singende Höhen sorgt, bringt der Steg-Kollege mit seinem Keramikmagnet das brachiale Brett. Unsere Messungen offenbaren, wie deutlich diese Unterschiede sind: 12 kΩ (Steg) gegen 8kΩ (Hals)."* Ist der Steg-Kollege damit 50% lauter? Oder aus einem Gitarren-Vergleich: *"Die Tonabnehmer dieser Gitarre haben die geringste Ausgangsleistung des ganzen Feldes, nämlich nur 8 kΩ; alle anderen liegen bei 10 – 18 kΩ."* Oder: *"Der Hals-Tonabnehmer entspricht in seiner Leistung einem Gibson-PAF (8 kΩ)."*

Da Tonabnehmer so gut wie immer mit Kupferdraht (CuL) bewickelt werden, spielen für den **Gleichstromwiderstand** R_{DC} nur Drahtquerschnitt und Drahtlänge eine Rolle. Die Widerstandsmessung ist einfach, selbst preiswerte R_{DC}-Messgeräte unterbieten oft 1% Messfehler, und sogar 1‰ ist leicht erreichbar. Wenn's allerdings so genau sein soll: Die Temperatur muss dann auf ¼°C genau angegeben werden. In Testberichten finden sich häufig vierstellige Widerstandsangaben: Für den Gibson **498-T** z.B. 12,23 kΩ. Oder – in einer anderen Gitarre – 13,40 kΩ. Der Leser bleibt indes im Unklaren, ob die Unterschiede auf die (so gut wie niemals spezifizierten Messgeräte) oder auf die Fertigung zurückzuführen sind. Oder – zumindest zum Teil – auf die häufig zu findende Praxis, das Vol-Poti zur Widerstandmessung nicht auszulöten: Ändert einen 13,00-kΩ-Widerstand immerhin auf 12,67 kΩ (bei einem 500-kΩ-Poti) bzw. auf 12,36 kΩ (250-kΩ-Poti). Nun wären derart kleine Unterschiede nicht von Bedeutung, wenn daraus nicht der Schluss gezogen würde, dass mit 13,40 kΩ das kleine Quäntchen zusätzliche Durchsetzungskraft gewonnen wird, das dem 12,23-kΩ-Wettbewerber leider fehlt. Und so mancher Gitarrist investiert dann 200 Euro in einen Austauschtonabnehmer, um auch von dieser Durchsetzungskraft zu profitieren.

Die Industrie greift die Widerstands-Diversifizierung gerne auf, und bietet eine unüberschaubare Tonabnehmer-Vielfalt an. Den Gibson **BurstBucker** gibt's in drei Varianten: Slightly underwound, normal, und slightly overwound. Die Gleichstromwiderstände unterscheiden sich dabei jeweils um 7%, und das sind nicht etwa unvermeidbare Fertigungsstreuungen, das ist absichtlich so produziert[♣]. Sagt die Gibson-Werbung. Den Gibson **498-T** gibt's hingegen nur in einer Version. Dass dann bei zwei verschiedenen Exemplaren Widerstands-Toleranzen von 9,6% herauskommen, sagen Testberichte der Zeitschrift Gitarre&Bass (8/03, 1/05).

In vielen Testberichten wird der Tonabnehmer-Gleichstromwiderstand vielstellig spezifiziert, hierbei allerdings zumeist nicht Widerstand, sondern "**Ausgangsleistung**" genannt. Der kundige Leser interpretiert das als Lautstärke, und liegt damit nicht generell falsch. Ein **SDS-1** (9,1 kΩ) gibt tatsächlich mehr Spannung ab als ein Vintage-Strat-Pickup mit seinen bescheidenen 5,8 kΩ. Was muss dann erst ein Gibson **Tony-Iommi**-Signature-Pickup produzieren? Der bringt es auf 17,8 kΩ Gleichstromwiderstand! Das ist gegenüber dem SDS-1 fast die doppelte "Ausgangsleistung". Bei vergleichbarer Saitenschwingung erzeugt der Tony-Iommi aber weniger Spannung als der SDS-1, sein hoher Widerstand erhöht nicht den Übertragungs-Koeffizient T_{Uv}. Diese Größe, als Quotient aus Tonabnehmerspannung und Saitenschnelle definiert (Kap. 5.4.5), ist gut geeignet, Korrelationen zwischen Gleichstromwiderstand und Wandlungseffizienz zu untersuchen.

[♣] Beim '57-Classic-Plus sind's gar nur "3% mehr Wicklung" gegenüber dem '57-Classic [G&B Gibson-Heft].

© M. Zollner 2002

Die Frequenzabhängigkeit des Übertragungs-Koeffizienten H_{Uv} folgt einer mehr oder weniger komplizierten Tiefpassfunktion (Kap. 5.9.3). Für den **Stratocaster**-Tonabnehmer ergibt sich ein einfacher Tiefpass zweiter Ordnung mit ca. 5 dB Resonanzüberhöhung (**Abb. 5.5.18**). Wenn nun die Windungszahl um 10% vergrößert wird (etwa von 7600 auf 8360 Windungen), so vergrößert sich der Gleichstromwiderstand näherungsweise um ebenfalls 10%. Rechnet man etwas genauer, und berücksichtigt, dass diese Zusatzwindungen ja obenauf liegen und somit geringfügig länger sind, kommt man auf 11% Widerstandszuwachs. Die Auswirkungen des Gleichstromwiderstandes auf die Übertragungsfunktion sind aber so gering, dass keine übertriebenen Genauigkeitsanforderungen einzuhalten sind. Die Induktivität erhöht sich um ca. 23% (Kap. 5.5.2), die Kapazität wird überwiegend vom Kabel bestimmt, ebenso der Lastwiderstand. Alles zusammengenommen erhöht sich das Übertragungsmaß (die logarithmierte Übertragungsfunktion) unterresonant um 0,9 dB, die Resonanzfrequenz sinkt um 10%. Im direkten Hörvergleich werden diese Änderungen gerade eben hörbar sein, der Tonabnehmer klingt bei erhöhter Windungszahl nicht mehr ganz so brillant. Im Höhenbereich ist dadurch sogar ein minimaler Lautstärkeverlust zu verzeichnen, im Tieftonbereich eine minimale Lautstärkezunahme. Aus psychoakustischer Sicht [12] wäre der beste Parameter zur Beschreibung dieser Änderungen die Schärfe: Sie nimmt mit zunehmender Windungszahl ab.

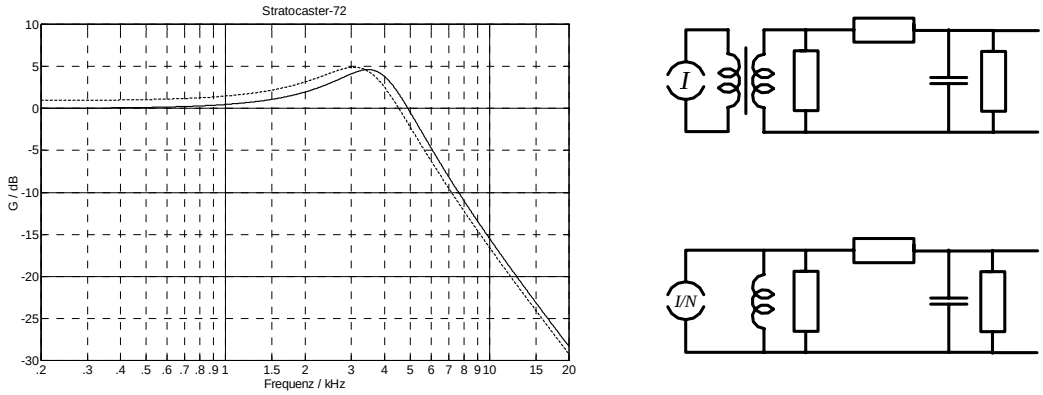
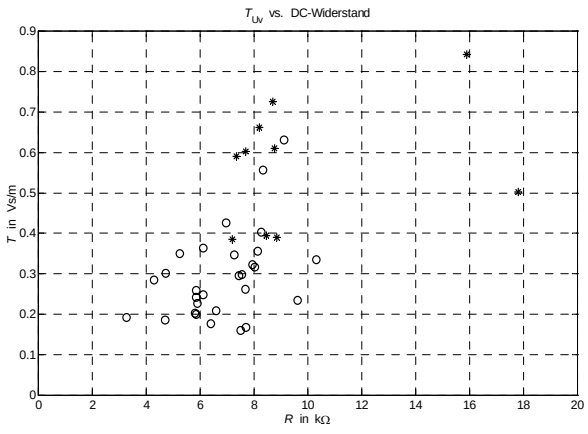


Abb. 5.5.18: Änderung des Übertragungsmaßes $G_{Uv} = 20 \cdot \lg(H_{Uv})$dB bei 10%-iger Zunahme der Windungszahl N.

Der Schluss vom Tonabnehmer-Gleichstromwiderstand auf die Lautstärke fällt schwer, weil diese von vielen Parametern abhängt. Neben Verstärker- und Lautsprecherfrequenzgang bestimmt auch die Raumübertragungsfunktion den endgültigen Klang, und dazu kommen subjektive Präferenzen (Attack vs. Sustain). Für die folgende Analyse (**Abb. 5.5.19**) wird deshalb nicht die Lautstärke, sondern der tieffrequente Übertragungskoeffizient T_{Uv} ausgewertet und mit dem Gleichstromwiderstand verglichen (siehe auch Kap. 5.4.5).



Die große Streuung der Wertepaare zeigt deutlich, dass Übertragungskoeffizient und Gleichstromwiderstand nur wenig korrelieren. Bei identischem Gleichstromwiderstand kann sich der Übertragungskoeffizient um den Faktor 4 unterscheiden!

Abb. 5.5.19: Vergleich zwischen tieffrequentem Übertragungskoeffizient und Gleichstromwiderstand. Übertragungsdaten wie in Kap. 5.4.5.
o = Singlecoil, * = Humbucker.

© M. Zollner 2002

5.6 Tonabnehmer-Messgeräte

Wie misst man die elektrischen Tonabnehmer-Parameter? In den meisten Fällen vermutlich mit einem Messgerät, dessen Funktion dem Messenden nicht genau bekannt ist. Gerne verwendet: Sogenannte RLC-Messgeräte, die R (Widerstand), L (Induktivität) und C (Kapazität) messen können. Wäre der Tonabnehmer ein idealer Grundzweipol, könnte man gegen diese Messung nichts einwenden. Grundzweipole bestehen entweder aus einem (ohmschen) Widerstand, oder aus einer idealen Spule, oder aus einem idealen Kondensator. Beim Tonabnehmer wirken aber selbst im einfachsten Ersatzschaltbild alle drei Elemente zusammen, er ist folglich ein zusammengesetzter Zweipol (auch elektrisches Netzwerk genannt).

Im einfachsten Fall bildet man die Tonabnehmerimpedanz durch einen elektrischen Widerstand *R* nach, der in Reihe zur Wicklungs-Induktivität *L* geschaltet ist; parallel hierzu liegt die Wicklungs-Kapazität *C*. Der Widerstand *R* ist der weiter oben bereits beschriebene Gleichstromwiderstand des aufgewickelten Kupferdrahts, der auch Kupferwiderstand genannt wird. Im Kapitel *Magnetodynamik* wurde erläutert, dass der *Gleichstrom*widerstand einer idealen Induktivität null ist; der *Gleichstrom*widerstand einer Kapazität ist unendlich. Bei f = 0 Hz bleibt als Widerstand also tatsächlich nur der Beitrag von *R*, die anderen beiden Zweipole tragen bei dieser Frequenz nichts bei. Wenn man *R* messen möchte, sollte man folglich bei 0 Hz messen – eigentlich naheliegend. RLC-Messgeräte messen aber nicht bei 0 Hz, sondern bei einer anderen Frequenz, z.B. 1 kHz. Sie ermitteln dann für *R* den Realteil der komplexen Impedanz $\underline{Z}$, und der kann vom Kupferwiderstand abweichen.

Die formale Beschreibung der Impedanz geschieht am einfachsten mithilfe der komplexen Schreibweise [siehe z.B. 18, 20]. Die **komplexe Impedanz** $\underline{Z}$ einer *RL*-Reihenschaltung (also zunächst ohne Kapazität *C*) ergibt:

$$\underline{Z} = R + j\omega L \qquad \mathrm{Re}(\underline{Z}) = R; \qquad \mathrm{Im}(\underline{Z}) = \omega L; \qquad \text{komplexe Impedanz}$$

Als Realteil der komplexen Impedanz erhält man *R*, als Imaginärteil erhält man ωL ; (die imaginäre Einheit *j* gehört nicht zum Imaginärteil!). Wie man sieht, ist der Realteil von der Frequenz unabhängig, er kann somit *für diesen Zweipol* (!) bei jeder beliebigen Frequenz gemessen werden. Sobald aber eine Kapazität dazukommt, ändert sich diese Situation: Die Kapazität *C* liegt im einfachen Tonabnehmer-Ersatzschaltbild parallel zur *RL*-Reihenschaltung. Die komplexe Impedanz $\underline{Z}$ für diese *RLC*-Schaltung ergibt sich zu:

$$\underline{Z} = \frac{R + pL}{1 + pRC + p^2 LC} = \frac{R + p(L - R^2 C) + p^3 L^2 C}{1 + p^2(2LC - R^2 C^2) + p^4 L^2 C^2} \qquad p = j\omega$$

Zerlegt man diese komplexe Impedanz in eine Summe aus einem Realteil und einem Imaginärteil, so erhält man den Wert, der von einem RLC-Messgerät als Verlust-Widerstand angezeigt wird, wenn eine Spule gemessen werden soll:

$$\mathrm{Re}(\underline{Z}) = \frac{R}{1 - \omega^2(2LC - R^2 C^2) + \omega^4 L^2 C^2} \qquad \text{Realteil der } RLC\text{-Schaltung}$$

Dieser Realteil ist nun nicht mehr konstant, sondern frequenzabhängig! Für Gleichstrom, d.h. für ω = 0, erhält man immer noch den korrekten Gleichstromwiderstand *R* des Tonabnehmers,

© M. Zollner 2002

aber für jede andere Frequenz ergibt sich ein abweichender, und damit falscher Wert. Die Abweichungen sind nicht immer dramatisch – sie sollten jedoch vor dem Hintergrund gesehen werden, dass ein 'Experte' z.B. wissen *muss*, dass der 'Texas-Special-Pickup' 6210 Ohm hat, während der 'Vintage-Reissue-Pickup' *nur* 6100 Ohm (d.h. satte 1,8 % weniger!) in die Waagschale wirft. Wobei der Experte hoffentlich auch weiß, dass 1,8 % Widerstandsänderung bereits durch nur 4,5°C Temperaturänderung hervorgerufen werden können ☺. Wie groß nun die messgerätebedingten Unterschiede sind, zeigt **Abb. 5.6.1**: Falls man zum Messen des Stratocaster-Spulenwiderstandes ein RLC-Messgerät verwendet, das bei 1000 Hz misst, erhält man einen Wert, der um 6 % zu groß ist. Was in etwa dem Unterschied zwischen einem '80s-Standard-Pickup' und einem 'Late-60s-Pickup' entspricht. Bei gleicher Temperatur …

Tonabnehmer mit relativ niedriger Resonanzfrequenz (z.B. Gibson P90) zeigen indes wesentlich größere Abweichungen (Abb. 5.6.1). Auch das Anschließen eines Kabels ändert den Realteil, selbst wenn das **Kabel** als (rein imaginär wirkende) ideale Kapazität definiert wird. Beim P-90-Tonabnehmer bewirkt das Zuschalten eines 600-pF-Kabels, dass bei 1 kHz der Impedanz-Realteil um 40% vergrößert wird.

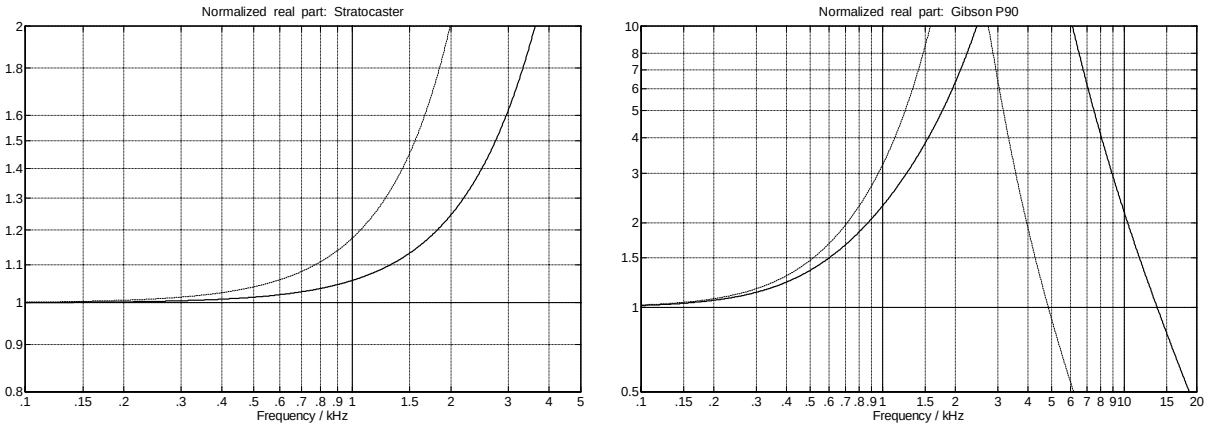
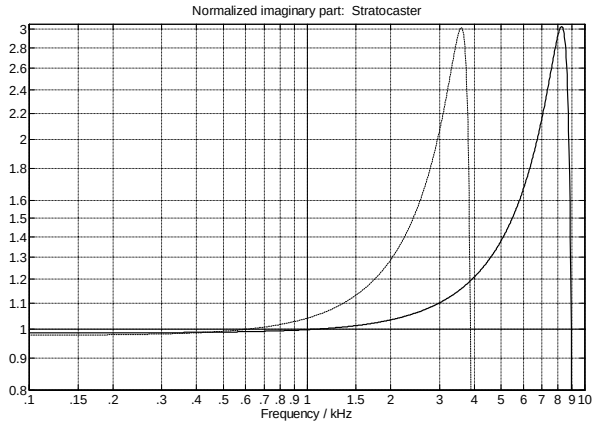


Abb. 5.6.1: Auf R_{Cu} normierter Realteil der Tonabnehmerimpedanz. Links Stratocaster, rechts Gibson P90. Bei f = 1000Hz weicht der Realteil (ohne Kabel) um 6 % bzw. um 130 % vom 0-Hz-Wert ab (———). Dünne Linien: Mit 600-pF-Kabel. Um Klarheit zu erhalten, bei welcher Frequenz ein Impedanzmessgerät arbeitet, kann die Messfrequenz z.B. während der Messung mit einem Oszilloskop überprüft werden.

Neben dem Gleichstromwiderstand R ist die **Induktivität** L der zweite wichtige elektrische Parameter. Würden beim Tonabnehmer nur R und L zusammenwirken, man könnte L problemlos als Imaginärteil der Impedanz messen – bei jeder Frequenz, außer bei 0 Hz. Die parallel geschaltete Kapazität bewirkt aber, dass unterhalb der Resonanzfrequenz der normierte Imaginärteil ansteigt; oberhalb der Resonanzfrequenz wird er negativ. Ein RLC-Messgerät, das in Stellung "Spule messen" lediglich den durch $2\pi f$ dividierten Imaginärteil der Impedanz als "Induktivität" anzeigt, folgt der in **Abb. 5.6.2** dargestellten Kurve. Bis zu 1000 Hz sind die Abweichungen für den Stratocaster-Tonabnehmer noch gar nicht so groß; für höhere Frequenzen wächst aber der Fehler – wie auch für Tonabnehmer mit niedriger Resonanzfrequenz.

So richtig problematisch werden Induktivitätsmessungen, wenn die Tonabnehmerimpedanz durch mehr als eine Induktivität beschrieben werden müsste. Wie in dem Kapitel über Ersatzschaltbilder gezeigt wird, ist dies vor allem bei nicht zu vernachlässigenden Wirbelstromverlusten der Fall, also z.B. bei Tonabnehmern mit Weicheisen- oder Nickelstiften, oder/und bei metallenen Abschirmhauben. Ganz analog könnte ja auch ein mechanisches System, bei dem drei unabhängige Massen über zwei unabhängige Federn verbunden sind, nicht für Schwingungen jeder Frequenz durch ein und dieselbe Federsteifigkeit beschrieben werden.

© M. Zollner 2002



Impedanz-Imaginärteil der *RLC*-Schaltung:

$$\mathrm{Im}(\underline{Z}) = \frac{\omega(L - R^2C) - \omega^3 L^2 C}{1 - \omega^2(2LC - R^2C^2) + \omega^4 L^2 C^2}$$

Abb. 5.6.2: Auf ωL normierter Imaginärteil der Tonabnehmerimpedanz (Stratocaster). Dünne Linie = zzgl. 600-pF-Kabel.

In so einem Fall bietet sich an, zuerst ein geeignetes **Ersatzschaltbild** zu definieren, und anschließend die Bauteilewerte dieses Ersatzschaltbildes messtechnisch zu ermitteln. RLC-Messgeräte gehen diesen Weg ja auch, in einigen Fällen sogar mit Wahlmöglichkeit: Zur Spulenmessung werden dann zwei Ersatzschaltbilder angeboten, eine *RL*-Reihenschaltung, und eine *RL*-Parallelschaltung – die aber untereinander nicht kompatibel sind. Beispielsweise kann die Reihenschaltung aus einem 6861-Ω-Widerstand und einer 2-H-Spule bei 1 kHz als äquivalente Parallelschaltung eines 30-kΩ-Widerstandes und einer 2,6-H-Spule dargestellt werden. Diese Äquivalenz gilt aber nur für 1 kHz; bei jeder anderen Frequenz ergeben sich andere Bauteilewerte. Sowohl die o.a. *RL*-Reihenschaltung, als auch die *RL*-Parallelschaltung sind aber für Tonabnehmer zu einfach; deren Ersatzschaltbild sollte zumindest eine Kapazität enthalten (siehe auch das Kapitel über Ersatzschaltbilder).

Alternativ zur Induktivitäts-Messung mit einem RLC-Messgerät kann auch der Frequenzgang des Impedanzbetrages in doppellogarithmischer Darstellung gezeichnet werden. Da die Impedanz über Potenzfunktionen von der Frequenz abhängt, ergeben sich hierbei abschnittsweise durch Geraden approximierbare Verläufe. Sagt die Bode-Theorie. Allerdings nur für einfache Netzwerke wie z.B. eine *RL*-Reihenschaltung (**Abb. 5.6.3**). Sagt der Autor.

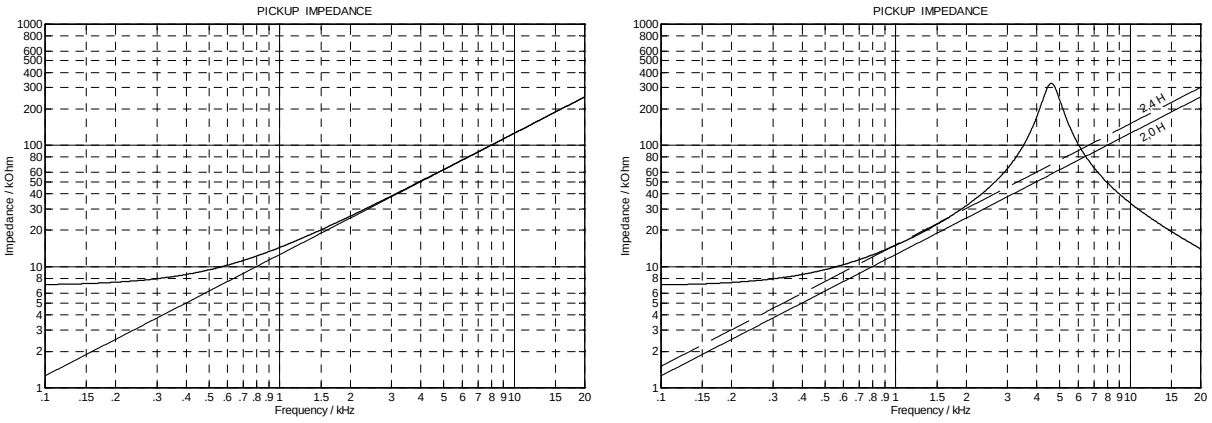


Abb. 5.6.3: Betrag der Impedanz einer *RL*-Reihenschaltung (links), bzw. eines *RLCR*-Ersatzschaltbildes (rechts).

In **Abb. 5.6.3** ist im linken Bild der Impedanz-Betragsfrequenzgang einer *RL*-Reihenschaltung gezeichnet (R = 7 kΩ, L = 2 H). Die Kurve nähert sich für tiefe Frequenzen einer horizontalen Geraden (Z = 7kΩ), zu hohen Frequenzen hin erfolgt ein Anstieg gemäß der schräg eingezeichneten Geraden ($Z = 2\pi fL$). Die Induktivität L ist bei dieser Messung grafisch bestimmbar: Hierzu verschiebt man die schräge Näherungsgerade so, dass sie bei hohen Frequenzen bestmöglich den Messkurvenverlauf approximiert; der Proportionalitätskoeffizient L

© M. Zollner 2002

dieser Geradengleichung ist die gesuchte Induktivität. Sobald aber eine Kapazität C (600 pF) und ein parallel liegender Dämpfungswiderstand R_p (1 MΩ) hinzukommen, ist diese hochfrequente Näherung nicht mehr möglich (Abb. 5.6.3 rechts). Man kann die Approximation bei mittleren Frequenzen versuchen (z.B. 1,5 kHz), wird aber einen ca. 20% zu großen Wert für die Induktivität bekommen. Dies ist kein dramatischer Fehler – es kommt immer auf die gewünschte Messgenauigkeit an. DUCHOSSOIR spezifiziert z.B. *Late-60s-Strat*: 2,2 H, *Vintage-Reissue*: 2,3 H, *1980s-Standard*: 2,37 H, *Texas-Special-Neck*: 2,47 H, *Texas-Special-middle*: 2,50 H. Wenn derart kleine Unterschiede (– so sie denn überhaupt signifikant sind) gemessen werden sollen, wären 20% Messfehler inakzeptabel. Sicherheitshalber wird darauf hingewiesen, dass eine Schnittpunktbestimmung mit der bei hohen Frequenzen abfallenden (kapazitiv bedingten) Geraden auch nur theoretisch eine Verbesserung bringt: In der Praxis findet man oberhalb von 10 kHz parasitäre Störeffekte, die den theoretisch erwarteten 1/*f*-Abfall verfälschen.

Die Messung der **Tonabnehmergüte** *Q* ist mit einem RLC-Messgerät noch irreführender als die Messung von *R* und *L*. Hierbei wird nämlich die **Spulengüte** Q_L gemessen, ein frequenzabhängiger Parameter: $Q_L = 2\pi fL/R$. DUCHOSSOIR setzt in seinen Fender-Büchern über die Stratocaster bzw. Telecaster für die Frequenz relativ willkürlich f = 1000 Hz. Zur Erläuterung schreibt er: *Ein Tonabnehmer mit einem größeren Q betont ein schmäleres Frequenzband, und umgekehrt hebt ein Tonabnehmer mit einem kleineren Q ein breiteres Frequenzband an.* Diese Aussage wäre zutreffend, wenn mit *Q* die Resonanzgüte gemeint wäre; aufgelistet sind bei DUCHOSSOIR aber nicht Resonanzgüten, sondern Spulengüten. Und deren Einfluss auf die Resonanzüberhöhung ist nicht als einfache Funktion darstellbar. Abb. 5.5.9 zeigt, dass Änderungen der Spulengüte Q_L nur geringe Auswirkungen auf die Resonanzüberhöhung haben. Ändert man aber *R* und *L* gleichartig, z.B. beide um +50%, so bleibt hierbei Q_L konstant; trotzdem sinkt die Resonanzüberhöhung bei der Stratocaster in diesem Fall um ca. 2 dB.

Als abschließendes Beispiel wird ein Tonabnehmer aus einer **Gretsch** Tennessean untersucht. Sein Gleichstromwiderstand beträgt 3260 Ω, eine Impedanzmessung bei 1 kHz ergibt aber 7155 Ω in Reihe mit 1,2 H. Eine aus diesen beiden Bauteilen aufgebaute Ersatzschaltung zeigt bei 1 kHz tatsächlich dieselbe Impedanz (**Abb. 5.6.4**), offenbart bei anderen Frequenzen aber gravierende Unterschiede.

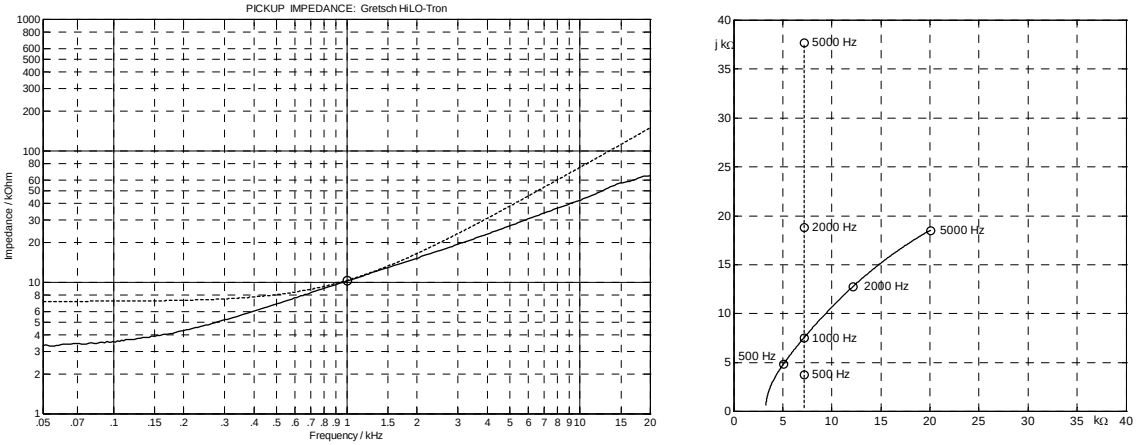


Abb. 5.6.4: Gemessener Impedanzbetrag eines Gretsch-Tonabnehmers (——). Ein RL-Messgerät mit 1000 Hz Messfrequenz zeigt 7155 Ω und 1,2 H an, Messungen an einer derartigen RL-Reihenschaltung (-----) offenbaren aber gravierende Unterschiede. Im rechten Bild ist die Impedanz-Ortskurve dargestellt (50 – 5000 Hz). Ursache dieser großen Abweichungen ist die starke Wirbelstromdämpfung dieses speziellen Tonabnehmers.

© M. Zollner 2002

5.7 Brumm-Empfindlichkeit

Magnettonabnehmer erzeugen aus einem magnetischen Wechselfeld eine elektrische Wechselspannung. Sofern das Wechselfeld von der Saitenschwingung herrührt, ist diese Spannung das gewünschte Nutzsignal. Alle Wechselfelder, die nicht von der Saitenschwingung erzeugt werden, produzieren hingegen ein unerwünschtes **Störsignal**. Im Umfeld einer Elektrogitarre sind die häufigsten Störquellen 50-Hz-Felder, deren Ursache das 230-V-Netz ist. Ein in einen Gitarren-Tonabnehmer eingekoppeltes 50-Hz-Feld tönt aus dem Lautsprecher als tieffrequenter Stör-Ton (49 Hz $\rightarrow$ G_1), der als *Brummen* oder *Brumm* bezeichnet wird. Brummstörungen sind nur selten monofrequent – zumeist handelt es sich um einen komplexen Ton, dessen Harmonische ganzzahlig vielfach zur Grundfrequenz liegen (50, 100, 150, 200 ... Hz). Ausfiltern der Grundschwingung bringt deshalb kaum Verbesserungen.

Die Grundlage für quantitative Störwirkungen liefert das magnetische **Durchflutungsgesetz**: Um einen langen, geraden Leiter entsteht ein zylindersymmetrisches Magnetfeld mit der magnetischen Flussdichte $B = \mu_0 I/(2\pi r)$. Hierbei ist I die Stromstärke, r ist der radiale Abstand, und μ_0 ist die Luftpermeabilität $4\pi \cdot 10^{-7}$ Vs/Am. Eine 10-A-Leitung erzeugt demnach in 2 m Abstand eine Flussdichte von 1 µT. Scheinbar nicht viel – doch in einer 10-cm^2-Spule mit 10000 Windungen entsteht ein Fluss von immerhin 10 µVs, und bei 50 Hz eine Spannung von 3 mV. Für 100 mV Nutzsignal sind das gerade einmal 30 dB Brummabstand. Diese Abschätzung ist aber nicht sehr praxisrelevant: Nicht so sehr, weil die Tonabnehmermagnete feldverstärkend wirken (ca. +2 dB), sondern weil Starkstrom in einer *Zweidraht*leitung fließt. Hin- und Rückfluss erzeugen aber zwei gegenphasige Felder, die sich in ihrer Wirkung abschwächen. Für die o.a. Situation ergibt dies eine Verbesserung des Störabstandes um ca. 50 dB auf ca. 80 dB. Das scheint nun wieder ausreichend zu sein – ein Tonbandgerät wäre mit einer derartigen Dynamik mehr als zufrieden. Gitarristen sind aber keine Tonbandgeräte. Sie übersteuern ihre Gitarrenverstärker je nach Stilrichtung um 10 – 30 dB. Hierdurch reduziert sich im o.a. Beispiel der Brummabstand von 80 dB auf bis zu 50 dB, und für durchschnittliche Musikpegel von 100 dB_{SPL} (leiser Hardrock) verbleibt ein deutlich hörbares Brummen bei 50 dB_{SPL}. Ein reiner 50-Hz-Ton läge mit einem derartigen Schalldruckpegel zwar noch unterhalb der Ruhehörschwelle, die so gut wie immer vorhandenen Obertöne machen sich aber häufig störend bemerkbar. Noch wesentlich stärker können Netztransformatoren, CRT-Bildschirme, Leuchtstofflampen, Schaltnetzteile oder Elektromotoren stören.

In **Abb. 5.7.1** sind Zeitfunktion und Spektrum von zwei typischen Brummsignalen dargestellt: Das Störfeld eines Computer-Monitors (CRT) verursacht eine impulsartige Störspannung, das Streufeld des Netztransformators einer Leistungsendstufe erzeugt eine verzerrte Sinusschwingung. Der sägezahnförmige Feldverlauf der Strahlablenkung des CRT-Monitors ergibt differenziert die nadelförmigen Spitzen des oberen Signals in Abb. 5.7.1, das Maximalwerte um 12 mV erreicht. Aufgenommen wurde das Störsignal mit einem Stratocaster-Tonabnehmer in einem halben Meter Abstand vor dem Monitor. Das Störsignal enthält zwar nicht besonders viel Leistung, kann wegen seiner hohen Spitzenwerte aber bereits zu Übersteuerungen im Verstärker führen. Das Spektrum fällt zu hohen Frequenzen hin nur schwach ab, das vom Gitarrenverstärker erzeugte Brummsignal ist ein "harter", schnarrender Ton. Im Streufluss der Leistungsendstufe sind hauptsächlich die 1., 3. und 5. Harmonische enthalten (Sättigung des Trafo-Kerns, Hysterese), der Spitzenwert der Zeitfunktion beträgt ca. 0,9 mV; der Klang des Brummtones ähnelt dem eines Elektrobasses.

© M. Zollner 2002

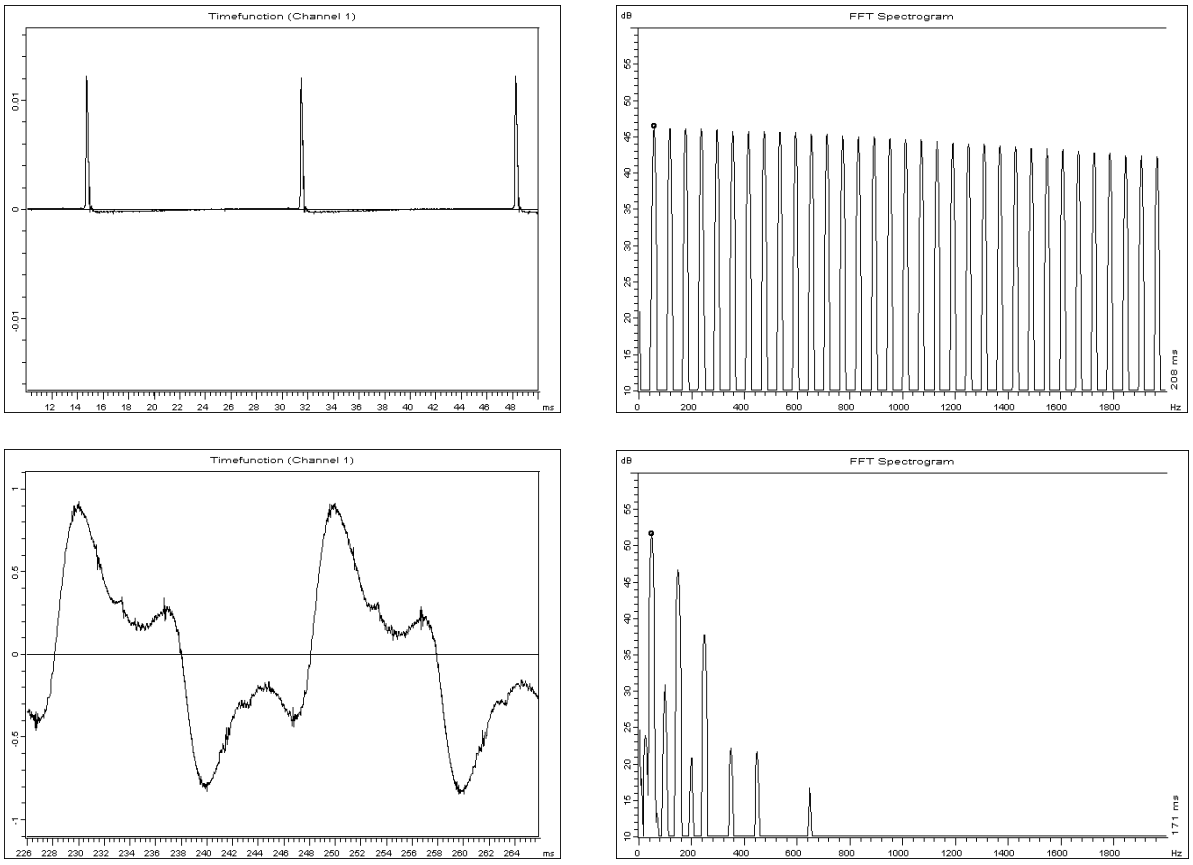


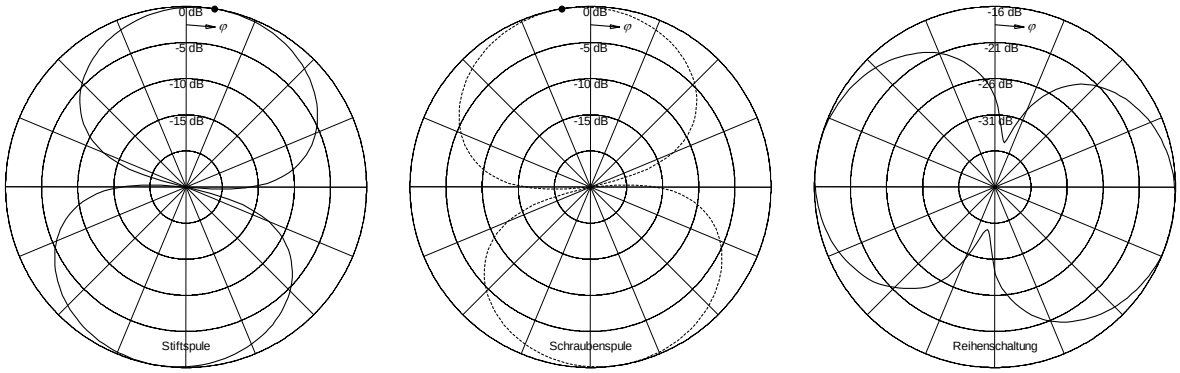
Abb. 5.7.1: Zeitfunktion (links) und Spektrum (rechts) von Brummsignalen. Die erste Zeile zeigt ein CRT-Monitor-Störsignal, die zweite ein Transformator-Störsignal. Die Zeitfunktion des Monitorsignals ist in Volt skaliert, die Maximalwerte liegen bei 12 mV. Die Zeitfunktion des Transformatoren-Störsignals ist in mV skaliert, die Maxima liegen bei 0,9 mV. Beide Pegelspektren sind in dBµ skaliert, also relativ zu 1 µV.

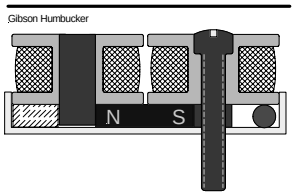
Um quantitative Daten über die Brummempfindlichkeit üblicher Gitarren-Tonabnehmer zu erhalten, wurden **Messungen** in einem künstlichen Störfeld durchgeführt, das von einem **Helmholtz-Spulenpaar** erzeugt wurde (B_{eff} = 6,5 µT). Bei den Singlecoil-Tonabnehmern war die Spulenachse parallel zur Feldrichtung ausgerichtet, die Humbucker-Tonabnehmer waren drehbar gelagert. Die bei 500 Hz gemessenen Störspannungen betrugen bei Singlecoil-Tonabnehmern ca. 0,1 – 0,2 V; für Humbucker ergaben sich Maximalwerte um 30 mV. Für sich betrachtet sind diese Daten aber nicht aussagekräftig; erst zusammen mit dem Tonabnehmer-Übertragungskoeffizient kann ein **Brummabstand** (Nutzpegel – Störpegel) angegeben werden. Ein Tonabnehmer, dessen Spule mit 10000 Windungen bewickelt ist, wird natürlich das Störfeld stärker (lauter) wiedergeben als einer mit nur 5000 Windungen. Er wird aber auch ein lauteres Nutzsignal erzeugen, und deshalb ist nur das individuelle Verhältnis von Nutzspannung : Störspannung, bzw. die Differenz von Nutzpegel – Störpegel, eine sinnvolle Maßzahl.

Bei den meisten Humbucker-Messungen fiel auf, dass im Gegensatz zu euphorischen Werbesprüchen die Brummunterdrückung ziemlich mäßig ist. Seth Lovers *"the 2 coil pickup eliminates the hum"* ist nicht wörtlich zu nehmen. Das sofort einleuchtende Prinzip der Störfeld-Kompensation durch zwei gegensinnig gewickelte Spulen setzt nämlich punktsymmetrischen Aufbau voraus – und der ist beim typischen Humbucker nicht gegeben: Der unter den Spulen liegende Balkenmagnet verbiegt das Magnetfeld, und verschlechtert damit die Brumm-Unterdrückung ganz wesentlich.

© M. Zollner 2002

In **Abb. 5.7.2** sind Richtdiagramme dargestellt, die an einem Gibson-490R-Tonabnehmer im parallelen Magnetfeld ermittelt wurden. Würde man nur eine Spule (ohne Ferromagnetika) im Magnetfeld drehen, so ergäbe sich eine kosinusförmige Richtcharakteristik (Feldrichtung, Drehachse und Spulenachse senkrecht aufeinander). Durch die u-förmig angeordneten Ferromagnetika verbiegt sich aber der Feldverlauf, sodass die beiden Spulen nach innen "schielen"; das Maximum der Empfindlichkeit ist gegenüber der Spulenachse um 9° nach innen gerichtet. Bei Störfeldern, die parallel zur Spulenachse durch den Tonabnehmer gehen, lässt sich auch mit dieser Konstruktion eine gute Kompensation erreichen. Verläuft die Feldrichtung jedoch rechtwinklig zur Spulenachse, ist die Kompensationswirkung nur noch mäßig ausgeprägt.





$$D_1 = \cos(\varphi - 0.16); \qquad D_2 = \cos(\varphi + 0{,}16);$$

$$D = 0{,}935 \cdot \cos(\varphi - 0{,}16) \; - \; \cos(\varphi + 0{,}16)$$

Die Stiftspule ist um 0,6 dB unempfindlicher.

Abb. 5.7.2: Normierte Richtungsmaße *D* der Humbucker-Spulen: 1 = Stiftspule, 2 = Schraubenspule. Der Tonabnehmer (Gibson 490R) wurde in einem parallelen Wechselfeld mit 500 Hz angeregt, die beiden Spulen wurden einzeln (nicht verbunden) gemessen. Das rechte Richtdiagramm zeigt das Richtungsmaß bei Reihenschaltung der beiden Spulen. φ = Verdrehung des Tonabnehmers gegen das Magnetfeld.

Dass in Abb. 5.7.2 das Minimum bei Reihenschaltung nicht für $\varphi = 0°$ (axiale Feldrichtung) auftritt, bewirkt jedoch nicht der Magnet, sondern die Ungleichheit der beiden Spulen, die teils durch Wicklungsunterschiede, teils durch Kernunterschiede hervorgerufen wird. Nun ist es für die Praxis aber ziemlich unerheblich, für welche Störfeldrichtung der Tonabnehmer am unempfindlichsten ist, denn Störfelder können grundsätzlich aus jeder Richtung auf die Gitarre einwirken. Die "Performance" wird nicht besser, wenn der Gitarrist die Gitarre zur Brumm-Minimierung waagrecht halten muss[♣]. Darum wird man sich mit **Worst-Case**-Betrachtungen auf die Störfeldrichtung konzentrieren, die das stärkste Brummen produziert. Bei Singlecoil-Tonabnehmern stören Magnetfelder am stärksten, deren Feldrichtung parallel zur Spulenachse verläuft, bei Gibson-artigen Humbuckern ist die Störwirkung bei saitenparallelen (= achsennormalen) Feldern am stärksten. Beim Koaxial-Humbucker (Kap. 5.3) entscheidet die Spulensymmetrie über die Richtung maximaler Störfeldempfindlichkeit; typischerweise brummen diese Tonabnehmer bei achsenparallelen Feldern am stärksten.

[♣] Das mag auch noch vom Gitarrist abhängen…

© M. Zollner 2002

Abb. 5.7.3 zeigt schematische Feldverteilungen beim Humbucker: Verläuft die Feldrichtung parallel zur Spulenachse, werden beide Spulen in gleicher Richtung durchströmt; steht die Feldrichtung orthogonal zur Spulenachse, sind die Spulen-Magnetflüsse einander entgegengesetzt. Dies zeigt, dass eine richtungsunabhängige Kompensation **prinzipiell nicht möglich ist**. Im Fall des Gibson 490-R verringert für achsennormalen Feldverlauf (Worst-Case) die gegenphasige Reihenschaltung das Störsignal gerade mal auf ein Drittel, bezogen auf die mit achsenparallelem Feld in *einer* Spule erzeugte Spannung. Da beide Spulen in Reihe geschaltet sind, und sich die Nutzsignale (wegen gegenpoliger Permanentfelder) addieren, könnte man noch 6 dB addieren und als **Worst-Case-Brummkompensation 16 dB** spezifizieren. Wobei aber nicht vergessen werden darf, dass sich nicht alle Nutzsignale verdoppeln: Viele Teiltöne der Saitenschwingung werden wegen der Zweipunkt-Abtastung sogar ganz ausgelöscht.

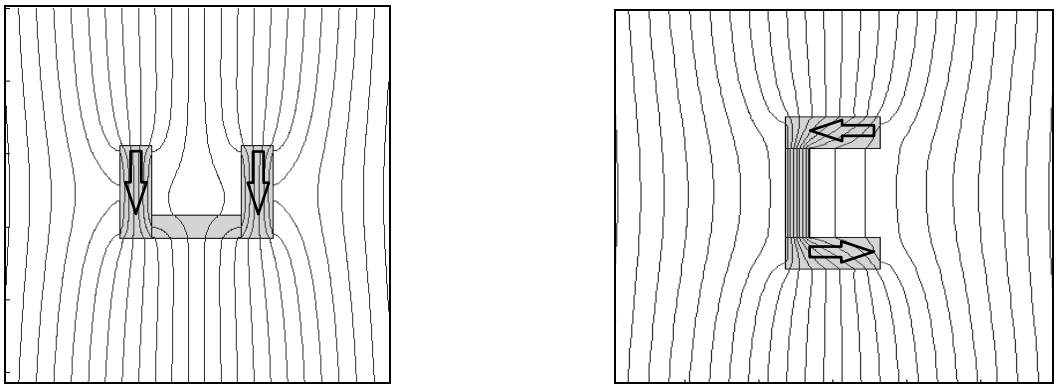


Abb. 5.7.3: Magnetfeldverlauf durch einen Gibson-ähnlichen Humbucker. Verläuft das Magnetfeld parallel zur Spulenachse (links), werden gleichphasige Spannungen induziert. Bei einem achsennormalen Störfeld (rechts) kommt es aber (wie bei Saitenschwingungen) zu gegenphasigen Störspannungen.

Die Richtungsabhängigkeit der Störfeldunterdrückung konnte in Abb. 5.7.2 mit einfachen Formeln beschrieben werden, für die **Frequenzanhängigkeit** zeigen sich kompliziertere Zusammenhänge. Dies liegt zum einen am Skineffekt, zum andern an kapazitiven Kopplungen, die zwischen den beiden Spulen bei höheren Frequenzen auftreten. **Abb. 5.7.4** zeigt Übertragungs-Frequenzgänge bei Anregung im parallelen Helmholtzfeld. Gegenüber dem Einzelspulenbetrieb verbessert beim Gibson 490-R der Doppelspulenbetrieb die Störempfindlichkeit nur um 10 dB (bzw. 16 dB gegenüber der im Doppelspulenbetrieb auftretenden Signalverdoppelung). Bei Fenders Koaxial-Tonabnehmer beträgt der Gewinn immerhin **24 dB**.

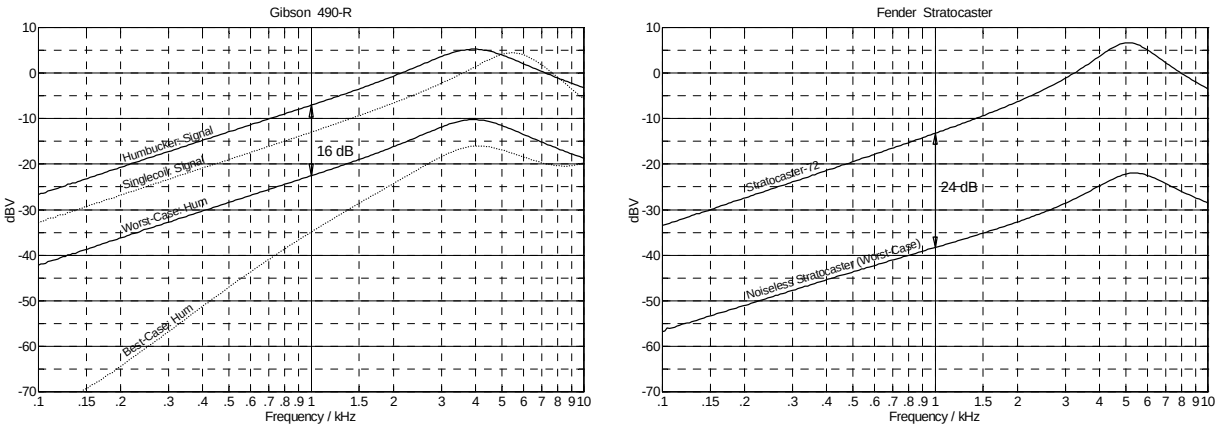


Abb. 5.7.4: Übertragungsmaße im parallelen Helmholtzfeld (6,5 μT_{eff}). Die Tonabnehmer waren jeweils mit 200kΩ // 330pF belastet. Im rechten Bild wurde zum Vergleich ein Stratocaster-Singlecoil-Tonabnehmer mit vergleichbarer Empfindlichkeit eingezeichnet.

© M. Zollner 2002

Die in Abb. 5.7.4 dargestellten Feld-Übertragungsmaße sind noch nicht direkt auf den realen Betrieb anwendbar: Für die Störfelderzeugung sind Helmholtzspulen ein guter Standard, für die Nutzsignalerzeugung eher nicht, denn die von der Saitenbewegung verursachten Luftspaltänderungen wirken lokal sehr begrenzt. Für eine vergleichbare Bewertung wurde deshalb folgendes **Messverfahren** angewandt: Bei jedem Tonabnehmer wurde im parallelen Helmholtzfeld bei 520 Hz und einer effektiven Flussdichte von 6,5 µT der erzeugte Störspannungspegel gemessen (Worst-Case). Zur Ermittlung der Nutzsignal-Empfindlichkeit wurde am Shaker-Prüfstand eine 0,66-mm-Saite bei 84 Hz mit 0,4 mm Amplitude in axialer Richtung vor den Magnetpolen bewegt. Der hieraus ermittelte Störabstand (Nutzpegel – Brummpegel) wurde willkürlich um 11,5 dB vergrößert, so dass sich für den als Referenz gewählten Stratocaster-Tonabnehmer gerade ein **normierter Brummabstand von 0 dB** ergibt. Tonabnehmer mit positivem Brummabstand sind nach dieser Definition brummärmer als der Referenz-Tonabnehmer. Die besten Ergebnisse erreichen der Joe Barden Strat-Pickup und der Gretsch FilterTron, bedingt durch ihren symmetrischen Aufbau.

Die folgende **Tabelle** listet Messdaten auf, die nach dem o.a. Verfahren gewonnen wurden. Die zweistellige Angabe der Singlecoil-Brummabstände bedeutet nicht, dass bei allen Messungen tatsächlich 0,1 dB Messgenauigkeit erreicht wurden. Eine derart hohe Genauigkeit ist aber auch nicht erforderlich, selbst Unterschiede von z.B. 1dB werden in der Praxis in aller Regel noch nicht gehört. Hingegen bemerkt man die geringe Brummempfindlichkeit des Gretsch **HiLo-Tron**. Bei diesem Tonabnehmer wird deutlich, dass ein Pegel allein wenig Aussagekraft besitzt: Der Brummpegel des SDS1 ist sogar noch um 2 dB größer – allerdings gibt der SDS1 wesentlich mehr Nutzsignal ab. Andererseits: Der DP172 ist sogar noch etwas unempfindlicher als der HiLo-Tron – sein Brummpegel ist aber um fast 8 dB geringer. Nicht vergessen werden darf jedoch, dass neben diesen Tonabnehmer-Parametern noch weitere Größen eine Rolle spielen: Der HiLo-Tron ist für seinen brillanten Klang bekannt, er wird von den meisten Gitarristen vermutlich mit einer eher "cleanen", d.h. wenig verzerrenden Verstärkereinstellung betrieben. Ganz anders der SDS1: Sein großer Übertragungskoeffizient und seine Mittenbetonung prädestinieren ihn für "Brat-Sounds", d.h. für verzerrende Wiedergabe. Verzerrung bedeutet aber hohe Verstärkung, und damit relativ lautes Brummen.

© M. Zollner 2002

Tonabnehmer §)	Brummpegel /dBV	Nutzpegel / dBV	Brummabstand / dB
"Telecaster"-Fake (Neck)			
Fender Jazzmaster-62 (Bridge)			
Fender Jazzmaster-62 (Neck)			
Duncan APTR-1 (Telecaster-Type, Neck)			
Fender Telecaster-52 (Neck)			
Duncan SSL-1 (Strat-Type)			
Schaller			
Fender Stratocaster (Balkenmagnet)			
Fender Stratocaster-72 (G-Magnet)			
DiMarzio DP172 (Telecaster-Type Neck)			
Fender Telecaster-73 (Bridge, D-Magnet)			
Rockinger P-90			
Fender Telecaster-70 (Bridge), ohne Platte			
Rockinger Strat-Type (Balkenmagnet)			
Rickenbacker (Toaster-Pickup)			
DiMarzio SDS-1			
Fender Texas-Tele (Bridge, D-Magnet)			
Fender Telecaster-70 (Bridge)			
Fender Stratocaster (USA Standard)			
Ibanez Blazer			
Gibson P-90			
"Telecaster"-Fake (Bridge)			
Fender Telecaster-52 (Bridge)			
Duncan APTL-1 (Telecaster-Type, Bridge)			
Gretsch HiLoTron			
Fender Jaguar (Neck)			
Lace-Sensor gold			
Squier Humbucker			
Gibson 490R			
Gibson Burstbucker #2			
Gibson ES 335 (Neck, 1968)			
Gibson 57 classic			
Fender Noiseless Stratocaster (Neck)			
DiMarzio DP184			
Gibson Tony Iommi			
Gretsch FilterTron			
Joe Barden (Strat-Type, Bridge)			

Tabelle: Brummabstand. Störfeld: Paralleles monofrequentes Magnetfeld, f = 520 Hz, B_{eff} = 6,5 µT. Saitenschwingung: f = 84 Hz, 0,4 mm Amplitude, Distanz Saite/Magnet = 2mm, D'Addario PL-026. Der Tonabnehmer war für die Messung mit 50 kΩ belastet.

§) Die Zahlenwerte bleiben der Druckversion vorbehalten

© M. Zollner 2002

Die Brummpegel des **Jazzmaster**- und Stratocaster-Tonabnehmers unterscheiden sich um 7 bzw. 8 dB. Dieser Unterschied passt gut zum Flächenverhältnis (ca. 2:1) und zum vermuteten Windungsverhältnis (ca. 1:0,9). Die stärkere Brummaufnahme des großflächigen Jazzmaster-Tonabnehmers würde kompensiert, wenn der abgegebene Nutzspannungspegel ebenfalls um 7 – 8 dB größer wäre. Gegenüber dem Stratocaster-Tonabnehmer beträgt der Gewinn aber nur ca. 5 dB, d.h. der Jazzmaster-Tonabnehmer "brummt mehr". Die knapp 3 dB Differenz im Brummabstand sind aber nicht dramatisch, und hängen außerdem vom Brummspektrum ab: Die Jazzmaster hat in typischer Beschaltung eine stärkere Resonanzüberhöhung als die Stratocaster; ist das Brummsignal breitbandig (Leuchtstofflampe, Phasenanschnittsteuerung), hebt die Jazzmasterresonanz Nutz- und Störsignal gleichermaßen an. Ist das Brummsignal aber tiefenbetont (Glühlampenstrom, großzügig dimensionierter Netztrafo), so gewinnt die Jazzmaster durch verstärktes Nutzsignal. Solange die Unterschiede des bei 84 Hz / 520 Hz gemessenen Brummabstandes nur wenige dB betragen, ist in der Praxis kein großer Effekt zu bemerken.

Anders bei den **Humbuckern**: Ihre Brummabstände zeigen (gegenüber SC) einen deutlichen Gewinn von 19 bis über 40 dB. Dies setzt aber parallele Magnetlinien voraus, wie sie weit entfernte Störquellen oder Helmholtz-Spulen erzeugen. Wird ein Humbucker nahe an einem Netztrafo betrieben, so ist dessen Feld sehr stark und gekrümmt – und stört u.U. trotz Brummunterdrückung. Des weiteren ist zu berücksichtigen, dass die Spulen eines Humbuckers nicht immer gleiche Empfindlichkeit aufweisen müssen: Wenn Windungszahlen und/oder Kernmaterialien unterschiedlich sind, kann u.U. die Kompensation unvollständig sein.

Viele Singlecoil-Gitarren, die mehr als einen Tonabnehmer haben, ermöglichen **Brummkompensation** durch unterschiedlichen Wicklungssinn und gegenphasige Magnetpolarität. Beim Zusammenschalten zweier Tonabnehmer kann dann ein Humbucking-Effekt erreicht werden. Gelegentlich wird auch eine **Kompensationsspule** in die Gitarre eingebaut. Sie enthält keinen Magnet und reagiert nur auf das Störfeld. Wird sie in Reihe zur Tonabnehmerspule geschaltet, verringert sich bei richtiger Dimensionierung das Störsignal. Da der Nutzstrom aber nun durch eine vergrößerte Induktivität fließen muss, verringert sich auch die Resonanzfrequenz, was Klangänderungen zur Folge haben kann. Schaltet man diese Spule parallel, wie das mit nur mäßigem Erfolg z.B. beim P100 versucht wurde, erhöht sich die Resonanzfrequenz.

Abschließend sei noch erwähnt, dass **magnetische Abschirmung** zwar möglich, aber nur wenig effizient und unpraktisch ist. Kapselung des gesamten Tonabnehmers wäre unsinnig, er würde dann nicht mehr die Saitenschwingung abnehmen können. Abschirmhauben um Tonabnehmer *und* Saite hat es gegeben (Fender-Bass, Telecaster); zumeist verstehen die Musiker diese Hindernisse aber als eine Art Transportsicherung und schrauben sie ab. Aka: Aschenbecher. Die Abschirmung **elektrischer Felder**, die kapazitiv von spannungsführenden Leitungen eingekoppelt werden, ist hingegen möglich und sinnvoll. Gute Dienste leisten hier Abschirmfolien und Leitlack. Allerdings ist zu berücksichtigen, dass in jeder leitenden Fläche vom Magnetfeld ein **Wirbelstrom** induziert wird, wodurch die Tonabnehmerresonanz bedämpft werden kann. Aus diesem Grund bestehen gute Abschirmhauben aus Neusilber und sind u.U. zusätzlich geschlitzt (→ Kap. 5.9).

© M. Zollner 2002

5.8 Nichtlineare Verzerrungen

Sowohl die Messungen am Motorprüfstand (Kap. 5.4.4), als auch die Shakermessungen (Abb. 5.4.23) lassen als Abstandsfunktionen (nichtlineare) Potenzfunktionen vermuten – bei einem divergierenden Magnetfeld nicht weiter überraschend. Nichtlineare Funktionen führen bei sinusförmiger Anregung aber zu nichtlinearen Verzerrungen, d.h. zur Erzeugung neuer Frequenzen. Nur für sehr kleine Auslenkungen kann ein derartiges System als näherungsweise linear betrachtet werden; die im praktischen Spielbetrieb entstehenden Amplituden sind aber doch so groß, dass auch das Großsignalverhalten zu untersuchen ist.

Zur Erläuterung der grundlegenden Zusammenhänge soll zunächst ein System betrachtet werden, dessen Übertragungskennlinie einen linearen und einen quadratischen Term aufweist:

$$y(t) = a \cdot x(t) + b \cdot x^2(t); \qquad x(t) = \hat{x} \cdot \sin(\omega t)$$ Übertragungskennlinie; Signal

Eine quadrierte Sinusfunktion kann als Überlagerung eines (konstanten) Gleichanteils und einer Schwingung mit doppelter Frequenz aufgefasst werden:

$$y(t) = a \cdot \hat{x} \cdot \sin(\omega t) + b \cdot \hat{x}^2 \cdot \tfrac{1}{2}\left(1 - \cos(2\omega t)\right)$$ nichtlinear verzerrtes Signal

Die Spektraldarstellung von $y(t)$ zeigt drei Komponenten: Den Gleichanteil bei 0 Hz, die erste Harmonische bei ω, und die zweite Harmonische bei 2ω. Hieraus ergibt sich der quadratische Klirrfaktor k_2 zu:

$$k_2 = \frac{b \cdot \hat{x}^2}{\hat{x} \cdot \sqrt{4a^2 + b^2 \cdot \hat{x}^2}} \approx \frac{b \cdot \hat{x}}{2a}$$ quadratischer Klirrfaktor

Anstelle des Klirrfaktors verwendet man häufig die (quadratische) **Klirrdämpfung**:

$$a_{k2} = 20 \cdot \lg\left(1/k_2\right)\text{dB} \approx L_1 - L_2$$ Klirrdämpfung

Hierbei ist L_1 der Pegel der 1. Harmonischen, und L_2 der Pegel der 2. Harmonischen. Die Näherung gilt streng genommen nur für kleine Aussteuerungen, wird im Folgenden aber ohne Einschränkung verwendet.

Im **allgemeinen Fall** enthält die Übertragungskennlinie nicht nur einen quadratischen Verzerrungsterm, sondern zusätzliche Reihenglieder höherer Ordnung:

$$y(t) = a \cdot x(t) + b \cdot x^2(t) + c \cdot x^3(t) + \ldots$$ allgemeine Kennlinie

In eine derartige Reihe kann jede stetige Funktion entwickelt werden (Taylor-MacLaurin). Die zugehörige Spektraldarstellung enthält hierbei nicht nur die zusätzliche 2. Harmonische, sondern weitere Linien (höhere Harmonische) bei ganzzahlig Vielfachen der Grundfrequenz. Bei Potenzfunktionen nehmen die Verzerrungsanteile aber zu höheren Ordnungen hin ab, weswegen vereinfachend nur die dominierenden quadratischen Verzerrungen betrachtet werden sollen.

© M. Zollner 2002

Wenn ein nichtlineares System nicht mit einer monofrequenten Schwingung angeregt wird, sondern mit einem **Frequenzgemisch**, entstehen nicht nur Vielfache der Grundfrequenzen, sondern auch Differenz- und Summenfrequenzen. Bei der idealen, **dispersionsfreien** Saite geht man von exakt harmonischen Teiltönen aus, also z.B. 100, 200, 300, 400 Hz. Die von einer Nichtlinearität im o.a. Sinn erzeugten Differenztöne treffen exakt wieder auf bereits vorhandene Frequenzstellen. Reale Saiten weisen durch ihre Biegesteifigkeit aber Dispersion und Teiltonspreizungen auf, wodurch komplizierte Spektren entstehen. Zu jedem Primärton (z.B. 100, 201, 302.3, 404 Hz) bilden sich nahe benachbarte Linien, die zu zusätzlichen schwebungsähnlichen **Modulationen** führen.

Die in **Abb. 5.8.1** dargestellte typische Übertragungskennlinie beschreibt den Zusammenhang zwischen der Saite/Magnetpol-Distanz und dem Magnetfluss. Ohne Aussteuerung beträgt in diesem Beispiel die Saite/Magnetpol-Distanz d = 2mm (Arbeitspunkt). Eine sinusförmige Aussteuerung mit 1,5 mm Amplitude führt zu einer nichtlinearen Flussänderung, bei der die negativen Halbwellen betragsmäßig kleiner sind als die positiven. Die induzierte Spannung ist proportional zur zeitlichen Fluss*änderung* (Induktionsgesetz, $d\Phi / dt$), es entsteht ein sägezahnähnlicher Spannungs-Verlauf. In diesem Beispiel ist die quadratische Klirrdämpfung ca. 12 dB, was einem quadratischen Klirrfaktor von 25% entspricht. Die kubische Klirrdämpfung beträgt ca. 26 dB (k_3 = 0,5 %).

Näherungsweise ist der quadratische Klirrfaktor proportional zur Aussteuerung, der kubische Klirrfaktor ist proportional zum Quadrat der Aussteuerung. Für 0,5 mm Amplitude nimmt im o.a. Beispiel k_2 auf ca. 8 % ab, k_3 nimmt auf ca. 0,055 % ab.

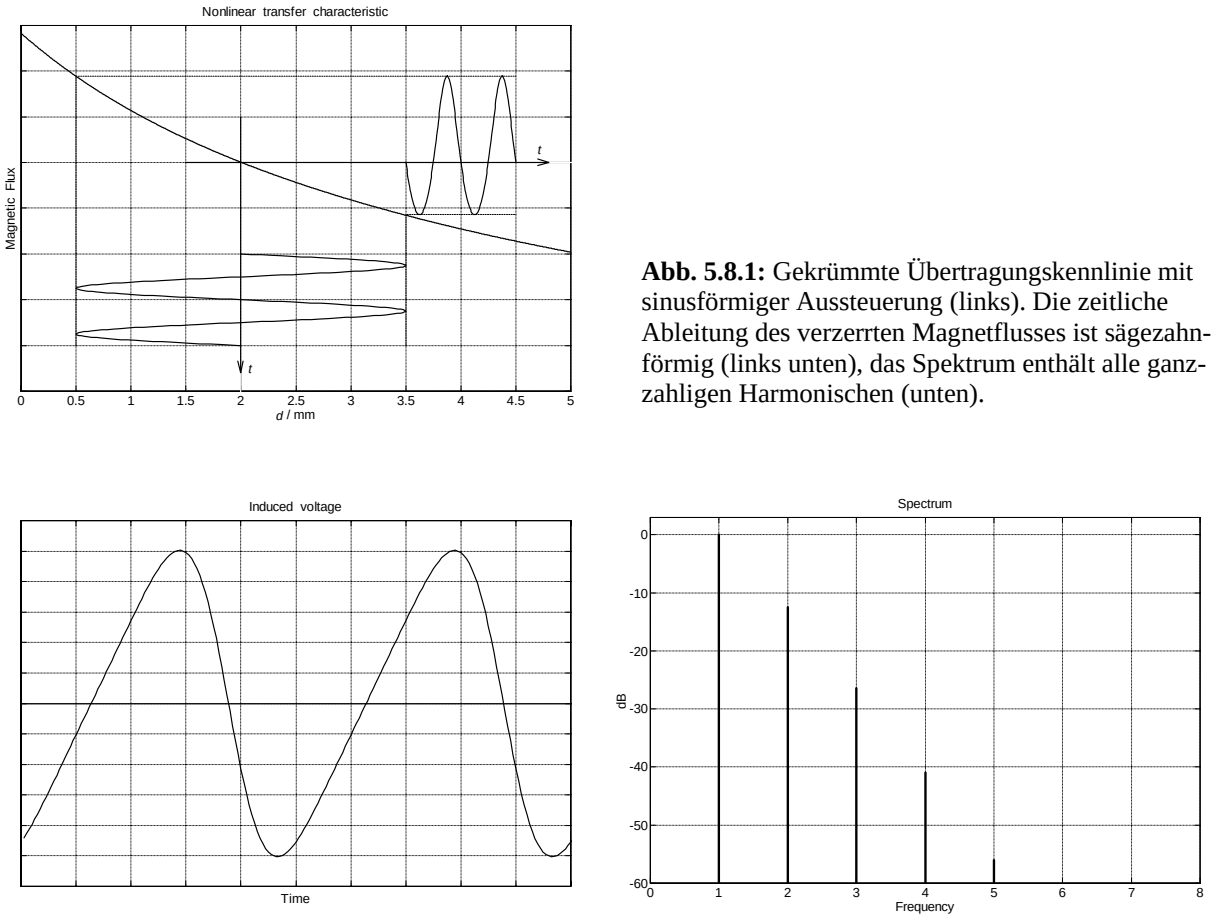


Abb. 5.8.1: Gekrümmte Übertragungskennlinie mit sinusförmiger Aussteuerung (links). Die zeitliche Ableitung des verzerrten Magnetflusses ist sägezahnförmig (links unten), das Spektrum enthält alle ganzzahligen Harmonischen (unten).

© M. Zollner 2002

Die folgenden Messkurven wurden auf dem Shakerprüfstand bei 84 Hz ermittelt. Der mit einem Beschleunigungsaufnehmer gemessene Eigenklirrfaktor des Shakers betrug zunächst k_2 = 2%. Durch Kompensation konnte dieser Wert auf 0,1% verbessert werden, was in Anbetracht der deutlich höheren Tonabnehmerverzerrungen ausreicht. In **Abb. 5.8.2** sind Messergebnisse für Singlecoil- und Humbucker-Tonabnehmer dargestellt. Die Auslenkungsamplitude betrug bei allen Messungen 0,4 mm, die lichte Weite (Distanz *d*) zwischen Saite und Magnetpol wurde zwischen 0,5 mm und 5 mm variiert.

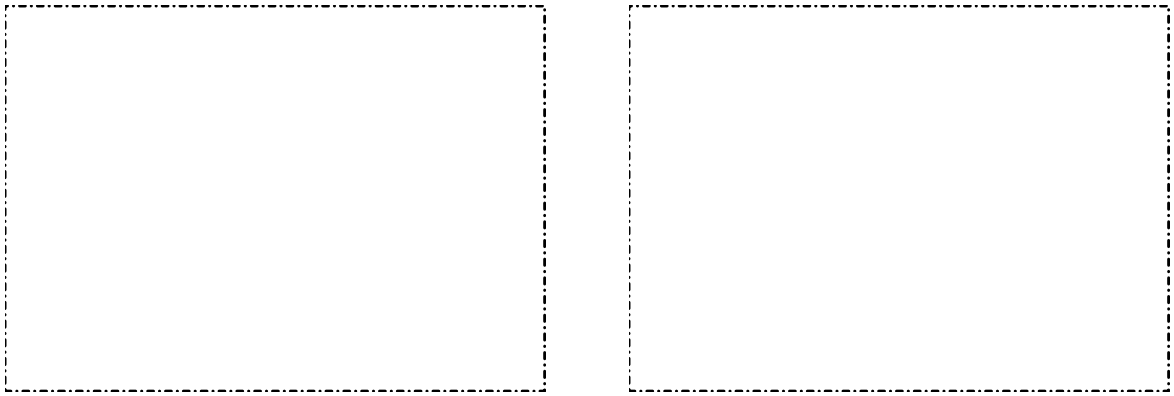


Abb. 5.8.2: Klirrdämpfungen a_{k2}, f = 84 Hz, Auslenkungsamplitude = 0,4 mm. Saitendurchmesser = 0,66 mm. Saite/Magnetpoldistanz *d* als Abszisse. Beim T-Iommy-Tonabnehmer ist die Saite/Gehäuse-Distanz angegeben, der Abstand zum Magnetpol ist folglich größer, die Kurve muss zum Vergleich nach rechts geschoben werden.

Bei allen Tonabnehmern zeigte sich mit zunehmender Distanz eine Verzerrungsabnahme, im relevanten Abstandsbereich beträgt der quadratische Klirrfaktor für 0,4 mm Auslenkung 4 – 5 %. Berücksichtigt man, dass bei starken Saitenanschlägen 2 mm Auslenkung erreicht werden, so sind Klirrfaktoren über 10% möglich. Dies ist jedoch kein Charakteristikum eines speziellen Tonabnehmers, sondern tritt bei allen untersuchten Tonabnehmern in ähnlicher Weise auf. Wie bei den Kammfilterfrequenzgängen ist auch bei Nichtlinearitäten zu berücksichtigen, dass jeder Tonabnehmer Teil des Musikinstrumentes ist; seine Übertragungscharakteristik ist objektiv beschreibbar, aber nur subjektiv bewertbar. Da die Schwingung jeder Saite individuell verzerrt wird (ohne Interaktion mit Nachbarseiten, siehe später), tritt die Nichtlinearität des Tonabnehmers weit wenige spektakulär in Erscheinung, als man aufgrund der Zahlenwerte vermuten könnte. Deutlich hörbare Verzerrungen entstehen vor allem in der an den Tonabnehmer angeschlossenen Elektronik, nicht im Tonabnehmer selbst.

Abb. 5.8.3 vergleicht Messergebnisse mit Berechnungen. Die Feld-Übertragungskennlinie eines **Stratocaster**-Tonabnehmers folgt in guter Näherung einer einfachen **Potenzfunktion**:

$$\Phi = K_0 + K_1 \cdot \left(\Delta + d + x(t)\right)^{-1} \qquad \Delta = 4{,}3\,\text{mm} \qquad \text{Feld-Übertragungskennlinie}$$

Die Pegelverläufe der ersten und zweiten Harmonischen in Abhängigkeit von der Distanz *d* (links) und der Auslenkungsamplitude $\hat{x}$ (rechts) stimmen sehr gut mit den Messwerten überein. Mit der Konstante K_0 kann der statische Magnetfluss (ohne Auslenkung) definiert werden, ihr Wert ist für die Wechselgrößen bedeutungslos (fällt beim Differenzieren weg). Die Konstante K_1 bestimmt den Übertragungskoeffizient. Für kleine Saiten-Auslenkungen erhält man (mit 7600 Windungen) $K_1 = 1{,}1 \cdot 10^{-9}$ Vsm . Setzt man als durchströmte Fläche den Magnetquerschnitt an, so ergibt sich mit d = 2 mm und $\hat{x} = 0{,}4\,\text{mm}$ eine Flussdichteamplitude

© M. Zollner 2002

von 0,5 mT. Dies ist aber nur eine grobe Abschätzung, denn der Magnetfluss ist nicht nur auf den Magnetquerschnitt konzentriert, sondern streut auch in benachbarte Bereiche; die Fläche ist folglich größer als angenommen. Gleichzeitig muss aber auch berücksichtigt werden, dass nicht alle Windungen von diesem Magnetfluss durchströmt werden; die effektive Windungszahl ist deshalb geringer als angenommen. Erfreulicherweise ist die Tendenz der beiden Fehler gegenläufig, die Abschätzung sollte deshalb nicht allzu falsch sein. Gegenüber dem Gleichanteil der Flussdichte, der an der Magnetstirnseite bei ca. 100 mT liegt, ist für die o.a. Parameter der Wechselanteil sehr gering, zur Berechnung der Grundschwingung ist deshalb eine Linearisierung ohne große Fehler möglich. Das nichtlineare Verhalten wird durch die angegebene Kennlinie in ausreichender Genauigkeit beschrieben.

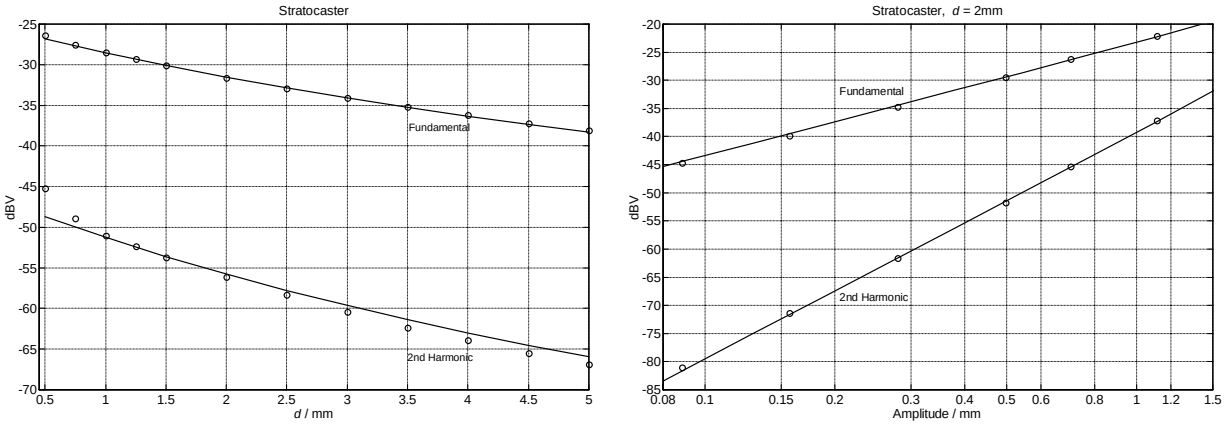


Abb. 5.8.3: Abhängigkeit der Pegel der 1. und 2. Harmonischen von Distanz (links) bzw. Amplitude (rechts). Die eingezeichneten Punkte sind Messwerte, die Linien wurden mit der o.a. Potenzfunktion berechnet.

Nun erfolgt ja die reale Saitenschwingung nicht nur mit einer einzigen Frequenz, sondern mit einem aus vielen Teiltönen bestehenden **Frequenzgemisch**. Wären die Frequenzen dieser Teiltöne exakt ganzzahlig zur Grundfrequenz, so entstünden aufgrund der Tonabnehmernichtlinearität nur Verzerrungskomponenten bei bereits vorhandenen Frequenzen. Beispielsweise erzeugt die kubische Verzerrung des Grundtones (u.a.) einen Ton bei der dreifachen Grundfrequenz – d.h. exakt bei der Frequenz des dritten Teiltones (3. Harmonische). Die Saiten-Teiltonfrequenzen sind aber **nicht exakt harmonisch**: Saiten-Biegesteifigkeit, Tonabnehmer-Magnetfeld und frequenzabhängige Lagerimpedanzen führen zu einer Spreizung der Teiltonfrequenzen. So könnte beispielsweise bei einer exakt auf 82,0 Hz gestimmten E_2-Saite die 3. Harmonische von 246,0 Hz auf 246,3 Hz verschoben sein. Wird hierbei die Grundschwingung kubisch verzerrt, so entsteht (u.a.) eine Verzerrungskomponente bei $3 \cdot 82$ Hz = 246,0 Hz, die zusammen mit der 3. Harmonischen (246,3 Hz) eine schwebungsähnliche Amplitudenänderung produziert. Da aber jede reale Saitenschwingung sowieso schon Teiltonmodulationen aufweist, ist die vom Tonabnehmer erzeugte zusätzliche Modulation eher unwesentlich.

Völlig unbedeutend sind **nichtlineare Saiten-Interaktionen**: Die von zwei verschiedenen Saiten erzeugten Primärtöne (f_1, f_2) interagieren und produzieren an nichtlinearen Kennlinien Summen- und Differenztöne ($n \cdot f_1 \pm m \cdot f_2$). Um den Effekt quantitativ auszumessen, wurden zwei benachbarte Saiten stark angeschlagen und die Tonabnehmerspannung analysiert. Die Messungen erfolgten an folgenden Tonabnehmern: Gibson '57-Classic, Gibson Tony Iommi, DiMarzio DP184, Fender Texas-Special-Telecaster. Selbst bei nur 1mm Abstand zwischen Saite und Magnet blieben die auftretenden Intermodulationen unter 0,1%. Die Hauptursache der Tonabnehmerverzerrungen ist der nichtlinear von der Saitenposition abhängende magnetische Widerstand des Luftfeldes zwischen Saite und Magnet. Die in ca. 1 cm Abstand

© M. Zollner 2002

schwingende Nachbarsaite hat hierauf aber praktisch keinen Einfluss. Im Magnet (bzw. in feldführenden Polstücken) überlagern sich zwar die von den einzelnen Saiten erzeugten Magnetflüsse – die relativen Flussänderungen sind aber so klein, dass die eigentlich nichtlineare Hysteresekurve linearisiert werden darf. Saiten-Interaktionen und -Intermodulationen spielen erst eine wesentliche Rolle, wenn im Verstärker nichtlineare Verzerrungen auftreten.

Beim Begriff **Intermodulationen** kann man aber (neben den zwischen zwei Saiten auftretenden Interaktionen) auch an die von den einzelnen Teiltönen einer Saite erzeugten Kombinationstöne denken. Starke niederfrequente Saitenauslenkungen verschieben den Arbeitspunkt auf der nichtlinearen Übertragungskennlinie (Abb. 5.8.1), und als Folge davon ändert sich die Amplitude höherfrequenter Teiltöne. Quantitative Daten lieferte wieder der Shaker-Prüfstand: Eine D'Addario-Saite (0,66 mm Durchmesser, PL026) war auf 2 mm Distanz zum Magnetpol eingestellt. Eine niederfrequente Schwingung (20 Hz, 0,55 mm Amplitude) wurde zu einer höherfrequenten Schwingung (80 Hz, 0,23 mm Amplitude) addiert, die Schwingungsrichtung verlief entlang der Magnetachse. Wegen der Nichtlinearität entstehen neue Spektralanteile, wobei vor allem die 60-Hz- und die 100-Hz-Linie interessieren. Im idealisierten **Modell** wird das Zweitongemisch $x(t) = \cos(\omega t) + k \cdot \cos(\Omega t)$ quadratisch verzerrt: $y(t) = \kappa \cdot x(t) + x^2(t)$.

$$y(t) = \kappa \cdot x(t) + \cos^2(\omega t) \; + \; k^2 \cdot \cos^2(\Omega t) \; + \; 2k \cdot \cos(\omega t) \cdot \cos(\Omega t) \,. \qquad \text{Nichtlinearität}$$

Mit $\cos^2 \alpha = (1 + \cos 2\alpha)/2$ sowie $\cos\alpha \cdot \cos\beta = [\cos(\alpha+\beta) + \cos(\alpha-\beta)]/2$ können die an der Nichtlinearität entstehenden neuen Frequenzen leicht berechnet werden: Neben dem hier unwichtigen Gleichanteil (0 Hz) entstehen (zusätzlich zum Primärsignal) die doppelten Primärfrequenzen (2ω, 2Ω) und die Summen- und Differenzfrequenz $\Omega + \omega$, $\Omega - \omega$. Das aus $\Omega - \omega$, Ω und $\Omega + \omega$ bestehende Dreitongemisch lässt sich als klassische Amplitudenmodulation interpretieren [z.B. 3]. Etwas anschaulicher: Der tieffrequente Primärton (im Beispiel 20 Hz) verschiebt den Arbeitspunkt auf der gekrümmten (nichtlinearen) Kennlinie hin und her, die zusätzlich vorhandene höherfrequente Aussteuerung (80 Hz) findet somit eine zeitabhängige Kennliniensteigung vor: In Bereichen mit großer Steigung ist das Ausgangssignal groß, bei kleiner Steigung dementsprechend klein (**Abb. 5.8.4**). Bei der Messung betrug die 20-Hz-Amplitude 0,55 mm, die 80-Hz-Amplitude 0,23 mm. Für die vergleichende Rechnung wurde dieselbe Kennlinie zugrunde gelegt wie in Abb. 5.8.3, die Übereinstimmung ist akzeptabel (Abb. 8.5.4 rechts). Das Klirrfaktormodell passt folglich auch gut für die Beschreibung von Intermodulationsverzerrungen.

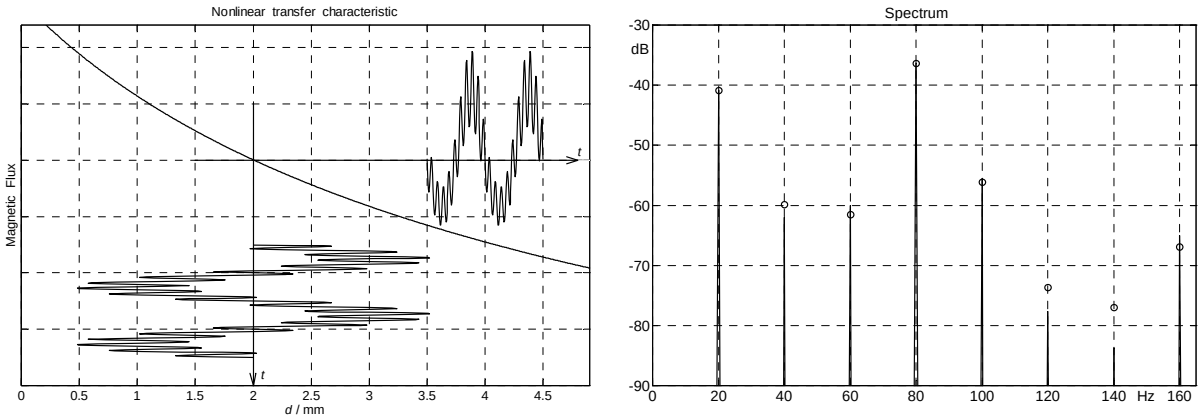


Abb. 5.8.4: Gekrümmte Übertragungskennlinie mit Zweiton-Aussteuerung (links). Das rechte Bild zeigt Messwerte (o) und ein hierzu berechnetes Schnelle-Spektrum, Kennlinie wie in Abb. 5.8.3. Der Kurvenverlauf des linken Bildes zeigt grundsätzliche Zusammenhänge, entspricht aber nicht den Daten des rechten Bildes.

© M. Zollner 2002

5.9 Ersatzschaltbilder

Jede Saitenschwingung ist aus Teiltönen unterschiedlicher Frequenz zusammengesetzt. Bei der Umwandlung von mechanischen in elektrische Schwingungen erfolgt im Tonabnehmer eine frequenzabhängige Gewichtung: Frequenzanteile in der Umgebung der Resonanzfrequenz werden angehoben, höherfrequente Anteile abgesenkt. Der Tonabnehmer kann somit als System mit frequenzabhängiger Übertragungsfunktion aufgefasst werden, d.h. als Filter. Die Theorie der elektrischen Systeme (Systemtheorie, z.B. [7]) lehrt, dass das Übertragungsverhalten eines linearen Systems durch seine Übertragungsfunktion eindeutig beschrieben ist. Lineare Systeme mit identischer Übertragungsfunktion filtern identisch, auch wenn sie unterschiedlich aufgebaut sind. Der Aufbau eines Magnettonabnehmers ist scheinbar einfach (aufgewickelter Draht), die frequenzabhängige Filterwirkung lässt sich hiermit aber nicht visualisieren. Für den Nachrichtentechniker vertrauter sind passive Filternetzwerke, also Netzwerke, die aus Spulen, Kondensatoren und Widerständen bestehen. Im Falle eines Tonabnehmers verwendet man derartige Netzwerke als Ersatz für das Originalsystem: Sofern das Netzwerk in seinen Übertragungsparametern äquivalent zum Tonabnehmer ist, stellt es hierfür einen Ersatz (ein Modell) dar, dessen Verhalten anstelle des Tonabnehmers untersucht wird.

5.9.1 Modelle und Analogien

Die Physik versucht, Naturvorgänge zu erklären und einer mathematischen Beschreibung zugänglich zu machen. Einflussfaktoren, Zustände und Auswirkungen realer Vorgänge sind aber so vielfältig, dass ihre vollständige Beschreibung unmöglich ist. Deshalb werden vereinfachte Systeme (**Modelle**) entwickelt, die in einigen (aber eben nicht allen) idealisierten Eigenschaften der Realität gleichen. Was nachgebildet werden soll und was nicht, wird durch die Modellgrenzen definiert. Berühmte Beispiele physikalischer Modelle sind das einfache (Newtonsche) Trägheitsgesetz, das nicht für relativistische Betrachtungen gilt, oder die Atommodelle. Das Modell ist der Kompromiss zwischen der exakten mathematische Beschreibung, die nicht realisierbar ist, und der real existierenden Vielfalt, die nicht exakt beschreibbar ist.

Die **Analogie** (das Analogon) ist die modellhafte Beschreibung in einem verwandten, zumeist besser verstandenen Gebiet. Der Elektrotechniker kann sich die Resonanzerscheinungen eines Masse-Feder-Systems anhand einer mechano-elektrischen Analogie durch einen elektrischen Schwingkreis veranschaulichen; der Maschinenbauer wird vermutlich den umgekehrten Weg bevorzugen und den Schwingkreis durch eine elektro-mechanische Analogie veranschaulichen. Bei allen Modellen und Analogien sind deren Approximations- und Definitionsbereiche zu berücksichtigen: Wenn die mechano-elektrische Analogie nur Transversal-Bewegungen in einer Ebene modelliert, bleiben Torsionsschwingungen eben unberücksichtigt. Die idealisierte Feder hat nur eine Steifigkeit (Hooke) – und ist somit massefrei, im Gegensatz zur realen Feder. Bei jedem Modell muss zwischen Komplexität und Genauigkeit ein Kompromiss gefunden werden. Starke Vereinfachung führt zu überschaubaren, einfachen Strukturen, die aber u.U. den untersuchten Effekt nicht mehr oder zu ungenau beschreiben. Andererseits ergibt ein hochgenaues Modell u.U. eine zu große Parametervielfalt, deren Berechnung zu lange dauert, oder deren Komplexität das Vorstellungsvermögen übersteigt. Sinnvolle Grenzen für die Approximationsgenauigkeit (und damit für die Komplexität) liefern die erreichbare Messgenauigkeit, die Reproduziergenauigkeit, oder die Hörbarkeit bzw. Unhörbarkeit der modellspezifischen Unzulänglichkeiten.

© M. Zollner 2002

Bei der Modellerstellung sind zwei Ansätze häufig zu finden: Der **induktive** Schluss von Einzelerkenntnissen auf allgemeingültige Aussagen (bottom up), und der **deduktive** Schluss von allgemeingültige Aussagen auf den Einzelfall (top down). Beide Vorgehensweisen können nebeneinander verwendet werden: Die Gesetze der Magnetik und der elektrischen Netzwerke lassen sich auf alle Magnet-Tonabnehmer anwenden. Das spezielle Ersatzschaltbild, das bei Verallgemeinerung zu ungenau wäre, kann um Zusatzbauteile ergänzt und damit in seiner Präzision verbessert (und verallgemeinert) werden.

Modelle und Analogien haben im Lauf der Zeit dazu geführt, dass vertraute Begriffe in ihrer Bedeutung erweitert und verändert wurden. Beispielsweise bedeutet '**Fluss**' beim Wasserkreislauf makroskopisch sichtbare Materiebewegung; beim Stromkreis ist mikroskopische Elektronenbewegung gemeint, und im Magnetkreis bewegt sich (fließt) gar nichts (*panta rhei ?*). Trotzdem stellt man sich einen Magnetfluss vor, mit Flusslinien, Flussdichte, Abzweigungen und Sammelstellen – ganz analog zum Stromkreis, der im übrigen ja auch nicht immer auf einer Kreisbahn stattfindet.

5.9.2 Impedanz-Ersatzschaltbilder

Aus Sicht der elektrischen Messtechnik sind zwei Eigenschaften des Tonabnehmers von grundsätzlicher Bedeutung: Seine elektrische Impedanz, und sein Übertragungsverhalten. Letztlich interessiert natürlich nur das Zweitgenannte, aber die hierfür erforderlichen Systemparameter sind nur mit großem Aufwand bestimmbar. Hingegen ist die Impedanz leicht und genau ermittelbar und eine gute Ausgangsbasis, um hieraus die Übertragungsparameter auf rechnerischem Weg zu bestimmen.

Die **Impedanz** $\underline{Z}$ ist der komplexe frequenzabhängige Widerstand eines Zweipols. Der Begriff **Zweipol** weist darauf hin, dass $\underline{Z}$ an zwei Polen (Knoten, Anschlussklemmen) einer Schaltung zu bestimmen ist. Hat die Schaltung mehr als zwei Knoten, können zwischen je zwei davon verschiedene Zweipolimpedanzen definiert werden. In der **komplexen** Schreibweise, die durch das Unterstreichen des Formelzeichens zum Ausdruck kommt, lassen sich ökonomisch und elegant Betrag und Phase der Impedanz darstellen. Hierzu gibt es zwei unterschiedliche, aber jeweils vollständige Darstellungsarten: Die kartesische und die polare Form. In kartesischen Koordinaten ausgedrückt zerfällt $\underline{Z}$ in einen Real- und einen Imaginärteil, bei Polarkoordinaten entsprechend in einen Radius (= Betrag) und einen Phasen-Winkel.

Die Impedanz eines rein ohmschen Widerstandes ist reell und frequenzunabhängig: $\underline{Z}_R = R$. Die Impedanz einer idealen Induktivität (aufgewickelter Draht, Spule) ist imaginär und frequenzabhängig: $\underline{Z}_L = j\omega L$. Hierbei ist j die imaginäre Einheit $\sqrt{-1}$, die in der Mathematik auch i genannt wird. Das Produkt $j\omega$ ist die **komplexe Frequenz**[♣], häufig als p bezeichnet. Die Impedanz einer idealen Kapazität (Kondensator) ist imaginär und frequenzabhängig: $\underline{Z}_C = 1 / j\omega C$. Werden zwei Zweipole in Reihe geschaltet, so addieren sich ihre Impedanzen. Bei Parallelschaltung addieren sich ihre Admittanzen. Die **Admittanz** $\underline{Y}$ ist der Kehrwert der Impedanz: $\underline{Y} = 1 / \underline{Z}$. (Ausführlichere Beschreibung: z.B. [7, 18, 20]).

Werden ein reeller Widerstand R und eine Induktivität L in Reihe geschaltet, sind ihre Impedanzen zu addieren: $\underline{Z} = R + pL$. In diesem Beispiel ist R der Realteil der Impedanz, und ωL ist der Imaginärteil. Das in p auch enthaltene j zählt selbst nicht zum Imaginärteil.

♣ $p = \sigma + j\omega$; hier ist $\sigma = 0$, d.h. $p = j\omega$ (eingeschwungener Zustand).

© M. Zollner 2002

Den **Betrag** der Impedanz erhält man, wenn man die Wurzel aus der Summe von Real- und Imaginärteil-Quadrat bildet. Zur Kennzeichnung des Betrags fügt man entweder zwei senkrechte Striche hinzu, oder man schreibt das Formelzeichen ohne Unterstreichung. Die letztgenannte Form ist allerdings gefährlich, denn manchmal findet man in der Literatur komplexe Größen, bei denen aus Bequemlichkeit auf das Unterstreichen verzichtet wurde.

$$\left|\underline{Z}\right| = Z = \sqrt{\mathrm{Re}^2\left\{\underline{Z}\right\} + \mathrm{Im}^2\left\{\underline{Z}\right\}} \qquad \text{Betrag der komplexen Impedanz } \underline{Z}$$

Impedanz-**Ersatzschaltungen** haben dieselbe Impedanz wie das zu ersetzende System. Nehmen wir als einfaches **Beispiel** einen ohmschen Widerstand: Idealisiert betrachtet sollte seine Impedanz[♣] rein reell sein ($\underline{Z} = R$). Bei hohen Frequenzen wirken aber seine Kontaktierungskappen wie eine kleine Kapazität, der Betrag der Impedanz nimmt mit zunehmender Frequenz ab. Dies könnte durch eine Ersatzschaltung nachgebildet werden, die parallel zum Widerstand einen Kondensator aufweist. Vielleicht handelt es sich aber um einen Widerstand, der aus aufgewickeltem Draht gefertigt wurde; in diesem Fall müsste die hierbei entstehende induktive Komponente durch eine in Reihe geschaltete Spule nachgebildet werden, u.U. zusammen mit der o.a. Kapazität. Für Gleichstrombetrachtungen sind weder Spule noch Kondensator erforderlich – sie stören aber auch nicht, denn die Gleichstrom-Impedanz der Spule ist null (keine Auswirkungen bei Reihenschaltung), und die des Kondensators ist unendlich (keine Auswirkungen bei Parallelschaltung). Bei 50 Hz ist der von Spule und Kondensator hervorgerufene Beitrag möglicherweise so klein, dass er vernachlässigt werden darf. Ab welcher Frequenz eine Berücksichtigung erforderlich wird, hängt von der gewünschten Genauigkeit ab.

Beim **Gitarrentonabnehmer** wirkt sich die induktive Komponente des aufgewickelten Drahtes schon ab 100 Hz wesentlich aus, eine Ersatzschaltung wird also neben dem reinen Drahtwiderstand zumindest eine Induktivität benötigen. Nun ist die Berechnung einer Induktivität nicht ganz trivial. Schon bei ganz einfachen, symmetrischen Strukturen wird eine aufwändige Integration erforderlich, die ganz schnell ungeahnte Dimensionen annehmen kann. Denn streng genommen müsste jede der 10000 Drahtwindungen in differentiell kleine Drahtstückchen zerlegt werden, die mit all den anderen Drahtstückchen interagieren und eine komplizierte Induktivität und Kapazität bilden. In erster Näherung ist es aber ausreichend, den ohmschen Tonabnehmer-Widerstand um eine ideale Spule und um einen idealen Kondensator zu ergänzen. Die **Güte der Modellierung** kann leicht überprüft werden, indem sowohl beim Tonabnehmer als auch bei der (aus Widerstand, Spule und Kondensator zusammengebauten) Ersatzschaltung der Impedanzfrequenzgang gemessen wird. Sie sollten im Rahmen der gewünschten Messgenauigkeit übereinstimmen. Noch einfacher ist es, die Impedanz der Ersatzschaltung mithilfe der Methoden der Netzwerkanalyse zu *berechnen*. Dies entbindet vor allem von der Verpflichtung, für die Ersatzschaltung eine ideale Spule zu beschaffen, die eben nicht mit den Artefakten behaftet ist, wegen derer man den ganzen Aufwand letztlich treibt ☺. Stellt sich heraus, dass Messobjekt und Modell zu sehr voneinander abweichen, muss das Modell verbessert werden: Andere Parameter, andere – gegebenenfalls umfangreichere – Struktur. Und niemals darf aus den Augen verloren werden, was das Modell soll: Den Impedanzfrequenzgang nachbilden. Es kann und wird nicht das Übertragungsverhalten oder die nichtlinearen Verzerrungen nachbilden.

[♣] Rein reelle Zahlen sind genauso wie rein imaginäre Zahlen eine Untermenge der komplexen Zahlen.

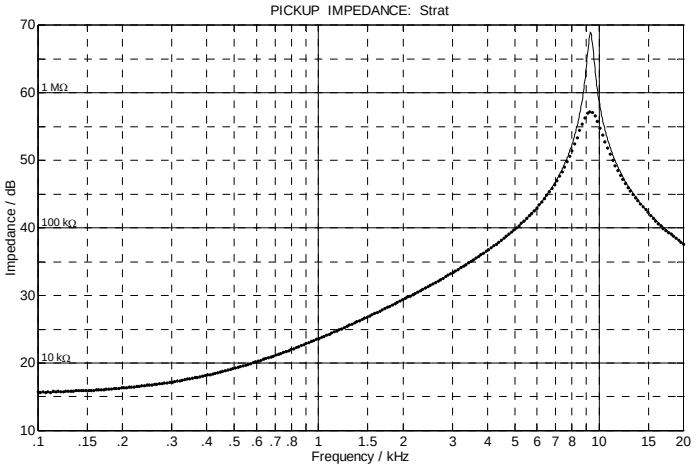
© M. Zollner 2002

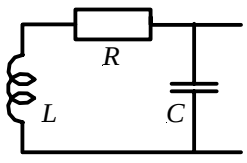
5.9.2.1 Singlecoils mit geringer Wirbelstromdämpfung

Der typische Stratocaster-Tonabnehmer besteht aus 6 Magneten, zwei Spulenflanschen und aufgewickeltem Draht. Die Impedanz eines derartigen Tonabnehmers lässt sich im Frequenzbereich bis 20 kHz mit wenigen Schaltungselementen in guter Genauigkeit nachbilden. Wie schon erläutert, ist mit *nachbilden* das Aufstellen einer **impedanzäquivalenten Schaltung** gemeint, die aus wenigen idealen, konzentrierten Bauteilen (*R*, *L*, *C*) besteht. Diese Ersatzschaltung, dargestellt im **Ersatzschaltbild** (**ESB**), approximiert die Tonabnehmerimpedanz im Rahmen sinnvoller Genauigkeitsgrenzen, z.B. ± 5%.

Abb. 5.9.1 zeigt ein elektrisches Ersatzschaltbild (ESB0) eines Stratocaster-Tonabnehmers, sowie dazugehörige Impedanzfrequenzgänge. Für die Messung wurde der Tonabnehmer über kurze Zuleitungen ohne weitere Bauteile (also ohne Potentiometer etc.) an ein Impedanzmessgerät angeschlossen. Bei sehr tiefen Frequenzen wird die Impedanz durch den Kupferwiderstand *R* bestimmt, bei einigen kHz ergibt sich ein Resonanzmaximum, bei hohen Frequenzen erfolgt ein kapazitätsbedingter Impedanz-Abfall. Zwischen Messung (am realen Tonabnehmer) und Rechnung (Ersatzschaltbild) gibt es eine prinzipielle Übereinstimmung, die Ausprägung der Resonanzspitze ist aber unterschiedlich. Offensichtlich enthält der Tonabnehmer eine zusätzliche Bedämpfung, die das einfache ESB0 nicht nachbildet (Wirbelströme im Magnet, Kap. 5.9.2.2).

Nun gibt es mehrere äquivalente Möglichkeiten, das ESB0 um reelle Dämpfungswiderstände zu erweitern. Aus Sicht der Netzwerktheorie ist die zugehörige Impedanzfunktion eine gebrochen rationale Funktion *zweiter* Ordnung, weil das Netzwerk *zwei* unabhängige Speicher, nämlich *L* und *C*, enthält. Bei einem Bruch, der im Zähler und Nenner die komplexe Frequenzvariable *p* in höchstens zweiter Potenz enthält, sind fünf Polynomkoeffizienten frei wählbar – entsprechend fünf frei wählbaren Bauteilen. In einem System zweiter Ordnung können somit (außer *L* und *C*) maximal drei Dämpfungswiderstände unabhängig voneinander bestimmt werden. Es ist nicht schwierig, in das ESB0 *mehr* als zwei zusätzliche Widerstände einzuzeichnen; die entstehenden neuen Schaltungen lassen sich dann aber mittels Äquivalenztransformationen in einfachere Schaltungen (mit maximal drei Widerständen) umwandeln. Aber auch wenn man das ESB0 nur um *einen* zusätzlichen Widerstand ergänzt, hat man mehrere Möglichkeiten, die sich für eine physikalische Interpretation unterschiedlich gut eignen; bezüglich der Impedanznachbildung sind sie aber gleichwertig.





Ersatzschaltbild

Abb. 5.9.1: Stratocaster-Impedanz, ESB0. Messung (**...**), ESB-Rechnung (–––).

© M. Zollner 2002

In **Abb.5.9.2** sind zwei Ersatzschaltbilder dargestellt, die jeweils *zwei* Widerstände enthalten. Um zum linken ESB zu gelangen, wurde Abb. 5.9.1 durch einen parallel liegenden Querwiderstand erweitert, beim rechten ESB ist der Querwiderstand parallel zur Spule geschaltet. Die Impedanz beider ESB approximiert die in Abb. 5.9.1 gezeigte Messkurve so perfekt, dass keine Unterschiede mehr sichtbar sind. Mehrere Fragen entstehen: Haben beide ESB exakt identische Impedanz? Welches ESB ist richtig? Wie erhält man die Bauteilewerte?

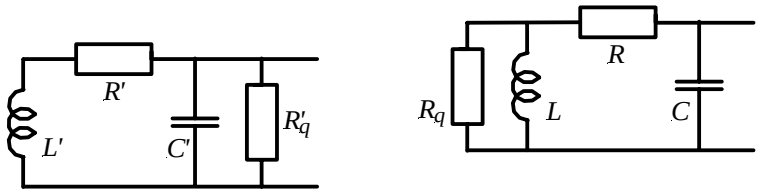


Abb. 5.9.2: Erweitertes Stratocaster-ESB (ESB1).

Die folgenden Überlegungen setzen einfache Kenntnisse in Netzwerkanalyse voraus, wie sie z.B. in [18, 20] vermittelt werden. Die **Impedanz** eines Widerstandes ist R, die einer Induktivität ist pL, die einer Kapazität ist $1/pC$. Bei der Reihenschaltung von Zweipolen sind deren Impedanzen zu addieren, bei Parallelschaltung deren Admittanzen (Kehrwerte). In beiden o.a. ESB liegt eine aus zwei Widerständen und einer Spule bestehende Teilschaltung parallel zu einer Kapazität. Wenn beide ESB dieselbe Impedanz haben sollen und die Kapazität in beiden ESB dieselbe sein soll, müssen auch diese Teilschaltungen (untereinander) dieselbe Impedanz haben. Ohne Verzicht auf Genauigkeit kann deshalb (für identisches C) die Frage nach der Identität der ESB-Impedanzen auf eine Berechnung der Teilschaltungs-Impedanzen reduziert werden:

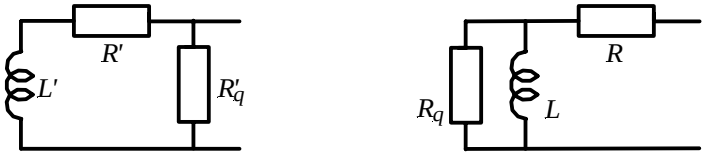


Abb. 5.9.3: Wie oben, ohne C.

$$\underline{Z}' = R'_q \cdot \frac{pL'+R'}{pL'+(R'+R'_q)} \qquad \underline{Z} = \frac{pL(R+R_q)+R\cdot R_q}{pL+R_q}$$

Impedanzfunktionen

Eine notwendige (aber i.A. nicht hinreichende) Bedingung für die Identität der Impedanzfunktionen ist, dass die Impedanzen für $f = 0$ und $f = \infty$ gleich sein müssen. Hieraus folgt:

$$R = \frac{R'\cdot R'_q}{R'+R'_q}; \qquad R+R_q = R'_q\,.$$

Setzt man diese Bedingungen in die o.a. Impedanzfunktionen ein, so erhält man die noch fehlende Bedingung für das Verhältnis der Induktivitäten:

$$L'/L = \left(1+R/R_q\right)^2$$

Diese Gleichungen ermöglichen, aus einem ESB das andere *impedanzäquivalent* zu erstellen.

© M. Zollner 2002

Es überrascht vielleicht, dass die beiden ESB für identische Impedanzen unterschiedliche Induktivitäten benötigen. Die Vermutung, der Imaginärteil einer Impedanz würde nur von den Reaktanzen (*L* und *C*) bestimmt, trifft aber nur bei einer Reihenschaltung zu. Sobald eine Parallelschaltung auftritt, wird der Imaginärteil auch von den reellen Widerständen bestimmt. Diese Erkenntnis hat gewaltige Auswirkungen auf die Interpretierbarkeit der Bauteilewerte, führt sie doch zu der Frage, welche Induktivität dann die richtige ist. Ein einfaches Zahlenbeispiel soll die Problematik verdeutlichen:

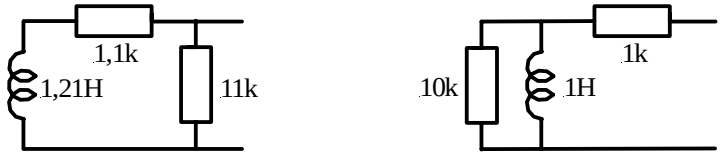


Abb. 5.9.4: Impedanzäquivalente Schaltungen

Bezüglich ihrer Impedanz sind die in **Abb. 5.9.4** dargestellten Ersatzschaltbilder exakt identisch, obwohl sich die Induktivitäten um 21% unterscheiden. Beim Stratocaster-Tonabnehmer sind die Unterschiede zwar wesentlich geringer, aber sobald zusätzliche Eisenteile in den Magnetkreis kommen (z.B. P90), entstehen beachtliche Unterschiede. In letzter Konsequenz bedeutet dies: Die exakte Angabe einer **Tonabnehmer-Induktivität** ist nur möglich, wenn das zugehörige Ersatzschaltbild spezifiziert wird. Nur bei sehr einfach aufgebauten Tonabnehmern unterscheiden sich die Bauteilewerte der verschiedenen ESB so wenig, dass die Angabe der ESB-Topologie entfallen kann.

Die weiter oben gestellten Fragen können nun beantwortet werden: Beide in Abb. 5.9.2 dargestellten ESB haben exakt identische Impedanz, beide ESB sind richtig, die Bauteilewerte erhält man durch Regressionsverfahren. Möchte man schweres Geschütz vermeiden, verändert man die ESB-Bauteilewerte so lange, bis gemessene Impedanzkurve und ESB-Impedanz im Rahmen der gewünschten Genauigkeit übereinstimmen. Die Frage, welches ESB zweckmäßiger ist, lässt sich nicht so leicht beantworten. Einen Weg kann die Zusatzfrage weisen: Welchem Zweck dient das ESB? Üblicherweise erstellt man ein ESB, um eine eindeutige Berechnungsgrundlage zu haben, und um einfache Zusammenhänge auf einen Blick erkennen zu können. Der Nutzen eines Impedanz-Ersatzschaltbildes offenbart sich erst, wenn aus ihm das Übertragungs-Ersatzschaltbild bestimmt ist. Da die hierfür benötigte Theorie erst später diskutiert wird (Kap. 5.9.3), erfolgt hier nur eine kurze Betrachtung: Der am einfachsten messbare Tonabnehmerparameter ist der Gleichstromwiderstand R_{DC}. Mit $R = R_{DC}$ kann er direkt in die Ersatzschaltbilder übernommen werden, wenn man in Abb. 5.9.2 der rechten Schaltung den Vorzug gibt. Dass man den Verlustwiderstand parallel zu *L* und nicht zur *R'L'*-Reihenschaltung ansetzt, kann auch mit einem Transformator-Ersatzschaltbild erklärt werden (Kap. 5.9.2.2). Kann – muss aber nicht! Netzwerktheoretisch sind beide Schaltungen gleichwertig, Präferenzen sind somit Geschmackssache. Die folgenden Betrachtungen verwenden die (R_q //*L*)+*R* -Struktur (**Abb. 5.9.5)**, die Messkurve (Abb. 5.9.1) wird hiermit bis auf Strichstärke perfekt approximiert.

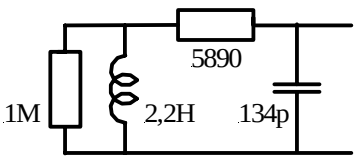


Abb. 5.9.5: Impedanz-Ersatzschalbild für einen Stratocaster-Tonabnehmer.

© M. Zollner 2002

5.9.2.2 Wirbelströme im unmagnetischen Leiter

Durchdringt ein zeitvarianter magnetischer Fluss einen elektrischen Leiter, so induziert er in ihm elektrische Umlaufspannungen, die ringförmige Wirbelströme zur Folge haben. Die schwingende Saite ändert den magnetischen Widerstand des magnetischen Kreises und verändert (moduliert) den magnetischen Fluss, so dass dem Gleichfeld ein Wechselfeld überlagert wird. Nach dem Induktionsgesetz führt die zeitliche Flussänderung $d\Phi/dt$ zu einer Spannung U, die – je nach elektrischer Leitfähigkeit ρ – einen Strom I ergibt.

Unmagnetische (d.h. nicht ferromagnetische) Leiter sind beim Tonabnehmer vor allem Montage- und **Abschirmbleche**. Nicht alle Tonabnehmer sind damit ausgestattet: Der typische Stratocaster-Tonabnehmer hat eine Kunststoffkappe, hingegen ist der Gibson-Humbucker auf einer Blechplatte montiert und mit einer Blechkappe abgeschirmt. Diese Bleche haben, auch wenn sie nicht ferromagnetisch sind (!), einen Einfluss auf das Magnetfeld und somit auf die Übertragungscharakteristik des Tonabnehmers. Der in ihnen fließende Wirbelstrom bezieht seine Energie nämlich aus dem Magnetkreis, der hierdurch bedämpft wird.

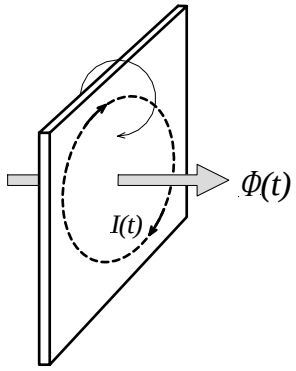


Abb. 5.9.6: Die elektrisch leitende Platte wird von einem magnetischen Fluss $\Phi(t)$ durchdrungen, der als Funktion der Zeit zunimmt. Dadurch entsteht ein ringförmiger Wirbelstrom $I(t)$ in der eingezeichneten Richtung. Dieser Strom fließt in der ganzen Platte, nicht nur auf dem eingezeichneten Kreis. Er ruft ein sekundäres Magnetfeld hervor (am oberen Rand angedeutet), welches das Primärfeld schwächt.

Abb. 5.9.6 zeigt schematisch einen zeitvarianten Magnetfluss $\Phi(t)$, der in einer stromleitenden Platte einen Wirbelstrom $I(t)$ induziert. Dieser Wirbelstrom erzeugt seinerseits ein magnetisches Gegenfeld, welches das Primärfeld schwächt, so dass auch in der Tonabnehmerspule (hier nicht gezeichnet) eine geringere Spannung entsteht. Da die Wirbelströme von der zeitlichen Änderung des Magnetfeldes abhängen, wirken sie vor allem bei hohen Frequenzen (Skineffekt siehe später). Bleche schirmen einen Tonabnehmer also nicht nur gegen elektrische Störfelder ab, sie verschlechtern auch die **Höhenwiedergabe**. Dieser Effekt muss nicht grundsätzlich von Nachteil sein – vielleicht ist ja ein warmer, voller Klang das Ziel der Tonabnehmer-Entwicklung. Für einen brillanten, höhenreichen Ton dürfen sich Wirbelströme aber nicht zu stark auswirken.

Es gibt mehrere **Maßnahmen**, die Wirbelstromdämpfung zu verringern. Größe, Dicke und Abstand des dämpfenden Bleches spielen eine Rolle, und das verwendete Metall. Der Wirbelstrom entsteht als Quotient von induzierter Spannung und elektrischem Widerstand. Die induzierte Spannung hängt vom Magnetfluss ab; Bleche in Gebieten mit schwachem magnetischem Wechselfluss dämpfen weniger als solche in Gebieten mit starkem Wechselfluss. Zu einem Ring gebogene Bleche (z.B. bei Kappen) umschließen u.U. eine große Fläche mit starkem Wechselfluss; hier ist zu prüfen, ob nicht ein Schlitz den Stromfluss unterbrechen kann. Dünne Bleche sind hochohmiger als dicke, Neusilber ist hochohmiger als Messing. Vergoldete Kappen leiten (dämpfen) besser als verchromte – falls die Goldschicht dick genug ist.

© M. Zollner 2002

Die folgende Tabelle gibt einen Überblick über die spezifischen Widerstände von üblichen Blechmaterialien. Häufig kommt in den besseren Tonabnehmern **Neusilber** zum Einsatz. Dieses silbrig glänzende Metall ist korrosionsbeständig und relativ hochohmig.

Material	ρ in $\Omega mm^2/m$		Material	ρ in $\Omega mm^2/m$	
Kupfer	0.018		Messing (Cu, Zn)	0.08	(0.06 – 0.12)
Gold	0.022		Bronze (Cu, Sn)	0.08	(0.02 – 0.14)
Aluminium	0.029		Saitenstahl (ferromagnetisch!)	0.20	
Nickel	0.070	(ferromagnetisch!)	Neusilber (60 Cu, 17 Ni, 23 Zn)	0.3	
Eisen	0.098	(ferromagnetisch!)	Alnico-Magnet (Magnetquelle!)	0.6	
Chrom	0.12		Chromnickel (70 Ni, 30 Cr)	1.2	

Tabelle: Spezifischer Widerstand ρ von Metallen.

In **Abb. 5.9.7** ist schematisch eine Tonabnehmerwicklung dargestellt, neben der ein Blech eine Kurzschlusswindung bildet. Die Elemente der Tonabnehmerwicklung sind Gleichstromwiderstand R (Kupferwiderstand), Wicklungskapazität C, und Wicklungsinduktivität L. Die Kurzschlusswindung ist durch R_K und L_K charakterisiert. Wegen der unvollständigen Flusskopplung k wird nicht derselbe Fluss $\Phi(t)$ durch beide Spulen fließen, deshalb ist $k < 1$. Der im Blech auftretende Wirbelstromwiderstand R_K wird als R_w hochtransformiert und bedämpft (im übertragerfreien rechten Ersatzschaltbild) einen Teil der Wicklung. Die im Blech induzierten Wirbelströme verringern somit die Spuleninduktivität und erhöhen die Spulenverluste. Je stärker die Kopplung (d.h. je mehr das Blech an die Spule angenähert wird), desto größer ist der Teil der Spule, der von R_w überbrückt wird, und desto größer ist auch R_w. Zusätzlich hängt R_w vom spezifischen Blechwiderstand ab.

Die Parallelschaltung von R_w und $(1 - \sigma)L$ wirkt tieffrequent wie eine Induktivität, hochfrequent wie ein Widerstand. Die Grenzfrequenz zwischen induktivem und resistivem Verhalten ist: $f_g = R_w / [2\pi(1-\sigma)L]$. Vereinfachend betrachtet können die Wirbelstromverluste im Bereich unterhalb von f_g vernachlässigt werden, oberhalb von f_g erhöht sich der Widerstand von R auf $R + R_w$, und die Induktivität nimmt von L auf σL ab (vergl. Abb. 5.9.8).

$$R_w \approx R_K \cdot N^2 \cdot (1-\sigma)$$ N = Windungszahl, $\sigma = 1 - k^2$ = Streugrad

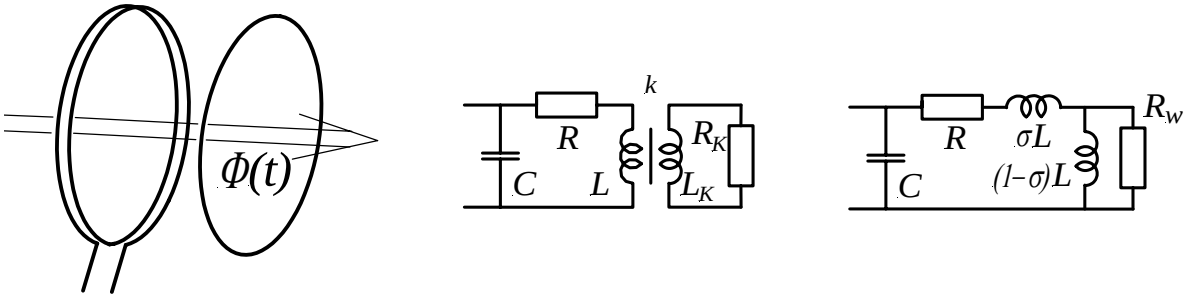


Abb. 5.9.7: Tonabnehmerspule mit Kurzschlusswindung, äquivalente Ersatzschaltbilder [4].

© M. Zollner 2002

In **Abb. 5.9.8** ist der Impedanz-Betragsfrequenzgang für die Ersatzschaltung nach Abb. 5.9.7 dargestellt – allerdings ohne Kapazität (d.h. $C = 0$). Im linken Bild wurde der Kopplungsgrad k variiert. Wird die Kurzschlusswicklung an die Tonabnehmerspule angenähert, nimmt die Kopplung zu, während gleichzeitig der Streugrad σ abnimmt. Die Höhenbedämpfung nimmt zu, die Schaltung wird niederohmiger. Im rechten Bild wurde für fest eingestellt Kopplung der Widerstand R_w variiert. Dies entspricht einer Veränderung von Blechdicke oder Blechmaterial. Durch diese Maßnahme ändert sich die Grenzfrequenz f_g: Mit zunehmenden Widerstand (dünneres Blech, hochohmigeres Material) steigt f_g.

$$f_g = \frac{N^2 \cdot R_K}{2\pi \cdot L}$$ Grenzfrequenz der Parallelschaltung aus R_w und $(1 - \sigma)L$

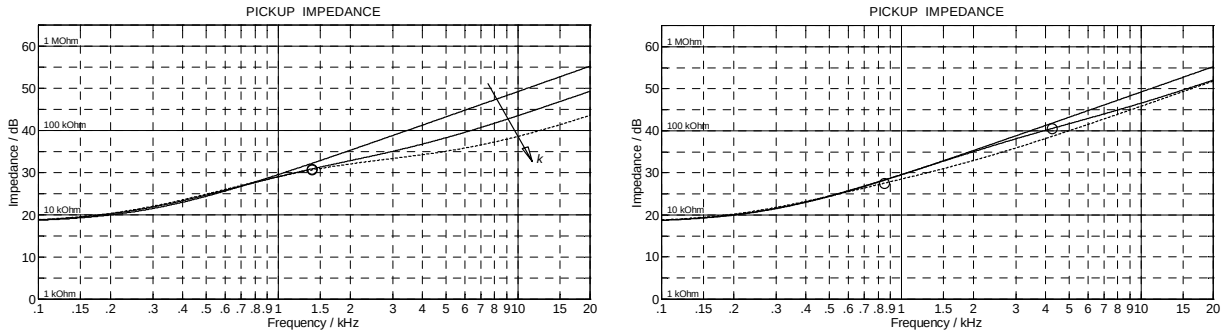


Abb. 5.9.8: Auswirkung bei Veränderung der Kopplung (links) bzw. bei Veränderung von R_w (rechts). Die Grenzfrequenz f_g ist durch einen Kreis markiert.

Abb. 5.9.9 zeigt Impedanz-Messungen an einem Jazzmaster-Tonabnehmer. Zunächst wurde ein 1 mm dickes **Messingblech** in 2.5 mm Abstand an den Tonabnehmer angenähert und die Impedanz gemessen. Anschließend wurde statt des Messingblechs ein gleich dickes **Kupferblech** auf gleichen Abstand angenähert. Die Unterschiede, die sich im Impedanzfrequenzgang ergeben, sind relativ gering, aber (bei 1 – 3 kHz) gut erkennbar und in Übereinstimmung mit dem Ersatzschaltbild (Abb. 5.9.10).

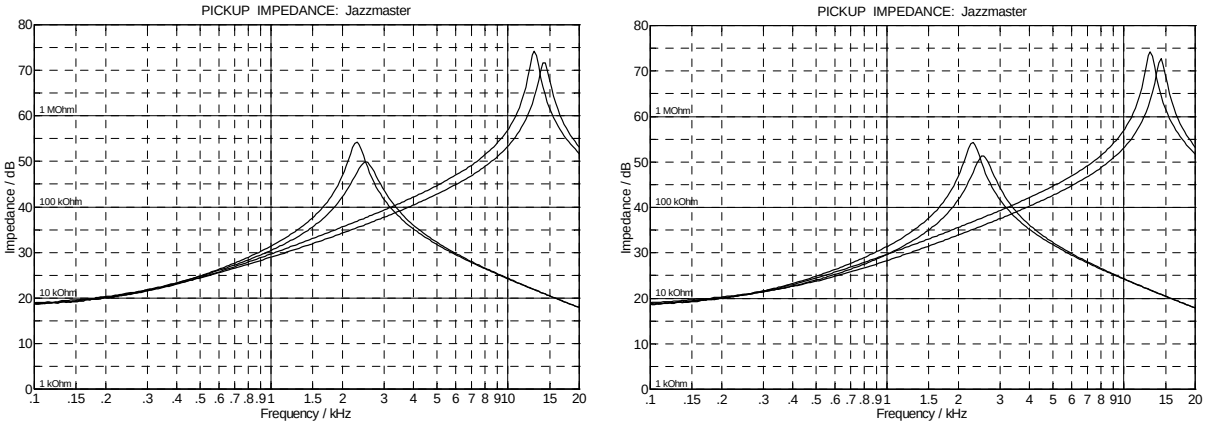


Abb. 5.9.9: Gemessener Impedanzfrequenzgang eines Jazzmaster-Tonabnehmers. Der Tonabnehmer war unbelastet (hohe Resonanzfrequenz), bzw. mit 1 nF belastet (Resonanz um 2.5 kHz). Beim Annähern eines Messingblechs (linkes Bild) bzw. Kupferblechs (rechtes Bild) sinkt die Impedanz ab, die Resonanzfrequenz steigt.

© M. Zollner 2002

Die Impedanzersatzschaltbilder für den wirbelstrombedämpften Jazzmaster-Tonabnehmer sind in **Abb. 5.9.10** dargestellt. Das linke Ersatzschaltbild gehört zum Tonabnehmer ohne Dämpfungsblech. Die einzigen Wirbelstromverluste kommen von den 6 Alnico-Magneten, sie können durch einen 72-kΩ-Widerstand nachgebildet werden (siehe auch nächstes Kapitel). Die vom Messingblech hervorgerufene Zusatzdämpfung wird durch den 4-kΩ-Widerstand nachgebildet, der ca. 1/6 der Gesamtinduktivität (0,8 H) überbrückt. Wie man sieht, können die *Magnet*verluste nicht immer mit demselben *RL*-Zweipol nachgebildet werden. Dies liegt daran, dass sich Magnete und Messingblech gegenseitig beeinflussen. Jeder Wirbelstrom ändert die Feldgeometrie, und damit die individuellen Kopplungen. Die Dämpfung des Kupferblechs ist im rechten ESB nachgebildet. Die Leitfähigkeit von Kupfer ist ungefähr viermal so gut wie die von Messing, deshalb muss der 4-kΩ-Widerstand auf 1 kΩ erniedrigt werden. Die Spulenaufteilung ändert sich nicht, da die Kopplungen zum Messing- bzw. Kupferblech in etwa gleich sind.

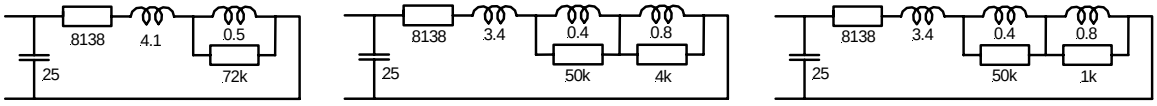


Abb. 5.9.10: Ersatzschaltbilder zu den Messungen aus Abb. 5.9.9. Von Links: Tonabnehmer ohne Blech, mit Messingblech, mit Kupferblech. Kapazitäten in pF, Widerstände in Ω, Induktivitäten in H.

In den gerade erläuterten Versuchen wurden Bleche an den Tonabnehmer angenähert, weil ihre Geometrie und Beschaffenheit leicht ermittelbar ist. In der Realität liegt natürlich kein 1 mm dickes Blech über oder unter dem Jazzmaster-Tonabnehmer, sein Gehäuse besteht aus nichtleitendem Kunststoff. Viele Tonabnehmer stecken aber in einem Metallgehäuse, und dieses verändert die elektrischen Tonabnehmereigenschaften. Die Auswirkung von (an sich unmagnetischen) Abschirmmaterialien zeigen Impedanz-Messungen an einem Hoyer-Tonabnehmer (60er Jahre). Dessen P-90-ähnliche Spule ist zu den Saiten hin mit einer Metallhaube abgeschirmt. **Abb. 5.9.11** zeigt den Einfluss dieser Abschirmung auf den Impedanzfrequenzgang. Durch die Wirbelströme wird nicht nur die Resonanzspitze stärker bedämpft und abgesenkt, es erhöht sich auch die Resonanzfrequenz.

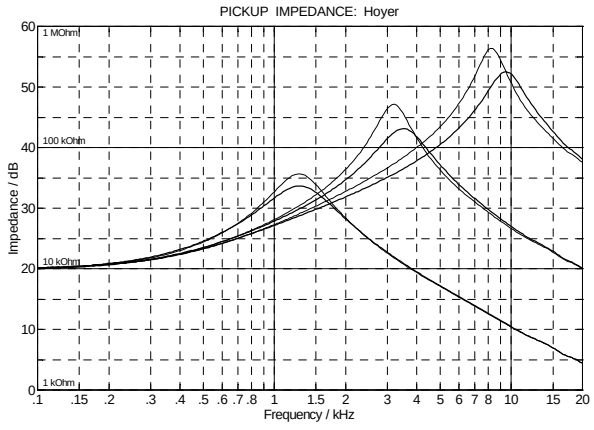


Abb. 5.9.11: Impedanzfrequenzgang eines Hoyer-Tonabnehmers. Die dicken Linien kennzeichnen den Originalzustand, die dünnen Linien misst man bei abgenommener Abschirmhaube. 4700pF, 700pF, 0pF Last.

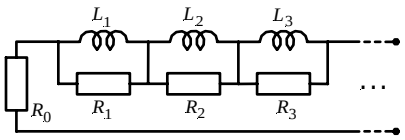
Die von der Abschirmhaube hervorgerufene Wirbelstromdämpfung schwächt den Bereich höherer Frequenzen und vermindert die Brillanz der Wiedergabe. Wird dies als Nachteil empfunden, kann die Haube durch eine Kunststoffkappe ersetzt werden.

© M. Zollner 2002

5.9.2.3 Äquivalente Zweipole

Magnet-Tonabnehmer lassen sich als Zweipol oder als Vierpol darstellen. Der an den beiden Anschlussklemmen gemessene (frequenzabhängige, komplexe) Widerstand, die **Impedanz**, bildet die Grundlage zum Entwurf eines impedanzäquivalenten **Zweipol-Ersatzschaltbildes**. Erweitert man dieses um zwei zusätzliche Anschlussklemmen zum Vierpol-Ersatzschaltbild, kann auch das Übertragungsverhalten beschrieben werden (Kap. 5.9.4). Schaltungen (Netzwerke) sind impedanzäquivalent, wenn ihre Impedanzfunktionen $\underline{Z}(f)$ übereinstimmen; Topologie und Bauteilewerte dürfen hierbei durchaus unterschiedlich sein.

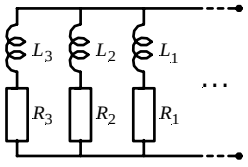
Je höher die **Ordnung** n (die Anzahl unabhängiger Speicher) des Netzwerks, desto größer ist die Anzahl der hierzu impedanzäquivalenten, aber strukturverschiedenen Netzwerke. In der Netzwerksynthese haben drei Topologien besondere Bedeutung: Die Widerstand-Partialbruchschaltung (**WPBS**), die Leitwert-Partialbruchschaltung (**LPBS**), und die Kettenbruchschaltung (**KBS**). Bei der WPBS (**Abb. 5.9.12**) erfolgt die Netzwerksynthese durch Reihenschaltung einzelner Impedanzen, bei der LPBS (**Abb. 5.9.13**) durch Parallelschaltung einzelner Admittanzen, bei der KBS (**Abb. 5.9.14**) durch alternierende Reihen/Parallelschaltung.



$$\underline{Z} = R_0 + \sum_i \frac{1}{1/R_i + 1/pL_i}$$

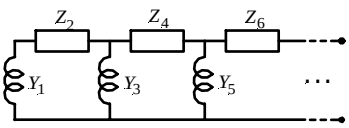
Abb. 5.9.12: Widerstand-Partialbruchschaltung (WPBS)

Die WPBS eignet sich sehr gut, Magnet-Tonabnehmer zu beschreiben. Mit R_0 ist der Gleichstromwiderstand direkt aus dem Schaltbild ersichtlich, die Induktivitätswerte L_i sind als Komponenten der Gesamtinduktivität gut interpretierbar, die Verlustwiderstände lassen sich über das Übertrager-Ersatzschaltbild zuordnen. Wenn alle Widerstände R_i $(i \geq 1)$ endlich sind, nähert sich die Impedanz für hohe Frequenzen einem rellen, konstanten Wert. Wird einer dieser Widerstände weggelassen $(R_i = \infty,\ i \geq 1)$, nähert sich der Impedanzbetrag für hohe Frequenzen einer frequenzproportional ansteigenden Geraden. Gleiche Impedanz liefert auch die LPBS, deren große Induktivitätswerte L_i aber schwerer interpretierbar sind; auch ist R_DC nicht direkt ersichtlich. Die in Abb. 5.9.14 dargestellte KBS bildet R_DC anschaulich ab, wird aber wegen ihrer hohen Induktivitätswerte nicht verwendet.



$$\underline{Z} = \frac{1}{\sum_i \frac{1}{R_i + pL_i}}$$

Abb. 5.9.13: Leitwert-Partialbruchschaltung (LPBS)

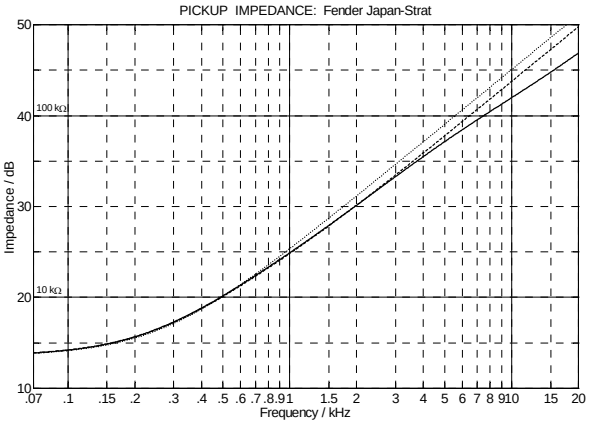


$$\underline{Z} = Z_6 + \cfrac{1}{Y_5 + \cfrac{1}{Z_4 + \cfrac{1}{Y_3 + \cfrac{1}{Z_2 + 1/Y_1}}}}$$

Abb. 5.9.14: Kettenbruchschaltung (KBS)

© M. Zollner 2002

Den Impedanzfrequenzgang einer Widerstand-Partialbruchschaltung (**Abb. 5.9.15**) versteht man am leichtesten, wenn man zunächst alle Widerstände außer R_0 zu unendlich annimmt. Dann bleibt nur eine Reihen-RL-Schaltung übrig, deren Impedanzbetrag tieffrequent durch R_0 und hochfrequent durch $\omega(L_1 + L_2 + L_3)$ approximierbar ist. Wenn nun, wie beim Magnet-Tonabnehmer, der Impedanzanstieg zu hohen Frequenzen nicht proportional zu ω, sondern flacher erfolgen soll, koppelt man Teilinduktivitäten durch parallelgeschaltete Widerstände ab. Die effektive Induktivität nimmt dabei mit steigender Frequenz ab, der Phasenwinkel nähert sich nicht 90°, sondern einem kleineren Wert.



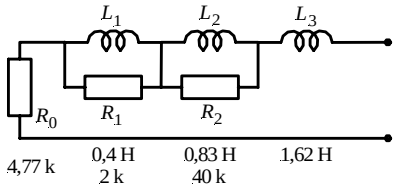
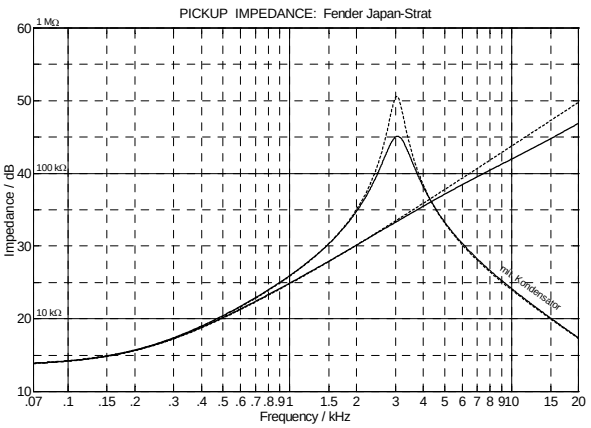


Abb. 5.9.15: Widerstand-Partialbruchschaltung, Betragsfrequenzgang der Impedanz. Für die oberste Kurve wurde $R_1 = R_2 = \infty$ gesetzt, für die darunter liegende Kurve $R_1 = 2\ \text{k}\Omega$, $R_2 = \infty$, für die unterste Kurve $R_1 = 2\ \text{k}\Omega$, $R_2 = 40\ \text{k}\Omega$.

Die Unterschiede zwischen den in Abb. 5.9.15 gezeichneten Kurven scheinen eher gering, was aber täuscht: Der Betrag alleine ist zur eindeutigen Netzwerkdefinition nicht ausreichend. Sobald ein **Kondensator** zugeschaltet wird (Wicklungskapazität, Kabel), ändern sich Real- und Imaginärteil unterschiedlich; es ist deshalb erforderlich, sowohl Realteil als auch Imaginärteil genau nachzubilden, nicht nur deren Betrag. In **Abb. 9.5.16** sind Impedanzfrequenzgänge dargestellt, die entstehen, wenn zu den Anschlussklemmen der in Abb. 9.5.15 gegebenen LPBS ein Kondensator (1 nF) parallelgeschaltet wird. Für die gestrichelten Kurven wurde wieder $R_1 = 2\ \text{k}\Omega$, $R_2 = \infty$ gesetzt, die durchgezogenen Kurven gehören zur unveränderten Schaltung ($R_1 = 2\ \text{k}\Omega$, $R_2 = 40\ \text{k}\Omega$). Obwohl sich die Impedanzbeträge der kapazitätslosen Schaltungen bei 3 kHz fast nicht unterscheiden, ergeben sich mit kapazitiver Belastung große Unterschiede. Dieses Beispiel zeigt deutlich, dass zur Erstellung eines impedanzäquivalenten Ersatzschaltbildes eine hohe Genauigkeit erforderlich ist.



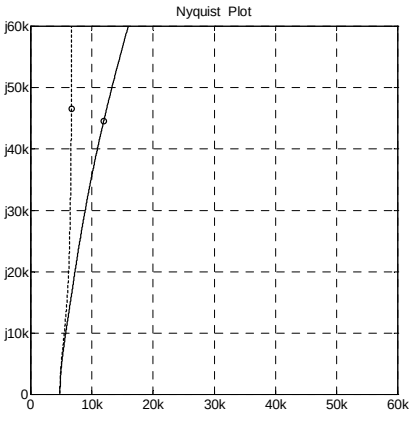


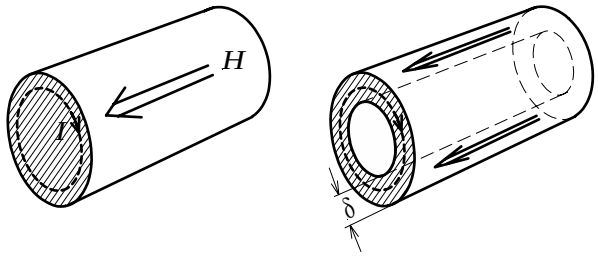
Abb. 5.9.16: Impedanz-Betragsfrequenzgänge der Schaltung aus Abb. 5.9.15, ohne und mit kapazitiver Last; Ortskurve der Impedanz ohne kapazitive Last (rechtes Bild, Markierung bei 3 kHz).

© M. Zollner 2002

5.9.2.4 Wirbelströme im magnetischen Leiter

Wenn in ein zeitvariantes Magnetfeld ein ferromagnetisches, *elektrisch leitendes* Material gebracht wird, bewirkt es zweierlei: Seine gegenüber Luft größere Permeabilität vergrößert die magnetische Flussdichte, gleichzeitig verringern aber Wirbelströme die Permeabilität des magnetischen Leiters. Da Wirbelströme der zeitlichen Änderung des Magnetfeldes proportional sind, nimmt die wirksame Permeabilität (und folglich auch die Induktivität) mit wachsender Frequenz ab. Wie schon beim unmagnetischen Leiter gezeigt erzeugen die Wirbelströme Wirkleistung, die dem Primärfeld entzogen wird – der Tonabnehmer wird bedämpft♣.

In **Abb. 5.9.17** ist ein zylindrischer magnetischer Leiter dargestellt, der axial von einem Magnetfeld *H* durchströmt wird. Hierbei könnte es sich beispielsweise um einen Magnet handeln, wie er beim typischen Fender-Tonabnehmer unter jeder Saite angeordnet ist, oder um einen Polstift (pole piece) eines Tonabnehmers mit Balkenmagnet. Wenn das Feld in der eingezeichneten Richtung fließt und über der Zeit zunimmt, induziert es einen im Uhrzeigersinn fließenden Wirbelstrom *I*. Dieser schwächt das erzeugende Feld, vor allem in der Nähe der Achse. Vereinfachend stellt man sich den axialen Bereich feldfrei vor, nur in einer dünnen Randschicht mit der **Eindringtiefe** δ ergibt sich noch ein magnetischer Fluss (**Skin-Effekt**). δ hängt von der elektrischen Leitfähigkeit ρ, von der Frequenz f und von der Permeabilität μ ab. Dauermagnete zeigen mit ihrer geringen reversiblen Permeabilität (μ_r = 1.1 – 5) und ihrer relativ schlechten Leitfähigkeit (≈ 0.6 $\Omega mm^2/m$) im Audiobereich praktisch keinen Skineffekt. Stahl ist ungünstiger, bei 2 kHz erhält man mit μ_r = 100 nur noch $\delta \approx 0.4$ mm. Die magnetisch wirksame Querschnittsfläche wird hierdurch auf 1/7 reduziert!



$$\delta = \sqrt{\frac{\rho}{f\,\pi\,\mu_r\,\mu_0}}; \quad [5]$$

Abb. 5.9.17: Zylinder mit axialem Magnetfeld *H*, Wirbelstrom *I*, Randschicht mit Eindringtiefe δ.

Die Eindringtiefe δ, die auch **Leitschichtdicke** heißt, bestimmt sowohl die Querschnittsfläche für den Wirbelstrom, als auch die magnetisch wirksame Querschnittsfläche. Beide Flächen sind reziprok zur *Wurzel* aus der Frequenz, und da die Wurzel eine irrationale Funktion ist, kann die Impedanz nicht mit einer rationalen Funktion (d.h. mit endlich vielen Polynom-Gliedern) dargestellt werden, und dementsprechend auch nicht mehr mit endlich vielen Bauteilen nachgebildet werden. Nur unterhalb der Approximations-Grenzfrequenz ist ein Ersatzschaltbild wie in Abb. 5.9.7 möglich. Für **Magnete** (mit kleinem μ_r) liegt diese Grenzfrequenz über dem relevanten Frequenzbereich, so dass *ein* Verlustwiderstand ausreicht; bei üblichen Polstiften (mit größerem μ_r) ist aber eine aufwändigere Modellierung mit mehreren R//L-Zweipolen erforderlich. Natürlich spielt auch die gewünschte Genauigkeit eine Rolle – das prinzipielle Verhalten lässt sich immer mit einer Spule, einer Kapazität und zwei Widerständen annähern, u.U. aber mit deutlichen Abweichungen zum Original.

♣ Theoretische Herleitung in Kap. 4.10.4

© M. Zollner 2002

Neben den Wirbelströmen gibt es noch eine weitere Quelle für Verluste: Die **Ummagnetisierung** der Eisen- bzw. Magnetteile benötigt Energie, die ebenfalls dem Magnetfeld entzogen wird und somit einen Lastwiderstand im Ersatzschaltbild erfordert. Da das Magnetfeld seine Richtung zweimal pro Periode ändert, nehmen die Ummagnetisierungsverluste mit steigender Frequenz zu. Daneben gibt es noch weitere Verlustmechanismen, die aber von eher untergeordneter Bedeutung sind.

Die folgenden Messungen wurden an der "Schraubenspule" eines **Gibson**-Humbuckers (PU 490) durchgeführt. Hierzu wurde der Tonabnehmer zerlegt, und die Schraubenspule ausgebaut. Wenn man aus ihr die 6 Schrauben herausdreht, erhält man eine Spule ohne ferromagnetische Teile. Ihre Impedanz lässt sich perfekt durch einen Widerstand (4379 Ω), eine Induktivität (1125 mH) und eine Kapazität (43 pF) beschreiben. **Abb. 5.9.18** zeigt den Betragsfrequenzgang der Impedanz mit und ohne Wicklungskapazität. Die Kapazität bewirkt (zusammen mit der Induktivität) ein Resonanzmaximum bei 23 kHz.

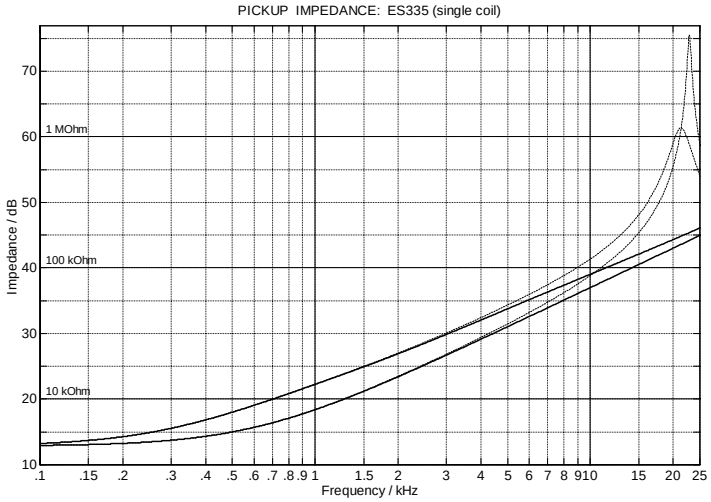
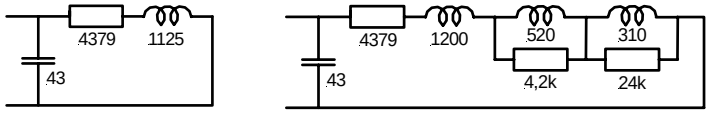


Abb. 5.9.18: Berechneter Impedanzbetrag einer Spule, mit (---) bzw. ohne (—)Wicklungskapazität. Die Kurven mit kleinerer Impedanz gehören zu der Spule ohne Eisen, die darüber liegenden Kurven zu der Spule mit Block und 6 Schrauben.

Nimmt man den unter der Spule liegenden Metallblock dazu, ändert sich nicht viel am Impedanzfrequenzgang. Erst beim Eindrehen der **6 Schrauben** vergrößert sich die Induktivität deutlich: Die Impedanzkurve rutscht nach oben. Allerdings verläuft sie nun nicht mehr parallel zu ihrem ursprünglichen Verlauf. Dies liegt an den Wirbelströmen, die mit steigender Frequenz das Magnetfeld zunehmend aus den Schrauben verdrängen und die Induktivitätsvergrößerung teilweise wieder zunichte machen. Da der Impedanzanstieg der oberen Kurve (mit Eisen) nicht mehr proportional zur Frequenz erfolgt, wird eine Approximation mit mehreren *RL*-Gliedern erforderlich (**Abb. 5.9.19**). Der Einfluss der Eisenschrauben ist erheblich, wie auch die in Kap. 5.9.3 folgenden Übertragungsfrequenzgänge zeigen. Falls die Wirbelstromdämpfung unerwünscht ist, können ihre Auswirkungen durch lamellierte Bleche oder Ferritmaterialien abgemildert werden.



Für hohe Approximationsgenauigkeit sind mehr als zwei R//L-Zweipole erforderlich.

Abb. 5.9.19: Ersatzschaltbilder einer PU-490-Spule ohne (links) bzw. mit 6 Pol-Schrauben und Block (rechts). Kapazitäten in pF, Widerstände in Ω, Induktivitäten in mH. Impedanzfrequenzgang: Abb. 5.9.18.

© M. Zollner 2002

Das in Abb. 5.9.19 angegebene Ersatzschaltbild ist – wie schon einleitend erwähnt – nur eine von mehreren äquivalenten Optionen. Je mehr Bauteile ein ESB enthält, desto mehr verschiedene Topologien sind möglich. Es ist zweckmäßig, die Gesamtinduktivität in eine Reihenschaltung von *R//L*-Zweipolen zu zerlegen (WPBS, Kap. 5.9.2.3). Alternativ könnte man zwar auch eine Parallelschaltung von *RL*-Reihenschaltungen verwenden (LPBS). In diesem Fall bekämen einige der Induktivitäten aber sehr große Werte, z.B. 100 H. Obwohl die Gesamtimpedanz auch hiermit perfekt approximiert werden kann, fällt die Interpretation einer derartigen Schaltung schwer. Besser ist die o.a. Reihenschaltung, der man auf einen Blick ansieht, wie mit steigender Frequenz die Induktivität abnimmt.

Den *magnetischen* Verlusten wurde bisher breiter Raum eingeräumt, die **dielektrischen Verluste** können kürzer abgehandelt werden. Durch Nichtleiter kann kein Strom fließen – auch kein Wirbelstrom. Unmagnetische Nichtleiter sind beim Tonabnehmer alle Isolatoren, also der Spulenkörper und die Drahtisolation. Zwar sind diese Materialien der Entstehungsort dielektrischer Verluste, dieser Effekt ist aber nur schwach ausgeprägt (Kap. 5.5).

Magnetisierbare Nichtleiter ($\mu >> 1$) sind z.B. **Ferrite**, d.h. ferrimagnetische Materialien. Sie können (müssen aber nicht) als weichmagnetische Feldführungsteile (Polepieces) und/oder hartmagnetische Ferrit-Magnete zum Einsatz kommen. Die elektrische Leitfähigkeit eines Ferrit-Magneten (z.B. Bariumferrit) ist sehr gering, damit entstehen in ihm bei Audiofrequenzen kaum Wirbelstromverluste; die Resonanzbedämpfung ist folglich geringer als bei Alnico-Magneten. Da die reversible Permeabilität μ_{rev} von Alnico-Magneten um ca. den Faktor 3 – 4 größer ist als die von Ferrit-Magneten, könnten Alnicos eine größere Spulen-Induktivität erzeugen – aber: Die viel größere elektrische Leitfähigkeit von Alnicos führt zu Wirbelströmen und damit zu einer Verkleinerung der Induktivität (siehe Abb. 5.9.9). Wie groß die Unterschiede im Einzelnen sind, hängt davon ab, wo die Magnete montiert sind, bzw. von welchem Wechselfluss sie durchströmt werden. Beispielsweise erhöhen (!) die unter der Spule des P-90 montierten Alnico-Magnete die Resonanzfrequenz um gerade mal 5%. Würde man sie durch Ferritmagnete ersetzen, wären folglich nur sehr geringe Unterschiede zu erwarten. Etwas größere Unterschiede würden hingegen entstehen, wenn die wechselfelddurchströmten Alnico-Zylindermagnete eines Stratocaster-Tonabnehmers durch Ferritmagnete ersetzt würden: Die Resonanzfrequenz würde um ca. 10 – 15% ansteigen. Bei vielen Tonabnehmern dieses Typs muss das allerdings ein Gedankenexperiment bleiben: Zieht man die Originalmagnete heraus, ist u.U. der Tonabnehmer irreversibel zerstört.

Material	ρ in $\Omega mm^2/m$		Material	ρ in $\Omega mm^2/m$
Saitenstahl	0.20	(ferromagnetisch)	Hartferrite (Oxidmagnet)	ca. 10^{12}
Nickel	0.070	(ferromagnetisch)	Alnico-Magnete	ca. 0.4 – 0.7
Eisen	0.098	(ferromagnetisch)	Weichmagnetische Ferrite	um 10^6 (bis 10^{12})

Tabelle: Spezifischer Widerstand ρ von Magnetmaterialien.

© M. Zollner 2002

5.9.2.5 Singlecoils mit starker Wirbelstromdämpfung

Sobald Tonabnehmer außer den Magneten weitere Metallteile enthalten, ist zu prüfen, ob die in Kap. 5.9.2.1 vorgestellten Ersatzschaltbilder noch ausreichend genau sind. Der magnetische Wechselfluss induziert hierbei nicht nur in der Spule, sondern auch in den Metallteilen eine elektrische Spannung, die zu einem **Wirbelstrom** führt. Die Metallteile wirken dabei wie eine kurzgeschlossene Sekundärwicklung. Der Widerstand dieser Kurzschlusswicklung (einige Milliohm) wird mit dem quadrierten Windungsübersetzungsverhältnis (z.B. 5500^2) hochtransformiert und ergibt einen nicht zu vernachlässigenden Querwiderstand im Ersatzschaltbild. **Abb. 5.9.20** zeigt eine Impedanzmessung bei einem Tonabnehmer aus einer Hoyer-Gitarre (60er Jahre). Unter der Spule liegen hier zwei Balkenmagnete, die von einem Bodenblech gehalten werden, zusätzlich ist von oben eine metallene Abschirmkappe über den Tonabnehmer gestülpt. In **Abb. 5.9.21** ist hierzu ein einfaches ESB gezeichnet, das den Wicklungswiderstand R, die Wicklungsinduktivität L, die Wicklungskapazität C und einen zusätzlichen Dämpfungswiderstand R_q enthält. Hiermit kann die Messkurve zwar bei 0 Hz und im Bereich der Resonanz approximiert werden, die Übereinstimmung um 1 kHz ist aber nur mäßig.

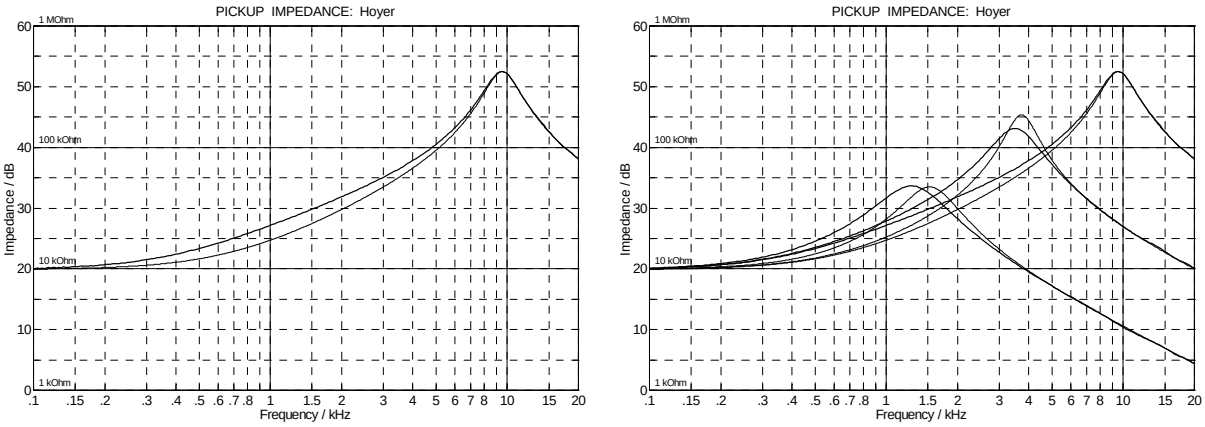
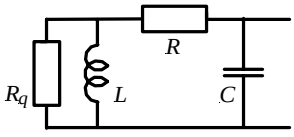


Abb. 5.9.20: Hoyer-Tonabnehmer, Impedanz-Frequenzgang. Messung (——), ESB1-Rechnung (– – –). Das linke Bild zeigt Messungen am unbelasteten Tonabnehmer (0pF); rechts: 4700pF, 707pF, 0pF Last.



L = 2,17 H R = 9850 Ω

R_q = 540 kΩ C = 125 pF

Abb. 5.9.21: Hoyer-Tonabnehmer mit Metall-Deckel. Ersatzschaltbild ESB1.

Die Unterschiede werden deutlicher, wenn an den Tonabnehmer ein übliches **Gitarrenkabel** angeschlossen wird. Im hörbaren Frequenzbereich wirkt es rein kapazitiv, je nach Länge ergibt sich eine zusätzliche Querkapazität von 300 – 1000 pF. Das zur Messung verwendete Impedanzmeßgerät ermöglichte die Zuschaltung von C_K = 0 pF, 707 pF, 4700 pF. Je größer die Kapazität, desto niedriger die Resonanzfrequenz. Im rechten Bild sind die Kurven für unterschiedliche kapazitive Belastung dargestellt, die Wirbelstromverluste führen doch schon zu deutlichen Abweichungen zwischen Messung und Rechnung. Das in Abb. 5.9.21 vorgestellte Ersatzschaltbild, dessen Topologie im Folgenden mit **ESB1** bezeichnet wird, muss für bessere Übereinstimmung also um zusätzliche Bauteile erweitert werden.

© M. Zollner 2002

Für eine genauere Approximation ist es erforderlich, die Wirbelstromverluste mit dem Ersatzschaltbild des lose gekoppelten Übertragers nachzubilden (Kap. 5.9.2.2). Hierfür gibt es mehrere äquivalente Möglichkeiten. In Kap. 5.9.2.3 wurde bereits gezeigt, dass die Reihenschaltung von *R//L*-Zweipolen gut interpretierbar ist; sie kommt auch hier zum Einsatz. In **Abb. 5.9.22** ist das erweiterte Ersatzschaltbild (**ESB2**) dargestellt.

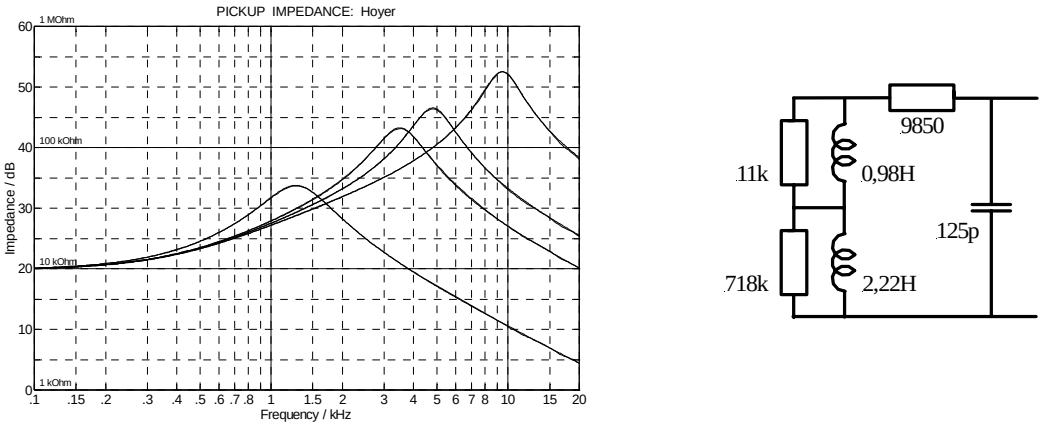


Abb. 5.9.22: Hoyer-Tonabnehmer, Impedanz-Frequenzgang, 4700, 700, 330, 0 pF Last; Messung und Rechnung sind nicht mehr unterscheidbar. Das rechte Bild zeigt das ESB2.

Ob die Wirbelstromverluste tatsächlich nachgebildet werden müssen, hängt vom Aufbau und von der gewünschten Genauigkeit ab. In vielen Fällen (wie z.B. beim Stratocaster-Tonabnehmer) wird auch das ESB1 sehr gute Ergebnisse liefern. Bei Tonabnehmern mit zusätzlichen Metallteilen sind hingegen mehr oder weniger große Abweichungen zwischen Messung und Rechnung zu erwarten: **Abb. 5.9.23** zeigt die Impedanzfrequenzgänge von einem kapazitiv belasteten P90-Tonabnehmer (0pF, 330pF, 1000pF). Mit ESB1 erkennt man deutliche Abweichungen, mit einer Modellierung höherer Ordnung ergibt sich auch für den P90 eine perfekte Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung.

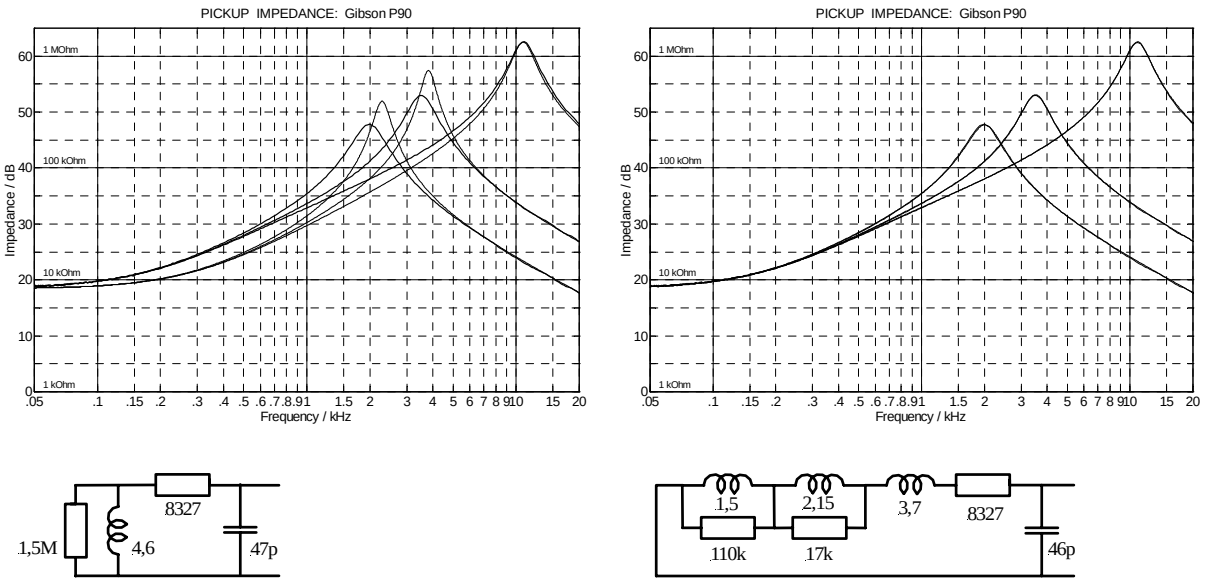


Abb. 5.9.23: Gibson P90, Impedanz. Messung (——), ESB-Rechnung (_____). Links: ESB1, rechts: ESB2. Tonabnehmer jeweils ohne Koaxkabel. Bauteilewerte in H, Ω, F.

© M. Zollner 2002

An dieser Stelle soll noch einmal auf die Wirkung von **Lastkapazitäten** eingegangen werden. Jeder Tonabnehmer ist kapazitiv belastet – erst dadurch bekommt er seine charakteristische Resonanz. Beim Erstellen eines Ersatzschaltbildes ist es nötig, diese Belastung während des Approximationsprozesses nicht aus den Augen zu verlieren. Das folgende Beispiel zeigt eine einfache Schaltung: Eine 2-H-Spule, deren Kupferwiderstand 5 kΩ beträgt, ist durch einen parallelgeschalteten Widerstand bedämpft. Dieser Dämpfungswiderstand hat im einen Fall 3 MΩ, im anderen Fall 300 kΩ. Der hierzu gehörende Impedanz-Betragsfrequenzgang (**Abb. 5.9.24**) zeigt erst bei hohen Frequenzen Unterschiede; bei 3,5 kHz sind beide Beträge fast identisch. Schaltet man aber zusätzlich einen 1-nF-Kondensator parallel, so ergeben sich bei 3,5 kHz erhebliche Abweichungen zwischen den beiden Betragskurven.

Ohne parallelen Lastkondensator wird der Impedanz-Betrag bei 3,5 kHz hauptsächlich von der imaginären Spulen-Impedanz gebildet; im Vergleich hierzu ist der parallele Dämpfungswiderstand hochohmig und vernachlässigbar. Ein paralleler Lastkondensator kompensiert aber den von der Spule hervorgerufenen Imaginärteil, damit überwiegt der Realteil. In der rechts abgebildeten Ortskurve, die den Impedanzrealteil als Abszisse, und den Impedanzimaginärteil als Ordinate (mit der Frequenz als Parameter) darstellt, sieht man Ausschnitte zweier nach rechts gekrümmter Kreise; wegen der unterschiedlichen Koordinatenskalierung sind sie zu Ellipsen verzerrt. Für 0 Hz beginnen beide Kurven bei ca. 5 kΩ (exakt: 5//300 bzw. 5//3000) und drehen im Uhrzeigersinn nach oben. Bei beiden Kurven ist f = 3,5 kHz mit einem Punkt markiert. *Gestrichelt* ist die Kurve der Punkte eingezeichnet, deren Abstand zum Ursprung konstant ist (eigentlich ein Kreis, wegen der unterschiedlichen Koordinatenskalierung aber wiederum zur Ellipse verzerrt). Man erkennt sehr schön, dass die beiden eingezeichneten 3,5-kHz-Punkte fast gleichen Abstand zum Ursprung haben – ihre Impedanzbeträge sind folglich fast identisch, ihre Impedanzrealteile unterscheiden sich aber um den Faktor zwei. Dies zeigt, dass der Impedanzbetrag alleine keine vollständige Beschreibung liefert.

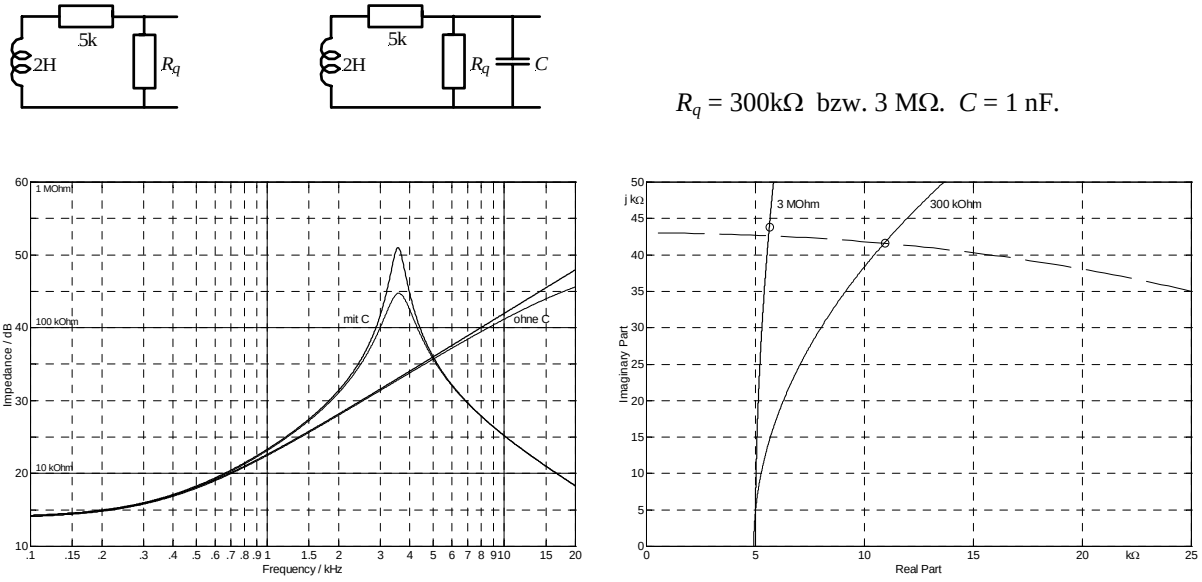


Abb. 5.9.24: Schaltung (oben); Impedanzbetrags-Frequenzgänge (links); Impedanz-Ortskurve (rechts). Dünne Kurven: 300 kΩ, dick: 3 MΩ.

© M. Zollner 2002

5.9.2.6 Gibson Humbucker: Schraubenspule

Seth Lover, Entwickler bei Gibson, berichtet in [13], dass jede Tonabnehmer-Spule aus 4500 Windungen dünnen Kupfer-Lack-Drahtes bestand. Den Durchmesser gibt er mit AWG #42 an, das entspricht 64 µm. Er berichtet allerdings auch, dass der Drahtdurchmesser fertigungsbedingten Schwankungen unterlag: "*The DC resistance varied, because the diameter of the wire was not constant. As the diameter decreases the resistance increases, but if the inductance remains within certain tolerances, then it's OK"* [13]. Ein weiteres Problem bei der Fertigung der frühen Gibson-Tonabnehmer waren Windungsschlüsse (*short turns*), die offensichtlich aufgrund unzureichender Isolation auftraten; sie verringerten die Resonanzgüte und damit den Höhenanteil im Signal. Zum Magnetmaterial meint Seth Lover [13]: "*We also used Alnico II and III, and the reason is, that you couldn't always buy Alnico V, but whatever was available we would buy as they were all good magnets*". ISO 9000 gab's noch nicht.

Man muss davon ausgehen, dass die frühen Gibson-Humbucker wesentlichen Fertigungsschwankungen unterworfen waren, und dass folglich auch ihre Übertagungscharakteristik (ihr Klang) interindividuellen Streuungen unterlag. Zu den zufälligen Streuungen kamen absichtliche Modifikationen. Tom Wheeler schreibt in seinem Guitar Book [14]: "*Later Humbuckers have slightly smaller magnets and other minor differences in construction*". Immerhin wird noch ergänzt, dass die Farbe (!) des Spulenkörpers keinen direkten Einfluss auf den Sound hat: "*The color of the bobbin has no direct bearing of the tone*" [14]. Dagegen erinnert sich Seth Lover nicht an Änderungen [13]: "*No, we kept the pickups pretty much the same, they were all identical. ... Actually the PAFs weren't any better than the later pickups that were built right.*" Es ist wohl alles eine Frage des Standpunktes. Tom Wheeler [15]: *"The PAF's popularity, which is unsurpassed, is a blend of performance and snob appeal*".

In der Patentschrift des Gibson-Humbuckers ist von zwei übereinstimmenden Spulen die Rede. Ein von einer Störquelle kommendes Magnetfeld induziert in jeder Spule dieselbe Störspannung; durch die gegenphasige (verpolte) Verschaltung der beiden Spulen löschen sich die beiden Störspannungen aus. Produziert wurde dann allerdings ein Tonabnehmer mit zwei unterschiedlichen Spulen: Er enthält eine Stiftspule und eine Schraubenspule. Die Stiftspule beinhaltet 6 zylindrische Stifte (POLE PIECES) mit 4,8 mm Durchmesser. Deren obere Stirnseite ist bündig mit der den Saiten zugewandten Spulenoberseite, ihre Unterseite ragt um 3 mm aus dem Spulenkörper heraus. Die Schraubenspule enthält anstelle der Stifte 6 Rundkopfschrauben (Länge = 21 mm, Durchmesser = 3,2 mm = 1/8"). Durch das Verdrehen der Schrauben kann die Empfindlichkeit für jede Saite individuell eingestellt werden.

Die folgenden Messungen und Berechnungen beziehen sich auf den Steg-Tonabnehmer einer 1968er Gibson ES 335 TD; er wurde ausgebaut und (mit unguten Gefühlen!) zerlegt. Die Schraubenspule (**Abb. 5.9.25**) wird von 6 Schrauben durchdrungen, die an der Unterseite in einen Eisenblock eingeschraubt sind. Schraubt man alle 6 Schrauben ganz heraus, so lässt sich der Block entfernen, und man erhält eine Spule ganz ohne ferromagnetische Teile. Ihr Impedanzfrequenzgang ist in **Abb. 5.9.26** dargestellt. Im Bereich tiefer Frequenzen wird die Impedanz hauptsächlich vom Kupferwiderstand R bestimmt, im mittleren Frequenzbereich vom Spulenblindwiderstand ωL, bei hohen Frequenzen vom Kondensatorblindwiderstand $1/(\omega C)$. Am oberen Ende des Frequenzbereichs ist eine deutliche Resonanz zu erkennen.

$$\omega_{\text{Resonanz}} = 1/\sqrt{L \cdot C}; \quad f = \omega/2\pi \qquad \text{Resonanzfrequenz}$$

© M. Zollner 2002

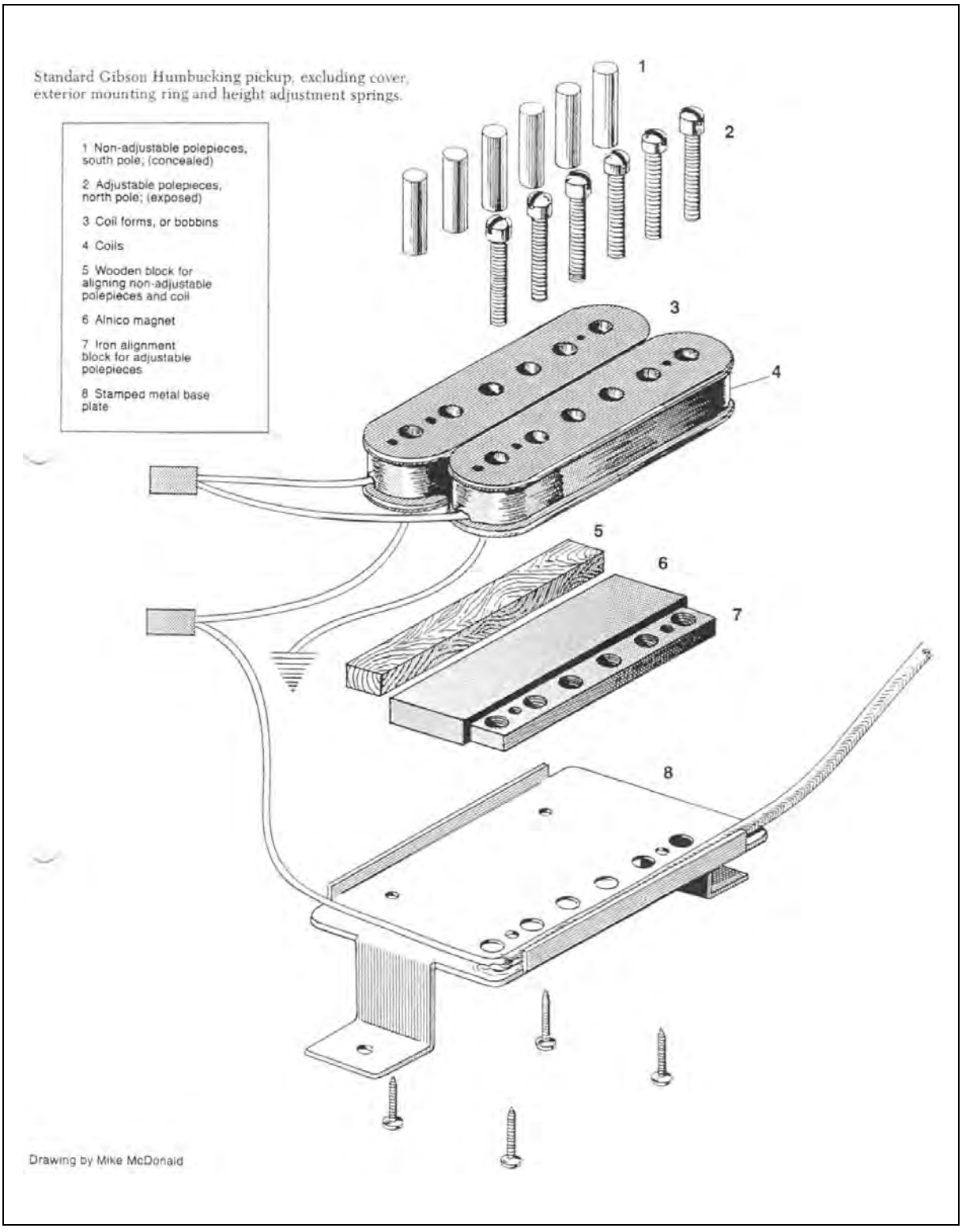


Abb. 5.9.25: Explosionszeichnung eines Gibson-Humbuckers (nach Mike McDonald)
1 = Nichteinstellbarer Polstift, Südpol (unzugänglich); 2 = Einstellbare Polschraube, Nordpol;
3 = Spulenträger; 4 = Spule; 5 = Hölzerner Abstandshalter; 6 = Alnico-Balkenmagnet;
7 = Gewindeblock für die Polschrauben; 8 = Metallene Trägerplatte.

© M. Zollner 2002

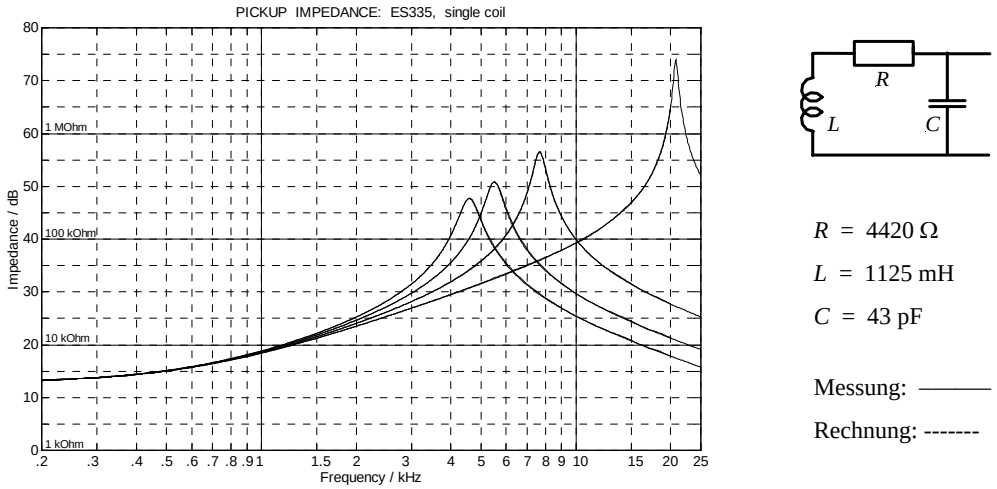


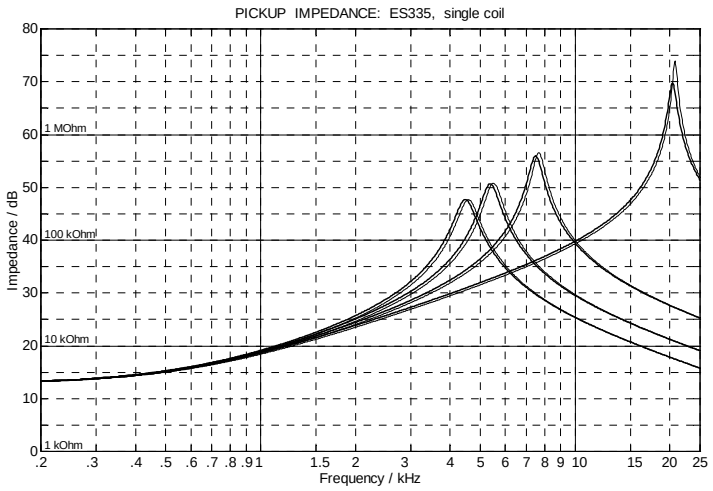
Abb. 5.9.26: Betragsfrequenzgang der Tonabnehmerimpedanz. Schraubenspule ohne Metallteile. Messung und Rechnung (Ersatzschaltbild) sind praktisch identisch. Der Tonabnehmer wurde mit 0/330/700/1030 pF belastet.

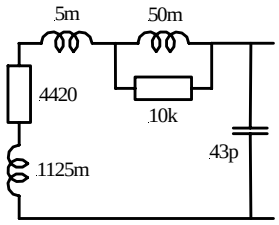
Der Gleichspannungswiderstand (Kupferwiderstand) ergibt sich laut Messung zu 4420 Ohm. Die Wicklungsinduktivität bestimmt den Impedanzanstieg bei mittleren Frequenzen. Die Grenzfrequenz, bei welcher der induktive Blindwiderstand dem ohmschen Kupferwiderstand entspricht, ergibt sich zu f_g = 625 Hz. Unterhalb von f_g dominiert *R*, oberhalb dominiert *L*. Der aufgewickelte Spulendraht zeigt aber nicht nur induktives Verhalten, sondern aufgrund der nahe benachbarten Windungen auch kapazitives Verhalten (Wicklungskapazität). Induktivität *L* und Kapazität *C* ergeben ein Resonanzmaximum in der Impedanzkurve; es liegt bei der Resonanzfrequenz $f \approx 1/\left(2\pi\sqrt{LC}\right)$. Je größer die Kapazität, desto niedriger liegt die Resonanzfrequenz. Für die Messung wurde der Tonabnehmer ohne und mit externen Zusatzkondensatoren belastet; hierdurch konnte die Resonanzfrequenz von 21 kHz (0 pF) über 7.7 kHz (330 pF), 5.5 kHz (700 pF) auf 4.6 kHz (1030 pF) abgesenkt werden. Die Resonanzverschiebung liefert zusätzliche Hinweise auf die Güte der Simulation. Wie man in Abb. 5.9.26 erkennt, stimmen Messung und Rechnung auf Strichstärke überein. Dies bedeutet, dass das gezeigte Ersatzschaltbild **(ESB)** gut geeignet ist, das Impedanzverhalten der Tonabnehmerspule nachzubilden.

In der realen Tonabnehmerspule sind Widerstand, Induktivität und Kapazität natürlich nicht auf einen Punkt konzentriert, sondern differentiell verteilt. Jedes kleine Drahtstückchen der Länge *dl* beinhaltet einen Teilwiderstand *dR*, eine Teilinduktivität *dL*, und bildet mit allen anderen Drahtstückchen Teilkapazitäten *dC*. Messung und Simulation (Rechnung) zeigen aber, dass im Rahmen sinnvoller Messgenauigkeit die Nachbildung (Modellierung) der Impedanz durch drei konzentrierte Elemente (*R*, *L*, *C*) völlig ausreicht. Ob hiermit allerdings das Übertragungsverhalten des Tonabnehmers in gleich guter Weise beschrieben werden kann, muss getrennt untersucht werden (siehe später).

Als nächstes soll die Schraubenspule mit dem **Block**, aber noch ohne Schrauben untersucht werden. Hierzu wurde der Block in seiner normalen Position unter dem Spulenkörper mit Klebeband befestigt. Das ferromagnetische Verhalten des Blocks verringert den magnetischen Widerstand des Magnetkreises; Permeabilität und Induktivität werden hierdurch vergrößert.

© M. Zollner 2002





ESB: Schraubenspule mit Block (vergl. Abb. 5.9.26).

Abb. 5.9.27: Betragsfrequenzgang der Tonabnehmerimpedanz. Schraubenspule ohne/mit **Block**. ESB.

Abb. 5.9.27 zeigt einen Vergleich der Impedanzfrequenzgänge ohne/mit **Block**. Durch den Block vergrößert sich die Induktivität, was eine Verringerung der Resonanzfrequenz zur Folge hat. Der Effekt ist aber nur schwach ausgeprägt, und könnte bei einem einfachen Modell ignoriert werden. Bei einem genauen Modell müssen neben der Induktivitätsvergrößerung auch die **Eisenverluste** nachgebildet werden. Zum Ummagnetisieren des Eisens ist Energie erforderlich, die der elektrischen Schaltung entzogen wird (Ummagnetisierungsverluste). Zusätzlich bewirkt das sich zeitlich ändernde Magnetfeld, dass im Eisen **Wirbelströme** induziert werden; auch sie werden aus dem Schwingkreis mit Energie versorgt. Man kann sich Spule und Block wie einen Transformator vorstellen: Der Block stellt eine Kurzschlusswicklung dar, die der Tonabnehmerspule Energie entzieht. Letztlich wird hierbei der Block erwärmt. Der Effekt ist aber so winzig, dass die Temperaturerhöhung keinesfalls bemerkt werden kann – die Schwingkreisbedämpfung ist jedoch im Impedanzfrequenzgang zu sehen: Das Impedanzmaximum wird leicht abgesenkt (niederohmiger).

Die Modellierung von Eisenverlusten ist kompliziert. Sie könnte in dem o.a. Beispiel auch unterbleiben, weil der Effekt nur schwach ausgeprägt ist. Bereits beim Eindrehen der Polepiece-Schrauben erhält man aber erhebliche Eisenverluste, die nicht mehr ignoriert werden dürfen. Deshalb ist eine grundsätzliche Diskussion erforderlich. In jedem elektrisch leitenden Material erzeugt ein zeitvariantes Magnetfeld Wirbelströme. Sie fließen auf ringförmigen Bahnen im Leiter. Da der Querschnitt des Blocks relativ groß ist, finden die Wirbelströme einen relativ kleinen Widerstand vor, die Belastung ist relativ niederohmig. Mit zunehmender Frequenz kommt es allerdings zu einer Stromverdrängung, die **'Skineffekt'** genannt wird. Die Wirbelströme fließen nicht mehr durch den ganzen Blockquerschnitt, sondern nur noch an der Block-Oberfläche entlang. Der für den Stromfluss wirksame Querschnitt wird dadurch verkleinert, der Widerstand erhöht. Diese Widerstandserhöhung hängt von der Wurzel aus der Frequenz ab, und die Wurzel ist eine irrationale Funktion! Deshalb kann dieses Verhalten nicht rational, d.h. mit endlich vielen RLC-Elementen modelliert werden. Unendlich viele Elemente sind aber auch keine praktikable Lösung. Als Ausweg bietet sich wieder die Approximation an: Der Skineffekt kann durch einen speziellen RL-Zweipol näherungsweise modelliert werden. Je höher die Genauigkeitsanforderungen, desto mehr Bauteile muss dieser RL-Zweipol enthalten. Bei den meisten Tonabnehmern reichen 3 – 7 Bauteile aus (Kap. 5.9.2.2).

© M. Zollner 2002

In **Abb. 5.9.27** ist der Block durch drei zusätzliche Bauteile (5 mH, 50 mH, 10 kΩ) nachgebildet. Die beiden Spulen vergrößern die Gesamtinduktivität (ferromagnetische Wirkung des Blocks), bei hohen Frequenzen kommt aber die 50-mH-Spule wegen des parallelgeschalteten Widerstandes nicht mehr voll zur Wirkung (Nachbildung des Skineffekts). Die Nachbildung der Impedanz ist mit diesem ESB so gut, dass die Messergebnisse wieder auf Strichstärke nachgebildet werden.

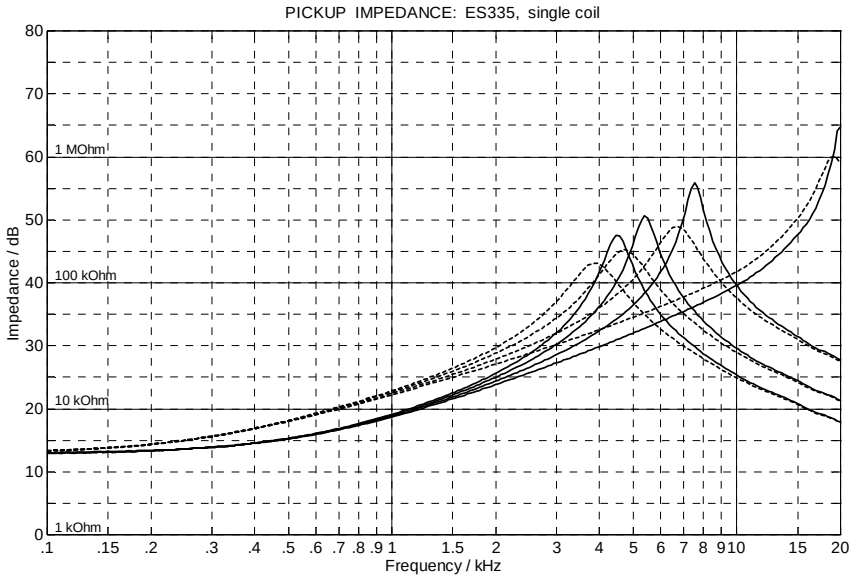


Abb. 5.9.28: Vergleich: Schraubenspule mit Block, ohne (——) bzw. mit **Schrauben** (-----).

Sobald man die 6 **Polschrauben** durch den Spulenkörper steckt, ändert sich die Impedanz deutlich **(Abb. 5.9.28)**. Die ferromagnetischen Schrauben liegen in einem Gebiet hohen magnetischen Wechselflusses; sie reduzieren den magnetischen Widerstand erheblich, und vergrößern so die Spuleninduktivität. Allerdings kommt es auch in den Schrauben zu Verlusten, weshalb im ESB zusätzliche (ohmsche) Verlustwiderstände nötig werden.

Kombiniert man Spule, Schrauben und Block, so ergibt sich eine weitere Schwierigkeit: Die Schrauben verändern die räumliche Verteilung des Magnetfeldes. Der Block wird mit Schrauben anders vom Magnetfeld durchflossen als ohne. Deshalb kann das Block-ESB, das für die Anordnung ohne Schrauben gilt, nicht für die Anordnung mit Schrauben verwendet werden. An dieser Stelle sei daran erinnert, dass die hier vorgestellten Ersatzschaltbilder nicht die räumliche Feldverteilung nachbilden, sondern Impedanzersatzschaltbilder sind. Lediglich der bei Gleichstrom wirksame Widerstand *R* kann als Kupferwiderstand eindeutig identifiziert werden. Alle anderen Elemente des ESB sind Ergebnis einer Approximation, ohne exakte physische Korrespondenz.

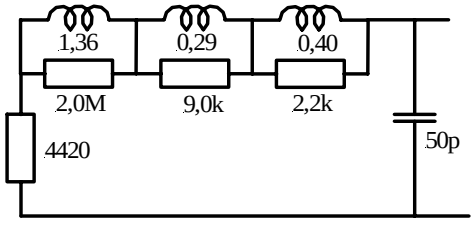


Abb. 5.9.29: Ersatzschaltbild (ESB) für "Schraubenspule mit Block und Schrauben", Gibson-Humbucker.
Vergl. Abb. 5.9.30.

© M. Zollner 2002

In **Abb. 5.9.29** ist eine Ersatzschaltung für die Schraubenspule mit Block und eingedrehten Schrauben dargestellt. Der Impedanzfrequenzgang der Tonabnehmerspule wird hiermit sehr gut approximiert, wie Messung (——) und Rechnung (-----) in **Abb. 5.9.30** zeigen; beide Kurvenscharen sind praktisch identisch.

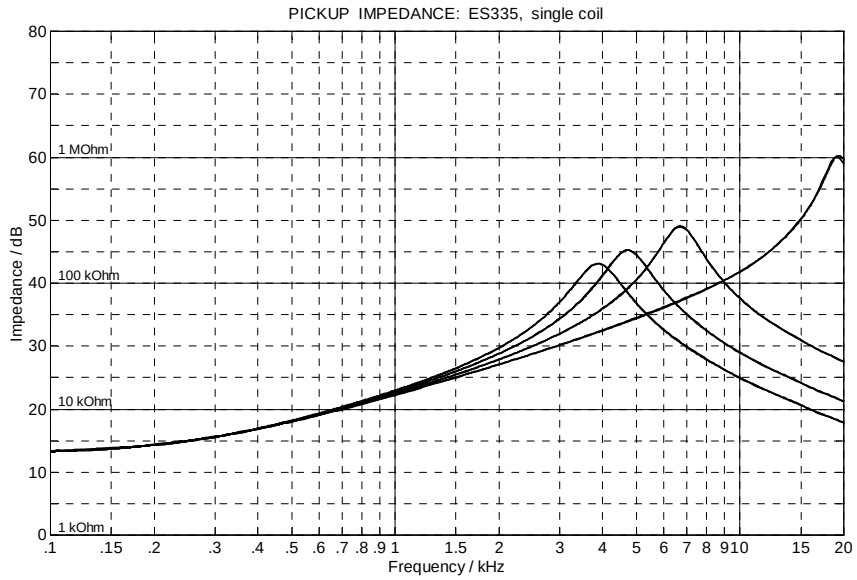
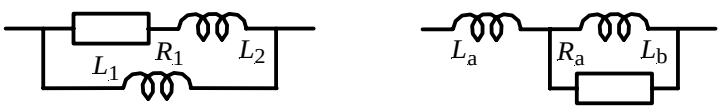


Abb. 5.9.30: Impedanzfrequenzgang: "Schraubenspule + Block + Schrauben". Messung (—) = Rechnung (----).

Die Schaltung nach Abb. 5.9.29 ist aber nicht die einzig mögliche – es gibt mehrere äquivalente Ersatzschaltungen mit gleichwertiger Approximationsgüte. In **Abb. 5.9.31** sind zwei einfache Ersatzschaltbilder dargestellt. Beide enthalten je einen Widerstand und je zwei unabhängige Spulen. Die Impedanzfunktionen sind deshalb von zweiter Ordnung, sie enthalten die Frequenz in zweiter, erster und nullter Potenz. Setzt man die entsprechenden Polynomkoeffizienten einander gleich (Koeffizientenvergleich), so erhält man 3 Bedingungen für die 3 Bauteile; damit können die Bauteilewerte der einen Schaltung in die der anderen umgerechnet werden. Bei Schaltungen höherer Ordnung (mehr Spulen) gibt es noch mehr verschiedene Topologien mit gleichem Impedanzfrequenzgang. Welche Ersatzschaltung man letzten Endes verwendet, ist Geschmacksache. Die in Abb. 5.9.29 vorgeschlagene Ergänzung durch Reihenschaltung von RL-Parallelschaltungen erscheint zweckmäßiger als die Parallelschaltung von RL-Reihenschaltungen (siehe auch Kap. 5.9.2.3).



$$L_1 = L_a + L_b$$
$$L_2 = L_a \cdot (1 + L_a / L_b)$$
$$R_1 = R_a \cdot (1 + L_a / L_b)^2$$

Abb. 5.9.31: Zwei impedanzäquivalente Ersatzschaltbilder mit gleichem Impedanzfrequenzgang

Einzige Aufgabe der hier vorgestellten Ersatzschaltbilder ist es, gleiche Impedanz-Frequenzgänge wie die Messungen zu produzieren, und Grundlagen für Übertragungs-Ersatzschaltbilder zu liefern. Sobald ein zweckmäßiger Kompromiss zwischen Bauteile-Aufwand und Genauigkeit gefunden war, wurde die Approximation als erfolgreich angesehen und nicht weiter optimiert.

© M. Zollner 2002

Die bisherigen Impedanzbetrachtungen betrafen die Spule mit Schrauben und Block. Nun wird der balkenförmige **Magnet** hinzugefügt. Erst durch ihn wird aus einer gegen Saitenschwingungen unempfindlichen Spule ein Tonabnehmer. Die Auswirkung des Magneten auf das Übertragungsverhalten ist von existenzieller Bedeutung; auf die Impedanz hat der Magnet dagegen nur eine sehr geringe Auswirkung. Er gehört zwar zu den ferromagnetischen Materialien, seine Permeabilität im Arbeitspunkt ist aber relativ gering; außerdem liegt er nicht inmitten der Spule, sondern seitlich davon. In **Abb. 5.9.32** ist der Impedanzfrequenzgang mit und ohne Magnet dargestellt. Mit Magnet ergibt sich eine geringfügig größere Induktivität (vergl. Abb. 5.9.33), und wegen der im Magnet induzierten Wirbelströmen eine leicht verringerte Güte.

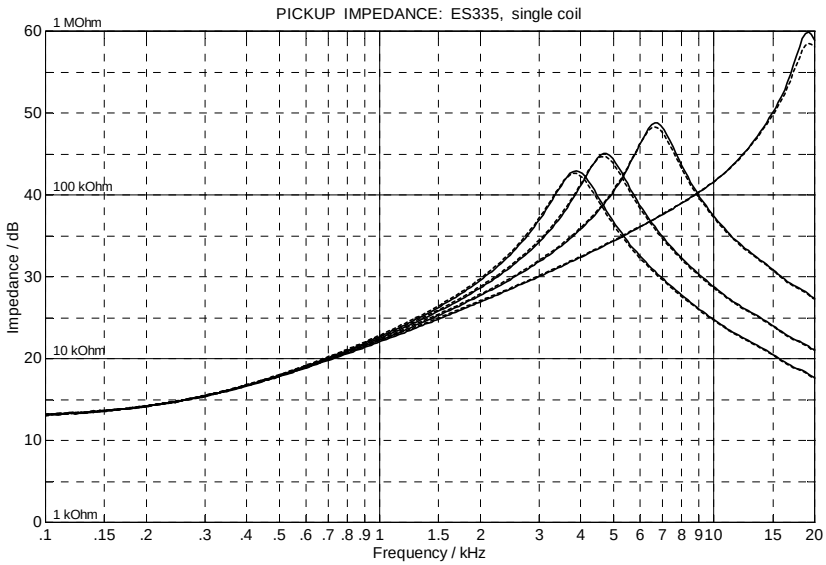


Abb. 5.9.32: Impedanzfrequenzgang: "Schraubenspule + Block + Schrauben"; ohne (——) / mit (-----) **Magnet**

Die Auswirkungen des Magneten auf die Induktivität offenbaren sich noch am ehesten bei mittleren Frequenzen. **Abb. 5.9.33** zeigt eine Ausschnittvergrößerung von Abb. 5.9.32. Die Vergrößerung der Induktivität beträgt nur etwa 2 – 3 %.

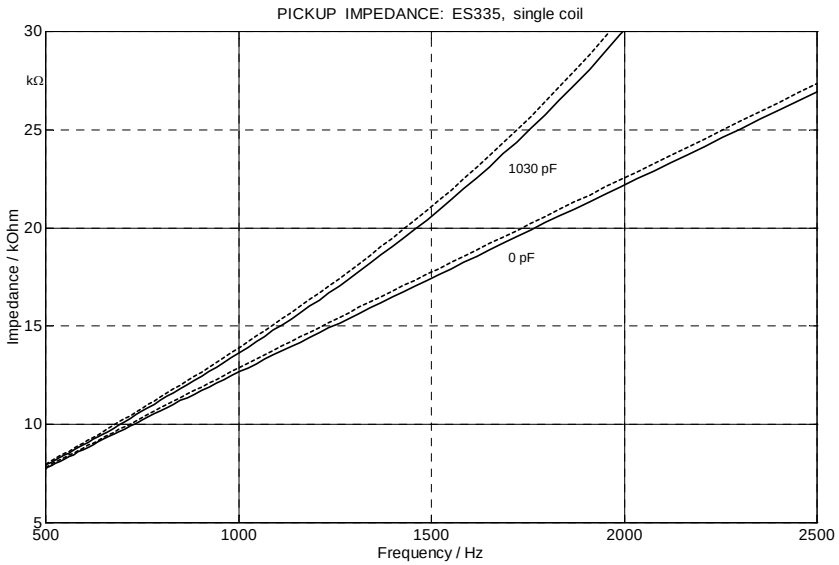


Abb. 5.9.33: Vergrößerung aus Abb. 5.9.32, ohne (——) / mit (-----) Magnet.

© M. Zollner 2002

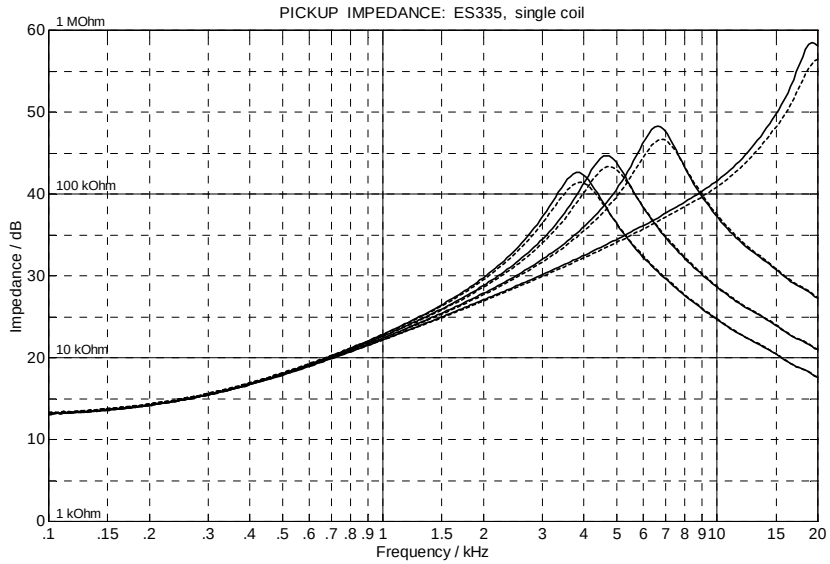


Abb. 5.9.34: Impedanz: Schraubenspule + Block + Schrauben + Magnet; ohne (——) / mit (-----) **Blech**

Im nächsten Schritt wird das **Bodenblech** des Tonabnehmers hinzugefügt. Es besteht aus Neusilber, einem nicht ferromagnetischen Werkstoff. Der spezifische Widerstand von Neusilber beträgt 0.3 $\Omega mm^2/m$, gegenüber 0.018 $\Omega mm^2/m$ bei Kupfer. Aber trotz dieses erhöhten Widerstandes lassen sich Wirbelstromverluste nicht ganz vermeiden, wie **Abb. 5.9.34** zeigt. Die Resonanzgüte ist gegenüber Abb. 5.9.32 abermals zurückgegangen.

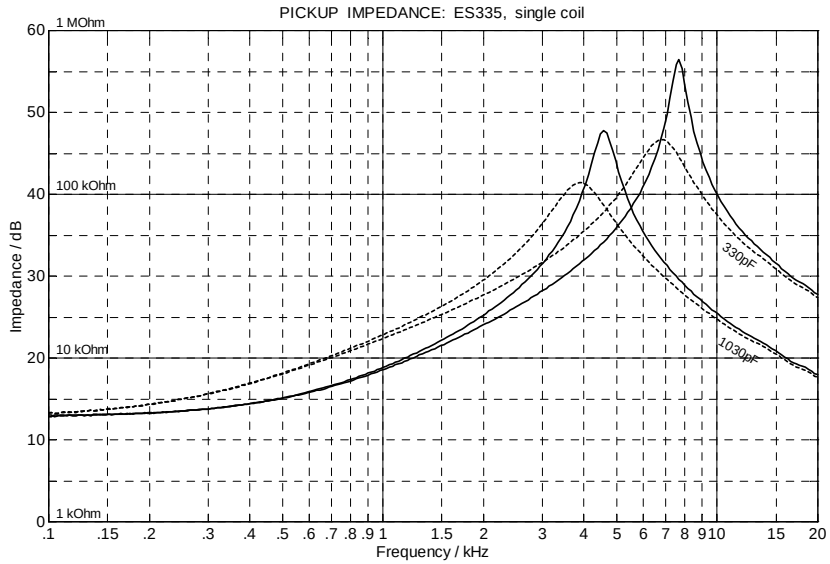


Abb. 5.9.35: Impedanz: Schraubenspule ohne alle Metallteile (——); Schraubenspule + Block + Schrauben + Magnet + Bodenblech (-----); mit 330 pF bzw. 1030 pF belastet.

Abb. 5.9.35 zeigt in zusammengefasster Form den Einfluss der Metallteile auf die Impedanz. Die Induktivitätserhöhung kommt von den Schrauben, die Verringerung der Güte wird von den Schrauben und vom Bodenblech bewirkt. Die metallene Tonabnehmerabdeckung war bei der untersuchten Gitarre nicht mehr vorhanden; sie hätte die Güte noch weiter reduziert.

© M. Zollner 2002

Nun wird die komplette **Stiftspule** neben die Schraubenspule montiert, aber noch nicht elektrisch mit dieser verbunden – gemessen wird nach wie vor die Schraubenspule. Hiermit soll geklärt werden, ob die weichmagnetischen Stifte die Induktivität der Schraubenspule erhöhen. Dass dies praktisch nicht der Fall ist, zeigt **Abb. 5.9.36.** Die beiden Messungen unterscheiden sich nur um Strichstärke, die ferromagnetischen Stifte sind bereits so weit von der Schraubenspule entfernt, dass sie deren Magnetfeld nur unwesentlich stören. Die magnetische Kopplung der beiden Spulen ist deshalb aber nicht null (Kap. 5.9.2.8)!

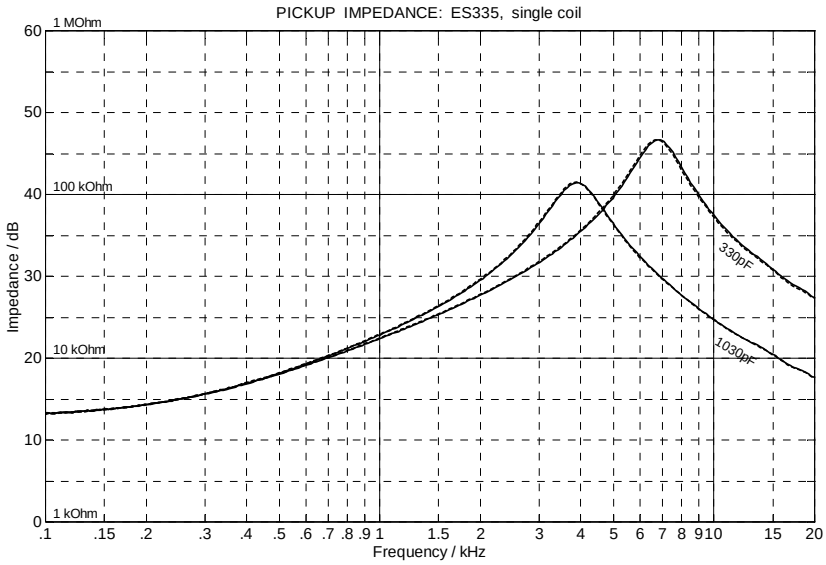


Abb. 5.9.36: Impedanz: Komplette Schraubenspule ohne (——) bzw. mit benachbarter Stiftspule (-----); mit 330 pF bzw. mit 1030 pF belastet.

Zum Abschluss ist in **Abb. 5.9.37** das Impedanz-Ersatzschaltbild der kompletten Schraubenspule dargestellt. Hiermit liegt die Impedanznachbildung für einen individuellen Gibson-Humbucker vor, der aus einer 1968 gebauten ES-335-TD entnommen wurde. Anhand dieses Tonabnehmers konnten die Einflüsse einzelner Tonabnehmer-Komponenten deutlich gemacht werden; es kann aber nicht davon ausgegangen werden, dass alle Gibson-Humbucker exakt durch dieses Ersatzschaltbild beschrieben werden: Fertigungsstreuungen und Modifikationen führten zu unterschiedlichen Ausführungen, und damit zu unterschiedlichen Daten.

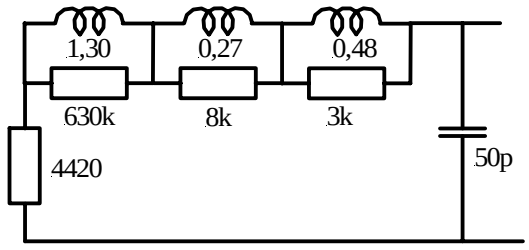
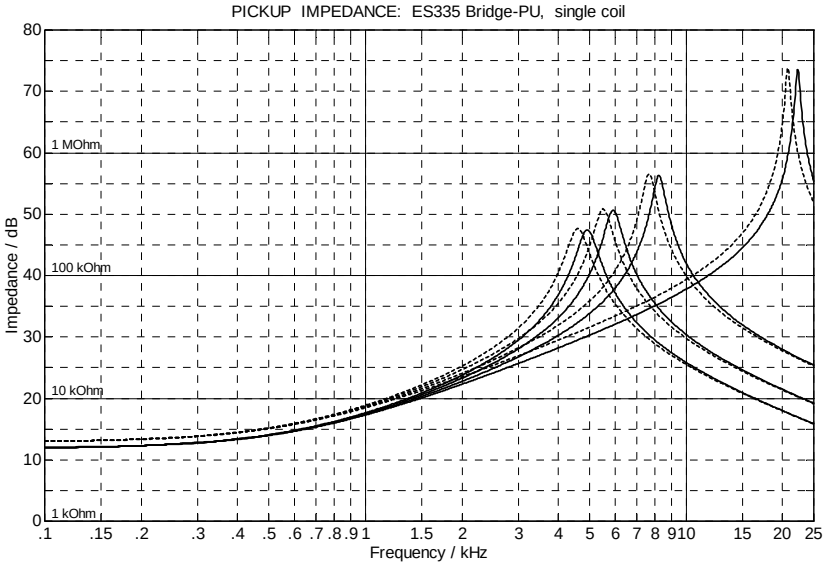


Abb. 5.9.37: Impedanz-Ersatzschaltbild für die Schraubenspule des komplett montierten Tonabnehmers.

© M. Zollner 2002

5.9.2.7 Gibson Humbucker: Stiftspule

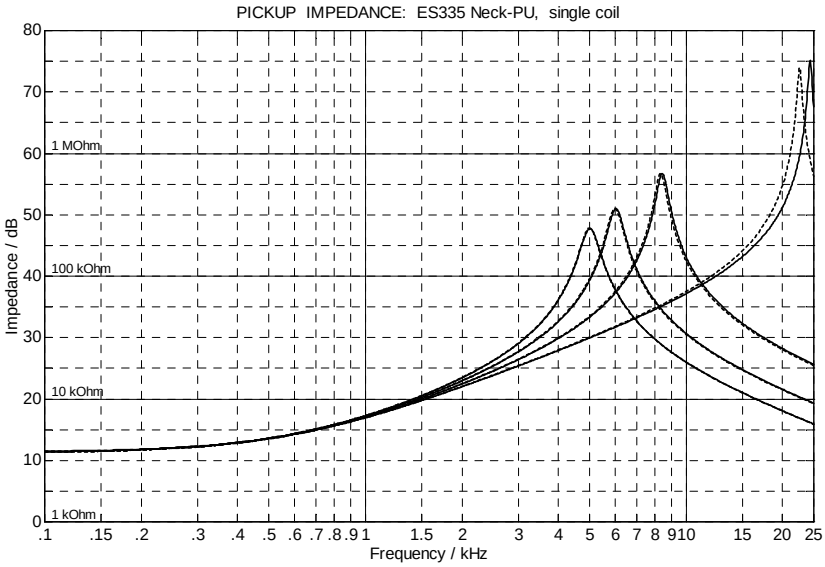
Der Gibson-Humbucker enthält *zwei* Spulen: Eine Schraubenspule, und eine Stiftspule. Beide sollten zur Brummunterdrückung gleiche elektrische Daten aufweisen. Vergleichs-Messungen ergaben ein uneinheitliches Bild (**Abb. 5.9.38**): Der Halstonabnehmer der untersuchten ES-335 hatte zwei gleichwertige Spulen, beim Stegtonabnehmer (derselben Gitarre) zeigten sich Unterschiede: Die Stiftspule hatte einen um 11% kleineren Gleichstrom-Widerstand und eine um 13% kleinere Induktivität als die Schraubenspule; sehr wahrscheinlich unterscheiden sich diese beiden Spulen in der Windungszahl. Ob diese **Unsymmetrie** bei der Produktion (1968) absichtlich oder zufällig entstand, lässt sich nicht mehr ermitteln. Völlig unerwünscht ist sie nicht, sonst würde Gibson nicht mit dem neuen "Burst-Bucker" einen Tonabnehmer anbieten, der die bei alten Humbuckern zu findenden ungleichen Windungszahlen repliziert.



Stiftspule:
0,98 H, 3928 Ω, 47 pF.

Schraubenspule:
1,13 H, 4420 Ω, 47 pF.

Abb. 5.9.38a: Vergleich Schraubenspule (---) ./. Stiftspule (——). Jeweils nur Wickelkörper und Draht, ES335-**Steg**-Tonabnehmer. 1000pF, 700pF, 330pF, 0pF.



Stiftspule:
0,95 H, 3693 Ω, 40 pF.

Schraubenspule:
0,96 H, 3660 Ω, 47 pF.

Abb. 5.9.38b: Vergleich Schraubenspule (---) ./. Stiftspule (——). Jeweils nur Wickelkörper und Draht, ES335-**Hals**-Tonabnehmer. 1000pF, 700pF, 330pF, 0pF.

Die in Abb. 5.9.38 dargestellten Impedanzfrequenzgänge wurden an demontierten Spulen gemessen, die nur aus dem bewickelten Wickelkörper bestanden, und keinerlei Metallteile enthielten. Beim Zusammenbau erhöhen sich die Induktivitäten durch die Wirkung der ferromagnetischen Metallkomponenten (Abb. 5.9.39).

© M. Zollner 2002

In der **Stiftspule** stecken 6 ferromagnetische Metallzylinder (∅ = 3/16" = 4,8 mm), in die **Schraubenspule** sind 6 ferromagnetische Metallschrauben eingedreht (Gewinde-∅ = 1/8" = 3,2 mm, Kopf-∅ = 3/16" = 4,8 mm); in beiden Spulen wird durch diese Metallteile die Induktivität vergrößert, und die Resonanzgüte verkleinert – jedoch nicht in gleicher Weise. Beim Hals-Tonabnehmer, dessen "leere" Spulen (Abb. 5.9.38b) ziemlich gleichartig sind, erkennt man im tieffrequenten Bereich in der Schraubenspule den größeren Induktivitätszuwachs, ab 1 kHz wird hingegen in der Stiftspule die Induktivität größer. Bei der Schraubenspule verringert sich die Resonanzgüte stärker als bei der Stiftspule (**Abb. 5.9.39b**). Auch bei den Spulen des Steg-Tonabnehmers (**Abb. 5.9.39a**) treten diese Effekte auf, deren unterschiedliche Windungszahlen erschweren jedoch die Auswertung.

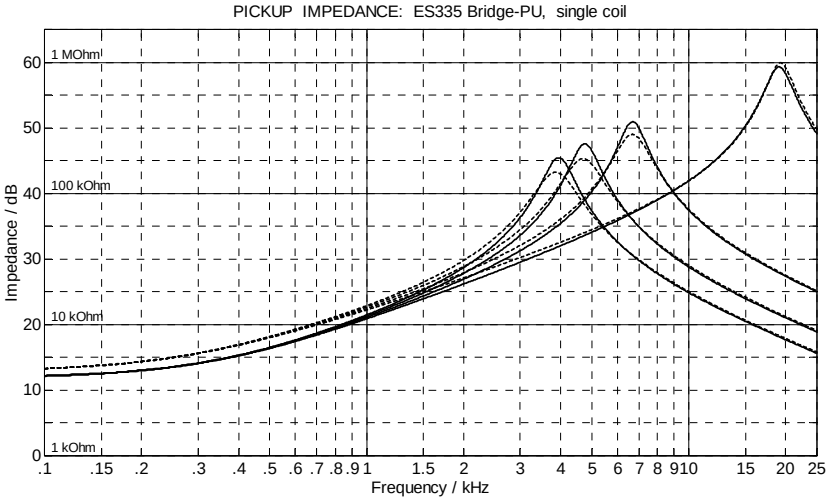


Abb. 5.9.39a: Vergleich: Schraubenspule mit Schrauben, mit Block (---); Stiftspule mit Stiften (——). Balkenmagnet entfernt, kein Bodenblech. ES335-**Steg**-Tonabnehmer. 1000pF, 700pF, 330pF, 0pF.

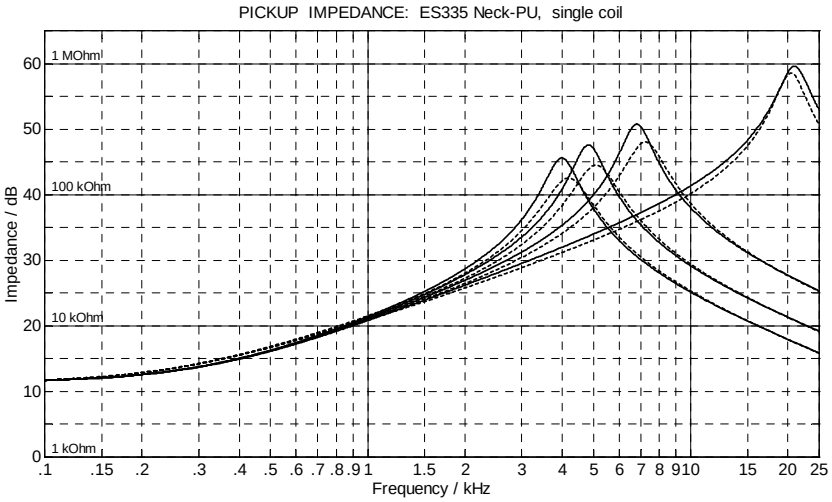


Abb. 5.9.39b: Vergleich: Schraubenspule mit Schrauben, mit Block (---); Stiftspule mit Stiften (——). Balkenmagnet entfernt, kein Bodenblech. ES335-**Hals**-Tonabnehmer. 1000pF, 700pF, 330pF, 0pF.

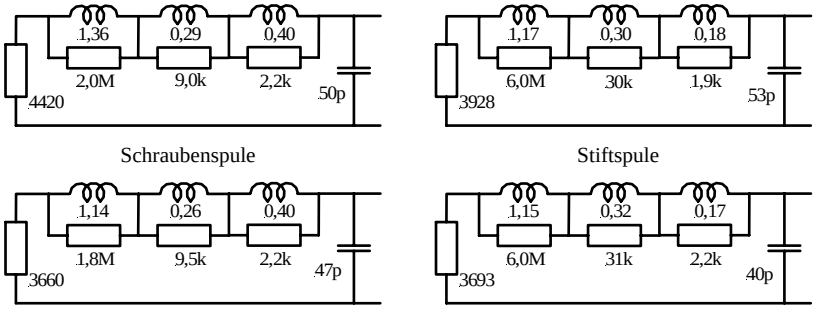


Abb. 5.9.40: Impedanz-Ersatzschaltbilder zu Abb. 5.9.39.
Steg-Tonabnehmer (oben)
Hals-Tonabnehmer (unten)

© M. Zollner 2002

5.9.2.8 Gibson-Humbucker: Spulenkopplung

Die beiden Spulen des typischen Gibson-Humbuckers (z.B. 490R, nicht aber P-100) sind in Reihe geschaltet; deshalb könnte man erwarten, dass sich ihre Impedanzen addieren. Für den Gleichstromwiderstand trifft diese Vermutung auch zu, bei Frequenzen ungleich null ergeben sich aber Abweichungen: Die gemessene Impedanz der Reihenschaltung ist größer als die Summe der Einzelimpedanzen. Ursache hierfür ist die **magnetische Kopplung** der beiden Spulen, woraus sich eine abweichende Additionsvorschrift ergibt (vergl. Kap. 5.5.2).

Zwei in Reihe geschaltete Induktivitäten L_1, L_2 werden vom selben Strom $\underline{I}$ durchflossen. Liegt keine Kopplung vor, entsteht an ihnen der Spannungsabfall $j\omega\cdot\underline{I}\cdot L_1$ bzw. $j\omega\cdot\underline{I}\cdot L_2$.
Wenn aber der in der einen Spule erzeugte Magnetfluss ganz oder teilweise die andere Spule durchdringt, induziert er dort eine zusätzliche Spannung, die vom Kopplungsfaktor abhängt [20, Band II]. Der **Kopplungsfaktor** k ist null für nicht gekoppelte Spulen, er ist +1 für ideal gleichsinnig gekoppelte Spulen, und er ist –1 für ideal gegensinnig gekoppelte Spulen. Ideale Kopplung ist in der Realität nicht erreichbar, der Betrag des Kopplungsfaktors muss immer kleiner 1 sein. Gleichsinnige Kopplung bedeutet, dass die Spulenspannung durch die Kopplung vergrößert wird; dieser Fall ist beim Humbucker anzutreffen ($0 < k < 1$). Werden zwei über ein gemeinsames Magnetfeld gekoppelte Spulen in Reihe geschaltet, ergibt sich die Gesamtinduktivität L_Σ der Reihenschaltung zu:

$$L_\Sigma = L_1 + L_2 + 2k\cdot\sqrt{L_1\cdot L_2} \approx (L_1 + L_2)\cdot(1+k) \qquad \text{Summeninduktivität}$$

In **Abb. 5.9.41** sind die Impedanzfrequenzgänge der (einzeln gemessenen) Spulen eines Gibson-Humbuckers dargestellt. Der Tonabnehmer war komplett zusammengebaut, die Spulen gegeneinander isoliert. Man erkennt eine deutliche Unsymmetrie, die Schraubenspule ist höherohmig als die Stiftspule. Wenn man nun die beiden Spulen mit der üblichen Polung in Reihe schaltet, ergibt sich als Impedanz nicht die Summen der Einzelimpedanzen, sondern ein um ca. 20% größerer Wert; nur bei sehr tiefen Frequenzen entspricht die Gesamtimpedanz der Summe der Einzelimpedanzen (**Abb. 5.9.42**). Der Kopplungsfaktor der beiden Spulen beträgt somit 20%, d.h. ein Fünftel des von einer Spule erzeugten Magnetflusses durchdringt auch die andere Spule und induziert dort eine Spannung. Würde man bei der Reihenschaltung eine der beiden Spulen umpolen, so würde sich die Gesamtimpedanz um 20% erniedrigen – hierzu sind keine Messungen abgebildet.

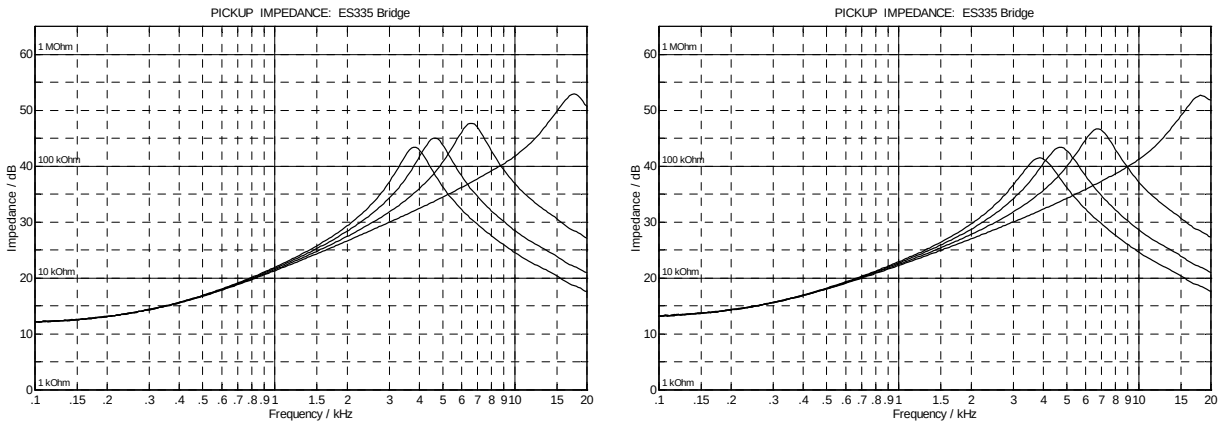


Abb. 5.9.41: Impedanzfrequenzgänge: ES-335-Stegtonabnehmer, Stiftspule (links), Schraubenspule (rechts). Kapazitive Belastung: 1030 pF, 700 pF, 330 pF, 0 pF. Die Spulen waren zur Messung gegeneinander isoliert.

© M. Zollner 2002

Im linken Bild von **Abb. 5.9.42** ist gestrichelt die berechnete Summe der Einzelimpedanzen dargestellt, die durchgezogene Kurve gibt die Messergebnisse wieder. Im rechten Bild wurden der berechneten Summenkurve die Ersatzschaltbilder der Einzelspulen zugrunde gelegt (Kap. 5.9.2.6 und 5.9.2.7), wobei aber alle Induktivitäten und ihre Verlustwiderstände um k = 20% vergrößert wurden. Die Übereinstimmung mit den Messergebnissen ist jetzt wesentlich besser, lediglich bei kapazitiv unbelasteter Zusammenschaltung ergeben sich Unterschiede bei der 15-kHz-Resonanz. Offensichtlich liegt auch eine kapazitive Kopplung der beiden Spulen vor, die aber im praktischen Betrieb ignoriert werden kann.

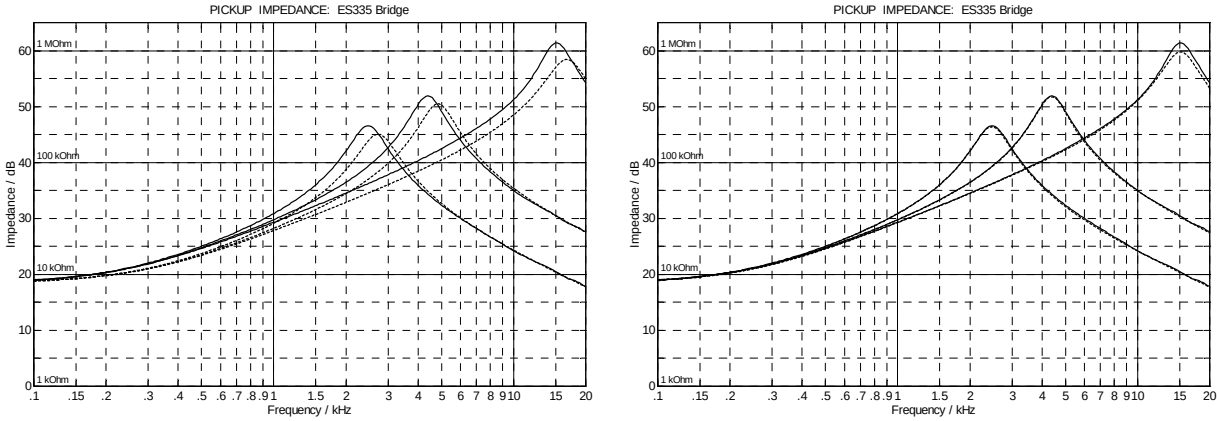


Abb. 5.9.42: Impedanzfrequenzgänge: ES-335-Stegtonabnehmer. Modell ohne Magnetfeld-Kopplung (links), mit 20%-iger Magnetfeld-Kopplung (rechts). Externe kapazitive Belastung: 1030 pF, 330 pF, 0 pF

Prinzipiell sind alle Tonabnehmer-Spulen einer Gitarre magnetisch gekoppelt. Da der Kopplungsfaktor aber mit wachsendem Spulenabstand schnell abnimmt, ist die Magnetfeldkopplung nur bei den benachbarten Humbucker-Spulen von Bedeutung. Sicherheitshalber wurde auch eine Stratocaster (3x Singlecoil) analysiert: Der Kopplungsfaktor war zwar messbar, aber mit k = 0,5% bedeutungslos.

© M. Zollner 2002

5.9.3 Übertragungs-Ersatzschaltbild

In den vorangegangenen Abschnitten wurden Zweipol-Ersatzschaltbilder aufgestellt, die den Impedanzfrequenzgang eines Tonabnehmers nachbilden. Das eigentliche Ziel ist aber, den Klang – oder präziser: das Übertragungsverhalten – des Tonabnehmers zu beschreiben. Bei der in Kap. 5.9.2 diskutierten Zweipoltheorie wird eine elektrische Schaltung (ein Netzwerk) nur bezüglich zweier *Pole* (Netzwerkknoten) untersucht; beim Tonabnehmer sind das die beiden Anschlussklemmen, an denen eine komplexe Impedanz zu messen ist. Demgegenüber werden bei der **Vierpol-Theorie** zwei der Netzwerkknoten als Eingangstor definiert, und zwei andere als Ausgangstor; gelegentlich ist deshalb anstelle von Vierpol-Theorie auch der Begriff **Zweitor-Theorie** zu finden. An jedem der beiden Tore lassen sich Zweipol-Impedanzen definieren, wichtiger ist aber, wie die Signale des einen Tors von denen des anderen abhängen. Bei einem elektrischen Netzwerk sind die Torsignale Spannung und Strom. Zwischen den beiden Knoten jedes Tors ergibt sich eine Spannung $\underline{U}$, die im Sonderfall auch null sein kann. In den Anschlussleitungen, die das Netzwerk mit externen Systemen verbinden, fließen Ströme $\underline{I}$, die im Sonderfall ebenfalls null werden können.

Um das komplizierte Übertragungs-Verhalten eines Tonabnehmers beschreibbar zu machen, muss es vereinfacht werden. Hierzu wird der Tonabnehmer als lineares, zeitinvariantes System endlicher Ordnung definiert. **Linearität** bedeutet u.a. Quellenfreiheit und Proportionalität zwischen Eingangs- und Ausgangssignal. Quellenfreiheit heißt, dass der Tonabnehmer in seinem Inneren keine Signalquelle enthält – im Rahmen üblicher Betrachtung eine Selbstverständlichkeit, sieht man von Rauschstörungen ab (Kap. 5.12). Proportionalität bedeutet, dass zu einem k-fachen Eingangssignal das k-fache Ausgangssignal gehört. Das ist nur mehr näherungsweise der Fall, wie Verzerrungsmessungen (Kap. 5.8) zeigen. Bei kleinen Aussteuerungen ist ein Tonabnehmer näherungsweise linear, bei starken Saitenschwingungen ist ein nichtlineares Modell erforderlich. **Zeitinvarianz** bedeutet, dass sich der Tonabnehmer immer in gleicher Weise verhält – in guter Näherung erfüllt. Die **Ordnung** n des Modells kennzeichnet die Anzahl der freien Speicher, bei der Ersatzschaltung also die Anzahl unabhängiger Kapazitäten und Induktivitäten. Je genauer die Nachbildung sein soll, desto höher wird die Ordnung sein (die in diesem Sinn selbstverständlich nicht das Gegenteil von Unordnung bedeutet). Bei üblichen Tonabnehmer-Ersatzschaltungen ist $n = 2 \ldots 5$ zu erwarten.

Unter den o.a. Vereinfachungen lässt sich für den Tonabnehmer eine gebrochen rationale Übertragungsfunktion n-ter Ordnung angeben, die das Einganssignal auf das Ausgangssignal abbildet. Ausgangssignal ist die an den Anschlussklemmen anliegende Spannung – aber was ist das Eingangssignal? Wenn man nicht gleich bis zu den Aktionspotentialen des Gitarristen zurückgeht, könnte man die **Saitenschwingung** als Eingangssignal definieren. Hierbei handelt es sich aber um ein räumliches Vektorfeld, dessen Beschreibung nicht leicht fällt. Wiederum sind einige Vereinfachungen nötig: Aperturmessungen (Kap. 5.4.4) legen die Vermutung nahe, dass nur das unmittelbar vor dem Magnetpol schwingende Saitenstück eine wesentliche Feldänderung verursacht, und hierbei vor allem die magnet-axiale (griffbrettnormale) Komponente (Kap. 5.11). Bewegungen der Saite verändern den magnetischen Widerstand und modulieren den vom Permanentmagnet erzeugten Fluss. Dieser Vorgang lässt sich in einem Ersatzschaltbild entweder durch eine Gleichstromquelle und eine zeitvariante Impedanz nachbilden, oder man stellt sich den magnetischen Wechselfluss modellhaft als von einer wechselstromgespeisten **Sendespule** kommend vor. Diesen Sendestrom denkt man sich proportional zur Saitenbewegung, die auf mehrere Arten darstellbar ist: Als Auslenkung, Geschwindigkeit oder Beschleunigung.

© M. Zollner 2002

Die **Übertragungsfunktion** beschreibt die Abbildung der Saitenbewegung (Eingangsgröße) auf die Tonabnehmerspannung (Ausgangsgröße) als komplexe Frequenz-Funktion $\underline{H}(j\omega)$. Auch das **Spektrum** der Tonabnehmerspannung $\underline{U}(j\omega)$ ist eine komplexe Frequenzfunktion, aber im Gegensatz zu $\underline{H}(j\omega)$ keine Systemgröße, sondern eine Signalgröße. $\underline{U}(j\omega)$ hängt vom Eingangssignal ab, $\underline{H}(j\omega)$ nicht. Bei Anregung mit bekanntem Eingangsspektrum $\underline{E}(j\omega)$ kann im linearen Modell das zugehörige Ausgangsspektrum $\underline{U}(j\omega)$ berechnet werden:

$$\underline{U}(j\omega) = \underline{E}(j\omega) \cdot \underline{H}(j\omega)$$

Von den drei Bewegungsgrößen der Saite (Auslenkung, Schnelle, Beschleunigung) könnte man aus systemtheoretischer Sicht jede als Eingangsgröße definieren; besonders zweckmäßig und gut interpretierbar ist die **Saitenschnelle**. Die im Folgenden verwendete Tonabnehmer-Übertragungsfunktion ist also die Schnelle→Spannung-Übertragungsfunktion $\underline{H} = \underline{H}_{\mathrm{Uv}}$, deren erster Index (U) auf die erzeugte Ausgangsgröße hinweist, während v die verursachende Eingangsgröße angibt. Beim Magnet-Tonabnehmer ist $\underline{H}_{\mathrm{Uv}}$ eine **Tiefpassfunktion**, was manchmal zu der Frage führt, ob ein derartiger Tonabnehmer denn 0 Hz erzeugen könne. Hierbei ist zu berücksichtigen, dass – wie oben erläutert – das Ausgangsspektrum nicht nur von $\underline{H}_{\mathrm{Uv}}$, sondern auch vom Eingangsspektrum abhängt. Bei 0 Hz ist die Saite unbewegt, ihre Schnelle ist folglich null, und deshalb ist hierfür auch die Ausgangsspannung null – auch wenn $\underline{H}_{\mathrm{Uv}}$ ungleich null ist.

Damit nun ein rein elektrisches Übertragungs-Ersatzschaltbild aufgestellt werden kann, muss noch eine zur Saitenschnelle passende elektrische Eingangsgröße gefunden werden. Ursache der induzierten Tonabnehmerspannung ist der sich ändernde Magnetfluss, dessen Momentanwert von der Saite/Magnet-Distanz abhängt: Je näher die Saite am Magnet, desto größer der Fluss. Da die Distanz dem zeitlichen Integral der Saitenschnelle entspricht, und da die hierzu gehörende Spektraloperation eine Division durch $j\omega$ ist [6], kann man als Äquivalenz-Modell für die Flussänderung auch eine **Sendespule** auf den Tonabnehmer legen, die – von einer Stromquelle angetrieben – ein magnetisches Wechselfeld erzeugt; die Stromamplitude muss hierzu eine 1/*f*-Abhängigkeit aufweisen.

$$\underline{v} \rightarrow \underline{I} \rightarrow \underline{U}; \qquad \underline{H}_{\mathrm{Uv}} = \underline{H}_{\mathrm{Iv}} \cdot \underline{H}_{\mathrm{UI}}; \qquad \left.\begin{array}{l} \underline{H}_{\mathrm{Iv}} = \dfrac{\underline{I}}{\underline{v}} = \dfrac{const \cdot \Phi}{j\omega \cdot \xi} = \dfrac{const}{j\omega} \\ \end{array}\right\} \quad \underline{I} = \frac{const \cdot \underline{v}}{j\omega}$$

Anders ausgedrückt: Für frequenzunabhängige Schnelle-Amplitude verläuft die Auslenkungs-Amplitude reziprok zur Frequenz; auch der Betrag des magnetischen Wechselflusses ist dabei reziprok zur Frequenz. Ob dieser Wechselfluss durch die sich bewegende Saite erzeugt wird, oder stattdessen durch eine stromerregte Sendespule, ist im Rahmen des Modells äquivalent.

Im Folgenden wird das Schnelle→Spannung-Übertragungsverhalten des Tonabnehmers mit einem Tiefpass-Modell dargestellt. Eingangsgröße ist eine ideale Stromquelle mit frequenzreziproker Amplitude $I \sim 1/f$, Ausgangsgröße ist die Tonabnehmerspannung.

Besonderer Wert wird darauf gelegt, dass pro Tonabnehmer im Zweipol- und Vierpol-Ersatzschaltbild *dieselben Bauteile* zum Einsatz kommen. Wenn die zugrunde liegenden Modelle tragfähig sind, muss es möglich sein, aus einer (mit wenig Aufwand durchführbaren) Impedanzmessung ein Zweipol-Ersatzschalbild aufzustellen, und mit den hierfür berechneten Bauteilen auch das Vierpol-Ersatzschaltbild und die Übertragungsfunktion $\underline{H}_{\mathrm{Uv}}$ zu ermitteln. Vorsichtshalber sei nochmals erwähnt, dass $\underline{H}_{\mathrm{Uv}}$ nicht identisch mit dem Spektrum der Tonabnehmerspannung ist; hierfür wird auch noch das Schnellespektrum benötigt (Kap. 1 – 3).

© M. Zollner 2002

In **Abb. 5.9.43** ist das Vierpol-Ersatzschaltbild eines **Stratocaster**-Tonabnehmers dargestellt. Struktur und Bauteilewerte wurden aus dem Zweipol-Ersatzschaltbild (Abb. 5.9.5) übernommen. Das Saiten-Wechselfeld kann man sich durch eine Sendespule erzeugt denken, die vom eingeprägten Strom $\underline{I}$ durchflossen wird. Die Sendespule ist die Primärwicklung des Übertragers (linkes Bild), die Stromquelle ist als unterbrochener Kreis gezeichnet. Transformiert man die Stromquelle durch den Übertrager auf dessen rechte Seite (rechtes Bild), so ändert sich nur der Betrag des Stroms, die Primärwicklung entfällt, vom Übertrager bleibt nur die Tonabnehmerinduktivität (2,2H) übrig.

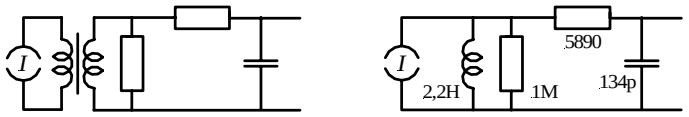


Abb. 5.9.43: Vierpol-Ersatzschaltbild eines Stratocaster-Tonabnehmers.

Als Übertragungsfunktion kann jetzt der Quotient aus Ausgangsspannung und Eingangsstrom definiert werden: $\underline{H}(f) = \underline{U}_2(f) / \underline{I}_1(f)$. Ist die Stromamplitude für alle Frequenzen dieselbe, ergibt sich eine Bandpass-Charakteristik ($\underline{H}_{U\xi}$, **Abb. 5.9.44** links). Leichter zu interpretieren ist aber die Anregung mit frequenzreziproker Stromamplitude, die **Tiefpass-Charakteristik** ergibt ($\underline{H}_{Uv}$). Das linke Bild von Abb. 9.5.44 zeigt Messergebnisse von Feldeinkopplungen über eine kleine Sendespule (konstante Stromamplitude), die um die 6 herausstehenden Magnete des Stratocaster-Tonabnehmers gewickelt war; der Tonabnehmer war mit 4700, 1000, 330, 0pF belastet. Zusätzlich sind Berechnungen auf der Basis des in Abb. 5.9.43 angegebenen ESB eingezeichnet. Die beiden Kurvenscharen sind praktisch identisch, Unterschiede sind kaum erkennbar. Nimmt man anstelle einer konstanten Stromamplitude eine frequenzreziproke Stromamplitude $I \sim 1/f$, gelangt man zum rechten Bild ($\underline{H}_{Uv}$, Tiefpass-ESB).

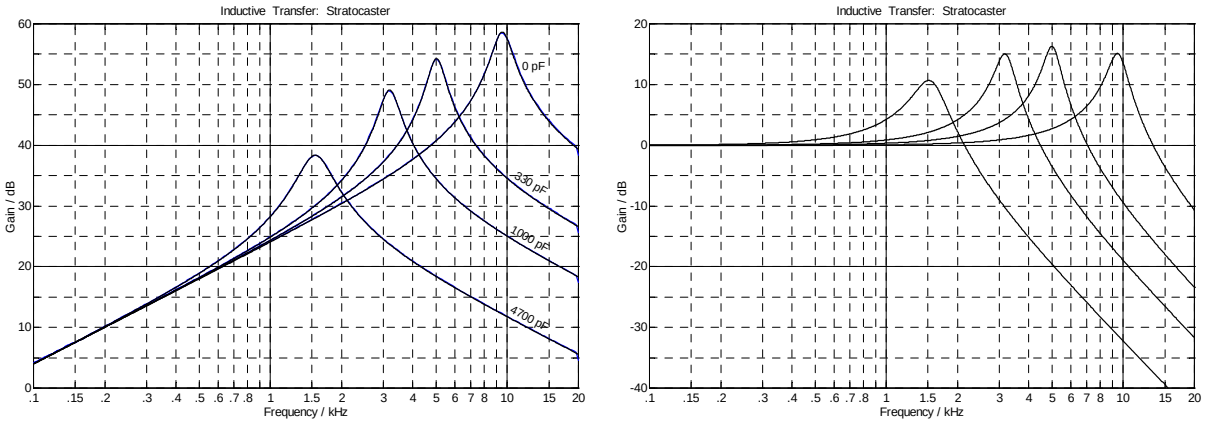


Abb. 5.9.44: Übertragungsfunktion bei Stromeinprägung (=Feldeinprägung); links Bandpass, rechts Tiefpass.

Die rechts dargestellten Tiefpass-Übertragungsfunktionen sind so **normiert**, dass sich bei tiefen Frequenzen das Übertragungsmaß zu 0 dB ergibt. Mit Feldeinkopplungen können nur *relative* Frequenzgänge gemessen werden, da die Stärke des statischen Magnetflusses nicht erfasst wird. Die Absolutskalierung, d.h. die vertikale Lage der Kurven, wird am Shaker-Prüfstand bestimmt (Kap. 5.4.5). Mit kapazitiver Belastung zeigt jeder Magnet-Tonabnehmer eine Tiefpass-Charakteristik (TP-ESB), mit einer von Tonabnehmer-Induktivität und Tonabnehmer- sowie Kabelkapazität gebildeten Resonanz. Die Resonanzüberhöhung ist beim rein kapazitiv belasteten Tonabnehmer groß, mit den üblichen Potentiometer-Widerständen verringert sich die Resonanzüberhöhung (Kap. 9).

© M. Zollner 2002

Wie schon erläutert, lassen sich aus systemtheoretischer Sicht verschiedene Übertragungsfunktionen definieren ($\underline{H}_{Uv}$, $\underline{H}_{U\xi}$, ...). Neben der analytischen Beschreibung soll $\underline{H}(f)$ aber auch die visuelle Gestalterkennung und -auswertung der Frequenzabhängigkeit ermöglichen, und hier zeigt sich eine Ähnlichkeit zwischen dem in der Akustik häufig verwendeten Terzspektrum und der Schnelle→Spannung-Übertragungsfunktion $\underline{H}_{Uv}$.

In **Abb. 5.9.45** ist das Terzspektrum der Tonabnehmerspannung einer Stratocaster dargestellt. Die Gitarre war im Originalzustand, und extern durch 700 pF kapazitiv belastet (Kabel). Alle Saiten wurden in schneller Folge immer wieder mit einem Plektrum angeschlagen, wobei sie mit der linken Hand an verschiedenen Halspositionen leicht bedämpft wurden. Die linke Hand griff dabei verschiedene Barré-Akkorde, ohne aber ganz bis zu den Bünden durchzudrücken. Hierdurch entstand ein schrappendes, breitbandiges Geräusch, ohne allzu viele tonale Anteile (die im Spektrum gestört hätten). Das mit kombinierter Haupt- und Nebenterzanalyse (DIN) ermittelte **Terzspektrum** ist in der Abbildung als **Linienzug** dargestellt. Zwischen 100 Hz und 4 kHz erkannt man einen nahezu horizontalen Verlauf, unter 100 Hz fallen die Terzpegel ab – die gitarrenspezifischen Saitengrundfrequenzen lassen nichts anderes erwarten. Oberhalb der Tonabnehmer/Kabel-Resonanz (3 kHz) ist eine Höhenbedämpfung erkennbar. Abgesehen vom tieffrequenten Bereich passt diese Analyse wesentlich besser zu einem Tiefpassmodell – zu einem 3-kHz-Bandpass sind keine Gemeinsamkeiten erkennbar.

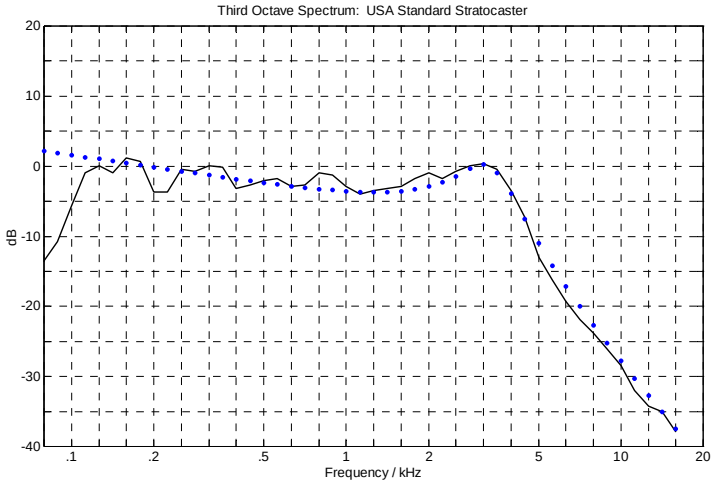


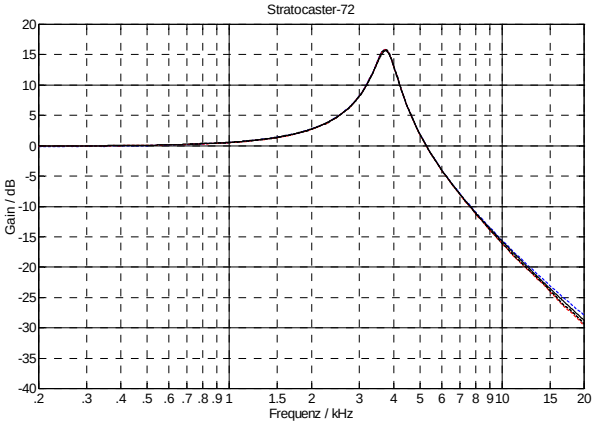
Abb. 5.9.45: Fender Stratocaster. Gemessenes Terzpegelspektrum (Linie); Berechnete TP-Übertragung (Punkte). Der Tonabnehmer war durch die Potentiometer und eine externe Kapazität (700 pF) belastet.

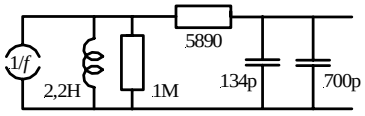
Als Ergänzung ist in Abb. 5.9.45 **gepunktet** die $\underline{H}_{Uv}$-Übertragungsfunktion eingezeichnet, die über das Vierpol-Ersatzschaltbild (Abb. 5.9.43) berechnet wurde, ergänzt um eine leichte Höhenabsenkung von 1,8 dB/Oct. Die globalen Verläufe zeigen große Ähnlichkeit – und im Detail müssen diese Kurven gar nicht übereinstimmen, weil es sich ja um zwei grundsätzlich verschiedene Größen handelt. Das Terzspektrum als Signalgröße hängt natürlich von Spielweise und Saiten ab, die Übertragungsfunktion als Systemgröße nicht. Systemgrößen kennzeichnen zeitinvariant und signalunabhängig die Übertragungscharakteristik: Beispielsweise ist die Tonabnehmerresonanz unabhängig davon, welche Musik gerade vom Gitarristen produziert wird. Das Spannungsspektrum hingegen ist von der Saitenanregung und von der Übertragungsfunktion abhängig.

Dass die Übereinstimmung in Abb. 5.9.45 so gut ist, spricht für die Wahl der Tiefpass-Übertragungsfunktion; bei der (physikalisch auch möglichen) Bandpass-Übertragungsfunktion fällt die visuelle Auswertung schwerer.

© M. Zollner 2002

Das Vierpol-Ersatzschaltbild des Tonabnehmers beschreibt die Übertragung von der magnetischen Feldanregung (Eingangstor) bis zu den Anschlüssen (Ausgangstor); aus ihm kann mit wenig Aufwand die Übertragungsfunktion ("der Frequenzgang") des Tonabnehmers ermittelt werden. Die Komponenten des Vierpol-Ersatzschaltbildes **sind dieselben** wie beim Zweipol-Ersatzschaltbild, sie lassen sich durch Impedanzmessung und Curve-Fitting bzw. spezielle Methoden der Netzwerksynthese bestimmen. Der magnetischen Wechselfeldquelle entspricht im elektrischen Vierpol-Ersatzschaltbild eine Wechselstromquelle, die parallel zur wirbelstrombedämpften Induktivität liegt (**Abb. 5.9.46**, rechts).





Vierpol-Ersatzschaltbild.

Abb. 5.9.46: Berechnete und gemessene Tiefpass-Übertragungsfunktionen. Stratocaster-Tonabnehmer, 700pF. Messungen mit Magnetfeldeinkopplung, Rechnung mit dem rechts angegebenen Vierpol-Ersatzschaltbild.

Die Genauigkeit des Vierpol-Ersatzschaltbildes zeigt sich beim Vergleich mit Messungen. Für die Einkopplung eines magnetischen Wechselfeldes stehen mehrere Möglichkeiten zur Wahl:

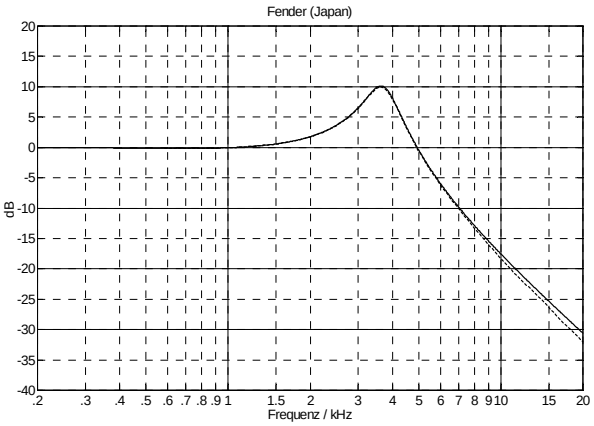
1. Mit einem **Helmholtzspulenpaar** lässt sich ein homogenes, quantitativ gut definiertes Feld erzeugen, das in seiner Form aber deutlich von dem durch eine Saite erzeugten lokal begrenzten Wechselfeld abweicht.
2. Eine kleine, auf einen Magnet (z.B. Stratocaster) bzw. auf einen Polschraubenkopf (z.B. P-90) aufgesetzte **Koaxialspule** ergibt ein örtlich begrenzteres Feld, das aber immer noch nicht einem Saitenfeld entspricht.
3. Wesentlich näher an der Realität ist die Anregung mit einer **Tripolspule**: Hierzu wickelt man Dieser Text bleibt der Druckversion vorbehalten

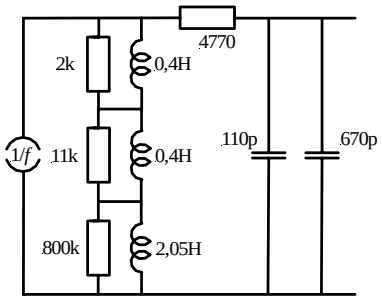
Abb. 5.9.46 enthält vier Kurven: Je eine Messkurve mit Helmholtz-, Koax- und Tripolspule, sowie eine aus dem Vierpol-Ersatzschaltbild errechnete Kurve. Bis 10 kHz stimmen alle Kurven perfekt überein ($\Delta L < 0{,}5$ dB), nur in der höchsten Oktave treten Unterschiede auf: Die Anregung mit Helmholtzspulen (gestrichelt gezeichnet) ergibt die höchsten Pegelwerte, die niedrigsten Werte kommen von den beiden Anregungsspulen, dazwischen liegt die zum Ersatzschaltbild gehörende Kurve (durchgezogen). Der Tonabnehmer war hierbei nur kapazitiv belastet; zusätzliche resistive Belastung (Potis, Verstärker) reduzieren die Resonanzüberhöhung für alle Kurven in vergleichbarer Weise.

© M. Zollner 2002

Die in Abb. 5.9.46 dargestellten Übertragungsfunktionen sind in ihrer absoluten Lage so normiert, dass sich bei tiefen Frequenzen 0 dB ergibt. Hiermit ist der Kurven*verlauf* festgelegt, die **Absolutskalierung**, (der 'Wirkungsgrad' des Tonabnehmers), bleibt aber unbestimmt. Um die vertikale Position der Übertragungskurven zu bestimmen, sind Messungen mit einer real schwingenden Saite erforderlich, die allerdings nur bei einer Frequenz durchgeführt werden müssen. Zweckmäßigerweise wählt man hierfür eine Frequenz, bei der wenig Artefakte zu erwarten sind.

Während Messung und Rechnung beim Original-Stratocaster-Tonabnehmer, der ja nur wenig Wirbelstromdämpfung aufweist, sehr gut übereinstimmen, zeigen sich bei der in Japan gefertigten Variante (Balkenmagnet mit 6 Eisenzylindern anstelle von 6 Alnico-Zylindern) etwas größere Unterschiede (**Abb. 5.9.47**). Im tief- und mittelfrequenten Bereich stimmen die mit Tripolanregung erhaltenen Messungen (----) perfekt mit der Berechnung überein, die höherfrequenten Abweichungen fallen in einen für Elektrogitarren weniger wichtigen Bereich.

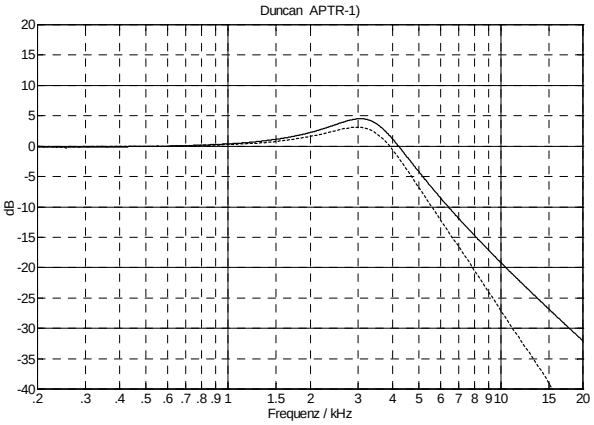


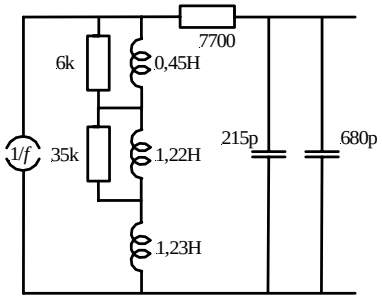


Vierpol-Ersatzschaltbild

Abb. 5.9.47: Berechnete und gemessene Tiefpass-Übertragungsfunktionen. Fender-Japan-Strat, 670pF Last. Messungen mit Tripol-Einkopplung (---), Rechnung mit dem rechts angegebenen Vierpol-Ersatzschaltbild.

Anders beim Telecaster-Halstonabnehmer (**Abb. 5.9.48**): Messung (----) und Modellrechnung weichen hier deutlich voneinander ab. Ursache dieser Diskrepanzen ist die Blechkappe, deren Wirbelströme ein modifiziertes Ersatzschaltbild erfordern (siehe auch Kap. 5.10).





Vierpol-Ersatzschaltbild

Abb. 5.9.48: Berechnete und gemessene Tiefpass-Übertragungsfunktionen. Telecaster (S. Duncan), 680pF Last. Messungen mit Tripol-Einkopplung (---), Rechnung mit dem rechts angegebenen Vierpol-Ersatzschaltbild.

© M. Zollner 2002

Die in Abb. 5.9.47 und 5.9.48 dargestellten Ersatzschaltbilder enthalten *drei* verschiedene Induktivitäten. Ob dieser Aufwand gerechtfertigt ist, entscheidet sich anhand der gewünschten Genauigkeit. Am Beispiel der in Kap. 5.9.2.6 diskutierten Gibson-Schraubenspule vergleicht **Abb. 5.9.49** die Übertragungsfunktion, die mit einem Modell 4. Ordnung (n = 4, Abb. 5.9.37) ermittelt wurde, mit der eines einfachen Tiefpasses zweiter Ordnung (n = 2). Wie man den Abgleich auch gestaltet – ob auf identische Maxima (linkes Bild), oder auf gleiche Hochfrequenz-Asymptote (rechtes Bild): Die Resonanz der Kurve zweiter Ordnung gerät zu breitbandig. Wenn nicht nur eine grobe Näherung gesucht ist, sollte dem genaueren Modell der Vorzug gegeben werden – der Aufwand ist überschaubar.

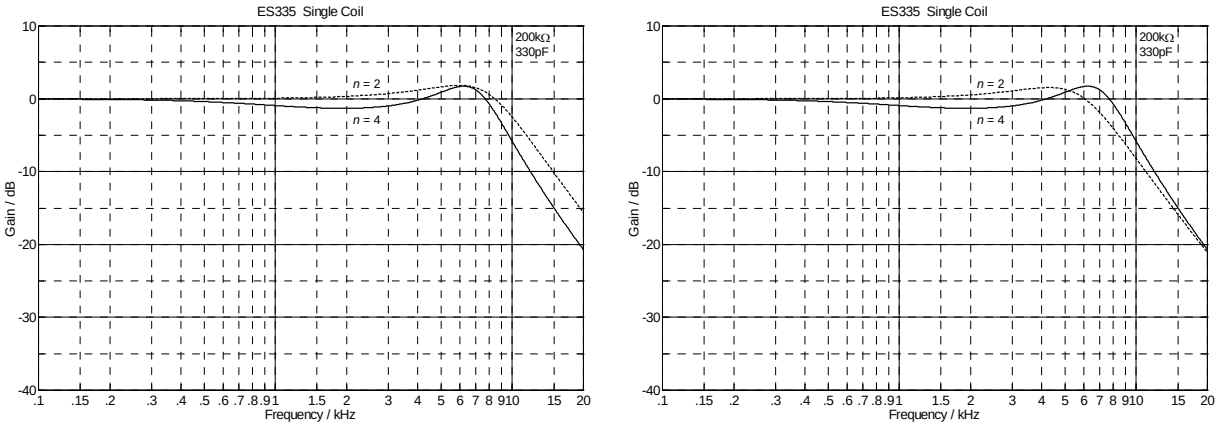


Abb. 5.9.49: An Modellen unterschiedlicher Komplexität berechnete Übertragungsfunktionen.

5.9.4 Zusammengeschaltete Tonabnehmer

Das Parallelschalten zweier Tonabnehmer ändert den Klang auf zweierlei Weise: Durch die Halbierung der Induktivität steigt die Resonanzfrequenz um 40%, und zusätzlich entsteht ein Humbucker-ähnliches Interferenzfilter, mit allerdings größerem Spulenabstand und vernachlässigbarer Spulenkopplung. Für 6 cm Spulenabstand zeigt **Abb. 5.9.50** die Frequenzgänge, die Kombination von Hals- und Steg-Pickup (d = 12 cm) verschiebt das Interferenzfilter zu tieferen Frequenzen. Durch Halbierung der Quellimpedanz vergrößert sich die Resonanzgüte.

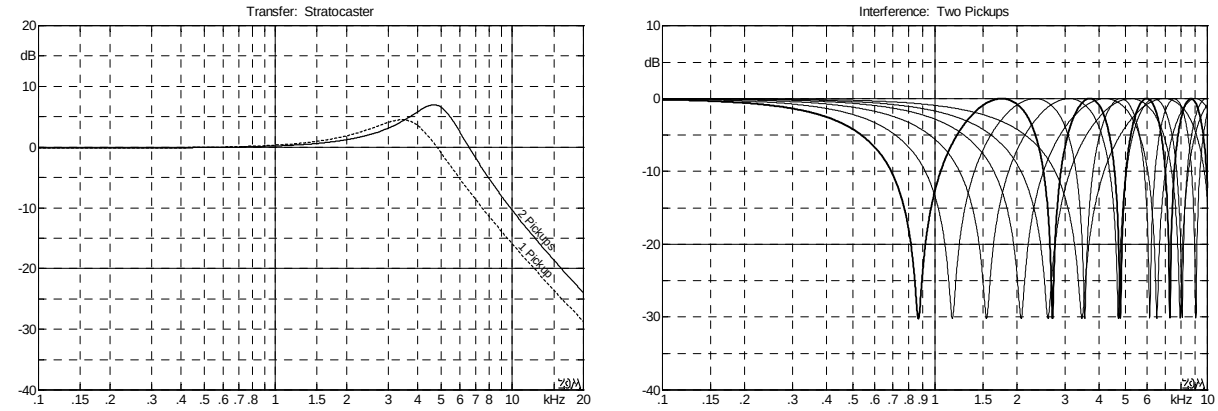


Abb. 5.9.50: Übertragungs-Frequenzgang und Interferenz-Filter (d = 6 cm), parallelgeschaltete Tonabnehmer. Die Interferenzwirkung ist saitenspezifisch, für die E2-Saite ergibt sich die dick gezeichnete Kurve.

© M. Zollner 2002

5.10 Ermittlung des Übertragungsverhaltens

In Kap. 5.9 wurde der Zweck eines Ersatzschaltbildes bereits erläutert: Es soll als elektrische Schaltung die Übertragungseigenschaften eines Tonabnehmers in einer für Elektrotechniker leicht verständlichen Form darstellen. Inwieweit dies tatsächlich gelingt, wird nun bei einigen ausgewählten Tonabnehmern anhand von Kontrollmessungen überprüft. Hierfür ist zunächst zu spezifizieren, welche **Übertragung** gemeint ist: Die erzeugte *Wirkungsgröße* ist die an den Tonabnehmer-Anschlüssen bei definierter elektrischer Belastung generierte elektrische Spannung, die sie erzeugende *Quellengröße* ist die griffbrettnormale Saitenschnelle; hieraus ergibt sich der **Übertragungskoeffizient** H_{Uv}. Ergänzend hierzu könnte man auch als Quellengröße die griffbrettparallele Saitenschnelle verwenden, oder die längs der Saitenachse verlaufende Dehnwellenschnelle. Im Folgenden wird nur die griffbrettnormale Saitenschnelle betrachtet.

Bei der Modellierung des Übertragungsverhaltens wird der saitenzupfende Gitarrist durch eine präziser beschreibbare Quelle ersetzt. Dies kann eine magnetfelderzeugende Generatorspule sein, die koaxial zur Tonabnehmerspule oder orthogonal zu ihr angeordnet ist, oder eine von einem Shaker (Schwingerreger) angetriebene kurze Saite, oder eine impulserregte, laserüberwachte lange Saite. Schon vorab lässt sich feststellen, dass alle Kontrollmessungen die Eignung der meisten Ersatzschaltbilder bestätigen, lediglich bei Tonabnehmern mit starken Wirbelstromdämpfungen sind Modifikationen erforderlich.

5.10.1 Messungen mit dem Shaker

Bei den Shaker-Messungen wird eine 10 cm lange Saite von einem B&K-Shaker (Typ 4810) sinusförmig so angetrieben, dass sie formstarr und orthogonal zu ihrer Längsachse schwingt. Die Saitenbeschleunigung wird mit einem PCB-Impedanzmesskopf (Typ U-288) und nachfolgendem DFT-Analysator frequenzselektiv kontrolliert. Als Saite wurde meistens eine D'Addario PL-026 mit 0,66 mm Durchmesser verwendet, die Messfrequenz lag im Bereich 50 – 100 Hz, die Auslenkungsamplitude betrug 0,2 – 0,5 mm. Nichtlinearitäten des Antriebs wurden – falls erforderlich – in geeigneter Weise kompensiert.

Messungen am Shaker erlauben eine relativ präzise Bestimmung der absoluten Tonabnehmer-Empfindlichkeit, können wegen Strukturresonanzen des Prüfstandes aber nur im tieffrequenten Bereich durchgeführt werden. Während die **passiven** Zweipole des Ersatzschaltbildes (*R*, *L*, *C*) durch Messungen der Tonabnehmer-Impedanz zu ermitteln sind, ermöglicht die Shaker-Messung das Kalibrieren der im Ersatzschaltbild enthaltenen **aktiven** Quelle. Tonabnehmer-Anregungen mit magnetischen Wechselfeldern (Kap. 5.10.2 – 5.10.4) erlauben ja nur die Bestimmung des magnetoelektrischen Übertragungskoeffizienten, hingegen lässt sich mit den hier beschriebenen Shakermessungen der mechanoelektrische Übertragungskoeffizient H_{Uv} ermitteln – allerdings nur für den tieffrequenten Bereich, in dem H_{Uv} frequenzunabhängig ist. Typischerweise ergibt sich beim Stratocaster-Tonabnehmer H_{Uv} zu ca. 0,1 – 0,3 Vs/m. Der genaue Wert ist natürlich vom individuellen Tonabnehmer und vom Abstand zwischen Saite und Magnet abhängig; außerdem ist der Saitendurchmesser zu berücksichtigen.

Aus Sicht der Systemtheorie könnte man sagen: Die Impedanzmessung ermöglicht, Pole und Nullstellen der Übertragungsfunktion zu spezifizieren, die Shakermessung fügt die Grundverstärkung hinzu. Oder: Mit der Impedanzmessung kann der Verlauf (die Form) des Übertragungsfrequenzganges bestimmt werden, mit der Shakermessung seine absolute Lage.

© M. Zollner 2002

Dass die Saitenschnelle nicht nur tieffrequent, sondern breitbandig als Quellengröße einsetzbar ist, belegt **Abb. 5.10.1:** Hier ist die Zeitfunktion der Saitenschnelle (links) der von einem Telecaster-Steg-Tonabnehmer erzeugten Spannung (rechts) gegenübergestellt. Der Tonabnehmer war in 2,5 mm Abstand unter der Saite montiert, und mit 110 kΩ und 330 pF belastet. Der Strahl eines Laser-Vibrometers traf die Saite auf der (verlängerten) Magnetachse, die Saitenschwingung erfolgte in Richtung der Magnetachse und somit auch in Richtung des Laserstrahls. Das vom Laser-Vibrometer erzeugte Schnellesignal wurde mit einem Tiefpass zweiter Ordnung gefiltert, um die im Tonabnehmer stattfindende Filterung nachzubilden. Die Gleichheit der Bilder belegt eindrucksvoll, dass der Tonabnehmer tatsächlich die Saitenschnelle detektiert, und ermöglicht im tieffrequenten Teil der Schwingung eine Absolutskalierung des Übertragungskoeffizienten zu **0,29 Vs/m**.

Zum Vergleich standen Shakermessungen zur Verfügung, die aber bei 2,0 mm Saite/Magnet-Abstand und mit einer 0,66-mm-Saite durchgeführt worden waren; sie hatten einen Übertragungskoeffizient von 0,31 Vs/m ergeben. Anpassung des Durchmessers (0,66 mm → 0,70 mm) erhöht diesen Wert auf $0{,}31 \cdot (0{,}70/0{,}66)^2$ Vs/m = 0,35 Vs/m, Anpassung des Saite/Magnet-Abstandes (2,0 mm → 2,5 mm) verringert ihn auf **0,30 Vs/m** (Kap. 5.4.5). Die am Shaker mit wenig Aufwand ermittelte Absolutempfindlichkeit passt somit sehr gut zu dem Wert, der mit dem Laser-Vibrometer gemessen wurde.

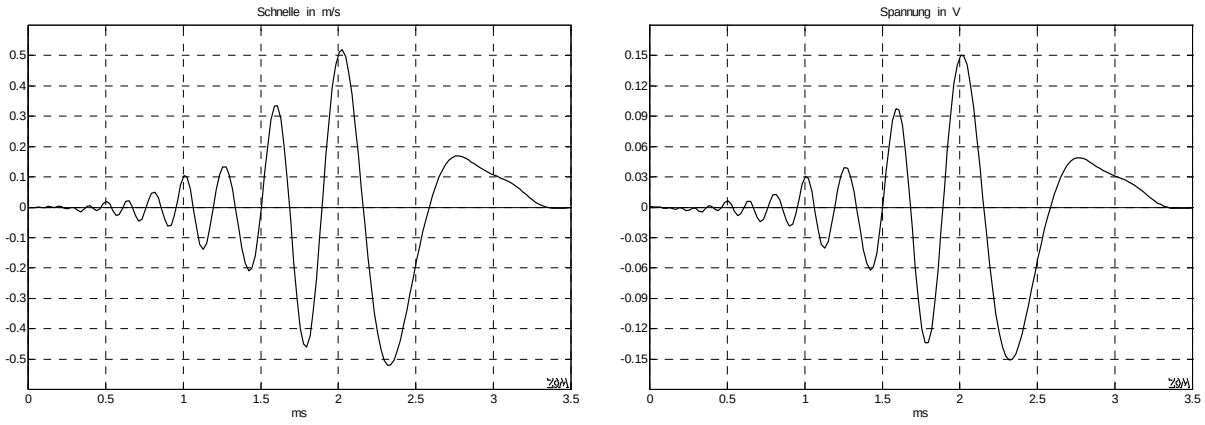


Abb. 5.10.1: Mit dem Laser-Vibrometer gemessene Saitenschnelle (li.), zugehörige Tonabnehmerspannung (re.). Saitendurchmesser und Saite-Magnet-Distanz: Siehe Text. Reine Transversalwelle.

Shakermessungen ermöglichen, mit relativ wenig Aufwand den tieffrequenten Übertragungskoeffizient zu ermitteln. Die folgenden Hinweise helfen, Messfehler in akzeptablen Grenzen zu halten: Der Tonabnehmer braucht ausreichend Abstand zum Shaker, sonst stört die direkte Magnetfeldkopplung. Die Saite muss formstarr schwingen, sie darf kein "Eigenleben" entwickeln. Der Tonabnehmer ist mit unmagnetischen Materialien so zu befestigen, dass keine störenden Wirbelströme entstehen können. Die magnetische Vorgeschichte der Saite beeinflusst das Messergebnis, sie sollte genau protokolliert werden. Ein DFT-Fenster mit kleinem Pegelfehler (Picket-Fence-Effect) ist bei Übertragungsmessungen zwar nicht unabdingbar, weil sich der von ihm verursachte Messfehler kompensiert (er tritt in beiden Kanälen in gleicher Weise auf); für Vergleiche mit anderen Messverfahren ist es dennoch empfehlenswert. Der Tonabnehmer sollte möglichst unbeweglich gelagert sein: Wenn die Auslenkung der Saite nur 0,5 mm beträgt, kann ein Vibrieren des Tonabnehmers mit 50 μm Amplitude schon einen unschönen Messfehler verursachen.

© M. Zollner 2002

5.10.2 Messungen mit der Helmholtzspule

Mit einem Helmholtzspulenpaar lässt sich mit wenig Aufwand ein paralleles Magnetfeld erzeugen, dessen Feldstärke und Flussdichte präzise berechnet werden können. Allerdings ist zu berücksichtigen, dass Saiten-Magnetfelder alles andere als parallel sind – es ist deshalb leicht möglich, dass Messungen in der Helmholtzspule zu anderen Ergebnissen führen als Messungen, bei denen der Tonabnehmer von einer schwingenden Saite angeregt wird.

Für die folgenden Messungen wurden zwei ovale Helmholtzspulen der Größe 33 cm x 27 cm mit je 165 Windungen hergestellt. Ihr Widerstand bei Parallelschaltung beträgt 7 Ω, sie wurden vom AF-100-Frontend der Cortex-Workstation mit L_U = 18 dBV über 600 Ω Quellwiderstand betrieben, womit sich an der Messposition im Bereich niedriger Frequenzen eine Flussdichte von 6,5 μT_{eff} ergibt. Da nicht erwartet werden konnte, dass die (induktive) Spulenimpedanz im ganzen Messbereich klein gegenüber der Quellimpedanz bleibt (was perfekte Stromeinprägung bedeutet hätte), wurde der tatsächlich fließende Strom gemessen (**Abb. 5.10.2**) und die Abweichungen bei den Auswertungen rechnerisch **kompensiert**. Hierbei zeigten sich aber im Bereich über 5 kHz Abweichungen zu anderen Messverfahren. Eine genauere Analyse der Spulenimpedanz ergab eine **Resonanzstelle** bei 44 kHz, d.h. kapazitive Ströme, die feldverstärkend wirken♣. Für ein Spulen-Ersatzschaltbild wurde daraufhin der Anteil der induktiven Ströme ermittelt (Abb. 5.10.2, ----), und nur deren Abweichung wurde bei den folgenden Tonabnehmermessungen rechnerisch kompensiert.

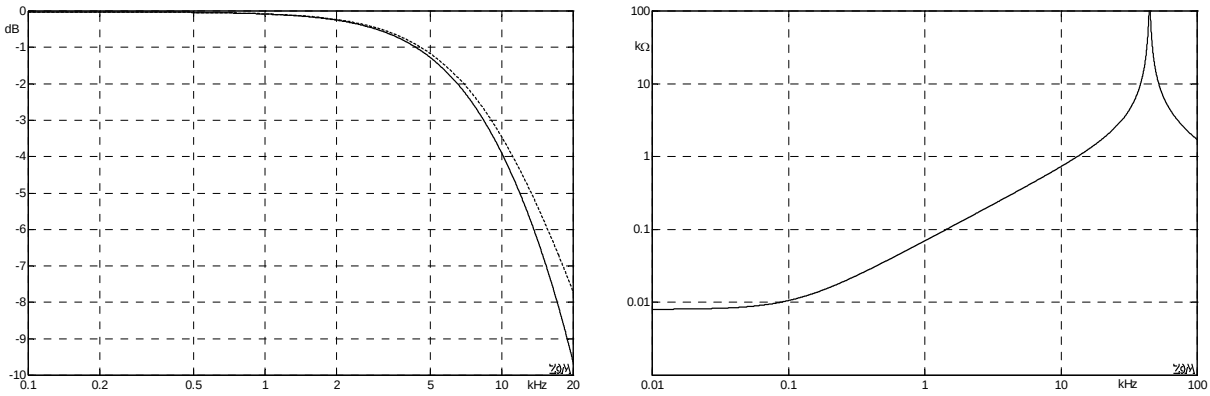


Abb. 5.10.2: Bei Betrieb über 600 Quellimpedanz fließender Zuleitungsstrom (——), induktiver Strom (----). Im rechten Bild ist der Betragsfrequenzgang der Helmholtzspulen-Impedanz dargestellt.

In **Abb. 5.10.3** sind Mess- und Rechenergebnisse gegenübergestellt. Die Messungen erfolgten im parallelen Helmholtzspulenfeld, wobei die Achse der Helmholtzspulen und des Tonabnehmers identisch waren. Die o.a. Kompensation ergab Betriebsbedingungen, die äquivalent zum Betrieb mit eingeprägter magnetischer Flussdichte waren. Die Rechenergebnisse wurden aus einem Vierpol-Ersatzschaltbild gewonnen, dessen Bauteilewerte aus den in Kap. 5.9.2 ermittelten Impedanzfrequenzgängen abgeleitet worden waren. Die prinzipielle Übereinstimmung der Kurven zeigt, dass das Magnetfeld-Spannungs-Übertragungsverhalten des Magnettonabnehmers näherungsweise aus einer einfachen Messung des Impedanzfrequenzganges abgeleitet werden kann. Nicht bestimmt werden kann hiermit die Absolutskalierung; diese ist aber bei *einer* tiefen Frequenz am Shaker ermittelbar (Kap. 5.10.1).

♣ Beim Parallelschwingkreis ist der Zuleitungsstrom kleiner (!) als der Strom im Schwingkreis.

© M. Zollner 2002

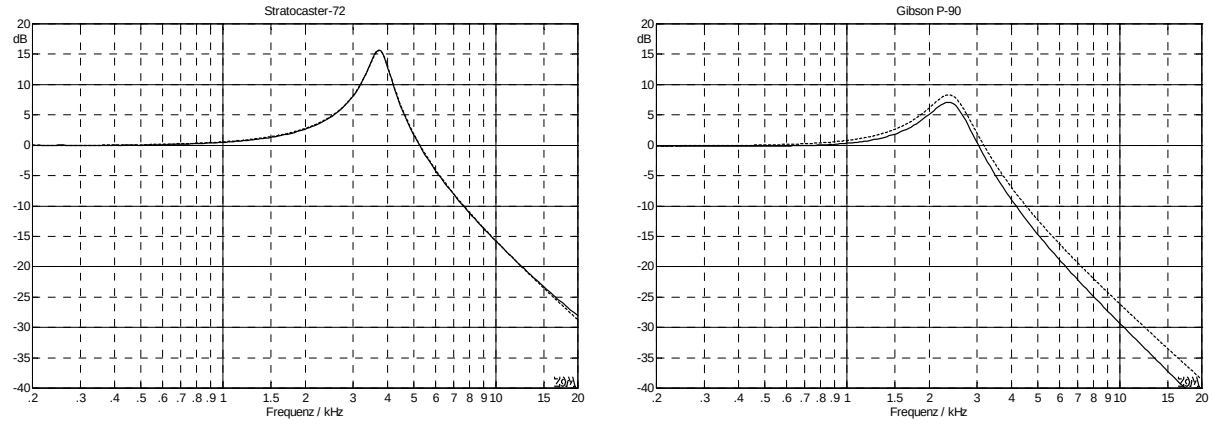


Abb. 5.10.3: Tonabnehmer-Übertragungsmaß G_{Uv}: Messung mit Helmholtz-Anregung (——), Rechnung mit ESB (---). Fender Stratocaster (links), Gibson P-90 (rechts), jeweils mit 700 pF belastet.

Bei dem wirbelstromarmen **Stratocaster**-Tonabnehmer ist die Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung sehr gut, beim **P-90** werden signifikante Unterschiede sichtbar. Neben kapazitiver Kopplung, die in der obersten Oktave für kleine Abweichungen sorgen könnte, sind vor allem die Unterschiede der Feldgeometrie für die Diskrepanz zwischen Messung und Rechnung verantwortlich: Das unter dem P-90 als Montageplatte verwendete **Messingblech** beeinflusst den Kopplungsfaktor bei dem parallel eintretenden Helmholtzfeld stärker als beim fokussierten Saitenfeld. Entfernt man beim P-90 das Messingblech, wird die Güte größer, und Messung und Rechnung entsprechen sich (**Abb. 5.10.4** links).

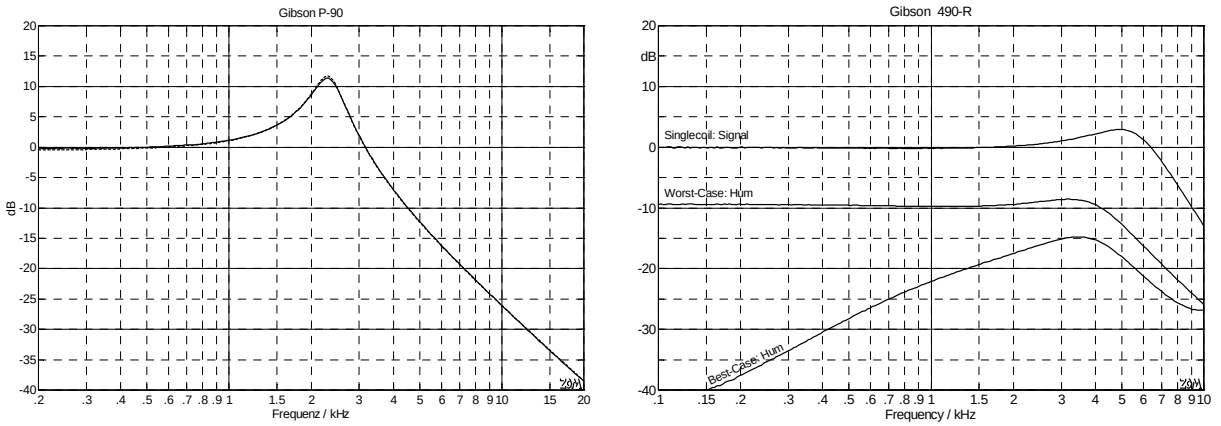


Abb. 5.10.4: Tonabnehmer-Übertragungsmaß G_{Uv}: Helmholtz-Messung (——), ESB-Rechnung (---). Gibson P-90 ohne Messingblech, 700 pF Last (links). Gibson 490-R, 330 pF // 200 kΩ Last (rechts).

Völlig ungeeignet ist ein Helmholtzfeld, um den Schnelle-Spannungs-Übertragungskoeffizient eines **Humbuckers** zu messen: Die gegenphasige Verschaltung seiner beiden Spulen soll ja gerade derartige Parallelfelder wirkungslos machen. Wie gut bzw. wie schlecht das gelingt, zeigt das rechte Bild in **Abb. 5.10.4**: Die obere Kurve wurde im Singlecoil-Modus gemessen, die untere im Humbucking-Modus bei achsenparallelem Feld (Magnetfeldrichtung parallel zur Spulenachse). Zumindest im tieffrequenten Bereich ist die Kompensation gut. Dreht man aber den Tonabnehmer um 90°, verbleiben nur noch knapp 9 dB Kompensationsdämpfung. Das ist schwach, vor allem, wenn der Tonabnehmer *vom Erfinder des Humbuckers* kommt (Gibson-Werbung). Weitere Details zur Brummunterdrückung erläutert Kap. 5.7.

© M. Zollner 2002

5.10.3 Messungen mit der Koaxialspule

Bei diesen Messungen wird der Tonabnehmer von einer Generatorspule erregt, deren Achse mit der Tonabnehmerachse *koinzidiert* (zusammenfällt); deshalb Koaxialspule. **Abb. 5.10.5** zeigt einen Querschnitt durch die Anordnung: Über einem Magnet eines Singlecoil-Tonabnehmers (z.B. Fender Stratocaster) liegt eine kleine Spule (z.B. 6 mm ∅), die von einem sinusförmigem Strom durchflossen wird. Ihr Magnetfeld ist im Gegensatz zum Helmholtzfeld fokussiert, und somit einem Saitenmagnetfeld ähnlicher. Beim Stratocaster-Tonabnehmer war schon die Helmholtz-Messung brauchbar, die Koaxialanregung ist ähnlich gut. Über 10 kHz haben zwar kapazitive Kopplungen Auswirkungen, die aber vernachlässigbar sind. Beim P-90 zeigte die Helmholtzanregung deutlichere Abweichungen zum ESB-Modell, Koaxialanregung ergibt bessere Übereinstimmung, weil der magnetische Wechselfluss vor allem auf die obere Seite der Wicklung konzentriert ist und das unter dem Tonabnehmer liegende Messingblech nur mehr schwach durchdringt.

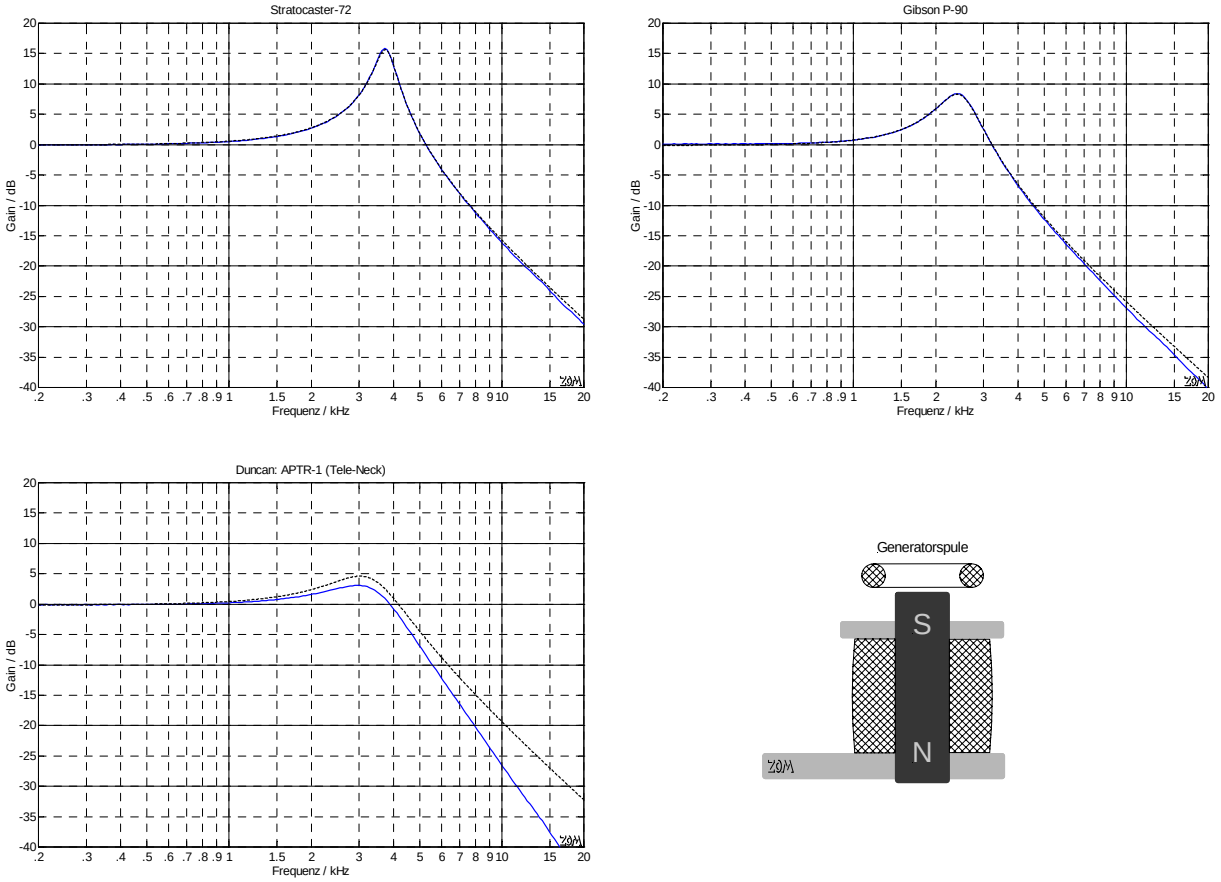


Abb. 5.10.5: Tonabnehmer mit koaxialer Generatorspule (Querschnittszeichnung: Stratocaster-Tonabnehmer).

Beim Telecaster-Halstonabnehmer zeigen sich deutliche Unterschiede zwischen der Messkurve und der aus dem Zweipol-Ersatzschaltbild abgeleiteten Übertragungsfunktion, die auf die Wirbelstromdämpfung der metallenen Tonabnehmer-Abschirmhaube zurückzuführen sind. Offensichtlich gelangt man bei Tonabnehmern mit derart starker Dämpfung an eine Modellgrenze, die eine Modifikation der in Kap. 5.9.3 vorgestellten einfachen Vierpol-Ersatzschaltbilder erfordert (siehe Kap. 5.10.5).

© M. Zollner 2002

5.10.4 Messungen mit der Tripolspule

Von der im vorhergehenden Kapitel vorgestellten Koaxialspule wird ein magnetisches Wechselfeld erzeugt, das viel lokaler wirkt als das Feld der Helmholtzspulen; zur Feldverteilung einer schwingenden Saite bestehen aber immer noch Unterschiede. Eine noch bessere Approximation der Feldgeometrie kann mit einer **Tripolspule**, also einer Anordnung

Dieser Text bleibt der Druckversion vorbehalten

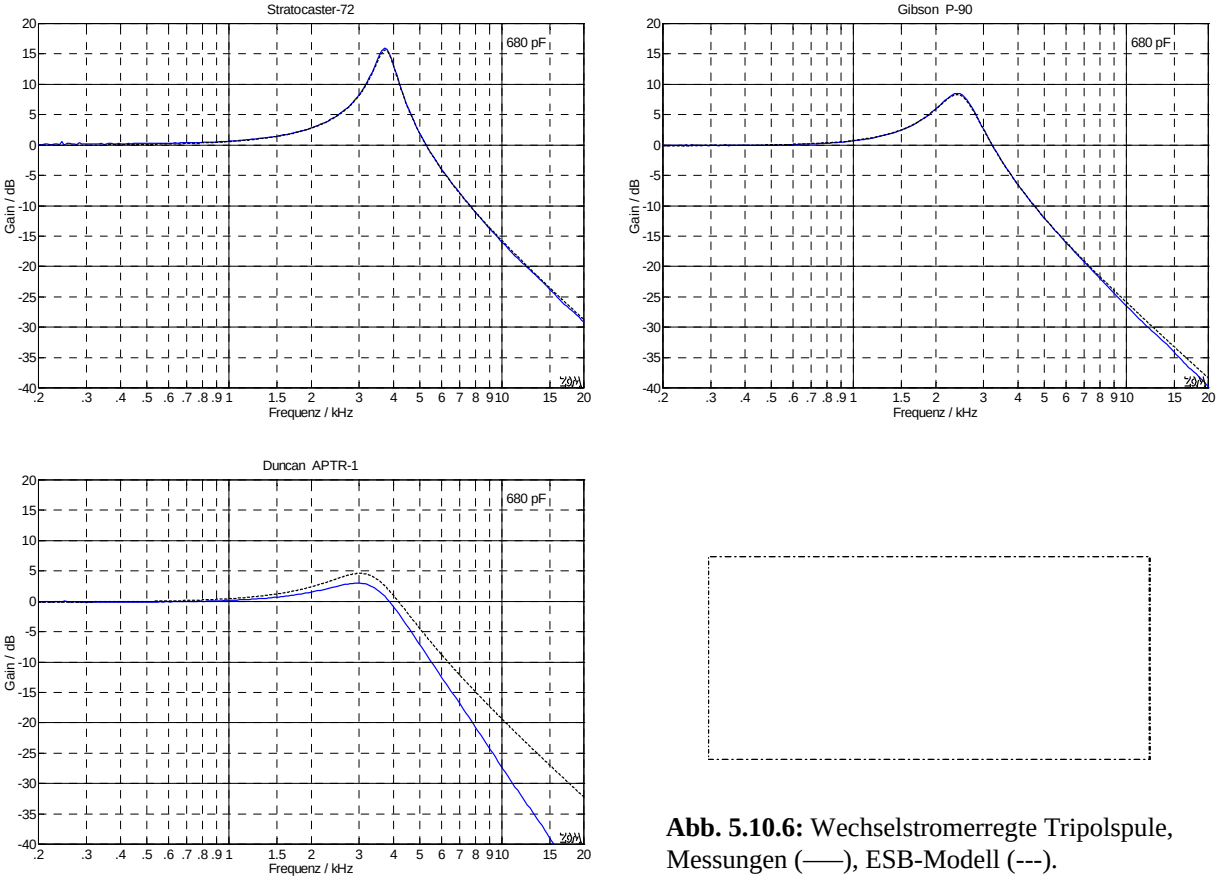


Abb. 5.10.6: Wechselstromerregte Tripolspule, Messungen (——), ESB-Modell (---).

Die Übereinstimmung von Messung und Modellrechnung ist beim Stratocaster- und P-90-Tonabnehmer gut, beim Telecaster-Halstonabnehmer zeigen sich wieder signifikante Unterschiede, die ihre Ursache in der metallenen **Abschirmhaube** haben. Obwohl aus nichtmagnetischem Metall, bewirkt diese Blechkappe wegen der in ihr induzierten Wirbelströme eine Dämpfung, die sich vor allem im Höhenbereich auswirkt. Das aus der Impedanz abgeleitete Ersatzschaltbild (ESB) muss für saitennahe Wirbelstromkreise offensichtlich modifiziert werden, um die Frequenzabhängigkeit der mechanoelektrischen Kopplung besser nachzubilden. Wobei auch gleich der Frage nachgegangen werden sollte, ob denn die Tripolanregung immer Ergebnisse zuwege bringt, die äquivalent sind zum üblichen Betrieb (Saitenschwingung). Es könnte ja auch sein, dass das o.a. ESB-Modell näher an der Wirklichkeit ist. Klarheit über diese Fragen bringen Messungen mit dem Laser-Vibrometer (Kap. 5.10.5).

© M. Zollner 2002

5.10.5 Messungen mit dem Laser-Vibrometer

Die in den vorhergehenden drei Kapiteln (5.10.2 – 5.10.4) vorgestellten Messverfahren lieferten an wirbelstromarmen Tonabnehmern (z.B. Stratocaster) gut übereinstimmende Ergebnisse. Sobald aber wirbelstrombedämpfte Tonabnehmer (z.B. P-90) gemessen werden, kommt es im höheren Frequenzbereich zu Unterschieden. Die man ignorieren könnte, weil das Übertragungsverhalten bei 10 – 20 kHz wegen der Tiefpassfilterung nicht wirklich wichtig ist, die man aber auch für verringerungswürdig erachten kann, um mehr Sicherheitsabstand zu den Modellgrenzen zu bekommen. Keines dieser Messverfahren liefert aber den Beweis, dass die Schnelle-Spannungs-Übertragungsfunktion tatsächlich den ermittelten Frequenzgang aufweist. Letztlich ergeben alle drei Verfahren nur Magnetfeld-Spannungs-Übertragungsfunktionen, oder – noch radikaler – Strom-Spannungs-Übertragungsfunktionen. Wesentlich mehr Sicherheit bieten hier Messungen mit dem Laser-Vibrometer, die zwar einen höheren Geräteaufwand erfordern, aber die gewünschte Quellengröße (Saitenschnelle) direkt erfassen.

Laser-Vibrometer nutzen den **Doppler-Effekt**: Die Frequenz einer reflektierten Welle ändert sich, wenn Quelle und Reflektor gegeneinander Bewegungen ausführen. Bewegen sich Quelle und Reflektor aufeinander zu, hat der reflektierte Lichtstrahl eine höhere Frequenz als der von der Quelle (Laser) abgestrahlte, entfernen sie sich voneinander, ist die Frequenz niedriger. Mit v = Differenzgeschwindigkeit zwischen Quelle und Reflektor entspricht die relative Frequenzänderung näherungsweise: $\Delta f / f_0 \approx v/c_{\text{Licht}}$. Richtet man den Laserstrahl auf die schwingende Saite, so entspricht die vom Laser-Vibrometer erzeugte elektrische Spannung der in Richtung des Laserstrahl verlaufenden Saiten-Schnelle. Saitenbewegungen, die in Längsrichtung der Saite (und damit quer zum Laserstrahl) verlaufen, werden nicht detektiert. Dies bedeutet, dass **Dehnwellen** – sieht man von minimalen Querkontraktionen ab – vom Laser-Vibrometer nicht erkannt werden; vom Tonabnehmer schon. Wenn man bei Tonabnehmern lasergestützte Kontrollmessungen durchführt, muss folglich sichergestellt sein, dass entweder nur Transversalwellen erzeugt werden, oder dass die beiden Wellenarten eindeutig getrennt auftreten. Bei den folgenden Versuchen konnte durch Verwendung einer 28 m langen Saite eine ausreichende Moden-Entkopplung gewährleistet werden. Die Saite wird an einem Ende durch einen kurzen Transversalimpuls ausgelenkt. Unter der Saite befindet sich im üblichen Abstand (2 – 5 mm) der Tonabnehmer, darüber das Laser-Vibrometer. In Abb. 5.10.1 wurde schon eindrucksvoll gezeigt, dass ein Magnettonabnehmer tatsächlich die punktuelle Transversalschnelle abtastet – analog zum Laserpunkt. Transformiert man sowohl die vom Tonabnehmer, als auch die vom Laser-Vibrometer erzeugte Spannung in den Frequenzbereich, so kann man hieraus die **Übertragungsfunktion** $\underline{H}_{\text{Uv}}$ des Tonabnehmers ermitteln. Im Prinzip.

Leider darf aus der Tatsache, dass ein Laser-Vibrometer sehr präzise Messungen durchführen kann, nicht geschlossen werden, dass damit auch die Tonabnehmermessungen automatisch keine Mess-Artefakte enthalten. In der Saite sollte sich wirklich nur eine eben polarisierte Transversalwelle ausbreiten, und das ist nicht leicht zu realisieren. Strukturresonanzen der Saitenlager führen nämlich immer zu unerwünschten Dehnwellen, und die verfälschen das Messergebnis. Nach längeren Vorversuchen konnte ein Versuchsaufbau gefunden werden, der nur bei ganz hohen Frequenzen Dehnwellen-Artefakte aufweist. Da ein Tonabnehmer aber als Tiefpass arbeitet, sind die verbleibenden Interferenzen erträglich bis unerheblich. Ähnliches gilt beim unvermeidlichen Schaltungs-Offset, der im tiefen Frequenzbereich für Spannungsdrift sorgt: Die für die Messungen gewählte Offset-Kompensation war aber ausreichend potent, der verbleibende Fehler unbedeutend (Cortex-Workstation CF-90, CF-100). Die in den Bildern angegebenen T_{Uv}-Werte gehören zu individuellen Messungen, die nicht immer mit 2 mm Saite/Magnet-Abstand durchgeführt wurden.

© M. Zollner 2002

In **Abb. 5.10.7** sind die Ergebnisse von Laser-Messungen den ESB-Modellrechnungen gegenübergestellt. Der Tonabnehmer war bei der Messung mit einer RC-Schaltung belastet, was in gleicher Weise bei der Rechnung berücksichtigt wurde. Die Resonanzüberhöhungen sind tendenziell richtig wiedergegeben, bei allen Messungen zeigt sich aber gegenüber der Modellrechnung ein charakteristischer **Höhenverlust**, der bei 10 kHz ca. 1 dB beträgt.

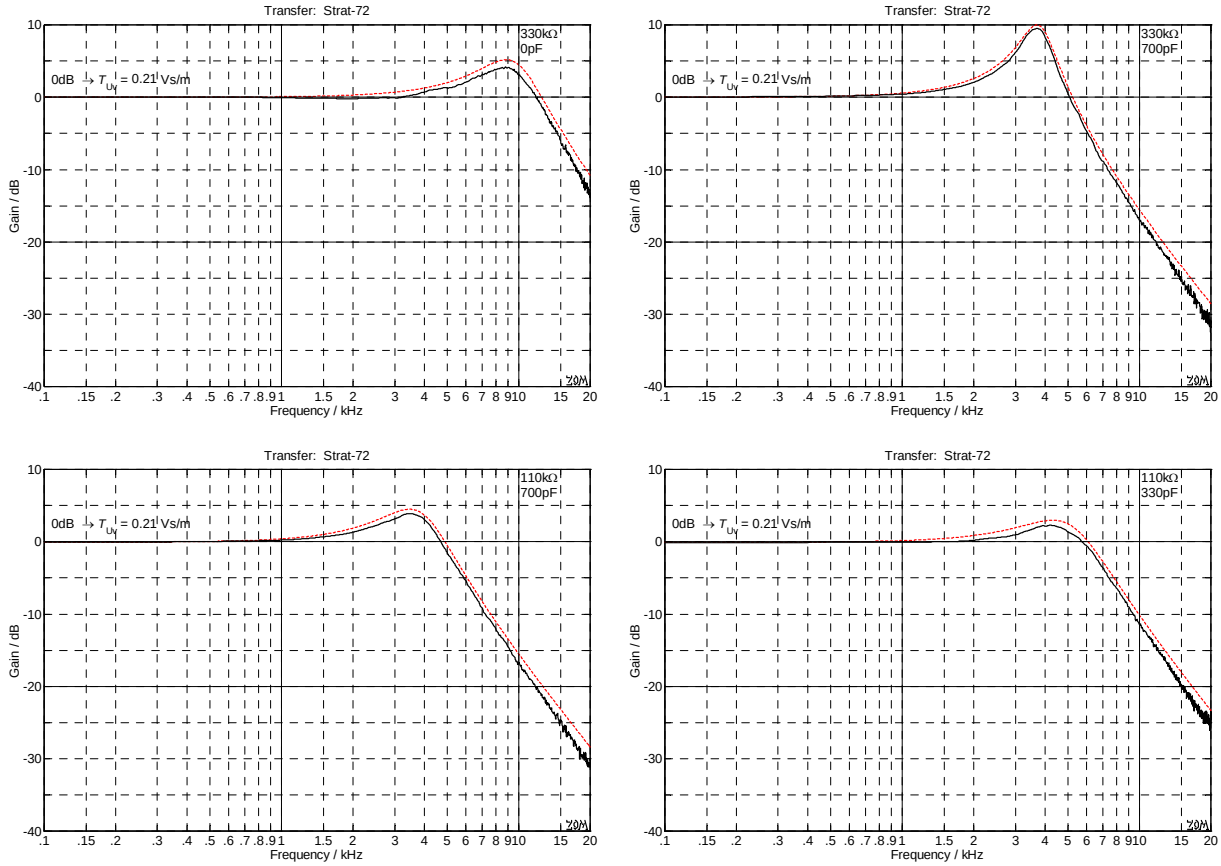


Abb. 5.10.7: Transversalwellen-Übertragungsmaß: Laser-Vibrometer (——), ESB-Modellrechnung (----).

In **Abb. 5.10.8** sind entsprechende Messungen/Rechnungen für einen Koaxial-Humbucker (Fender Noiseless Stratocaster) dargestellt. Trotz andersartigem Aufbau und sog. "beveled Magnets" (Kap. 5.4.6) sind die Pegeldifferenzen im Höhenbereich analog zu Abb. 5.10.7.

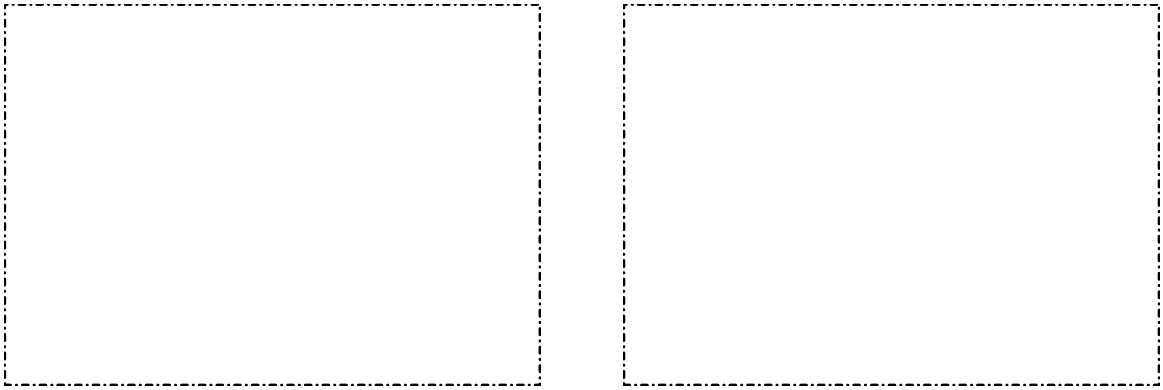


Abb. 5.10.8: Transversalwellen-Übertragungsmaß: Laser-Vibrometer (——), ESB-Modellrechnung (----).

© M. Zollner 2002

Abb. 5.10.9 zeigt weitere Messergebnisse, mit ähnlichen Unterschieden zwischen Messung und Modellrechnung, trotz andersartigem Tonabnehmeraufbau. Der Duncan APTL-1 und der Fender-Telecaster-Steg-Tonabnehmer sitzen auf einer ferromagnetischen Montageplatte, ihr Billig-Kollege verwendet anstelle der 6 Alnico-Magnete einen Ferrit-Balkenmagnet, der Jazzmaster-Tonabnehmer hat eine relativ große Wicklungsfläche und kurze Magnete, beim P-90 sitzen zwei Balkenmagnete unter der Spule – die Unterschiede zwischen Messung und Rechnung betragen im relevanten Pegelbereich trotzdem nur ≤ 1dB; beim P-90 geringfügig mehr. Für alle Tonabnehmer dieses einfachen Singlecoil-Typs lässt sich folglich das Überragungsverhalten aus dem Impedanz-Frequenzgang ableiten, und – falls erforderlich – um eine leichte Höhenbedämpfung ergänzen, die ihre Ursache größtenteils im Aperturfenster hat (Kap. 5.4.4).

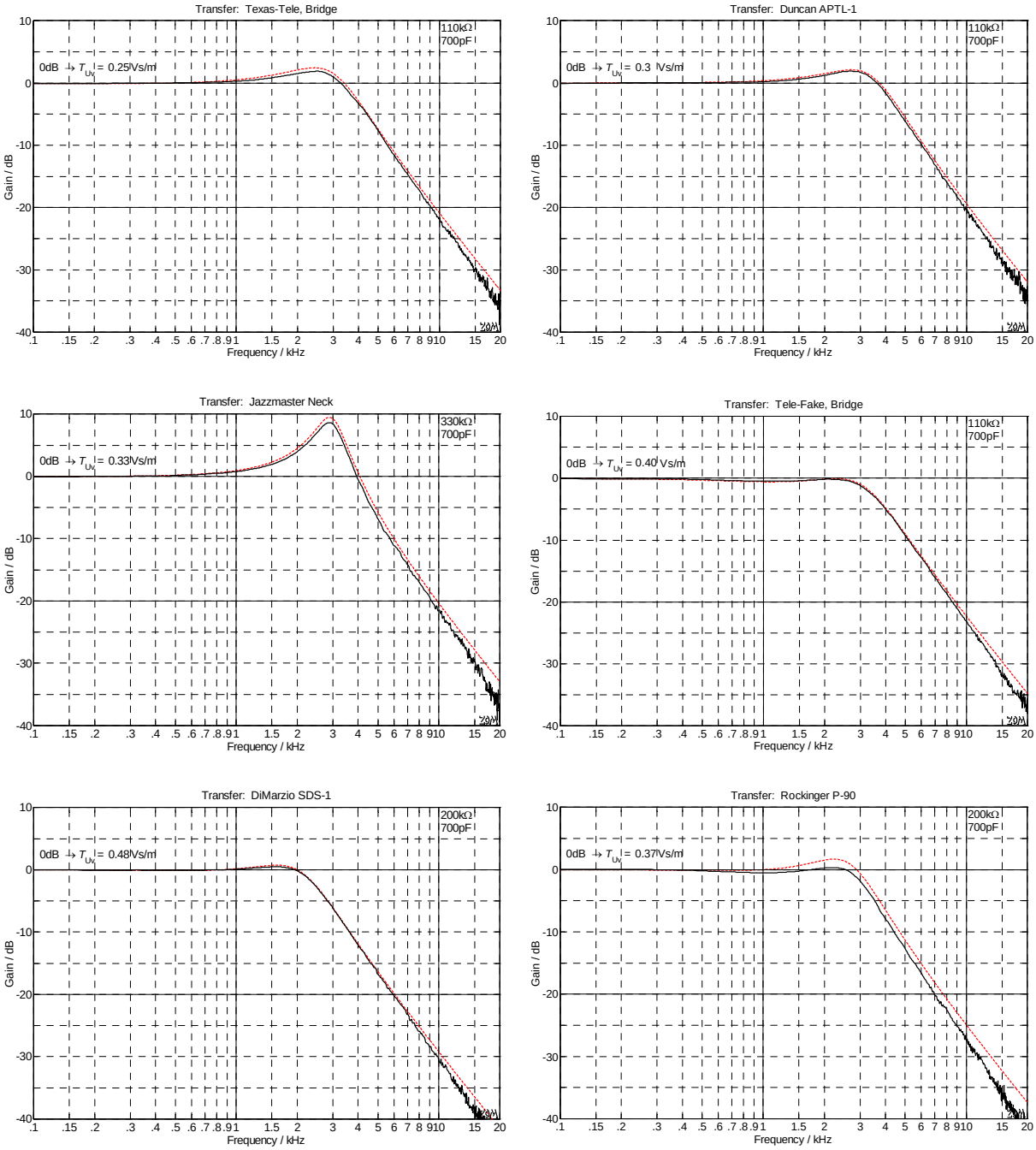


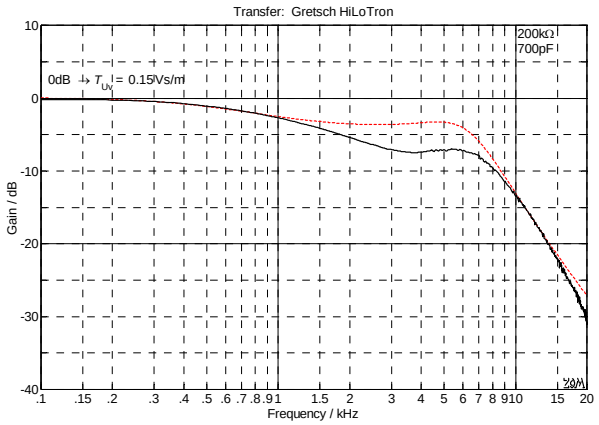
Abb. 5.10.9: Transversalwellen-Übertragungsmaß: Laser-Vibrometer (——), ESB-Modellrechnung (----).

© M. Zollner 2002

Nicht alle Singlecoil-Tonabnehmer zeigen aber die in Abb. 5.10.9 dargestellten aperturbedingten Unterschiede zwischen Messung und Modellrechnung. Beim Gretsch HiLoTron fällt eine kammfilterartige Interferenzkurve auf, beim Telecaster-Halstonabnehmer kommt es bei hohen Frequenzen zu gravierenden Diskrepanzen – in diesen Fällen kann nicht vom Impedanz-Ersatzschaltbild auf das Übertragungsverhalten geschlossen werden. Die Ursachen liegen in beiden Fällen im Magnetfeld – aber auf sehr individuelle Weise.

Betrachten wir zuerst den **HiLoTron**-Tonabnehmer, der Ende der 50er Jahre erstmalig auf Gretsch-Gitarren (z.B. Tennessean) zum Einsatz kam. Tom Wheeler schreibt in seinem Buch "American Guitars", der Tonabnehmer sei von "fulltime Gretsch Personnel" entwickelt worden, aber unter der Nr. 2683388 gibt es schon 1954 ein Amerikanisches Patent, das genau denselben Aufbau zeigt. Erfinder ist Ralph Keller, der jedoch als "Assignor to Valco Manufacturing Co." bezeichnet wird. Valco, Nachfolger von National/Dobro, baute in den 50ern Gitarren für verschiedene andere Hersteller, u.a. auch für Gretsch; vielleicht hat da jemand vom "fulltime Gretsch Personnel" die Vinyl-Abdeckung abgenommen und reingeschaut? Oder – was ja auch immer wieder vorkommt: Die Zeit war reif, da hatten zwei Erfinder, ohne voneinander zu wissen (obwohl beide aus Chicago...) dieselbe Idee.

Anyway, der Ruhm gebührt dem Protagonist **Ralph Keller**, der aber auch für seine Patent-Begründungen den Kopf hinhalten muss: *The most important advantage stems (…) from the generally parallel relation of the magnetic lines of force with the instrument strings as compared with the perpendicular relation between the magnetic field and the strings which is common in many currently used pickup devices. (…) As a result, a wide area of the magnetic pattern is efficiently activated by the moving strings whereby to produce substantially greater and more effective variations in the reluctance of the magnetic field. (…) Consequently, (…) the pickup produces substantial improvements in the tone color of the instrument due to the capturing of additional overtones or harmonics which are not ordinarily reproduced when the pickup point is limited to a single point or relatively restricted area on the strings.* In Kürze: Das Apertur-Fenster sollte möglichst lang sein, um möglichst viele Obertöne zu erfassen. Diese Vermutung, die auch Leo Fender♣ Anfang der 60er Jahre bei der Konstruktion seines Jazzmaster-Tonabnehmers aufgriff, ist jedoch nicht in Übereinstimmung mit der Systemtheorie: Je länger die (effektiv wirksame) Impulsantwort, desto schmalbandiger das System [Reziprozität von Zeit und Frequenz, z.B. Marko oder Küpfmüller]. Im Falle des HiLoTron-Tonabnehmers zeigt die Messung der Übertragungsfunktion im Vergleich zu der aus dem Impedanz-Ersatzschaltbild abgeleiteten Kurve ein saitenspezifisches Interferenzloch bei 5 kHz (**Abb. 5.10.10**).



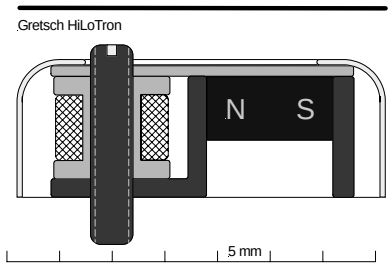
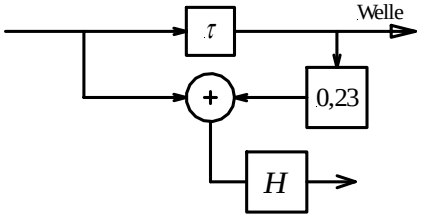


Abb. 5.10.10: Gretsch HiLoTron. Laser-Vibrometer (——), ESB-Modell (----).

♣ Vergl. Kap. 5.1

© M. Zollner 2002

Durch die horizontale Lage des Balkenmagnets wird die Saite tatsächlich "in einem weiten Bereich", oder präziser, an zwei relativ weit auseinander liegenden Punkten abgetastet, was zu kammfilterartigen Überlagerungen führt (**Abb. 5.10.11**). Bei griffbrettnormaler Schwingung ändern sich **zwei Luftspalte**: Einer (wie üblich) über der Polschraube, ein zweiter über dem Südpol des Balkenmagnets. Der an die Polschraube angrenzende Luftspalt ist der kleinere von beiden, deshalb bewirkt eine hier auftretende Transversalwelle die größere *relative* Abstandsänderung. Mit anderen Worten: An dieser Stelle ist der Tonabnehmer empfindlicher. Vergrößert man die Saitenlage, wird der Tonabnehmer erwartungsgemäß unempfindlicher, die Interferenz tritt aber (wegen ähnlicher werdender Luftspalte) verstärkt in Erscheinung.



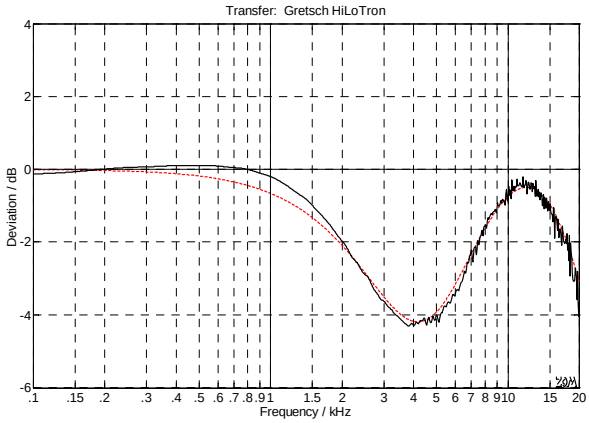


Abb. 5.10.11: Blockschaltbild (oben). Unterschied zwischen Lasermessung und ESB-Modell (**——**), Interferenzfilterfrequenzgang (----, rechts).

In **Abb. 5.10.11** wird die zwischen den beiden Luftspalten liegende Laufzeit durch $\tau(\omega)$ nachgebildet (wegen dispersiver Wellenausbreitung ist τ frequenzabhängig). Bei der Parameter-Optimierung ergab sich die effektive Distanz der beiden Abtastpunkte zu 23 mm, was in guter Übereinstimmung mit den Abmessungen ist. Der geringeren Empfindlichkeit des zweiten "Kanals" wird durch einen reellen Faktor Rechnung getragen, im Beispiel 0,23. Obwohl die **Magnetpolarität** an den beiden Abtastpunkten unterschiedlich ist, müssen die beiden Kanäle *addiert* werden (konstruktive Interferenz): Annähern der Saite an den Tonabnehmer verringert in beiden Fällen den magnetischen Luftspaltwiderstand und erhöht somit den Magnetfluss. In der Realität erfolgt die Saitenabtastung natürlich nicht an zwei idealen Punkten, sondern in zwei Bereichen (jeweils endlicher Ausdehnung); Modell und Messung werden folglich nicht exakt übereinstimmen. Dass die Unterschiede im gewählten Beispiel dann doch nur wenige Zehntel dB betragen (Abb. 5.10.11) ist eine schöne Bestätigung des Modells. **Abb. 5.10.12** zeigt die Messwerte im Vergleich zum vollständigen Modell, sowie die Saitenabhängigkeit.

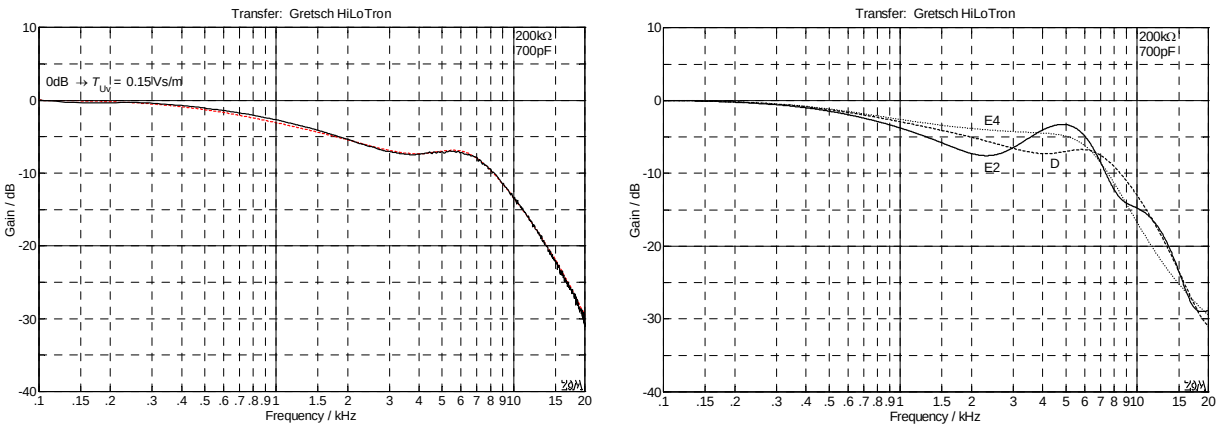


Abb. 5.10.12: Vergleich Messung/Modell (links), saitenspezifische Übertragungsfunktion H_{UV} (rechts).

© M. Zollner 2002

Die "Zweipunktabtastung" bewirkt beim HiLoTron-Tonabnehmer eine ganz eigene Übertragungscharakteristik, die in dieser Form einzigartig ist. Das Interferenzloch ist bei weitem nicht so stark ausgeprägt wie bei einem Humbucker, und durch die kleine Spuleninduktivität entsteht ein brillantes, höhenreiches Klangbild. Ganz andere Verhältnisse ergeben sich beim **Telecaster**-Halstonabnehmer: Auch hier unterscheiden sich die Messergebnisse von den aus dem Impedanz-Ersatzschaltbild abgeleiteten Modellrechnungen, aber auf andere Weise, und aufgrund andersartiger Ursachen (**Abb. 5.10.13**).

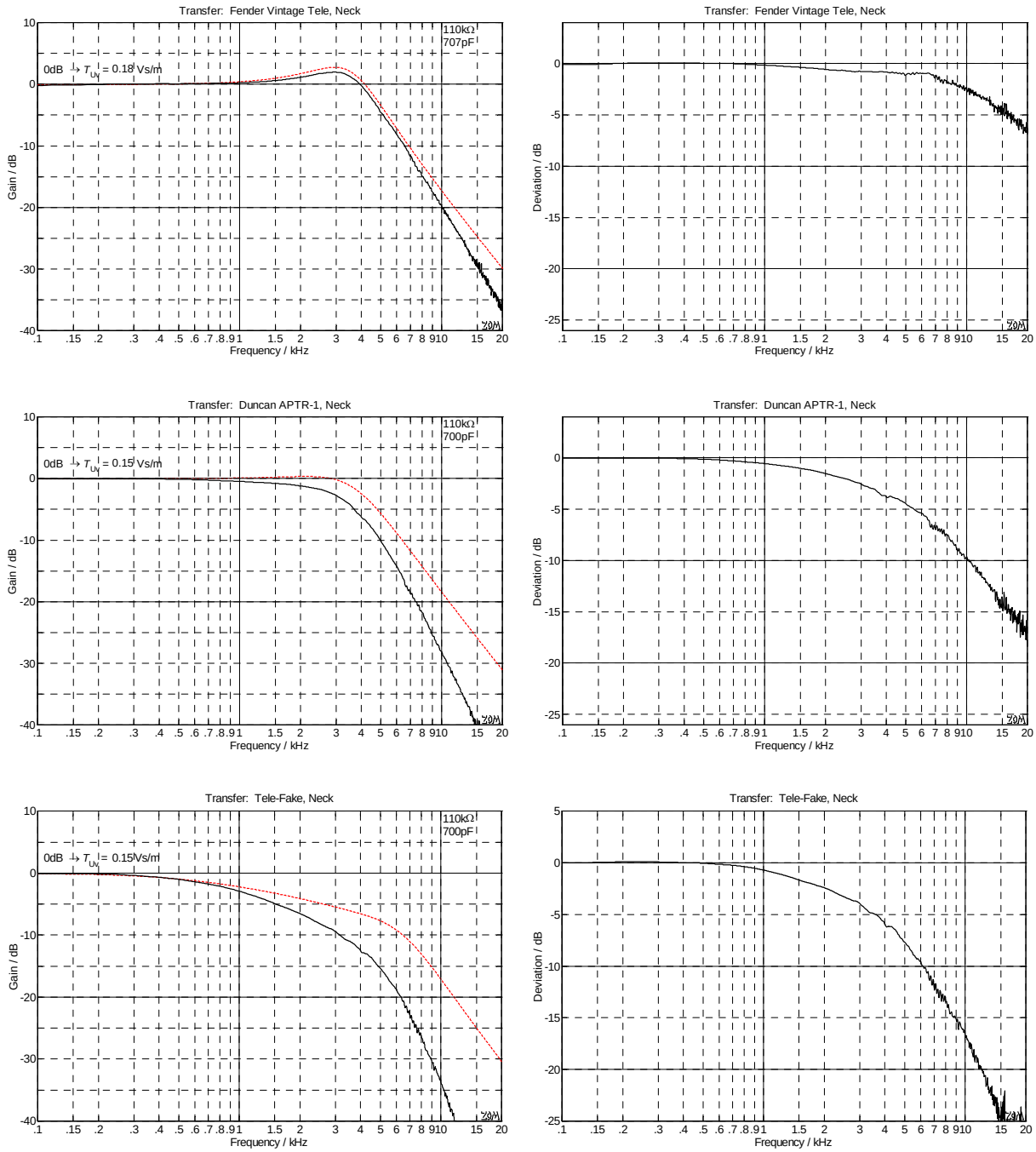


Abb. 5.10.13: Transversalwellen-Übertragungsmaß: Laser-Vibrometer (——), ESB-Modellrechnung (----).
Rechte Spalte: Differenz zwischen Messung und ESB-Modellrechnung.
1. Zeile: Original-Fender-Tonabnehmer, Telecaster Nachrüstsatz. 2. Zeile: Duncan APTR-1 ("for Tele®").
3. Zeile: Billigkopie, Gitarre mit telecaster-ähnlichem Korpus und ähnlich aussehendem Tonabnehmer.

© M. Zollner 2002

Die Messung der drei Telecaster-Halstonabnehmer ergibt zunächst unterschiedliche Impedanz-Frequenzgänge, aus denen unterschiedliche Übertragungsfrequenzgänge berechnet werden können (in Abb. 5.10.13 gestrichelt dargestellt). Die Messergebnisse weichen hiervon aber signifikant ab. Ursache dieser Diskrepanzen sind **Wirbelströme**, die vom magnetischen Wechselfeld in der metallenen **Abschirmhaube** induziert werden (Kap. 5.9.2.2 und 5.9.2.5). Die Messung der Tonabnehmer-Impedanz erfasst zwar auch Wirbelstromdämpfungen, aber eben nur bezüglich ihrer Auswirkungen auf die Impedanz – und nicht, bzw. nicht im vollem Umfang, bezüglich ihrer Auswirkungen auf die Übertragung.

Ein Versuch erläutert dies: Der Einfluss der Abschirmhaube auf den Impedanz-Frequenzgang ist in **Abb. 5.10.14** für einen Duncan-Tonabnehmer (APTR-1, "for Tele®") dargestellt: Nur im Bereich der Resonanz zeigen sich Auswirkungen. Beim Betrieb ohne Haube lässt sich H_{Uv} aus dem Impedanz-Frequenzgang in gewohnter Wiese berechnen, die Unterschiede zur Laser-Messung sind wieder weitgehende durch die Aperturdämpfung erklärbar. **Mit Haube** sind zwei Messbedingungen unterscheidbar: **Normallage** (Saite über der Haube), und **Kehrlage** (Tonabnehmer umgedreht). Natürlich muss der Impedanzfrequenzgang in beiden Fällen identisch sein, die Saite hat keine messbare Auswirkung hierauf. Beim Übertragungsfrequenzgang zeigen sich aber Unterschiede: In Kehrlage, wenn sich kein Abschirmblech zwischen Saite und Wicklung befindet, ergibt sich zwar eine ganz andere Messkurve als ohne Haube; die Differenz zwischen Rechnung und Messung ist aber in beiden Fällen ähnlich. In Normallage (Abb. 5.10.13) beträgt die Differenz zwischen Messung und Modellrechnung bei 10 kHz bereits 10 dB. Ganz offensichtlich bietet die räumliche Anordnung einen zusätzlichen Freiheitsgrad, den die Modellrechnung nicht abdeckt. Als Erweiterung müsste ein Modell mit drei gekoppelten, verlustbehafteten Spulen erstellt werden (die Haube wirkt als Kurzschlussring), dessen Nutzen aber in kaum mehr vertretbarem Verhältnis zum Aufwand steht.

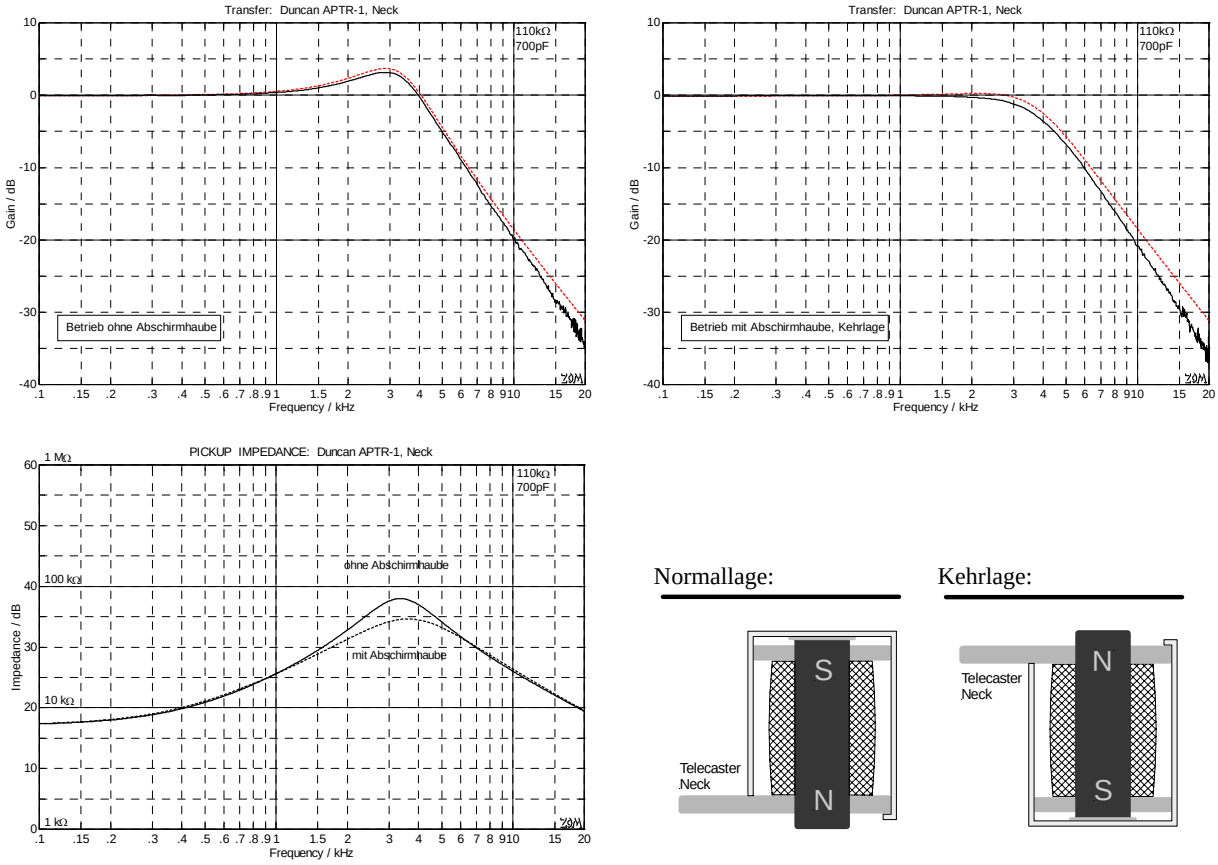


Abb. 5.10.14: Duncan APTR-1, mit/ohne Abschirmhaube. (Betrieb in Normallage: Siehe Abb. 5.10.13.)

© M. Zollner 2002

Alle drei in Abb. 5.10.13 erwähnten Tonabnehmer kommen in ähnlich aussehenden Gitarren zum Einsatz, ihre Übertragungseigenschaften unterscheiden sich aber gewaltig: Die Höhenwiedergabe differiert um 12 dB! Woher kommen diese Unterschiede? Ohne Haube zeigen der Vintage Tele und der APTR-1 ähnliches Verhalten (Abb. 5.10.15), wie man es aufgrund ihres ähnlichen Aufbaus erwarten würde. Das mit einem Balkenmagnet ausgestattete Billig-Imitat erreicht nicht ganz die von den Konkurrenten vorgelegte Resonanzgüte (wegen Wirbelströmen in den Eisenstiften), und erzielt deshalb eine etwas schlechtere Höhenwiedergabe. Aber erst wenn man die **Abschirmhauben** aufsetzt, kommen die großen Unterschiede: Nur das Aussehen ist ähnlich, die elektrischen Eigenschaften sind sehr verschieden. Die Haube des Fender-Tonabnehmers ist aus 0,5 mm Neusilberblech gefertigt, die anderen beiden sind

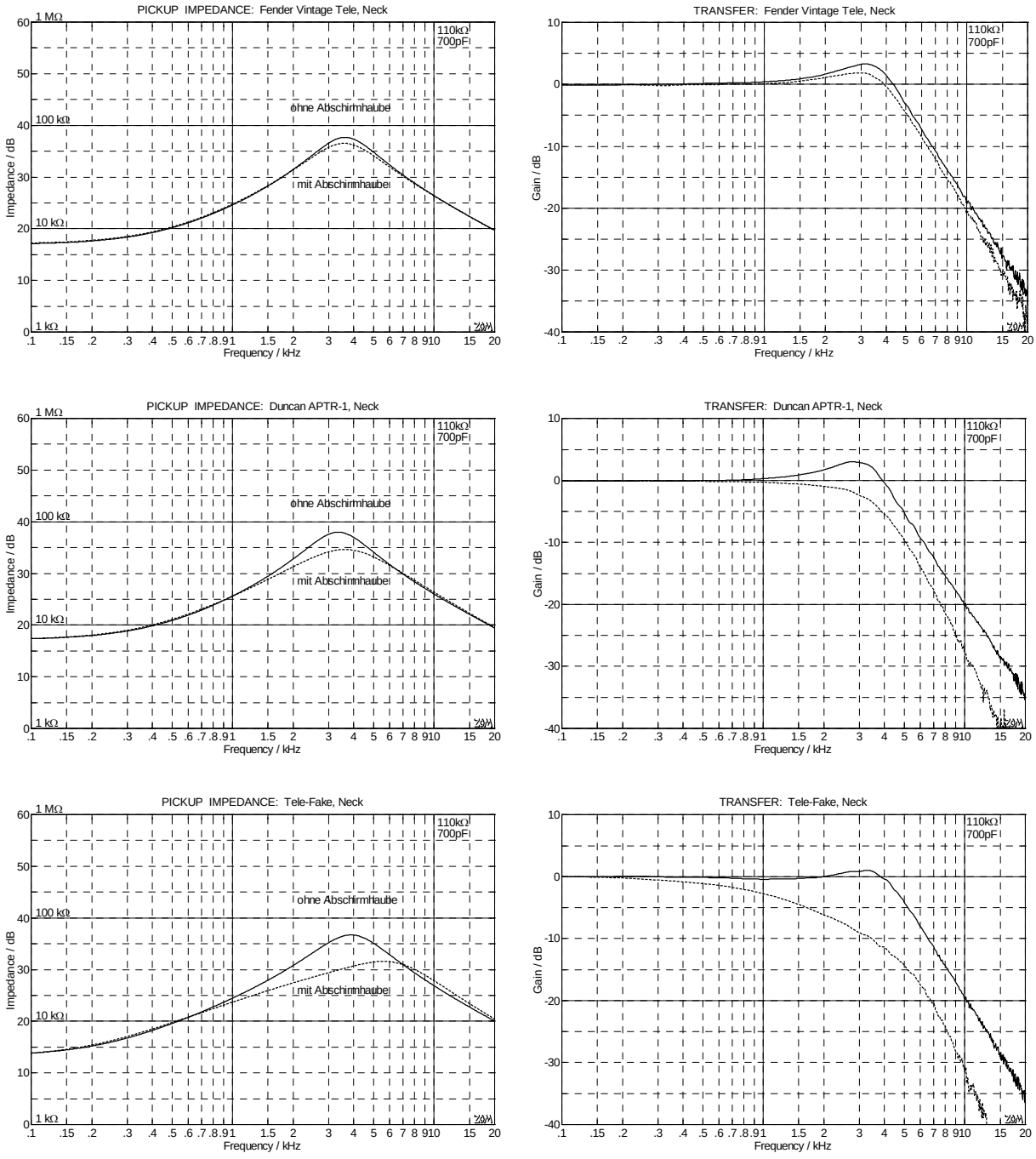


Abb. 5.10.15: Impedanz- und Übertragungsfrequenzgänge: Tonabnehmer mit/ohne Abschirmhaube.

© M. Zollner 2002

aus verchromtem **Messing**. Die unterschiedliche elektrische Leitfähigkeit dieser Metalle (Kap. 5.9.2.2) sorgt für entsprechend unterschiedliche Wirbelstrombedämpfung. Die Haube des Billig-Imitats dämpft mit 0,8 mm Blechdicke sogar noch effizienter als die des APTR-1 (0,5 mm). Nun bleibt es natürlich der individuellen Wertung vorbehalten, ob man strahlende Höhen oder mumpfende Mitten bevorzugt. Allerdings: Beim Fender-Original kann man mit dem Ton-Regler die Höhen absenken, falls dies gewünscht wird. Umgekehrt geht's nicht. Im Seymour-Duncan-Prospekt steht über dem APTR-1-Bild: "For tone that sets you apart". Das Lexikon nennt bei "set apart" u.a. "beiseite legen". Das ist doch mal ehrliche Werbung ...

Humbucker

Humbucker tasten mit ihren zwei Polepieces die Saitenschwingung an *zwei* Stellen ab. Wegen der zwischen diesen beiden Stellen auftretenden Laufzeit kommt es zu Phasendrehungen und damit zu **Interferenz-Auslöschungen**, wenn die Laufzeit gerade einer halben Schwingungsperiode entspricht. Da die Phasengeschwindigkeit der sich ausbreitenden Transversalwelle auf jeder Saite anders ist, sind die Humbucker-Interferenzen **saitenspezifisch**. Abb. 5.10.16 vergleicht für einen Gibson-Humbucker Laser-Messung und Modellrechnung. Die in der ersten Bildzeile dargestellten Kurven sind praktische deckungsgleich, was die hohe Qualität des Modells eindruckvoll bestätigt. Bei der Rechnung wurden drei Komponenten berücksichtigt: Die aus dem gemessenen Impedanzfrequenzgang ermittelte Tiefpassübertragung (**RLC**), das Aperturfilter (**Ap**), und das Interferenzfilter für 19 mm Polabstand (**Notch**). Umgerechnet auf 63 cm Mensurlänge beträgt die Grundfrequenz f_G = 130 Hz, Saitendurchmesser = 0,7mm.

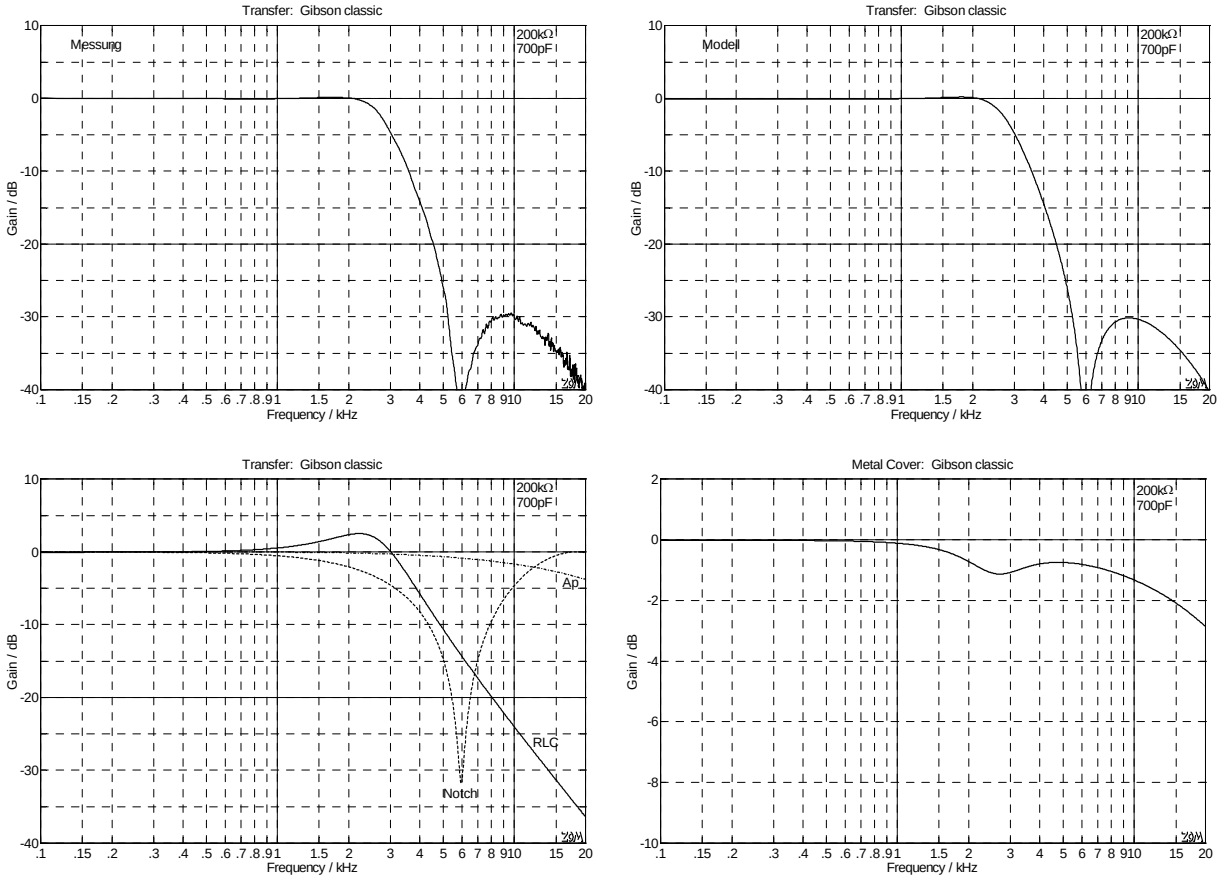


Abb. 5.10.16: Gibson-Humbucker ('57 classic). Laser-Messung (l.o.), Modellrechnung (r.o.), Komponenten der Modellrechnung (l.u.). Im rechten unteren Bild ist die Höhendämpfung der Metallkappe dargestellt.

© M. Zollner 2002

Die in Abb. 5.10.16 dargestellten Messungen bzw. Berechnungen erfolgten für die am Prüfstand verwendete Saite; für reale Gitarrenbedingungen stellt **Abb. 5.10.17** die Übertragungsfrequenzgänge dar – im linken Bild für ein eher langes Gitarrenkabel (700 pF), im rechten Bild für 330 pF Lastkapazität (Kap. 9.4 und 9.6). Das Interferenzloch der tiefen E-Saite (E2) liegt bei 3 kHz, also gerade in dem Bereich, der z.B. von einem Fender-Singlecoil besonders betont wird. Zusammen mit der vom LC-Tiefpass verursachten Höhendämpfung entsteht beim Gibson-Humbucker (und seinen unzähligen Nachbauten) ein Übertragungsfrequenzgang, der an einen inversen Tschebyscheff-Tiefpass denken lässt: So schneidet man effizient die Höhen ab. Nochmals ca. 5 dB Höhen verliert man, wenn (wie bei vielen Gibson-Gitarren der 70er und 80er Jahre) die Gitarren-Potentiometer nicht je 500 kΩ, sondern nur 100 kΩ (Tone) und 300 kΩ (Volume) haben. Wenn man's mag ...

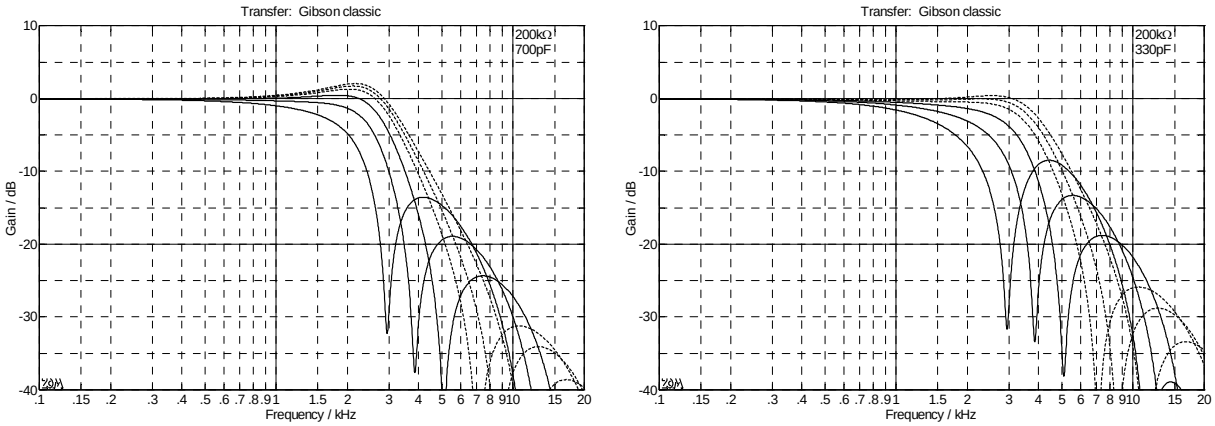


Abb. 5.10.17: Gibson-Humbucker ('57 classic). Saitenspezifische Übertragungsfunktion, unterschiedliches *C*. Wegen der dispersiven Wellenausbreitung liegt das zweite Interferenzloch nicht bei der dreifachen Frequenz, sondern deutlich höher: Hochfrequente Anteile laufen überproportional schnell (Kap. 1.3.1).

Nicht alle Humbucker weisen den von Seth Lover im Gibson-Humbucker vorgegebenen Pol-Abstand auf. Beim Fender-Humbucker (übrigens auch von Seth Lover entwickelt) sind's 20 mm, beim Gibson Mini-Humbucker 13 mm, bei Humbuckern im Singlecoil-Format nur 6 – 9 mm. Im gleichen Maß, wie der Polabstand abnimmt, erhöht sich die Notch-Frequenz. Reduziert man die Magnetpole auf schmale Klingen, deren Mittellinien nur 7,5 mm Abstand haben, wie das z.B. beim **Joe-Barden**-Tonabnehmer "Strat Standard Bridge" oder beim **DiMarzio** DP-184 gemacht wird, so verschiebt man dadurch die Notch-Frequenzen in höhere Bereiche.

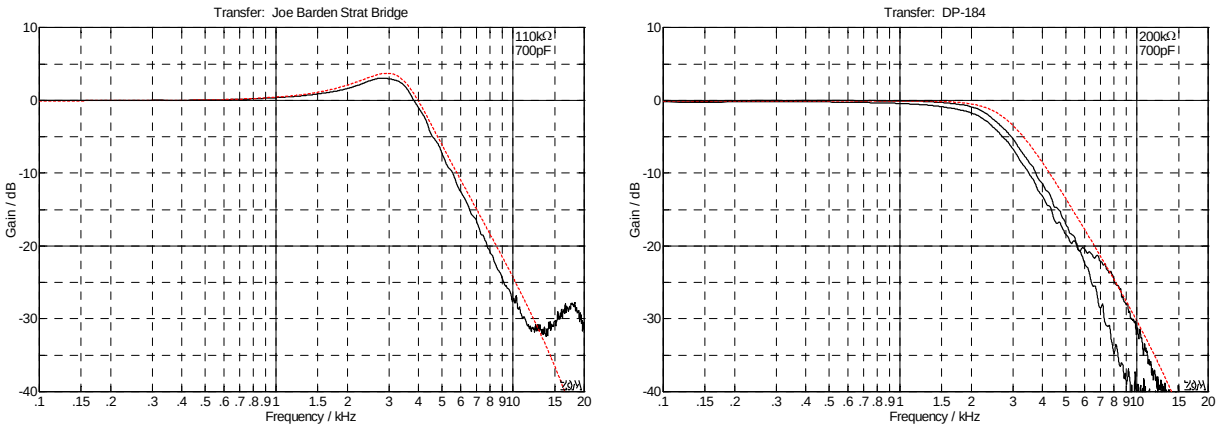


Abb. 5.10.18: Übertragungsfrequenzgang: Humbucker mit 7,5 mm Klingenabstand (Joe Barden, DiMarzio). Lasermessung (——), Modellrechnung (RLC, Notch, Aperturfilter ----). Saitendurchmesser 0,7 mm, f_G = 130 Hz.

© M. Zollner 2002

Ohne Dispersion würde bei Pol-Abstandsverringerung auf das 0,4-fache die Notch-Frequenz auf das 2,5-fache steigen, tatsächlich erhöht sie sich aber (saitenspezifisch) auf das vier- bis fünffache. Die entsprechende Theorie (dispersive Wellenausbreitung, Kap. 1.3.1) passt gut zu den Messergebnissen. Daneben existieren aber schwieriger zu modellierende Effekte, wie z.B. die bei Humbuckern mit kleinem Klingenabstand auftretenden, nicht mehr vernachlässigbaren induktiven und kapazitiven Kopplungen zwischen den beiden Spulen. U.U. ist sogar die Übertragungscharakteristik abhängig von der Ausbreitungsrichtung der Transversalwelle (Kap. 5.11). Die daraus resultierenden komplizierten Frequenzgänge lassen sich mit einfachen Transfermodellen nur mehr mit mäßiger Genauigkeit modellieren (**Abb. 5.10.18**). Das beim Joe-Barden-Tonabnehmer im Bereich um 18 kHz auftretende Maximum, das man als Dipol-Interferenz interpretieren könnte, ist tatsächlich auf eine Koppelresonanz der beiden Spulen zurückzuführen. Allerdings: Für den Klang ist dieses Nebenmaximum unerheblich.

5.10.6 Messgenauigkeit bzw. Messungenauigkeit

Prüfstandsmessungen ermöglichen objektive Messdaten, finden aber in einer untypischen Situation ("in vitro") statt. Zum tatsächlichen Verhalten der gespielten Gitarre ("in vivo") bestehen Unterschiede, und darüber hinaus muss berücksichtigt werden, dass alle Messungen fehlerbehaftet sind. Zweifel am Wert von Prüfstandsergebnissen sind folglich erlaubt. Auf der anderen Seite sind subjektive Wertungen, die z.B. beim Spielen einer Gitarre abgegeben werden, ebenfalls anzuzweifeln: Sie könnten von einem schwerhörigen Gitarristen stammen, oder im Vollrausch entstanden sein, oder von einem Gitarren-Tester kommen, der dringend Geld brauchte. Ja – sogar die Kombination dieser drei Eigenschaften ist vorstellbar. Oder eine Bewertung entstand einfach in einer sehr speziellen, u.U. nie mehr reproduzierbaren Laune; sie artikuliert damit eine subjektive Meinung, die aber für die Allgemeinheit wenig Relevanz besitzt. Kap. 8 befasst sich etwas mehr mit der Welt der Psychophysik, die folgenden Absätze haben die bei Prüfstandsmessungen entstehenden Messfehler zum Thema.

1) Die meisten der untersuchten Tonabnehmer weisen eine eher bescheidene Fertigungsqualität auf: Jeder Einzelmagnet eines Tonabnehmers erzeugt eine andere Flussdichte, die Luftspalte sind unterschiedlich, die Trägerplatte ist verzogen, die Magnete stehen schief. Selbst einfache Abstandsmessungen geraten hier zum Problem, wobei erschwerend hinzukommt, dass übliche Stahlmesswerkzeuge wegen der magnetischen Anziehungskräfte nicht verwendet werden dürfen. Bei dynamischen Messungen scheiden auch NE-Metalle aus, weil in ihnen Wirbelströme zu unerwünschten Dämpfungen führen. Mit einem komplett aus preiswerten Kunststoffen aufgebauten Prüfstand übersteigen die **Messtoleranzen** aber schnell 0,1 mm, und das ist für kritische Abstandsmessungen oft schon zu viel. Noch schwieriger sind Querschnittsmessungen an Saiten: Um die Querschnittsfläche einer 10-mil-Saite auf 1% genau bestimmen zu können, muss der Durchmesser auf 1,3 µm genau ermittelt werden. Übliche Mikrometerschrauben erreichen 10 µm, das ergibt schon 8% Flächenfehler.

2) Etwas besser ist die Situation bei elektrischen Messungen: Spannungen und Ströme können mit ca. 1% Ungenauigkeit gemessen werden, im Einzelfall sogar noch präziser. Bei der Messung magnetischer Größen wird's schon wieder ungenauer: 5% Fehler sind da wohl typisch.

3) Ein noch größeres Problem ist die **Saitenmagnetisierung**: Magnettonabnehmer arbeiten nur mit ferromagnetischen Saiten, und deren Arbeitspunkt bewegt sich auf einer Hysteresekschleife. Das Übertragungsmaß eines Tonabnehmers kann sich um 3 dB (!) ändern, wenn die Saite einmal an den Tonabnehmermagnet angenähert und wieder in ihre Ruheposition zurück-

© M. Zollner 2002

gebracht wird. Wobei es im dreidimensionalen Raum viele Wege gibt, einen Raumpunkt zu erreichen! Ein Beispiel soll die Schwierigkeiten verdeutlichen **(Abb. 5.10.19)**: Im linken Bild wird der Tonabnehmer (Gibson-Humbucker) in Saiten-Längsrichtung über der Kröpfung der rotierenden Saite verschoben (Motor-Prüfstand). Hin- und Rückweg ergeben zwei verschiedene Kurven (—— *d*=2mm, ------ *d*=4mm). Das rechte Bild zeigt den Spannungspegelverlauf als Funktion der Distanz *d*; die Kröpfung rotierte hierbei über der Stiftspule des Humbuckers (linkes Maximum im linken Bild). Es erforderte eine Vielzahl sich ergänzender Messungen, um zu aussagekräftigen und praxisbezogenen Messkurven zu kommen – und die "subjektiv richtige Objektivität" zu erreichen.

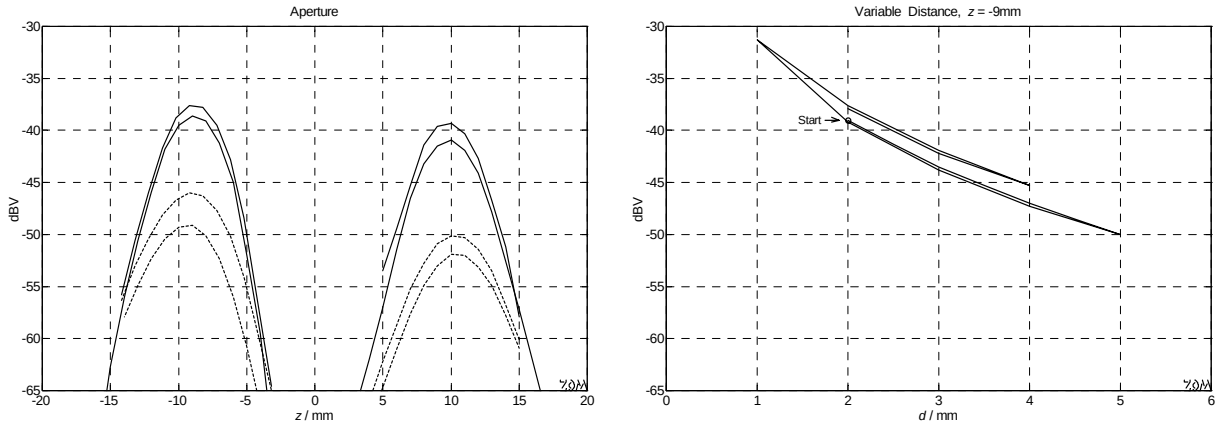


Abb. 5.10.19: Abhängigkeit des Spannungspegels von der Tonabnehmer-Verschiebung in Saitenlängsrichtung (links) und von der Saite/Magnetpoldistanz (rechts). Motor-Prüfstand (Kap.

4) Um zu erkennen, ob die an einem individuellen Tonabnehmer gewonnenen Daten auch tatsächlich **repräsentativ** für diesen Typ (für die Grundgesamtheit) sind, müsste eigentlich eine Stichprobe gezogen werden, die mehr als nur ein Element enthält. Das verbietet sich aber angesichts eines Stückpreises von 186 Euro (A.D. 2003), sodass als "Extrapolation" nur die Vermutung bleibt, dass alle Tonabnehmer dieses Typs krumm zusammengemurkst worden sein könnten. Der Betriebswirt nickt hier zustimmend, und verweist darauf, dass ein einzelner Alnico-Magnet schon 40 Cent kostet – und ein paar Prozent Gewinn müssen sein ...

5) Beim **Motorprüfstand** ist zu kritisieren, dass die verwendete Saiten-Kröpfung keinen infinitesimal kleinen Impuls darstellt, dass eine rotatorische Bewegung vorliegt, und dass Transformationen in den Frequenzbereich eigentlich ein lineares System voraussetzen. Außerdem ist die verwendete Saite im nicht gekröpften Teil nicht exakt zylindrisch, sondern minimal verbogen (bei Stahldraht nicht anders herstellbar). Bei 1 mm Kröpfungsamplitude und gewünschten 40 dB Messdynamik erkennt man schnell die nötigen Fertigungstoleranzen (10 µm). Oder waren gar 60 dB gewünscht, dann bitte maximal 1 µm Toleranz. Und bitte spiel- und reibungsfrei in Kunststoff lagern ...

6) Auch der **Shakerprüfstand** hat seine typischen Artefakte: Die Saite schwingt nicht genau in einer Ebene, sondern auf einer leicht elliptischen Bahn, der Magnetantrieb des Shakers erzeugt ein magnetisches Störfeld, Messungen sind wegen Eigenresonanzen nur im tiefen Frequenzbereich möglich, der Antrieb ist nichtlinear und wegen Erwärmung zeitvariant, u.v.a.m.

© M. Zollner 2002

7) Das **Laser-Vibrometer** ist hinreichend genau, sofern es auf einem schweren Steintisch befestigt wird (was der Fall war). Um Rauschstörungen gering zu halten, ist eine geeignete Schmalbandfilterung erforderlich, wie z.B. in Kap. 6 erläutert.

8) Bei allen **Mess-Spulen** sollte eigentlich ein möglichst dünner Draht verwendet werden, um die effektive Spulenfläche genau angeben zu können. Je dünner der Draht, desto größer wird aber die Gefahr einer Beschädigung (Kompromiss: 60 – 80 µm CuL).

9) Messungen, bei denen das Messsignal integriert werden muss (um z.B. aus der Beschleunigung die Schnelle zu ermitteln), werden durch den **Verstärker-Offset** verfälscht. Auch bei offsetarmen Operationsverstärkern reichte es manchmal schon, mit der Hand die Luft über dem OP-Gehäuse zu bewegen, um messbare Drifteffekte zu produzieren. Mit entsprechendem Aufwand sind diese Probleme aber so gerade eben beherrschbar.

Vergleicht man dann aber die einzelnen Messergebnisse, stellt man mit Erleichterung fest: So ungenau wird's gar nicht. Solange man nicht mit überzogenen Ansprüchen an die Probleme herangeht, und grobe Fehler vermeidet (die allerdings zahlreich darauf warten, gemacht zu werden), erreicht man mit Prüfstandsmessungen belastbare Aussagen. Aus dem Vergleich der über viele Jahre entstandenen Messergebnisse erhärtete sich die (subjektive) Vermutung, dass die typische Prüfstands-Ungenauigkeit der eines Präzisions-Schallpegelmessers vergleichbar ist, und ungefähr 1 dB beträgt.

© M. Zollner 2002

5.10.7 FEM-Berechnungen

Neben unbeirrbarem Glauben (nur pre-CBS), Hörtest (vintage vs. neu) und Messung (3D-Laser) bleibt (neben völliger Ignoranz) eigentlich nur mehr die mathematisch/physikalische Finitisierung, um die Funktion eines Tonabnehmers "exakt" zu beschreiben. Das Magnetfeld wird in hunderttausende Bruchstücke (finite Elemente) zerlegt, für die der Computer in stundenlanger Arbeit die genaue Feldverteilung berechnet. Je teurer das Programm und je größer die Anzahl der Elemente, desto präziser. Und so stellt der ambitionierte Hobby-Forscher mit Begeisterung seine farbigen Fluxogramme ins Netz, um damit den endgültigen Nachweis zu liefern, warum der Strat-Pickup anders klingt als der XY-90. Weiser Rat eines Profi-Forschers, der nach einem halben Jahr das Handtuch geworfen hat: Vergesst es.

Nicht, dass diese finiten Modelle generell falsch wären – die Probleme liegen bei den vom Benutzer einzugebenden Daten. Doch der Reihe nach. Feldberechnungen sind einfach, wenn Gleichstrom durch einen unendlich langen geraden Draht fließt. Ist beim Tonabnehmer nicht der Fall? Gut, dann die Permanentmagnet-Toolbox aufgemacht, und "Zylindermagnet" angeklickt. Mesher – Solver – Farbbild – Papierkorb. Any questions? Ja natürlich, viele sogar.

Das Feld *eines* **Zylindermagneten** ist relativ einfach, weil rotationssymmetrisch. Dass ein Tonabnehmer sechs davon hat, könnte man noch ignorieren ("Approximation"), dass er eine Saite, ach was, sechs Saiten hat, auch. Schon Valentin meinte ob einer saitenlosen Geige: *Für einen Anfänger reicht das schon*. Nein, im Ernst, das Magnetfeld ohne Saite ist natürlich nur als Einstieg brauchbar, Aussagen zum Übertragungsverhalten gibt's nur mit Saite. Doch damit geht die Zylindersymmetrie verloren, der Rechenaufwand steigt dramatisch. Könnte man noch von der sportlichen Seite sehen – wer viel Erfahrung mit der Vernetzung hat, kann die Geometrie bewältigen, die Randelemente richtig setzen (ganz und gar nicht trivial), und ein Feld mit Saite berechnen lassen. Dieses Feld muss durch Luft, mit der relativen Permeabilität $\mu_r = 1$. Und durch eine Stahlsaite, mit großer Permeabilität (wg. Ferromagnetismus). Und durch einen Permanentmagnet, mit eher kleinem μ_r. Will man sich wenig Arbeit machen, sucht und findet man für Alnico $\mu_r = 4$, und für Stahl $\mu_r = 40$. Nochmals: Papierkorb.

Gängige FEM-Programme modellieren Ferromagnetika mit einer *BH*-Kennlinie. Mit einer. Weil man dann nicht entscheiden muss, auf welchem Ast der Hystereseschleife sich der aktuelle Arbeitspunkt befindet. Damit bekommt man zwar einen ungefähren Eindruck vom Feldverlauf, aber es sollte doch genau werden, oder? Großer Aufwand, dafür ultimative Perfektion. Sowohl die Saite als auch der Magnet sind aber hartmagnetisch, da unterscheiden sich die beiden Hysterese-Äste wesentlich. Also noch größerer Rechenaufwand (falls überhaupt unterstützt), und zwei Äste. Zwei? Nur die Grenzkurven, obwohl es auch innerhalb jener unendlich viele *BH*-Paarungen gibt? Aber dann schafft es der Solver nicht mehr, dann konvergiert die Iteration nicht mehr, dann kapituliert das Programm. Nicht? Mit der neuesten Release geht auch das? Super, dann haben wir jetzt zwei unterschiedlich nichtlineare Material-Kennlinienfelder, und die große Hoffnung, dass sich Magnet und Saite auch daran halten mögen. Hat die neue Release eigentlich einen Button für **Anisotropie**? Damit ist gemeint, dass die magnetischen Eigenschaften der Metalle richtungsabhängig sind. Im einfachen Modell legt man Isotropie zugrunde, die Saite wurde bei der Herstellung aber *gezogen* und ist in einer Richtung stark mechanisch belastet, da müsste man zumindest prüfen, ob sie wirklich isotrop reagiert. Alnico-V-Magnete sind sicher anisotrop, Keramikmagnete häufig auch. Und leider durchläuft nur ein kleiner Teil des Magnetflusses den Zylinder in axialer Richtung, ein wesentlicher Teil tritt "schräg" durch den Zylindermantel. Deshalb: Keine finale Perfektion, und trotz mathematischem Overkill lediglich eine ungefähre Näherung.

© M. Zollner 2002

Als stolzer Besitzer farbiger Fluxogramme mit immer feinerer Rasterung und kaum mehr sichtbarer Finitisierung glaubt man nun die Berechtigung zum letzten Schritt erhalten zu haben: Zur **dynamischen Analyse**. Nun soll die Saite schwingen, vulgo ihre Distanz zum Magnet ändern. Dem FEM-Programm legt man diesen Wunsch durch Diskretisierung nahe: Statt einer Distanz lässt man über Nacht derer 10 berechnen (klein anfangen, nicht übertreiben). Damit erhält man 10 verschiedene Magnetflüsse, und als deren Differenz die Größe, von der die induzierte Spannung abhängt: Die zeitliche Änderung des Magnetflusses.

Diesem Ergebnis liegt die sehr wohlwollende Annahme zugrunde, dass realitätsnahe Materialdaten Verwendung finden, obwohl kaum jemand tensorielle Daten anisotroper Ferromagnetika haben dürfte. Doch unterstellen wir, einer hätte eben diese – wie geht's weiter? Im Magnet entstehen Wirbelströme, und verdrängen das mit viel Aufwand berechnete Magnetfeld! Also entweder Beschränkung auf 82,4 Hz (ist ja auch schon was), oder noch viel größerer Rechenaufwand und wirklich dynamisch rechnen. Und irgendwann feststellen, dass die Differenz zweier nur ungefähr richtiger Daten mächtig falsch wird. Deshalb endgültig: Papierkorb.

Und für all jene, die noch immer nicht überzeugt sind (weil jetzt schon 5 Monate Arbeit drinhängen, und der Software-Support so nett alle Programmfehler behoben hat): Wenn sich ein Magnetfeld ändert, und das tut es beim Schwingen der Saite, läuft der *BH*-Punkt nicht auf der mit viel Arbeit eingegebenen Hysterese-Kurvenschar. Die Steigung der Hysterese-Kurve ist die **differentielle Permeabilität**, gebraucht wird aber die **reversible Permeabilität**, die ist kleiner als die differentielle (Kap. 4.10.3). Somit bleibt zu guter Letzt ein Sammelsurium approximierter Abhängigkeiten, deren Differenz eben nicht die mathematische ultima Ratio numerischer Perfektion, sondern halt auch nur eine grobe Abschätzungen ist. Ansys net übl, wemma sonst nix vorhat – aba net herzeig'n, gell.

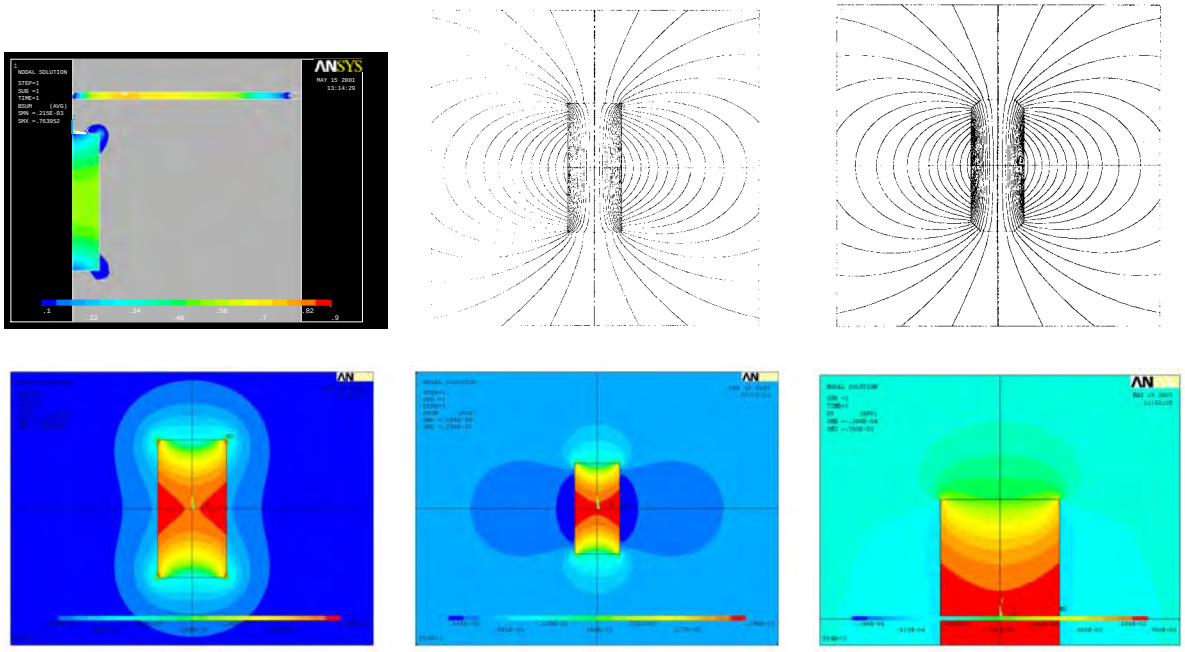


Abb. 5.10.20: FEM-Bilder

© M. Zollner 2002

5.11 Tonabnehmer-Richtcharakteristik

Magnettonabnehmer sind vor allem für Saitenschwingungen empfindlich, die rechtwinklig zur Griffbrettoberfläche verlaufen. Hierbei pendelt die Saite zwischen Bereichen mit höherer und niederer Magnetfeldstärke hin und her, woraus Flussänderungen in der Tonabnehmerspule resultieren. Bei griffbrettparallelen Bewegungen schwingt die Saite in Bereichen mit annähernd gleicher Feldstärke, weshalb hierbei nur eine geringe Spannung induziert wird. Außer der Polarisationsebene der sich ausbreitenden Transversalwelle muss aber bei einigen Tonabnehmern (vor allem Humbucker) auch noch die Ausbreitungsrichtung beachtet werden.

5.11.1 Saiten-Polarisationsebene

Das in Abb. 5.11.1 dargestellt Richtdiagramm gibt Auskunft über die Abhängigkeit der Tonabnehmerspannung vom Winkel der Schwingungsebene. Zur Messung wurde hierzu eine D'Addario-Saite (PL-026, 0,66 mm Durchmesser) mit 85 Hz sinusförmig ausgelenkt; die Amplitude betrug 0,4 mm, die Distanz zwischen Magnetpol und Saite 2 mm, die Saite befand sich zentriert über dem Magnetpol (auf der Magnetachse) eines Telecaster-Stegtonabnehmers.

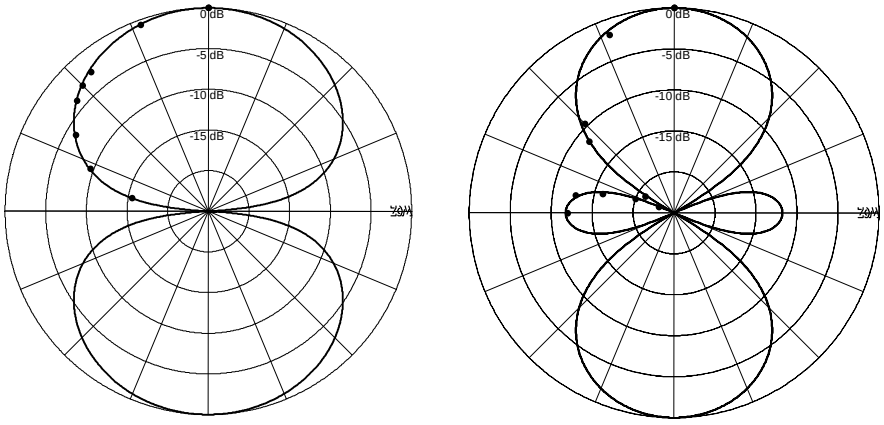


Abb. 5.11.1: Richtdiagramm eines Magnettonabnehmers (Fender Telecaster, Steg). Der Kurvenzug gehört zur Modellrechnung, die Punkte zeigen Messwerte. 1. Harmonische (links), 2. Harmonische (rechts).

Über dem Zentrum des Magnetpols ergibt sich für die **1. Harmonische** eine kosinusförmige Winkelabhängigkeit: Maximale Empfindlichkeit bei griffbrettnormalen Schwingungen, vollständige Auslöschung bei griffbrettparallelen Schwingungen. Die Winkelabhängigkeit der **2. Harmonischen** zeigt eine Nullstelle bei 63° und ein Nebenmaximum bei 90°. Bei einem achsensymmetrischen Magnetfeld ergibt eine normal zur Symmetrieachse verlaufende, sinusförmige (und zentrierte) Schwingung einen Feldverlauf, der aufgrund der Symmetrie (gerade Funktion) nur gerade Potenzen der Reihenentwicklung enthalten kann, also neben einem hier unwichtigen Gleichanteil nur geradzahlige Harmonische aufweist. Dies ändert sich aber, sobald die Saite nicht mehr über der Magnetachse zentriert schwingt – sie kann ja durch Ziehen verschoben werden, oder wurde bereits bei der Herstellung der Gitarre außermittig platziert. **Abb. 5.11.2** zeigt Saitenpositionen einer American Standard Stratocaster (2002). Der Magnet-Achsabstand beträgt hierbei *für alle drei Tonabnehmer* einheitlich 10,4 mm. Da die Saiten aber nicht parallel, sondern divergierend vom Kopf zum Steg verlaufen, können gar nicht alle 6 Saiten zentriert über allen Magneten positioniert werden, und deshalb ist der Übertragungskoeffizient des Tonabnehmers nicht nur von der Schwingungsrichtung der Saite, sondern auch von der Saitenposition abhängig. Die in *zwei* Dimensionen verschoben werden kann.

© M. Zollner 2002

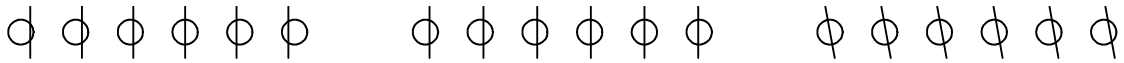


Abb. 5.11.2: Saitenpositionen über den Magnetpolen: Hals-, Mitte- bzw. Stegtonabnehmer (v. l. n. r.). Beim Stegtonabnehmer verlaufen die Saiten nicht rechtwinklig zur Tonabnehmer-Längsachse, sondern schräg.

Richtdiagramme wie in Abb. 5.11.1 gelten deshalb nur für den Einzelfall – eine Verallgemeinerung ist nur mit Einschränkungen möglich. Um die Abhängigkeit des Übertragungskoeffizienten von der Saitenposition zu erfassen, wurden verschiedene Tonabnehmer am Shakerprüfstand vermessen (**Abb. 5.11.3**). Die Saite wurde hierzu sinusförmig mit 85 Hz ausgelenkt und in konstantem Abstand über den Magnetpolen verschoben. Obwohl die Tonabnehmer von unterschiedlicher Bauart sind (Kap. 5.1 – 5.3), ergeben sich ähnliche Kurvenverläufe. Zwischen den einzelnen Tonabnehmern bestehen Unterschiede in der absoluten Empfindlichkeit (Lautstärke), und zusätzlich ist der Übertragungskoeffizient abhängig von der Saitenposition. Es überrascht nicht, dass direkt über einem Magnetpol der Spannungspegel am größten ist, und zwischen zwei Magnetpolen am kleinsten; dieser positionsabhängige Pegelunterschied beträgt beim Telecaster-Tonabnehmer 5dB, bei den anderen ist er etwas geringer. In den Abbildungen ist nur eine Hälfte jedes Tonabnehmers dargestellt, die Kurven sind symmetrisch zur Mitte, mit Ausnahme des Stratocaster-Tonabnehmers: Seine Magnetzylinder ragen im Originalzustand unterschiedlich weit aus dem Tonabnehmergehäuse heraus (staggered magnets), wurden aber für diese Messung auf gleiche Höhe eingestellt.

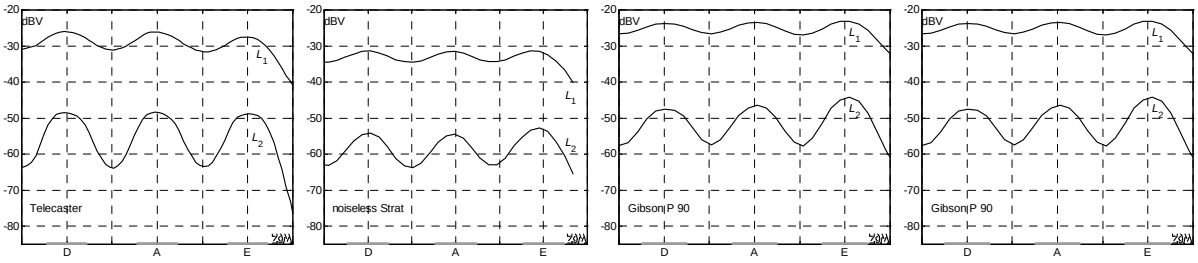


Abb. 5.11.3: Ortsabhängigkeit des Pegels der ersten bzw. zweiten Harmonischen, griffbrettnormale Saitenbewegung. 0,4 mm Amplitude, Saite/Magnetabstand 2mm, Shaker-Eigenverzerrungen kompensiert.

In **Abb. 5.11.4** sind entsprechende Ergebnisse für griffbrettparallele Saitenschwingung dargestellt. Hier werden neben prinzipiellen Gemeinsamkeiten auch deutlichere Unterschiede sichtbar. Allerdings darf man nicht der Versuchung erliegen, in diesen Kurven den Schlüssel zur Ursache interindividueller Klangunterschiede sehen zu wollen. In **Hörversuchen** konnte weder bei einer seitlichen Verschiebung der Saite (konstant gehaltene Saite/Magnet-Distanz) noch bei Änderung der Saitenschwingungsrichtung ein *wesentlicher* Effekt bemerkt werden. Dies schließt nicht aus, dass in Einzelfällen doch kleinere Klangeffekte hörbar werden, es relativiert aber deren Bedeutung. Beispielsweise ändert sich der Klang wesentlich mehr, wenn die Saite an einer anderen Stelle oder mit einem anderen Plektrum angezupft wird. Zwar macht es einen großen Unterschied, ob der Gitarrist die Saite "anhebt", und gegen das Griffbrett schnellen lässt, oder parallel zum Griffbrett anschlägt – dieser Unterschied kommt aber vom Aufprallen der Saite auf die Bünde, also von der mechanischen Schwingung.

© M. Zollner 2002

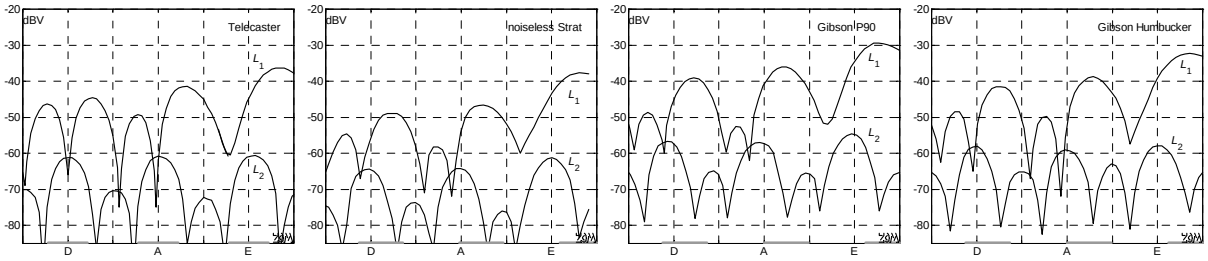


Abb. 5.11.4: Ortsabhängigkeit des Pegels der ersten bzw. zweiten Harmonischen, griffbrettparallele Saitenbewegung. 0,4 mm Amplitude, Saite/Magnetabstand 2mm, Shaker-Eigenverzerrungen kompensiert.

In **Abb. 5.11.5** sind die Messergebnisse aller 4 Tonabnehmer übereinandergezeichnet. Die Kurven wurden vertikal so verschoben, dass die Streuungen minimiert waren. Bei griffbrettnormaler Schwingung ergeben sich kaum Unterschiede bei den 1. Harmonischen; bei den 2. Harmonischen sind in den Minima etwas größere Unterschiede zu erkennen, die aufgrund ihrer Pegelabstände zu den 1. Harmonischen aber unerheblich bleiben. Griffbrettparallele Saitenschwingungen verursachen größere Unterschiede, da hierbei Nullstellen der Übertragungsfunktionen (d.h. Auslöschungen) durchlaufen werden, und auch kleine Magnetfeld-Unsymmetrien Auswirkungen auf den Spannungspegel haben können. Die unterschiedliche Höhe der Maxima im rechten Bild von Abb. 5.11.5 ist auf die endliche Magnet-Anzahl zurückzuführen, die zu einem nach außen divergierendem Magnetfeld führt. Wäre eine große Zahl gleichartiger Magnete aufgereiht, würden sich (außer bei den Randmagneten) gleich hohe Maxima ergeben.

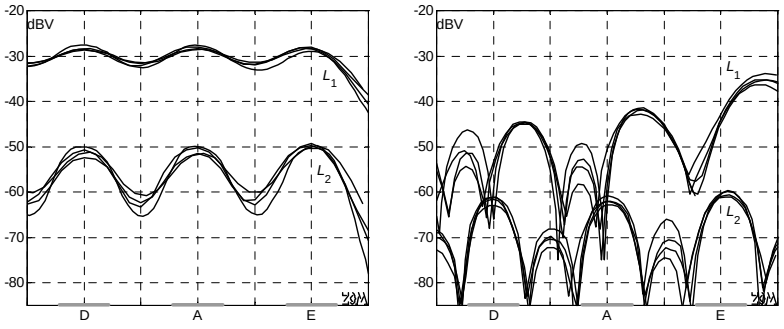


Abb. 5.11.5: Ortsabhängigkeit des Pegels der ersten bzw. zweiten Harmonischen, griffbrettnormale Saitenbewegung (links), griffbrettparallele Saitenbewegung (rechts).

Im Bereich der E-Saite zeigen alle Kurven einen ähnlichen Verlauf, obwohl:

- der Telecaster-Magnet zylinderförmig ist (plane Stirnfläche),
- der Stratocaster-Magnet angefast ist (umlaufende Abschrägung, "beveled"),
- beim P90 Rundkopfschrauben das Feld eines Balkenmagneten bündeln,
- beim Humbucker je Saite ein Zylinder und eine Schraube das Feld bündeln.

Zur Tonabnehmermitte hin sind zwar (bei griffbrettparalleler Saitenschwingung) über 10 dB Unterschied zu erkennen, deren Relevanz aber wieder in Frage zu stellen ist: 1) Die reale Saite führt keine rein griffbrettparallele Schwingung aus; 2) wäre dieser Unterschied bedeutend, würden die A- und D-Saite anders klingen als die E-Saite – was im Hörversuch nicht bestätigt werden konnte. Vielmehr erzeugte z.B. der Stratocaster-Tonabnehmer bei allen 3 Saiten den erwarteten Klang, ohne saitenspezifische Besonderheit. (Die Tonhöhe war natürlich schon unterschiedlich).

© M. Zollner 2002

5.11.2 Wellen-Ausbreitungsrichtung

Neben der im vorhergehenden Kapitel diskutierten Schwingungs-Richtcharakteristik hängt die Tonabnehmer-Übertragungsfunktion u.U. auch von der Ausbreitungsrichtung der die Saite entlanglaufenden Welle ab. Bei achsensymmetrisch aufgebauten Tonabnehmern ist dieser Effekt nicht vorhanden; sobald aber Unsymmetrie vorliegt, kann die vorwärts laufende Welle zu einer anderen Induktionsspannung führen als die rückwärts laufende.

Abb. 5.11.6 erläutert die Zusammenhänge an einem vereinfachten Blockschaltbild. Eine Saite wird an zwei Punkten abgetastet. Längs der Saite breitet sich eine Transversalwelle aus, deren Richtung mit den Indizes V bzw. R als "vorwärts" bzw. "rückwärts" definiert wird. Zwischen den beiden Abtastpunkten beträgt die **Phasenlaufzeit** τ, sie kann in beliebiger Form von der Frequenz abhängen (beliebige Dispersion). Als Realisierung könnte man an einen Humbucker denken, bei dem die beiden Abtastpunkte typischerweise 19 mm voneinander entfernt sind.

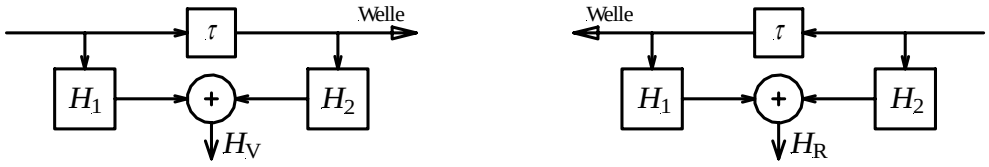


Abb. 5.11.6: Blockschaltbilder für die an zwei Punkten abgetastete Saitenschwingung

Die beiden Abtastsignale (Induktionsspannungen) durchlaufen je ein Filter, dessen Übertragungsfunktion mit $\underline{H}_1$ bzw. $\underline{H}_2$ definiert wird; anschließend werden beide Signale addiert. In einem ersten Schritt könnte man die Gesamt-Übertragungsfunktionen mit

$$\underline{H}_V = \underline{H}_1 + e^{-j\omega\tau} \cdot \underline{H}_2; \qquad \underline{H}_R = \underline{H}_2 + e^{-j\omega\tau} \cdot \underline{H}_1$$

ansetzen, hätte dann aber unterschiedliche Bezugspunkte: Für die Vorwärtswelle den Eingang von $\underline{H}_1$, für die Rückwärtswelle den Eingang von $\underline{H}_2$. Besser ist, die **Tonabnehmer-Mitte** als Zeitbezug zu wählen, und die Übertragungsfunktionen hierauf umzuformen:

$$\underline{H}_V = e^{+j\omega\tau/2} \cdot \underline{H}_1 + e^{-j\omega\tau/2} \cdot \underline{H}_2; \qquad \underline{H}_R = e^{-j\omega\tau/2} \cdot \underline{H}_1 + e^{+j\omega\tau/2} \cdot \underline{H}_2;$$

Für die Filter (Tonabnehmer-RLC-Tiefpass) sind mehrere Spezialfälle zu unterscheiden: $\underline{H}_2 = \underline{H}_1$, $\underline{H}_2 = k{\cdot}\underline{H}_1$, und $\underline{H}_2 \neq \underline{H}_1$. Der Fall identischer Filterung ($\underline{H}_2 = \underline{H}_1 = \underline{H}$) entspricht achsensymmetrischer Struktur, die beiden Übertragungsfunktionen sind **identisch**: $\underline{H}_V = \underline{H}_R$. Realisiert ist dieser Fall z.B. beim Gretsch-Humbucker "FilterTron".

$$\underline{H}_V = e^{+j\omega\tau/2} \cdot \underline{H}_1 + e^{-j\omega\tau/2} \cdot \underline{H}_2 = 2\cos(\omega\tau/2) \cdot \underline{H} = \underline{H}_R; \qquad \underline{H}_1 = \underline{H}_2 = \underline{H}$$

Wenn sich die beiden Übertragungsfunktionen um einen *reellen* Faktor *k* unterscheiden, erhält man den zweiten Spezialfall: $\underline{H}_2 = k{\cdot}\underline{H}_1$, bei dem (wegen zueinander konjugiert komplexer Klammerausdrücke) die Übertragungsfunktionen **betragsgleich** sind: $|\underline{H}_V| = |\underline{H}_R|$. Die Phasenfunktionen sind allerdings unterschiedlich, was bei Wellenüberlagerung zu beachten ist.

$$\underline{H}_V = \underline{H}_1 \cdot \left(e^{+j\omega\tau/2} + k \cdot e^{-j\omega\tau/2}\right); \qquad \underline{H}_R = \underline{H}_1 \cdot \left(e^{-j\omega\tau/2} + k \cdot e^{+j\omega\tau/2}\right); \qquad \underline{H}_2 = k{\cdot}\underline{H}_1$$

© M. Zollner 2002

Beim dritten Fall, der durch einen komplexen Faktor beschrieben werden kann ($\underline{H}_2 = \underline{k}\cdot\underline{H}_1$), ergeben sich für die vorwärts bzw. rückwärts laufende Welle zwei verschiedene Gesamt-Übertragungsfunktionen. Dieser Fall betrifft alle Humbucker mit **ungleichen Spulen**, und Humbucker in Singlecoil-Schaltung, bei denen die Magnetfeldkopplung wesentlich ist.

$$\underline{H}_V = \underline{H}_1 \cdot \left(e^{+j\omega\tau/2} + \underline{k}\cdot e^{-j\omega\tau/2}\right); \qquad \underline{H}_R = \underline{H}_1 \cdot \left(e^{-j\omega\tau/2} + \underline{k}\cdot e^{+j\omega\tau/2}\right); \qquad \underline{H}_2 = \underline{k}\cdot\underline{H}_1$$

Abb. 5.11.7 zeigt ein Beispiel, bei dem sich die beiden Filterfunktionen stark unterscheiden: Der DiMarzio **DP-184** wurde "gesplittet" betrieben, d.h. nur eine seiner beiden Spulen war angeschlossen; die andere lief unbelastet (elektrischer Leerlauf). Aus dieser Betriebsart darf aber nicht geschlossen werden, dass die leerlaufende Spule keinen Beitrag liefert: Wegen unvermeidlicher **Wicklungskapazitäten** (in diesem Fall um 500 pF) fließen auch in der nicht angeschlossenen Spule induzierte Ströme, die zu einem Magnetfeld und damit zu Auswirkungen auf die angeschlossenen Spule führen. Vor allem im Bereich um die Resonanzfrequenz unterscheidet sich der Splitbetrieb vom echten Singlecoil-Betrieb. Während sich für die angeschlossene Spule ein System mit Tiefpassfilterung ergibt (z.B. $\underline{H}_1$), wirkt die nichtangeschlossene Spule ($\underline{H}_2$) als Bandpass, und somit unterscheiden sich $\underline{H}_1$ und $\underline{H}_2$ ganz wesentlich, woraus starke Richtungsabhängigkeit resultiert.

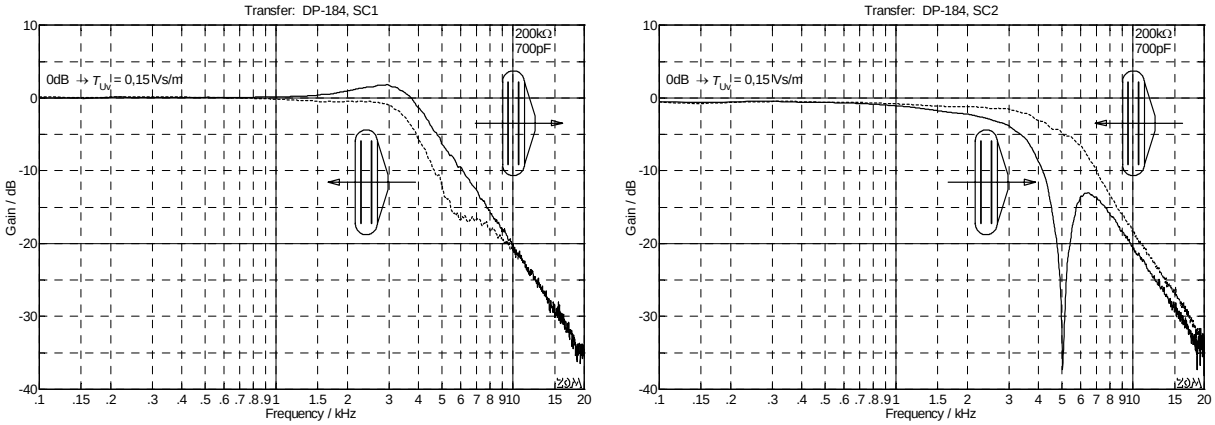


Abb. 5.11.7: Übertragungsmessungen (Laser-Vibrometer): DiMarzio DP-184 im Singlecoil-Betrieb.

Bei Reihenschaltung der beiden Spulen (**Abb. 5.11.**8) ist ebenfalls eine Richtungsabhängigkeit festzustellen, wenngleich die Unterschiede gegenüber dem SC-Modus geringer ausfallen. Die Messergebnisse lassen vermuten, dass beide Spulen gleiche Windungszahlen haben; offensichtlich ist aber die Drahtdicke unterschiedlich, was zu unterschiedlichen DC-Widerständen (3757 bzw. 5100 Ω) und unterschiedlichen Wicklungs- und Koppelkapazitäten führt.

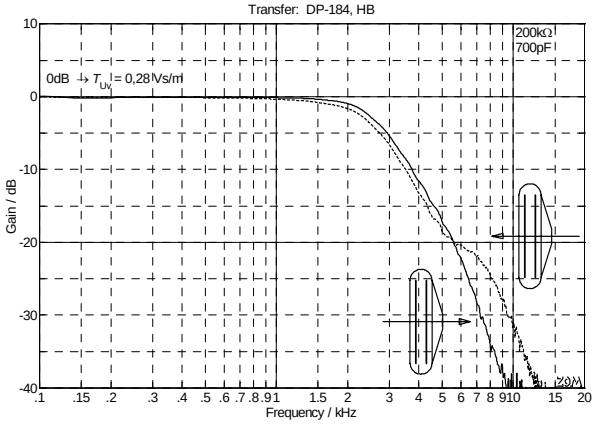


Abb. 5.11.8: Übertragungsmessungen (Laservibrometer): DiMarzio DP-184 im Humbucker-Betrieb.

© M. Zollner 2002

5.12 Tonabnehmer-Rauschen

Jeder Tonabnehmer erzeugt unerwünschte Störgeräusche. Der Magnettonabnehmer wandelt magnetische Störfelder in Störspannungen um (Kap. 5.7), er erzeugt aber auch schon ohne Anwesenheit eines Magnetfeldes eine breitbandige Rauschspannung. Breitbandig bedeutet, dass dieses Rauschen kontinuierlich von ganz tiefen bis zu ganz hohen Frequenzen verteilt ist. Ursache hierfür sind die im Kupferdraht frei beweglichen Leitungselektronen, die zufällige Bewegungen ausführen. Die Überlagerung all dieser Ladungsbewegungen führt zu einer normalverteilten (= gaußverteilten) Rauschspannung, deren Stärke als Effektivwert $\tilde{U}$ (auch RMS-Wert genannt) angegeben wird. In Abhängigkeit von der absoluten Temperatur *T*, der Messbandbreite *B*, und der Boltzmannkonstante *k* erhält man am Widerstand *R*:

$$\tilde{U} = \sqrt{4kTBR} = 0{,}127\mu\text{V} \cdot \sqrt{B/\text{kHz} \cdot R/\text{k}\Omega} \qquad \text{Thermische Rauschspannung}$$

Beispielsweise würde ein 10-kΩ-Widerstand bei 10 kHz Messbandbreite 1,27 µV Rauschen erzeugen. Diese Berechnung gilt aber nur für reelle, unbelastete Widerstände; beim Tonabnehmer ist die frequenzabhängige Belastung zu berücksichtigen. Zur orientierenden Betrachtung ist es ausreichend, den Magnettonabnehmer durch seinen Wicklungswiderstand *R*, seine Induktivität *L*, die vor allem vom Kabel gebildete Lastkapazität *C*, und den Querwiderstand R_q nachzubilden (**Abb. 5.12.1**). R_q wird von drei parallel liegenden Widerständen gebildet: Dem Verstärker-Eingangswiderstand (typisch 1 MΩ), dem Volume-Poti der Gitarre, und dem über einen "Klang-Kondensator" angeschlossenen Tone-Poti. Dieser in Reihe zum Tone-Poti liegende "Klang-Kondensator" kann für Rauschspannungen als Kurzschluss betrachtet werden, so dass alle drei Widerstände parallel angenommen werden können. Für einen typischen Stratocaster-Tonabnehmer ist beispielsweise R = 6000 Ω, L = 2,2 H, C = 0,7 nF, R_q = 111 kΩ. Nur die reellen Widerstände der Schaltung erzeugen thermisches Rauschen, das für *R* in der seriellen Rauschspannungsquelle *U*, und für R_q in der parallelen Rauschstromquelle *I* nachgebildet wird. Beide Rauschprozesse verlaufen unabhängig voneinander, ihre Wirkungen dürfen getrennt berechnet und überlagert werden. Hierbei ist allerdings zu berücksichtigen, dass die beiden Effektivspannungen – wie bei inkohärenten Signalen erforderlich – **pythagoreisch** addiert werden. Zur Berechnung lässt man zunächst die Stromquelle weg, und ermittelt die von *U* erzeugte Klemmenspannung; danach ersetzt man die Spannungsquelle durch einen Kurzschluss, und ermittelt die von *I* erzeugte Klemmenspannung. Beide Klemmenspannungen werden quadriert und addiert; die Wurzel hieraus ist die tatsächliche Rauschspannung.

Die spektrale Verteilung des Rauschens wird im **Rauschspektrum** dargestellt: Abszisse ist hierbei die Frequenz, Ordinate die Rauschleistungsdichte (W/Hz), oder die normierte Wurzel hieraus, die sog. **Rauschspannungsdichte** ($\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$).

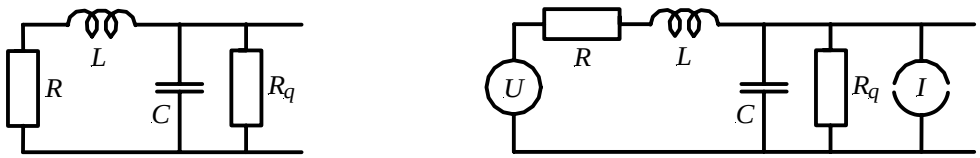


Abb. 5.12.1: Tonabnehmer-Ersatzschaltbild; links ohne, rechts mit Rauschquellen. Das Ersatzschaltbild ist Grundlage für die in Abb. 5.12.2 dargestellten Rauschspektren.

© M. Zollner 2002

Die thermische Rauschleistung eines reellen Widerstandes R beträgt $4kTB$; sie ist unabhängig vom Widerstandswert. Die auf die Bandbreite B bezogene Rauschleistung ist die (spektrale) Rauschleistungsdichte PSD = $4kT = 1{,}62 \cdot 10^{-20}$ W/Hz. Hierbei steht **PSD** für Power Spectral Density, für T wurde 293K eingesetzt (Zimmertemperatur). Da die Rauschleistungsdichte in jeder Frequenzlage denselben Wert hat (d.h. nicht von f abhängt), wird dieses Rauschen als **Weißes Rauschen** bezeichnet; wie beim weißen Licht sind "alle Frequenzen beteiligt". In der Schaltungstechnik wird jedoch anstelle von PSD üblicherweise die Rauschspannungsdichte e_n verwendet. Man erhält sie, indem die Rauschspannung $\tilde{U}$ durch die Wurzel aus der Bandbreite dividiert wird: $e_n = \sqrt{4kTR}$. Ein 6-kΩ-Widerstand erzeugt Weißes Rauschen mit einer Rauschspannungsdichte von $9{,}85\,\mathrm{nV}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$. In Abb. 5.12.1 charakterisiert dieser Wert die mit U bezeichnete Rauschspannungsquelle. Das hiervon an den Ausgangsklemmen ankommende Rauschen ist aber nicht mehr weiß, sondern durch L und C tiefpassgefiltert. **Abb. 5.12.2** zeigt im linken Bild in der untersten Kurve die Frequenzabhängigkeit der von R bewirkten, an den Ausgangsklemmen liegenden Rauschspannungsdichte. Bei 3,8 kHz erkennt man deutlich die tiefpassbedingte Resonanzüberhöhung.

Die zweite Rauschquelle ist der Querwiderstand R_q. Sein Rauschen wird zweckmäßigerweise mit einer parallelen Rauschstromquelle nachgebildet, deren spektrale Rauschstromdichte i_n sich zu e_n / R_q ergibt. Für 111 kΩ erhält man $382\,\mathrm{fA}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$. Um die hiervon erzeugte Klemmenspannung zu berechnen, muss i_n mit dem Betrag der Schaltungsimpedanz multipliziert werden; in Abb. 5.12.2 links durch die mittlere Kurve dargestellt. Die pythagoreische Summe beider Spektralkurven ist im linken Bild als obere Kurve gezeichnet. Unterhalb von 1,8 kHz dominieren die Rauschanteile des Wicklungswiderstandes R, darüber die Rauschanteile der Poti/Verstärker-Widerstände R_q, die insgesamt den wesentlichen Anteil des Rauschens ausmachen. Im rechten Bild von **Abb. 5.12.2** ist das Pegelspektrum des Gesamtrauschens gezeichnet. Hierbei wurde eine (*relativ* konstante) **1/12-Oktav**-Bandbreite gewählt. Die relative 1/12-Oktav-Bandbreite beträgt 5,8%, das entspricht bei 100 Hz Mittenfrequenz 5,8 Hz absoluter Bandbreite, bei 1 kHz dementsprechend 58 Hz. Eine Rauschspannungsdichte von $9{,}85\,\mathrm{nV}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$ erzeugt bei 5,8 Hz Bandbreite 23,7 nV Rauschspannung, entsprechend einem Pegel von –152,5 dBV. Gestrichelt sind in Abb. 5.12.2 (rechtes Bild) die Pegelverläufe für Weißes Rauschen mit $5{,}5\,\mathrm{nV}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$ (ECC83, LT1113) bzw. $18\,\mathrm{nV}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$ (TL071) dargestellt. Der TL071 verschlechtert das Tonabnehmer-Rauschen unter 2 kHz, ECC83 und LT1113 fügen so gut wie kein eigenes Rauschen hinzu. Die Auswirkungen der Rauschströme ($10\,\mathrm{fA}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$) können bei **FET-OP**s und **Röhren** vernachlässigt werden. Hingegen wäre der Transistor-OP NE5532 mit ca. $500\,\mathrm{fA}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$ unzweckmäßig, trotz seines guten e_n-Wertes.

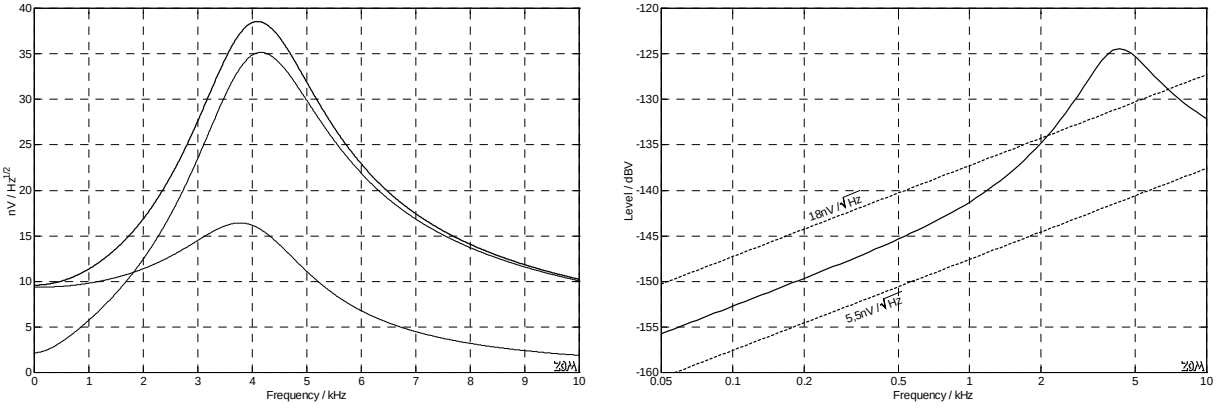


Abb. 5.12.2: Tonabnehmer-Rauschspannungsdichte (links), 1/12-Oktavpegel (rechts). Berechnung für das Ersatzschaltbild aus Abb. 5.12.1, mit R = 6kΩ, L = 2,2H, C = 700pF, R_p = 111kΩ. => U_{gesamt} = 2,2 μV.

© M. Zollner 2002

5.13 Tonabnehmer-Mikrofonie

"Mikrofonie" bezeichnet die Empfindlichkeit gegenüber Luft- und Körperschall. Eigentlich sollte ein elektromagnetischer Tonabnehmer nur auf Saitenschwingungen reagieren, bewusst oder unbewusst haben einige Entwickler aber effiziente Mikrofone in die Gitarren eingebaut: Spricht man zu seinem Instrument (ya fucking bitch ... out of tune ... burn ... Monterrey ...), so hört's jeder über die Lautsprecher mit. In den meisten Fällen wollte vermutlich ein übermotivierter Entwickler eine Abschirmung gegen Brummstörungen anbringen, tatsächlich hat er mit seinem **Blechgehäuse** aber eine Mikrofonmembran hinzugefügt. Die zu allem Überfluss gegen tieffrequente Magnetfelder vollkommen wirkungslos bleibt.

Man könnte das Ganze mit einem "ich spreche nie zu meiner Gitarre" übergehen, aber oft verselbständigen sich derartige Probleme und enden in schrillen Pfeiftönen. Genau wie bei richtigen Mikrofonen kommt es zu **Rückkopplungen**, sobald die Schleifenverstärkung größer als eins ist. Besonders gefürchtet sind Abschirmhauben aus Stahlblech. Sogar Seth Lover, berühmter Gibson-Entwickler, wollte seinen PAF in ein Stahlblechgehäuse einbauen; hatte er doch ganz richtig erkannt, dass dessen relativ schlechte Leitfähigkeit wenig Wirbelstromverluste bedeutet. Die schlechte Lötbarkeit dieses Materials führte dann aber doch zu Neusilber, dem Standard im Premium-Bereich. Welche Stahlart Seth Lover verwenden wollte, ist nicht bekannt. Es gibt zwar auch unmagnetische Stähle, die meisten sind aber ferromagnetisch, und würden bei Anregung durch Luftschall wie die schwingende Saite große Spannungen in der Tonabnehmerspule induzieren. In den Anfangsjahren, als die Gitarrenverstärker noch nicht extrem übersteuert wurden, wäre das noch nicht zum echten Problem geworden, aber schnell nahmen Verstärkerleistung und Schleifenverstärkung zu, und plötzlich hatten Gitarren katastrophal pfeifende Tonabnehmer: *"Es gab einmal einen Tonabnehmer für Schalllochmontage mit der Bezeichnung 'GM100', bei dem aus blanker Unwissenheit das ganze Gehäuse aus Eisenblech gefertigt war und der auf diese Weise hinsichtlich Mikrofonie sämtliche Rekorde gebrochen hat [Lemme]"*.

Aber selbst wenn man 'unmagnetisches' Messingblech verwendet hätte: Dessen gelbe, schnell oxidierende Farbe wäre absolut kontraproduktiv gewesen. Deshalb wurden derartige Gehäuse vernickelt (gelblicher Farbton) oder verchromt (bläulich). **Nickel** ist aber ferromagnetisch und leitet Magnetfelder ähnlich gut wie Dynamoblech. **Chrom** hingegen ist paramagnetisch, also praktisch unmagnetisch – gleiches gilt für Aluminium. Es reicht aber nicht, einfach nur unmagnetische Materialien zu verwenden: Bewegung eines elektrischen Leiters (Blech) in einem Magnetfeld induziert in diesem Leiter einen **Wirbelstrom** – und der erzeugt ein magnetisches Wechselfeld, das in der Tonabnehmerspule eine Wechselspannung hervorruft.

In einem stark vereinfachten Modell wird man das Abschirmblech mechanisch als Masse-Feder-System beschreiben. Unterresonant wirkt die Feder, überresonant die Masse. Schalldruck und Blechfläche ergeben zusammen eine flächennormale Kraft, die unterresonant (zusammen mit der Feder) eine frequenzunabhängige Druck-Auslenkungs-Funktion bewirkt. Überresonant ist das System massengehemmt, die Druck-Auslenkungs-Funktion ist hier proportional zu $1/f^2$. Bei einem ferromagnetischen Blech ist aber nicht die Auslenkung, sondern die Schnelle induktionsbestimmend, sodass insgesamt eine Bandpassübertragung entsteht; maximale Spannung ergibt sich bei der Blechresonanz. Ist die nur schwach bedämpft, was bei Metallen fast der Normalfall zu sein scheint, können gewaltige Verstärkungsfaktoren (Gütefaktoren) hinzukommen. Beim unmagnetischen Blech entsteht eine schnelleproportionale Wirbelspannung, die mit der Windungszahl hochtransformiert wird.

© M. Zollner 2002

Resonanzfrequenz und Güte kann man mit einem einfachen Versuch abschätzen: Klopft man das Tonabnehmer-Gehäuse mit einem nichtmagnetischen Gegenstand (z.B. Plektrum) an, hört man einen Ton. Seine Tonhöhe entspricht der Resonanzfrequenz, seine Ausschwingdauer korreliert mit der Güte. Ein "Bing" deutet auf Resonanzen im 2 – 3-kHz-Bereich hin (→ Sprach-Formanten), das wäre der Bereich, in dem auch Tonabnehmer-Resonanzen liegen könnten – besonders fatal. Ein kurzes "Tuck" oder "Tock" wäre diesbezüglich günstiger: Tieffrequenter, und stärker bedämpft.

Nun hat aber alles mindestens zwei Seiten: So eine Gehäuseresonanz kann, so sie denn noch nicht für ungewollte Pfeiftöne sorgt, der Gitarre einen charakteristischen Klang verleihen, den der Gitarrist nicht missen möchte, wegen dessen er ja gerade dieses Instrument gekauft hat. Und da ein Tonabnehmer sogar sechs Seiten[♣] hat, ist die Wahrscheinlichkeit groß, dass nicht nur eine Resonanz, sondern deren mehrere wirken. Allseitig blechummantelte Tonabnehmer, als Abschirmwunder konzipiert, offenbarten plötzlich ungeahnte Klangqualitäten – falls man den Verstärker nicht zu laut aufdreht. Was anderes macht ein Wah-Wah-Pedal, als eine (per Pedalstellung veränderliche) Resonanzüberhöhung zu erzeugen? Und hier kommt nun wieder der "Vintage-Guru" zum Zuge: "Die originalen PAF-Pickups hatten keine gepotteten Coils, da waren die Resonanzen und all das eben viel stärker, viel authentischer, da konnten sich die Obertöne viel freier entfalten. Das lebt und singt, und ist nicht so clean wie bei den späteren Hightech-Replicas." Alles Quatsch? Ein Körnchen Wahrheit könnte dran sein (oder auch ein "grano salis"): Allein für die 58er und 59er-Les-Paul wurden ca. 3000 Tonabnehmer verbaut. Denen wird man Gehäuseresonanzen nicht generell absprechen können – es könnte durchaus einer mit optimalen Strukturresonanzen dabei gewesen sein. Ob sich die aber hörbar auswirken, bleibt Spekulation. Sicherheitshalber vergießt Gibson heute den '57 classic Humbucker mit Wachs. Der BurstBucker hingegen kommt mit "non-potted Coils", also wie damals mit nicht-gewachster Spule. Denn Wachs, insbesondere wenn zwischen Spulenträger und Metallgehäuse gegossen, kann Resonanzen bedämpfen.

Vermutungen über die Relevanz von Tonabnehmer-Resonanzen lassen sich durch Messungen ein gutes Stück weit untermauern bzw. widerlegen. Ein im reflexionsarmen Raum durchgeführter Versuch sollte objektive **Übertragungsdaten** liefern. Dazu wurden an verschiedene Tonabnehmern, die 1m vor der Mündung eines Hornlautsprechers befestigt waren, mittels Substitutionsmethode die Übertragungskoeffizienten ermittelt. Als Referenz zur Schallpegelmessung diente ein Brüel&Kjaer-Mikrofon (4190). Sehr schnell zeigte sich, dass einige Tonabnehmer nicht nur auf Luftschall, sondern auch auf die von Lautsprecher und Lautsprecher-Zuleitung verursachten elektromagnetischen Felder reagierten. Sicher auch eine beachtenswerte Eigenschaft, aber für diesen speziellen Versuch unerwünscht. Deshalb wurde zwischen Lautsprecher und Tonabnehmer ein geerdetes Gitter angebracht, sodass im Wesentlichen nur Luftschall den Tonabnehmer anregt.

Abb. 5.13.1 zeigt die Freifeldübertragungsmaße einiger ausgewählter Tonabnehmer. Die geringste Luftschallempfindlichkeit findet man beim **Gibson Tony Iommi**, der ganz offensichtlich für Highgain-Einsätze, also stark übersteuerte Gitarrenverstärker, konzipiert wurde. Das ganze Tonabnehmer-Gehäuse ist mit einer harten Vergussmasse ausgegossen, ungedämpfte Blechschwingungen gibt es praktisch nicht. Der **Gibson '57-classic** ist schon etwas empfindlicher, bei 3,4 kHz ergeben sich ca. 50 nV/Pa. Bei 1 Pa Schalldruck (= 94 dB_{SPL}) erzeugt der Tonabnehmer 50 nV. Ohne Kappe! Mit Kappe erhöht sich die Luftschallempfindlichkeit (je nach Kappen-Befestigung) ganz gewaltig, die Hauptresonanz (1,35 kHz) ist sehr stark von

[♣] Da unterscheidet er sich orthografisch noch von der Gitarre

© M. Zollner 2002

der individuellen Montage abhängig. Gut vorstellbar, dass über die Jahrzehnte hinweg fast allen Frequenzen die Ehre zuteil wurde, Tonabnehmergehäuse-Hauptresonanz einer Les Paul zu sein. Was die Frage nach der **Tonabnehmergehäuse-Hauptresonanz-Relevanz** aufwirft.

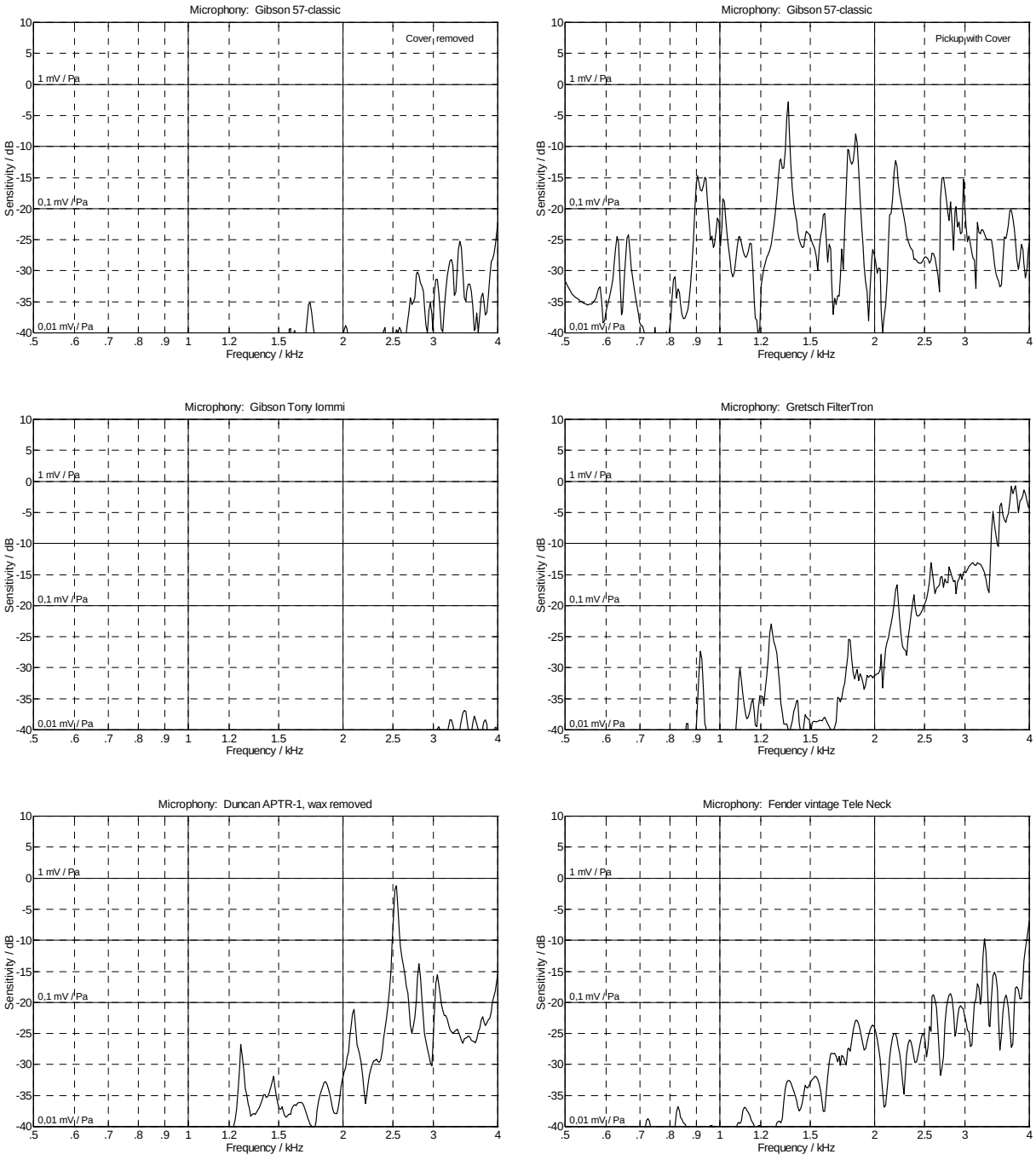


Abb. 5.13.1: Luftschallübertragungsmaße (Freifeld). Die Kurven charakterisieren individuelle Tonabnehmer; die interindividuellen Abweichungen bei Tonabnehmern desselben Typs sind sehr groß.

Tonabnehmer erzeugen im normalen Betrieb – je nach Saitenart, Saitenlage und Spielweise – Induktionsspannungen bis zu etwa **2 V**. Typische Gitarrenlautsprecher werden von den Herstellern mit ca. 100 dB (1W, 1m) angegeben, woraus man in erster Näherung Schallpegel von z.B. 114 dB und hierdurch induzierte Spannungen von **10 mV** ansetzen kann. Das bedeutet, dass die durch Luftschall induzierten Tonabnehmerspannungen nur 1/200 der durch Saiten-

© M. Zollner 2002

schwingungen induzierten Spannungen betragen. Daraus zu schließen, dass Tonabnehmer-Gehäuseresonanzen nun prinzipiell unbedeutend sind, ist aber vorschnell: Je nach Spiel-Situation könnten sich auch ganz andere Relationen ergeben. Bei Gitarristen ist häufig die Meinung zu hören, Tonabnehmerpfeifen sei nur bei Gitarrenanlagen, die einen sehr hohen Schallpegel erzeugen, ein Problem: "Vor zwei Marshall-Stacks muss es ja pfeifen". Das stimmt so nicht. Bestimmende Größe ist die **Schleifenverstärkung**, also die Verstärkung, die das Signal erfährt, wenn es einmal "im Kreis" gelaufen ist: Von der Gitarre durch Gitarrenverstärker und Lautsprecher, und durch den Raum (als Luftschall) zurück zur Gitarre.

Ein Zahlenbeispiel: Die Gitarre erzeugt z.B. eine Spannung von 0,1V, die vom Verstärker auf 2V verstärkt wird. Für den 8-Ω-Lautsprecher bedeutet dies 0,5W, woraus in 1m Abstand vor dem Lautsprecher ein Schallpegel von 97dB resultiert. Trifft dieser Schall auf den Gitarren-Tonabnehmer, erzeugt dieser aufgrund seiner Luftschallempfindlichkeit z.B. 1,4mV. Zusätzlich zu den 0,1V. Die Schleifenverstärkung ist hierbei 0,014, also deutlich kleiner als eins. Dreht der Gitarrist nun die Verstärkung auf, um einen lauteren und/oder verzerrteren Klang zu bekommen, oder erzeugt mit Klangfiltern selektive Verstärkungen, so nähert sich die Schleifenverstärkung dem Wert eins und kann ihn u.U. auch überschreiten – dann pfeift's. Sehr theoretisch betrachtet muss auch noch eine spezielle Phasenbedingung eingehalten sein, was aber (wegen vielgestaltiger Schallwege) immer möglich ist.

Schon bei Verstärkungen, die noch kein Rückkopplungspfeifen erzeugen, macht sich die Luftschallempfindlichkeit des Tonabnehmers durch **Klangverfärbungen** bemerkbar. Neben dem gewünschten Signalweg ergibt sich sozusagen eine Signalauskopplung in einen zusätzlichen Effektkanal, und wenn dieser ausreichende Pegel liefert, beginnen Klangveränderungen hörbar zu werden. **Abb. 5.13.2** zeigt an einem Modell eine Signalschleife mit Signalführung in Vorwärtsrichtung (Schalldruck gibt Spannung, $\underline{H}_{\mathrm{Up}}$) und einer Rückführung (Spannung gibt Schall, $\underline{H}_{\mathrm{pU}}$). Die Rückführung enthält 5 Resonanzstellen, im Bild gestrichelt gezeichnet; in der darüber liegenden Kurve ist deren Auswirkung auf den Gesamtfrequenzgang zu sehen. Man erkennt, dass bei einer maximalen Schleifenverstärkung von 0,1 ($\hat{=}$ –20 dB) kein hörbarer Effekt auftritt, während bei nur 5 dB Schleifendämpfung (entspr. –5 dB Verstärkung) schon ein deutlicher Effekt entsteht. Wie deutlich hörbar sich die Resonanz im Einzelfall auswirkt, kann allerdings nicht pauschal bestimmt werden, da in dem entsprechenden Frequenzbereich natürlich genügend Signalenergie vorhanden sein muss – womit wieder Raum für Spekulationen verbleibt.

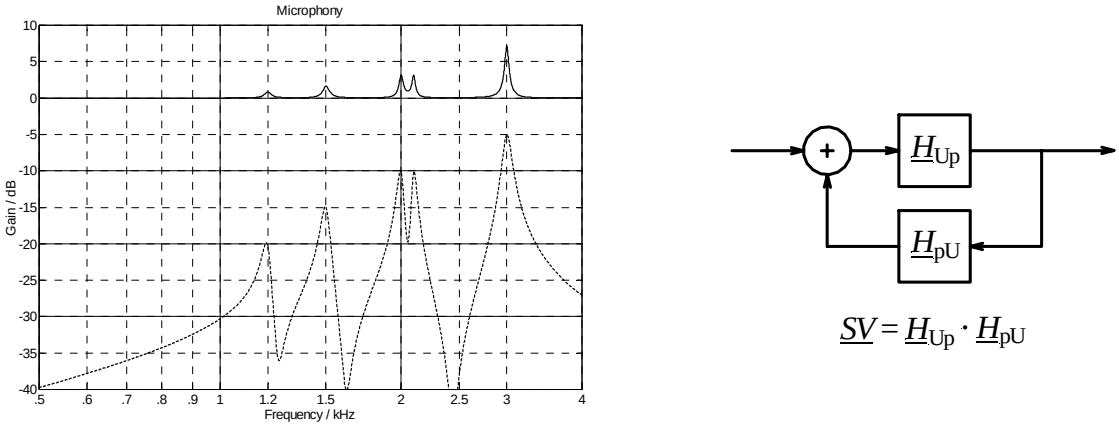


Abb. 5.13.2: Modell einer Signalschleife, und Auswirkungen von Resonanzen auf die Gesamtübertragung. Die Schleifenverstärkung $\underline{SV}$ ist das Produkt von Vorwärts- und Rückwärtsverstärkung.

© M. Zollner 2002

Um zumindest ungefähre Daten von üblichen Betriebsbedingungen zu erhalten, wurde ein Gitarrenverstärker (**VOX AD-60-VT**) im reflexionsarmen Raum analysiert. Ein Gitarrist hatte den Verstärker so eingestellt, dass sich mit einer Les Paul (Historic Collection) ein "leicht angezerrter, crunchiger Sound" ergab; hierbei waren alle Vox-Effekte deaktiviert. Ein Messmikrofon (B&K 4190) erfasste 1 m vor dem eingebauten Lautsprecher den Schall, der bei Ansteuerung mit 1 mV_{eff} (Input: "High") entstand (**Abb. 5.13.3**). Bei 2,5 kHz wird gerade 1 Pa erzeugt (94 dB SPL), bei einer Spannungsverstärkung von ca. 500 (54 dB). Der Spannungs-Schalldruck-Übertragungskoeffizient beträgt für 2,5 kHz H_{pU} = **1 Pa/mV**. Zusammen mit dem in Abb. 5.13.1 beschriebenen Duncan APTR-1, dessen 2,5-kHz-Zacke fast an H_{Up} = 1 mV/Pa heranreicht, würde die Schwingbedingung ($H_{Up} \cdot H_{Pu} = 1$) schon fast erfüllt. Fairerweise muss nochmals erwähnt werden, dass das in diesem Tonabnehmer enthaltene Wachs entfernt worden war – mit Wachs wäre die Luftschallempfindlichkeit geringer.

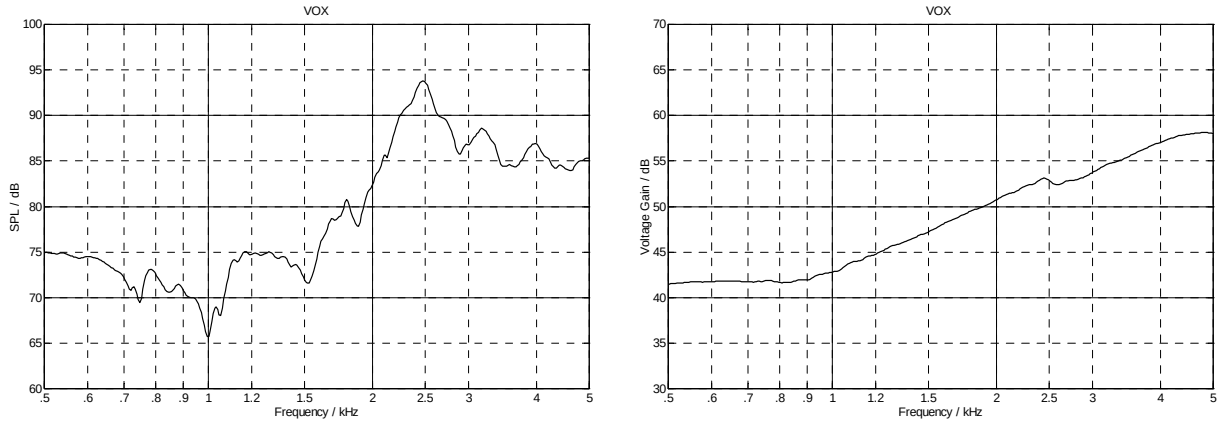


Abb. 5.13.3: Mit 1mV in 1m Abstand erzeugter SPL (links), Verstärkungsmaß bis zum Lautsprecher (rechts).

Die Luftschallempfindlichkeit der o.g. Les Paul wurde ebenfalls im reflexionsarmen Raum ermittelt: **Abb. 5.13.4**. Hierzu wurden alle Saiten entfernt und die Gitarre 1 m vor einem Hornlautsprecher aufgestellt. Die Gitarre war mit 670 pF (Kabel) und 1 MΩ (Verstärker) belastet, alle Gitarrenregler ("Steller") waren voll aufgedreht. Für den etwas sensibleren Steg-Tonabnehmer (**Gibson BurstBucker #2**) zeigt sich eine maximale Luftschallempfindlichkeit von knapp 0,1 mV/Pa (der Hals-Tonabnehmer war 5 dB unempfindlicher). Rückkopplungspfeifen tritt hier sicher noch nicht auf, die geringste Schleifendämpfung beträgt 27 dB. Klangbeeinflussungen sind aus demselben Grund aber auch nicht zu erwarten! (Vergl. Abb. 5.13.2).

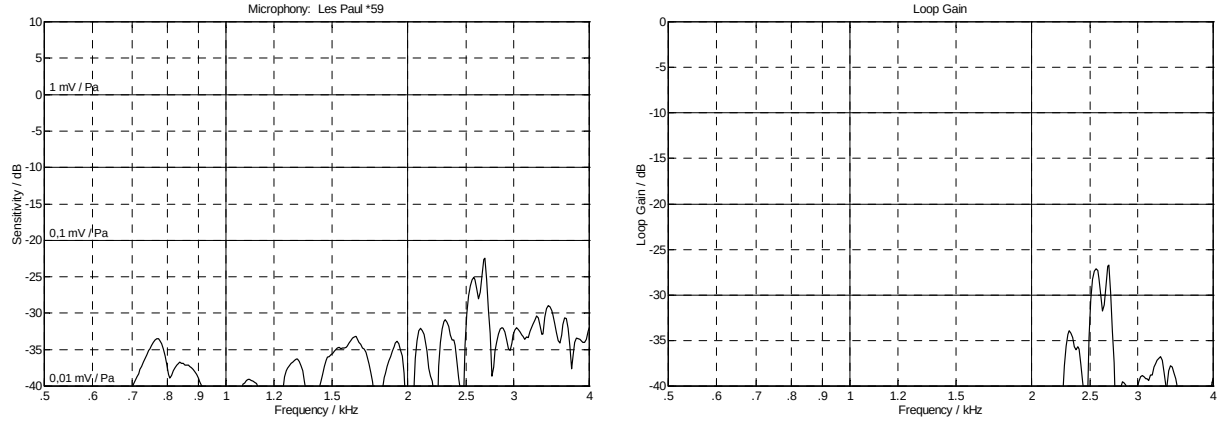


Abb. 5.13.4: Gibson Les Paul '59: Luftschallübertragungsmaß (links), Schleifenverstärkungsmaß (rechts).

© M. Zollner 2002

Erhöht man die Verstärkung um 6 dB (gegenüber Abb. 5.13.3), entsteht bei normalem Spiel schon ein erheblich verzerrter Gitarrenton, gut brauchbar für *Lead-Sounds a la Beano Blues-Breaker*[♣]. Maximale Schleifendämpfung 21 dB, also immer noch gut im grünen Bereich. Erst wenn man am VOX alle drei Lautstärkepotis (Gain, Volume, Master) bis zum Anschlag aufdreht, was gegenüber Abb. 5.13.3 zusätzliche 26 dB bedeutet, produziert die Anlage nur mehr schrille Pfeiftöne. Hierbei ist es ziemlich egal, wo genau man sich hinstellt – Mission impossible. Man müsste schon die Gitarre aus dem Raum tragen – oder auf den Hals-Tonabnehmer umschalten: Dessen etwas geringere Luftschallempfindlichkeit[♦] ermöglicht es dem Gitarrist, ein paar rückkopplungsfreie Positionen zu finden. Aus Sicht eines konservativen Musikers ist der dann produzierte Klangbrei aber nicht wirklich erstrebenswert. Obwohl: Jetzt, sagt die Regelungstechnik, wirken sich die Gehäuseresonanzen auf den Gesamtfrequenzgang aus.

Aus den durchgeführten Messungen lassen sich die folgenden **Ergebnisse** ableiten:

1) Gut bedämpfte Metallgehäuse verändern durch ihre Resonanzen die Tonabnehmer-Übertragungscharakteristik bei verzerrungsfreier Wiedergabe (Clean Sound, Bühnenlautstärke) gar nicht. (Dass ein Gehäuse Wirbelstromdämpfungen erzeugt, wird hier nicht berücksichtigt, → Kap. 5.9.2.2). Selbst bei "normaler Verzerrung" haben sie keine Auswirkungen auf den Klang. Bei extremer Verstärkung (ultra-distortion) sind Auswirkungen vorstellbar, allerdings: Ein völlig verzerrter Gitarrenton ist nicht direkt prädestiniert, um subtile Klangunterschiede herauszuhören.

2) Gehäuse mit schwach bedämpften Resonanzen können sich – je nach Verstärkung – klangformend auswirken. Ein Auftritt mit derartigen Heulbojen gleicht aber dem Ritt auf der Kanonenkugel: Man weiß nie, wann die Sache hochgeht. Ist die Schleifendämpfung groß genug, merkt man nichts von den Gehäuseresonanzen, sobald sie aber hörbar werden, ist auch die Grenze zum Rückkopplungspfeifen in unmittelbarer Nähe. Dies gilt in verschärfter Form natürlich auch für Halb- oder Vollresonanzgitarren: Ihre Luftschallempfindlichkeit ist noch größer als die eines schlecht bedämpften Tonabnehmers. Einige Gitarristen suchen nun gerade diese Grenzsituation, und haben es im Kampf mit den ungezügelten Resonanzen zu wahrer Meisterschaft gebracht. Wenn also einer speziellen Gitarre ein besonderer, einzigartiger Klang nachgesagt wird, der seine Ursache in speziellen Tonabnehmerresonanzen haben soll: Unmöglich ist dies aus Sicht der Physik nicht. Alle vergossenen Tonabnehmer (mit einer Ausnahme: Gibson Tony Iommi) zeigten beim Öffnen des Gehäuses, dass die Wachsverteilung im Inneren – nun, wie sagt man da anwaltsicher – vielleicht: Dass die Wachsverteilung nach künstlerischen Gesichtspunkten erfolgt war. Und somit ist diesbezüglich jede Gitarre ein Unikat. Aber das wussten wir auch ohne Physik.

Der Rest ist Geschmackssache. *These*: *"Die Pickup-Kappen addieren auch eine materialspezifische Resonanz in den Sound. Wer diesen kehligen und nasalen PAF-Sound (Allman Brothers oder gar Peter Green) mag, sollte daher unbedingt Kappen verwenden."* [U. Pipper, G&B, 9/2005]. Das ist die eine Seite. *Antithese*: *"Sie haben vielleicht schon davon gehört, dass ich die Gehäuse von meinen Pickups entferne; die Verbesserung des Sounds ist unglaublich."* [Eric Clapton, in Bacon/Day]. Das ist die andere Seite des Glaubens.

♣ Im Original war das ein Marshall-Kofferverstärker.
♦ Alle diese Aussagen beziehen sich auf ein spezielles Gitarren-Exemplar.

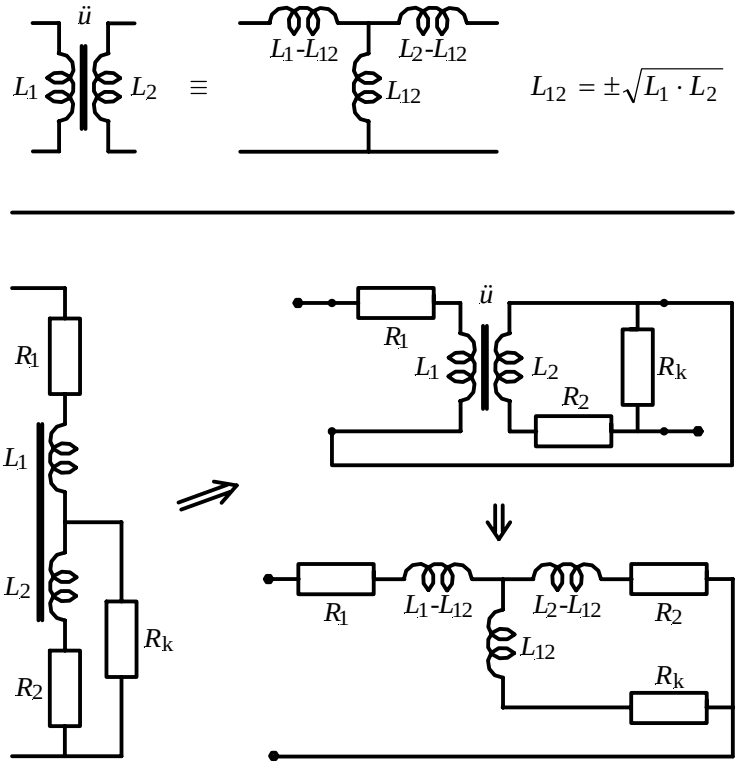
© M. Zollner 2002

5.14 Tonabnehmer mit Windungsschluss

Die Wicklung eines Magnettonabnehmers besteht aus sehr dünnem Kupferdraht, der mit einer noch dünneren Lackschicht isoliert ist. Deren Isolationswiderstand würde zwar selbst bei nur 4 µm Schichtdicke ausreichend hochohmig sein, hierfür ist aber Voraussetzung, dass keine Beschädigungen vorliegen. Nun wurde aber bei alten Tonabnehmern der CuL-Draht gerne direkt auf die Stabmagnete aufgewickelt, was in einigen Fällen zu einem Abschaben der Isolierschicht und dadurch zu Kurzschlüssen geführt haben könnte. Einige alte Isolierlacke versprödeten zudem im Lauf der Jahrzehnte und lösten sich vom Kupfer, und es ist auch vorstellbar, dass schon das Lackauftragen mängelbehaftet war. Wenn dann die Qualitätskontrolle nur mit einem Ohmmeter erfolgte, das 20% Toleranz aufwies [Duchossoir, Strat], bleibt viel Raum für unentdeckte Windungsschlüsse (engl. *shorted turns*).

Wie ändert sich das Übertragungsverhalten des Tonabnehmers, wenn eine oder mehrere Windungen kurzgeschlossen sind? Ist tatsächlich nur *eine* Windung kurzgeschlossen, kann man die Auswirkungen vernachlässigen, hat aber ein Draht zu der benachbarten (oder sogar zur übernächsten) Lage Kontakt, liegt u.U. ein wesentlicher Defekt vor. Dass ein Tonabnehmer-Hersteller noch anno 2011 auf seiner Webpage schreibt, von 8000 Windungen dürften ruhig ein paar hundert kurzgeschlossen sein, zeugt von Naivität: Ein paar Prozent Änderung beim Gleichstromwiderstand wäre tatsächlich unbedeutend, aber der Tonabnehmer wird ja mit Wechselstrom betrieben. Und da bewirkt Windungsschluss die Ankopplung einer resistiven Last, also Höhenverlust.

Es ist zweckmäßig, eine teilweise kurzgeschlossenen Induktivität als Übertrager zu interpretieren (**Abb. 5.14.1**). Von den *N* Windungen der Wicklung sind *n* kurzgeschlossen; damit bilden die *N*-*n* nicht-kurzgeschlossenen Windungen die Primärinduktivität L_1, die restlichen (kurzgeschlossenen) *n* Windungen bilden die Sekundärinduktivität L_2.



$$R = R_1 + R_2;\quad R_2 = R \cdot n/N;$$
$$L_2 = L \cdot (n/N)^2;$$
$$L_1 = L \cdot (1-n/N)^2;$$
$$L_{12} = -\sqrt{L_1 \cdot L_2}:$$

für $R_k = 0$ ergibt sich die Eingangsimpedanz $\underline{Z}$ zu:

$$\underline{Z} = \frac{R_1 R_2 + p(R_1 L_2 + R_2 L_1)}{R_2 + pL_1}$$

Abb. 5.14.1: T-Ersatzschaltbild des fest gekoppelten Übertragers (oben), Windungsschluss-ESB (unten).

© M. Zollner 2002

Der Kupferwiderstand (Gleichstromwiderstand) der gesamten Wicklung ist R, zur Primärwicklung gehört R_1, zur Sekundärwicklung R_2. Der zwischen zwei Windungen auftretende Übergangswiderstand (Kurzschlusswiderstand) ist R_k. Beim perfekten Kurzschluss wird R_k null sein, im allgemeinen Modell wird man aber einen beliebigen Widerstand annehmen. Ein festgekoppelter Übertrager (kein Streufluss) kann durch sein T-Ersatzschaltbild beschrieben werden, L_{12} ist die **gegenseitige Induktivität**. Sie ist bei gleichsinniger Kopplung positiv, bei gegensinniger Kopplung negativ. Interpretiert man die kurzgeschlossenen Induktivität als Übertrager, entsteht gegensinnige Kopplung, L_{12} ist negativ.

Aus dem in Abb. 5.14.1 angegebenen ESB kann die Tonabnehmerimpedanz $\underline{Z}$ berechnet werden, die sich für idealen Kurzschluss ($R_k = 0$) auf die angegebene Formel vereinfachen lässt. Für $f = 0$ erhält man $\underline{Z} = R_1$, für hohe Frequenzen ($f \to \infty$) bleibt $\underline{Z}$ aber nicht mehr induktiv, sondern konvergiert gegen einen reellen Endwert. Mit weiterer Vereinfachung (für $n << N$) erhält man als hochfrequenten Endwert $R \cdot N/n$. Wenn z.B. 4% einer Tonabnehmerwicklung kurzgeschlossen sind, ist der hochfrequente Grenzwert $25 \cdot R$, also z.B. 25·6 kΩ = 150 kΩ. Dieser Wert ist nur scheinbar ausreichend hochohmig – bei kapazitiver Belastung sind die Auswirkungen erheblich, die Resonanzgüte sinkt stark ab (**Abb. 5.14.2**). Als Folge der verringerten Güte (vergl. Kap. 5.9.3) verringert sich auch die Resonanzüberhöhung der Übertragungsfunktion, wie in **Abb. 5.14.3** am Beispiel eines Stratocaster-Tonabnehmers dargestellt. Ein Kurzschluss über 2 Lagen entspricht ungefähr n = 280, der zugehörige Brillanzverlust ist nicht mehr zu vernachlässigen.

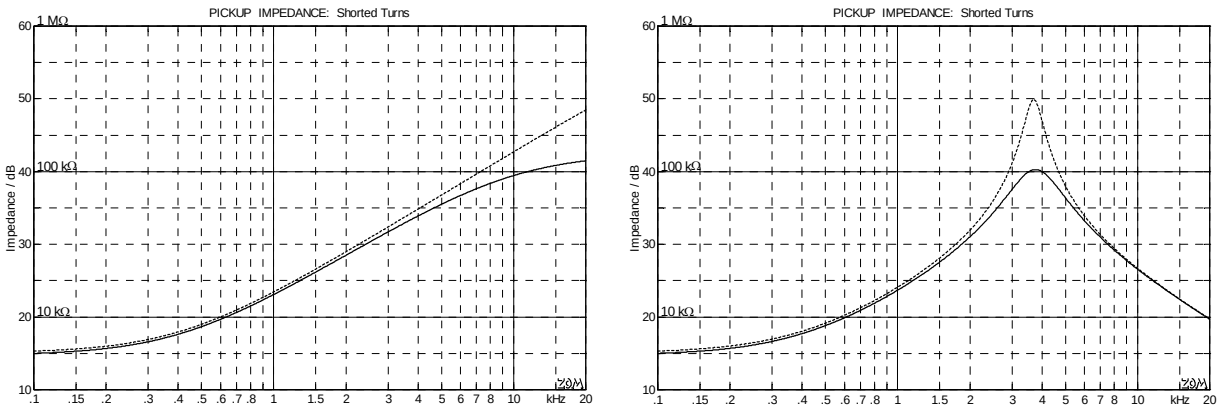


Abb. 5.14.2: Windungsschluss. Links: ohne Parallel-Kapazität, rechts: mit Parallel-Kapazität (850 pF).
Stratocaster-Pickup: R = 5700 Ω, L = 2.2 H, N = 7600, n = 280. Ohne Windungsschluss (----) bzw. mit (——).

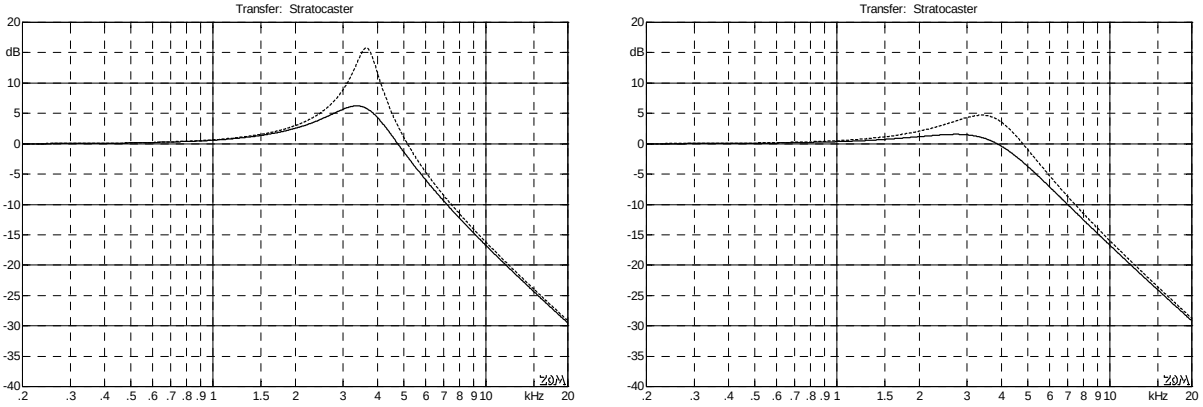


Abb. 5.14.3: Ohne (----) bzw. mit (——) Windungsschluss, Daten wie bei Abb. 5.14.2. Links: Rein kapazitiv belasteter Tonabnehmer (850 pF), rechts: zzgl. 110 kΩ Lastwiderstand (Potis + Verstärker).

© M. Zollner 2002

161 Seiten über Magnettonabnehmer – da weiß man, was man hat. Für alle, die durchgehalten haben, deshalb zum Schluss noch ein Leckerli (nein, Thorben hatte leider keine Zeit mehr, dem reicht's auch). Aber der Herr **Kinman**, seines Zeichens Pickup-Hersteller, der hatte Zeit. Und also geschah es, dass er seiner Jüngerschaft zu Weihnachten 2010/11 eine Epistel zukommen lies [www.kinman.com], die wir uns mal anschauen wollen.

Da repariert also der Herr Kinman zwei 1964er-Strat-Pickups, die beide Drahtbruch hatten. Bei einem liegt der Bruch ganz außen, das macht wenig Arbeit, beim anderen muss aber der ganze PU neu bewickelt werden. Mit original Voodoo-Wire, und trotzdem klingen die beiden reparierten PUs unterschiedlich. Und das bleibt auch nach neuem Aufmagnetisieren so. *"This experiment exploded the myth that aged magnets were the reason for this massive difference in sound. Another well known pickup manufacturer claims weaker magnets are the reason that old pickups sound sweet, but I can not confirm that claim when I deliberately degauss magnets."* Ja, da hat er Recht, Magnete altern nicht, das hätte er auch in Kap. 4 lesen können. Doch irgendwoher muss ja der **Vintage-Sound** kommen, und siehe da: *"It turns out that Formvar insulation is not age stable, it's an unsophisticated old technology coating that degrades over time, unlike modern Polyurethane coatings which seem to go on forever. … So there you have conclusive scientific proof for aging of old Fender pickups, Formvar wire degrades in time. It definitely is not due to aging of magnets."* Die Wissenschaftlichkeit versteckt sich dann allerdings gemeinerweise in einem Impedanzplot, der bei Resonanz (3.2 kHz) einen Maximalwert von nur 41.25 kOhm aufweist♣, aber selbst dabei zeigen sich noch Unterschiede zwischen den beiden Pickups: Der *"1964 original Strat pickup that has aged excessively"* hat nämlich nur maximal 36 kOhm. Ungefähr – denn bei den vom Herrn Kinman gewählten 4.46 kΩ pro Skalenteilung kann man nur schwer interpolieren. Aber egal, je älter der PU, desto kleiner wird seine Resonanzgüte, weil der alternde Isolierlack Windungsschlüsse begünstigt. Und mit kleiner werdender Güte verliert man *"ice-pick brittleness"*, und nähert sich dem aged Sound (weniger Höhen), der laut Kinman seinen einfachen Grund in Windungsschlüssen hat. Wer nun gerne eine 1954er-Strat hätte, aber sein Geld lieber in alte Aston Martins investieren möchte: Kein Problem. Neue Strat kaufen, Tone-Poti runterdrehen, aged Sound. Aber dann nie mehr "Fachzeitschriften" lesen, nie mehr Glaube&Bullshit, denn dort steht gelegentlich, dass die alten Strats einen unerreicht brillanten Sound hatten.

Guter Tipp? Gerne geschehen. Als Gegenleistung könnte ja mal jemand beim Herrn Kinman vorbeifahren, und ihm zeigen, wie man richtige Impedanzmessungen macht.

♣ Rein kapazitiv belastet (ohne Potis) müssten's ca. 300 kΩ sein, mit Potis immer noch ca. 88 kΩ.

© M. Zollner 2002

Leerseite

© M. Zollner 2002

5.15 Datensammlung

Auf den folgenden Seiten sind die wichtigsten Parameter ausgewählter Tonabnehmer zusammengestellt. Einig der Tonabnehmer waren kurz vor der Messung beim Hersteller gekauft worden, andere hatten bereits ein über 40-jähriges Leben hinter sich. Bei keinem lässt sich mit Sicherheit sagen, dass er der typische Vertreter seiner Art ist – es gab aber auch keine Anzeichen, dass er's nicht sei. Bei Tonabnehmern aus moderner Produktion kann man annehmen, dass die Fertigungstoleranzen gering sind. Diese qualitative Vermutung ist aber durch keine **Varianzanalyse** abgesichert, und deshalb spekulativ. Bei alten Tonabnehmern ist zu befürchten, dass über die Produktions-Jahre hinweg zum Teil große Streuungen auftraten – aber auch hierfür gibt's keinen Beweis. Dass alte Tonabnehmer für über 10.000 $ pro Stück gehandelt werden, bestätigt die Lehre von der Korrelation zwischen Preis und Nachfrage. Es erschien aber nicht vertretbar, in diesen Regelkreis durch den Aufkauf von z.B. 20 Gibson-PAF einzugreifen, nur um dann deren Parameterstreuungen zu verifizieren. Selbst in den fabrikneuen und deshalb im Vergleich zu einem "Vintage-Pickup" relativ "billigen" P90 wurden (1998) nur einmal DM 290.- investiert; angesichts seines relativ schlichten Aufbaus fallen einem zu diesem Preis nur nichtdruckbare Kommentare ein.

Bei allen Messungen wurde darauf geachtet, dass messgerätebedingte **Fehler** nur unwesentlich zum Gesamtergebnis beitrugen, und dass Störeffekte entweder ebenfalls unerheblich waren, oder – falls unvermeidlich – klar erkennbar. Bei Pegelmessungen betrug die typische Messungenauigkeit ±0,1dB; dies ist mehr als ausreichend, weil erst Änderungen von ca. 1dB zu hörbaren Unterschieden führen. Schwieriger waren Positionsmessungen in Magnetpolnähe: Hierbei wären aus wissenschaftlicher Sicht Messtoleranzen unter 0,1mm wünschenswert, aber nicht immer realisierbar. Aus Sicht des Anwenders ist der Fehler erträglich, weil kein Gitarrist die Magnet-Saite-Distanz mit höherer Präzision einstellt. Die Temperatur der Messobjekte wurde nicht protokolliert, in den allermeisten Fällen dürfte die Raumtemperatur im Bereich zwischen 20 – 24°C gelegen haben.

Impedanzmessungen an Tonabnehmern erfolgten mit eingeprägtem Strom (3 mA_{eff}), die Belastung durch das (parallel liegende) Messgerät war mit R > 10 MΩ unbedeutend. Um die von Kabeln verursachte Resonanzverschiebung nachzubilden, wurden dem Tonabnehmer unterschiedliche Styroflex-Kondensatoren parallelgeschaltet; deren Verluste sind im Rahmen der Impedanzmessungen vernachlässigbar.

Zur Messung und Berechnung der Übertragungseigenschaften wurde der Tonabnehmer entweder nicht belastet, oder mit einer typischen Schaltung belastet. In **Abb. 5.15.1** sind ein aufwändiges Lastmodell und eine vereinfachte Ersatzschaltung dieser typischen Belastung dargestellt – die Unterschiede dieser Schaltungen sind im relevanten Frequenzbereich unerheblich.

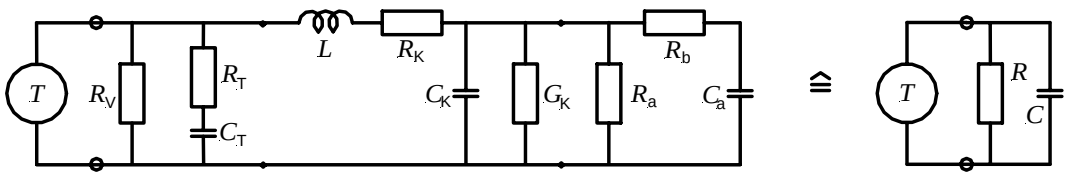
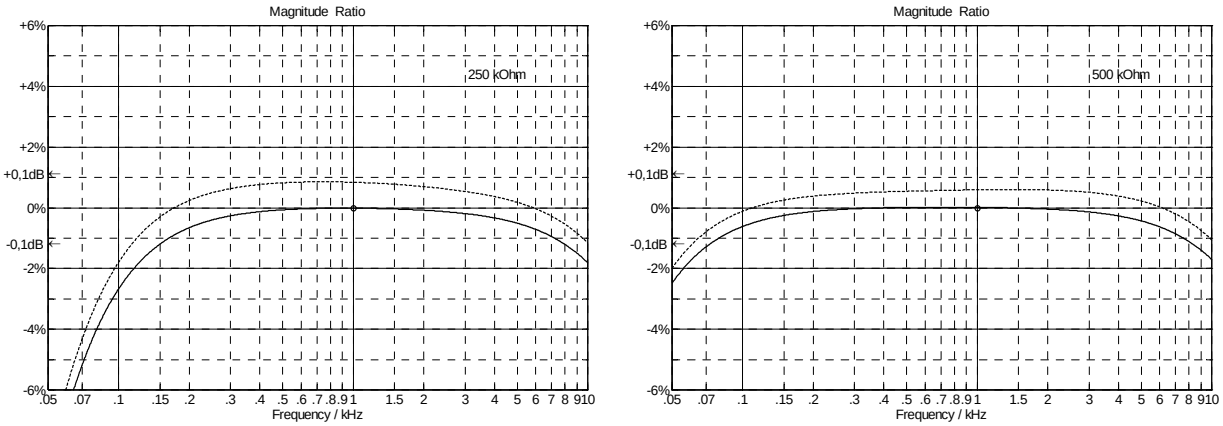


Abb. 5.15.1: Tonabnehmer-Belastung. T = Tonabnehmer, R_V = Volume-Poti, R_T = Tone-Poti, C_T = Tone-Cap, L, R_K, C_K, G_K sind Elemente des Gitarren-Kabels, R_a, R_b und C_a bilden den Gitarrenverstärker nach. Die rechts dargestellte $R||C$-Schaltung ist ein gut geeignetes Äquivalenz-Schaltbild.

© M. Zollner 2002

In **Abb. 5.15.1** ist der Tonabnehmer *T* mit seiner Quellimpedanz Z_i nachgebildet. Volume- und Tone-Poti sind mit maximalem Widerstand angenommen, d.h. Schleifer im Uhrzeigersinn bis zum Anschlag gedreht. Bei Gitarren mit Singlecoil-Pickups haben diese Potentiometer häufig 250 kΩ, bei Humbucker-Gitarren zumeist 500 kΩ. Der Tone-Kondensator C_T weist häufig eine Kapazität von 22 nF auf. Das Gitarrenkabel ist mit einer Längsinduktivität *L* nachgebildet, die mit ca. 0,3 µH/m im Audiobereich in sehr guter Näherung vernachlässigbar ist. Ebenso können Längswiderstand (R_K < 1 Ω/m) und Querleitwert (G_K < 5 nS/m) unberücksichtigt bleiben. Die Querkapazität C_K muss jedoch mit ca. 100 pF/m berücksichtigt werden (siehe auch Kap. 9.3). In einem typischen Röhrenverstärker beträgt der Querwiderstand R_a meistens 1 MΩ, zwischen Eingangsbuchse und erster Röhre liegen zwei parallele 68-kΩ-Widerstände (R_b). Die durch den Millereffekt vergrößerte Röhren-Eingangskapazität beträgt ca. 100 pF, dazu kommt noch die Kapazität des im Verstärker verlegten Kabels, so dass sich für C_a ungefähr 150 pF ergeben.

Obwohl die in Abb. 5.15.1 dargestellte Lastschaltung kompliziert aussieht, wirkt sie im Hörbereich im Wesentlichen wie die daneben gezeichnete R||C-Schaltung. In **Abb. 5.15.2** sind die Unterschiede zwischen diesen Schaltungen dargestellt. Die R||C-Schaltung wurde für 1 kHz optimiert, die geringen Unterschiede bei hohen und tiefen Frequenzen sind für praktische Belange unbedeutend. Zur Orientierung sind jeweils zwei verschiedene R||C-Schaltungen angegeben, deren Widerstand sich um 1 kΩ und deren Kapazität sich um 5 pF unterscheidet; typische Potentiometer-Toleranzen (> ± 25 kΩ) sind um ein Vielfaches größer, und 5 pF Kapazitätsunterschied entsprechen beim Gitarrenkabel einer Längentoleranz von 5 cm. Dies zeigt, dass die angegebene Äquivalenzschaltung weniger Abweichungen erzeugt als übliche Bauteile – sie ist somit gut geeignet, die Tonabnehmerbelastung nachzubilden. Auch bezüglich der Phase sind die Unterschiede vernachlässigbar.



R_V = 250 kΩ, R_T = 250 kΩ.
R = 111,4 kΩ, C = 755 pF (-------)
R = 110,4 kΩ, C = 760 pF (———)

R_V = 500 kΩ, R_T = 500 kΩ.
R = 200 kΩ, C = 750 pF (-------)
R = 199 kΩ, C = 755 pF (———)

Abb. 5.15.2: Unterschied der Impedanzbeträge (Z_{RC}/Z) der Last-Schaltungen aus Abb. 5.15.1. Das Gitarrenkabel wurde mit C_K = 600pF eingesetzt, der Verstärker mit 1 MΩ, 34 kΩ, 150 pF. Die tieffrequenten Abweichungen werden vom Tonkondensator (C_T = 22 nF) verursacht, die hochfrequenten Abweichungen von der Röhrenkapazität. Da alle Bauteilewerte in Gitarre, Kabel und Verstärker mindestens ± 5% Toleranz haben (selbst ± 20% sind nicht unüblich), ist die Genauigkeit der Nachbildung leicht ausreichend. Im tieffrequenten Bereich beträgt der Quellwiderstand des Tonabnehmers weniger als 20 kΩ, deswegen reduzieren sich die Abweichungen bei den Übertragungsparametern auf Werte weit unter 1%.

© M. Zollner 2002

Legende zu den Abbildungen

Impedanz-Frequenzgang: Das linke Bild stellt den Betrag der Tonabnehmer-Impedanz als Funktion der Frequenz dar – einmal völlig unbelastet (*open*), und zweimal für rein kapazitive Belastung (450 pF bzw. 750 pF). Der nicht sehr gebräuchliche, aber gut interpretierbare Impedanzpegel ist auf 1 kΩ normiert: $L_Z = 20 \cdot \lg\left(\left|\underline{Z}\right| / 1\text{k}\Omega\right)\text{dB}$, 40dB entsprechen 100 kΩ. Die schräg eingezeichneten Orientierungslinien gehören zu rein induktiven Impedanzen. Das Kabel, das den Tonabnehmer in der Gitarre mit den Potentiometern verbindet, ist nur berücksichtigt, wenn es (wie z.B. beim Gibson-Humbucker) im Tonabnehmer angelötet ist. Die Potentiometer sind (als Last) nicht berücksichtigt.

Übertragungs-Frequenzgang: Das rechte Bild zeigt das Übertragungsverhalten (Kap. 5.9.3) des belasteten Tonabnehmers. Last ist hierbei die Parallelschaltung aus einem Widerstand *R* und einem Kondensator *C* (Abb. 5.15.1). *R* bildet übliche Gitarren-Potentiometer und einen hochohmigen Verstärkereingang (1 MΩ) nach, *C* ist die kapazitive Belastung, mit denselben Werten wie im ersten Bild (0 pF bzw. 450 pF bzw. 750 pF). Die absolute Empfindlichkeit wird am linken Bildrand mit einem Punkt angezeigt, Bezug ist ein Stratocaster-Tonabnehmer (vergl. Kap. 5.4.5). Die magnetische Flussdichte *B* (in 2 mm Abstand, Kap. 5.4.1) ist rechts oben angegeben.

Ersatzschaltbild: Das angegebene Ersatzschaltbild wurde aus Impedanzmessungen abgeleitet, es stellt in seiner Komplexität einen Kompromiss zwischen Aufwand und Genauigkeit dar. Bei den meisten Tonabnehmern kann hiermit auch das Übertragungsverhalten nachgebildet werden, bei Tonabnehmern mit starken Wirbelstromverlusten aber nur mit eingeschränkter Genauigkeit. Der von Humbuckern produzierte Kammfilter-Frequenzgang wird mit diesem Ersatzschaltbild nicht nachgebildet. (Zur Impedanz-Äquivalenz siehe Kap. 5.9.2.3).

Tonabnehmerdaten hängen vom individuellen Herstellungsprozess ab, auch scheinbar baugleiche Tonabnehmer können sich wesentlich unterscheiden.

Für die **www-Vorveröffentlichung** sind nur einige wenige Bilder freigegeben – die vollständige Dokumentation bleibt der Druckversion (ca. 2015) vorbehalten.

© M. Zollner 2002

Fender Stratocaster

Den grundsätzlichen Aufbau dieses Tonabnehmers entwickelte Leo Fender schon Ende der Vierzigerjahre (des 20. Jh.), als er die Broadcaster (später Esquire, Telecaster) baute: In zwei Vulkanfiber-Flansche wurden 6 Alnico-Magnete gesteckt, auf die dann viel dünner Draht aufgewickelt wurde – fertig. Das Prinzip bewährte sich, auch die 1954 am Markt erscheinende Stratocaster-Gitarre bekam drei identische Tonabnehmer dieses Typs. Ihre ca. 16 – 19 mm langen ("staggered") Alnico-5-Magnete haben 4,8 mm Durchmesser (3/16"), der 0,063 mm dicke Kupfer-Lack-Draht war zunächst mit Formvar isoliert, danach mit Plain Enamel, nach 1980 mit Polysol. Die Windungszahl der ersten Stratocaster-Tonabnehmer lag irgendwo zwischen 8000 – 8700, präziser ging's mit den riemengetriebenen Zählwerken nicht. Erst in den Sechzigerjahren hielten dann neue Wickelautomaten Einzug, und nach längerem Hin und Her entschied man sich für den neuen Standard: 7600 Windungen. Und danach 7800, 8200, 8500, 9000, 9600 ... the endless story. Es gibt viele Spekulationen über die Windungszahlen alter Tonabnehmer – so ganz genau wird dieses "Geheimnis" nie ermittelt werden, weil wohl niemand einen 1954er-Tonabnehmer abwickelt, um die Windungen nachzuzählen. Auch eine Widerstandsmessung hilft nicht weiter: Der Drahtdurchmesser variiert zu stark.

Abb. 5.15.3a: Fender Stratocaster Gitarre [www.fender.com].

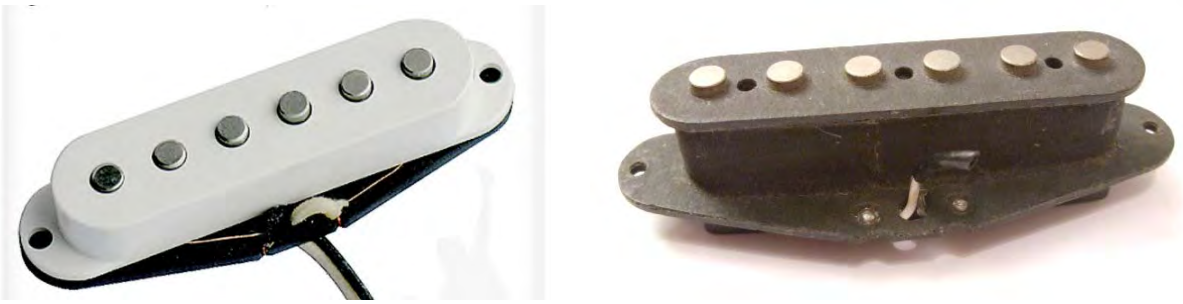
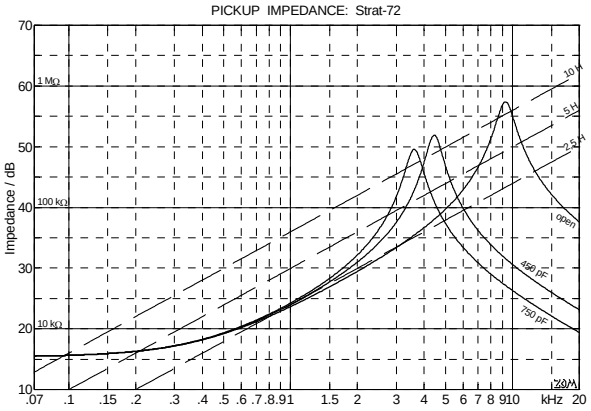


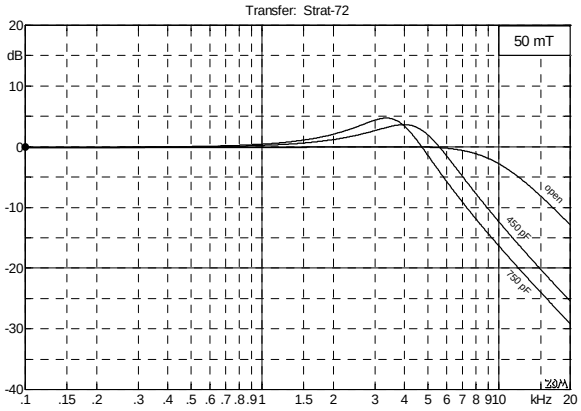
Abb. 5.15.3b: Strat-like Tonabnehmer [www.phousemusic.com, www.guitar-letter.de].

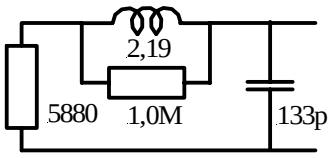
© M. Zollner 2002

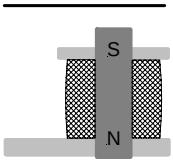
Fender Stratocaster '72

Singlecoil-Tonabnehmer, 6 Alnico-Zylindermagnete. #17492, vermutlich 1972.



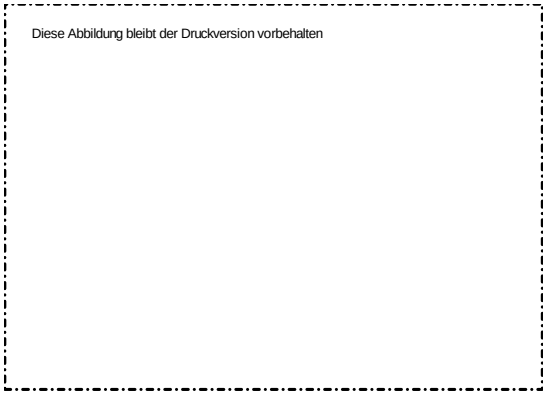


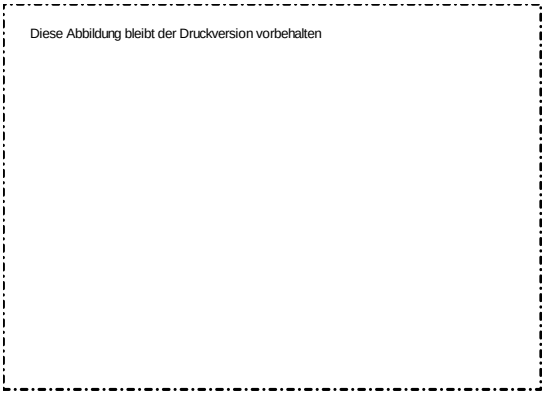


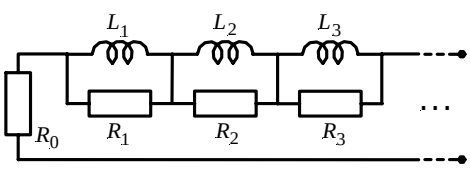


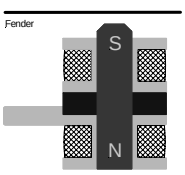
Fender Noiseless Stratocaster (Neck)

Koaxialer "Singlecoil"-Tonabnehmer, 6 Alnico-Zylindermagnete.









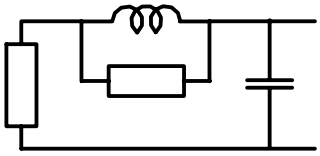
© M. Zollner 2002

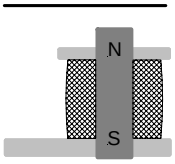
Fender USA-Standard Stratocaster (Neck)

Singlecoil-Tonabnehmer, 6 Alnico-Zylindermagnete.

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten



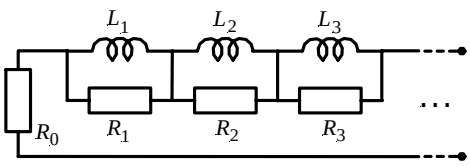


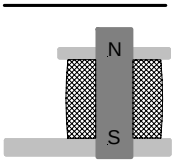
Fender USA-Standard Stratocaster (Bridge)

Singlecoil-Tonabnehmer, 6 Alnico-Zylindermagnete, 2 feldverstärkende Schrauben

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten





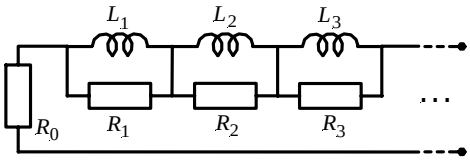
© M. Zollner 2002

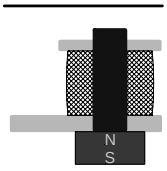
Fender Japan-Strat

Singlecoil-Tonabnehmer, Balken-Ferritmagnet.

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten



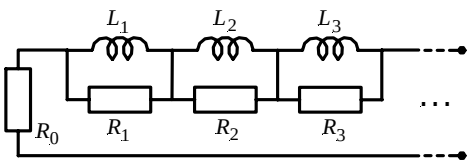


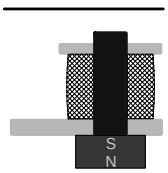
Rockinger (Strat Type)

Singlecoil-Tonabnehmer, Balken-Ferritmagnet.

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten





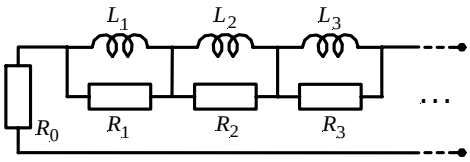
© M. Zollner 2002

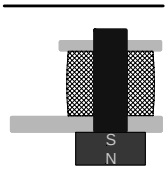
Ibanez Blazer (Strat Type)

Singlecoil-Tonabnehmer, Balken-Ferritmagnet.

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten



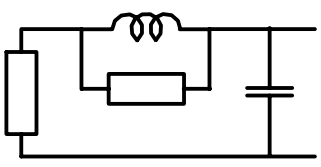


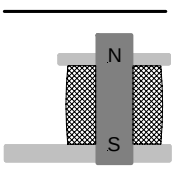
Seymour Duncan SSL-1 (Strat-Type)

Singlecoil-Tonabnehmer, 6 Alnico-Zylindermagnete.

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten





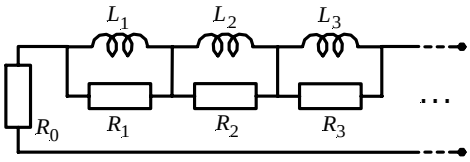
© M. Zollner 2002

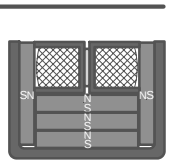
Lace gold

Singlecoil-Tonabnehmer, spezielle Magnetfeldführung

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten



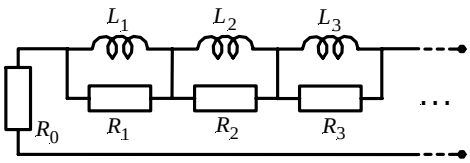


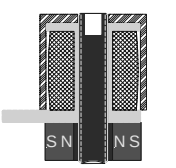
DiMarzio SDS1

Singlecoil-Tonabnehmer, 2 Balken-Ferritmagnete.

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten





© M. Zollner 2002

Fender Telecaster

Fender Telecaster Bridge-Pickup: Der Stegtonabnehmer der Esquire, Vorläufer von Broadcaster und Telecaster, wurde 1948-49 entwickelt. Er hat 6 Alnico-5-Magnete, zwei Vulkanfiber-Flansche und ca. 9000 Windungen AWG-43-Draht. Anfang der 50er-Jahre Wechsel zum dickeren AWG-42-Draht. In der Folgezeit gab es häufig Detailänderungen, das grundsätzliche Bauprinzip blieb aber gleich. Als Besonderheit hat der Telecaster-Stegtonabnehmer eine metallene Bodenplatte, die zunächst verzinkt, später verkupfert war. Ab 1983 wird sie eingespart, später in Sonderversionen wieder eingebaut. Der Texas-Special-Pickup hat mehr Windungen als die Normal-Version. Der Tonabnehmer ist im Ausschnitt einer Metall-Trägerplatte befestigt, die als Wirbelstromdämpfer wirkt und die Resonanzgüte verringert.

Fender Telecaster Neck-Pickup: Der Telecaster-Halstonabnehmer wurde 1950 entwickelt und zunächst in Einzelfällen bei der Esquire, vor allem aber bei der Broadcaster und der Telecaster eingesetzt. Er hatte 6 Alnico-5-Magnete, zwei Vulkanfiber-Flansche und ca. 8000 Windungen AWG-43-Draht. In der Folgezeit gab es häufig Detailänderungen, das grundsätzliche Bauprinzip blieb aber gleich. Als Besonderheit hat der Telecaster-Halstonabnehmer eine metallene Abschirmhaube aus Neusilber (Cu-Ni-Zn), bei Billig-Nachbauten auch aus vernickeltem Messing. Die Kappe wirkt als Wirbelstromdämpfer.

Fender Telecaster Humbucker-Pickup: Vom selben Seth Lover, der auch den Gibson-Humbucker entwickelt hat. Gegenüber Gibson etwas größerer Polepiece-Abstand, und statt Alnico-Balkenmagnet 12 einstellbare Cunife-Einzelmagnete. Cunife hat als Magnetmaterial völlig an Bedeutung verloren, deshalb werden die Nachbauten mit einem Keramik- oder Alnico-Balkenmagnet gefertigt.

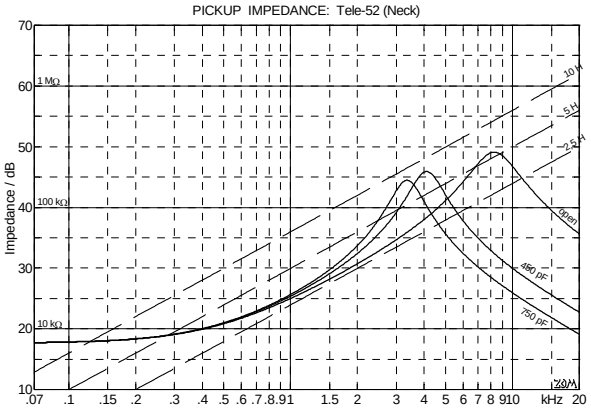
Abb. 5.15.4a: Fender Telecaster [www.fender.com].

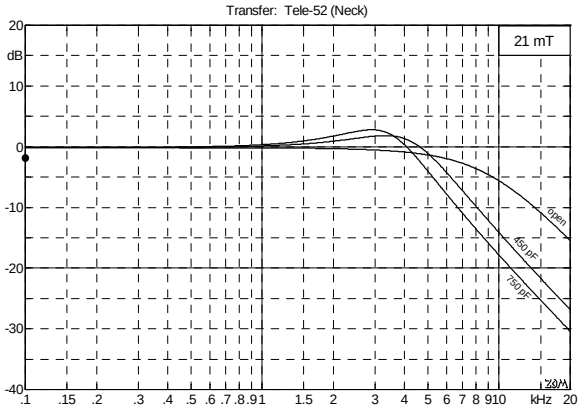
Abb. 5.15.4b: Fender Telecaster-Tonabnehmer [www.fender.com, http://img3.musiciansfriend.com].

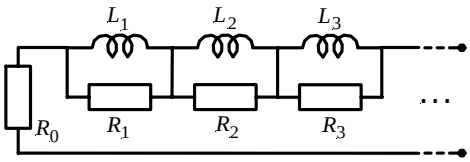
© M. Zollner 2002

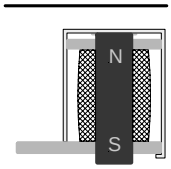
Fender Telecaster-52 (Neck)

Singlecoil-Tonabnehmer, 6 Alnico-Zylindermagnete.



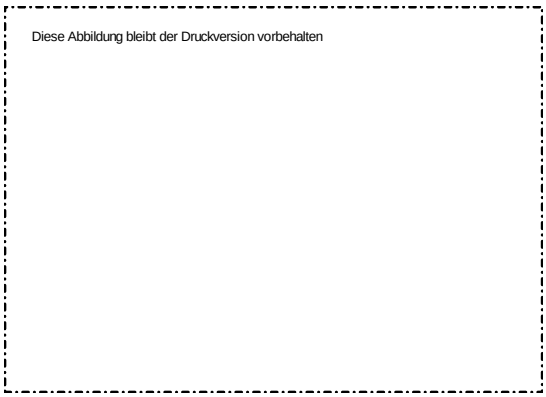


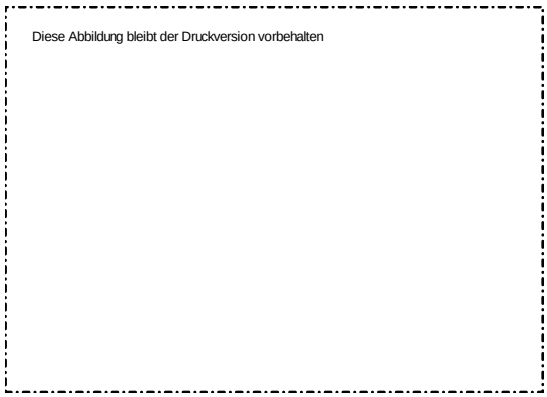


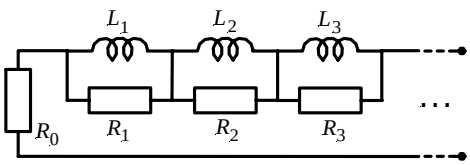


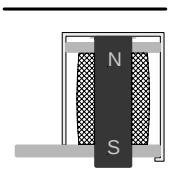
Seymour Duncan APTR-1 (Tele-Type, Neck)

Singlecoil-Tonabnehmer, 6 Alnico-Zylindermagnete.









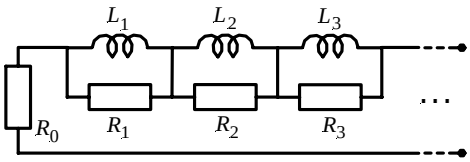
© M. Zollner 2002

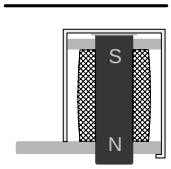
DiMarzio DP-172 (Tele-Type, Neck)

Singlecoil-Tonabnehmer, 6 Alnico-Zylindermagnete.

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten

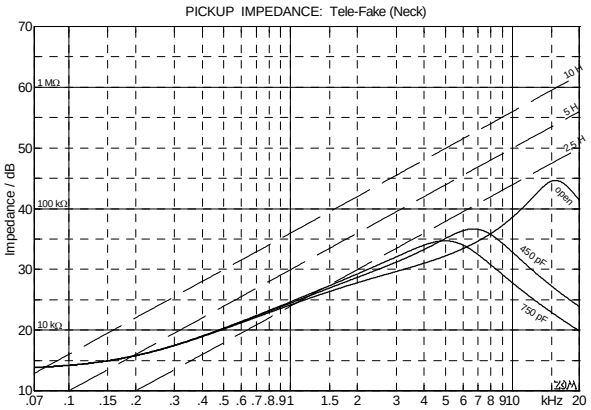
Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten

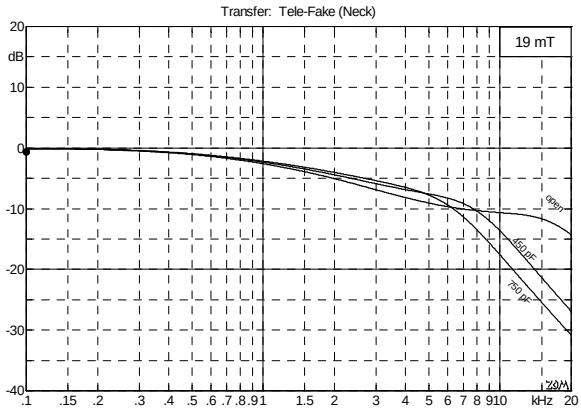


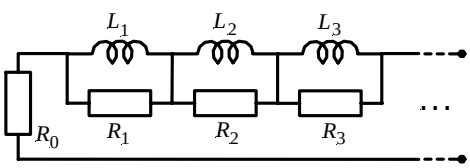


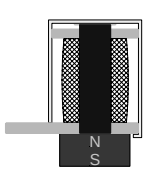
Telecaster-Fake (Neck)

Singlecoil-Tonabnehmer, Balken-Ferritmagnet.









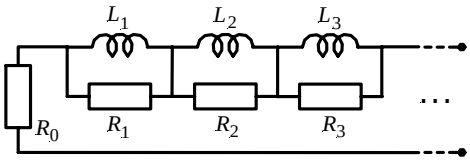
© M. Zollner 2002

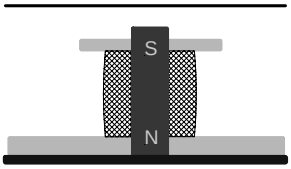
Fender Telecaster-70 (Bridge)

Singlecoil-Tonabnehmer, 6 Alnico-Zylindermagnete.

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten



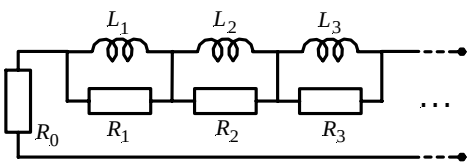


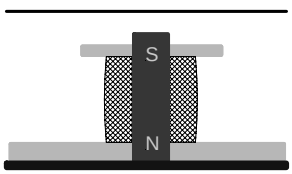
Fender Telecaster-73 (Bridge)

Singlecoil-Tonabnehmer, 6 Alnico-Zylindermagnete.

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten





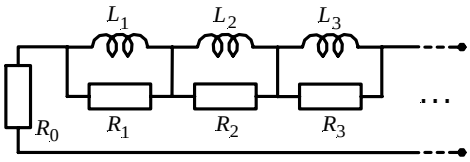
© M. Zollner 2002

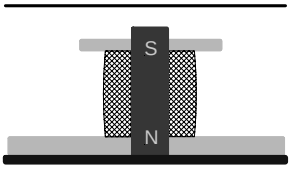
Fender Texas-Special Telecaster (Bridge)

Singlecoil-Tonabnehmer, 6 Alnico-Zylindermagnete.

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten



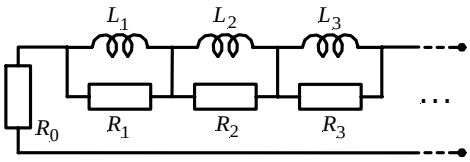


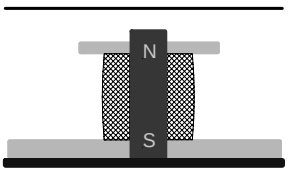
Fender Telecaster-52 (Bridge)

Singlecoil-Tonabnehmer, 6 Alnico-Zylindermagnete.

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten





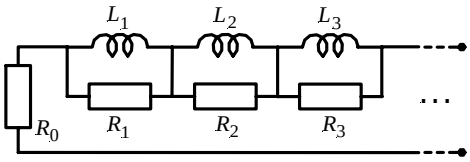
© M. Zollner 2002

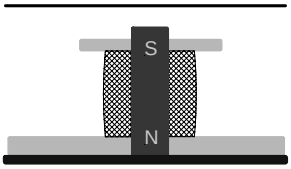
Seymour Duncan APTL-1 (Telecaster-Type, Bridge)

Singlecoil-Tonabnehmer, 6 Alnico-Zylindermagnete.

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten

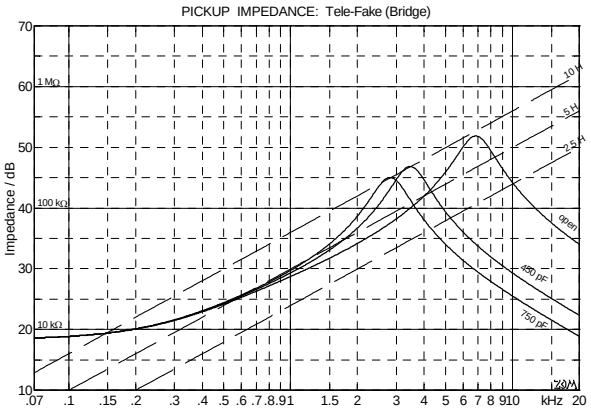
Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten

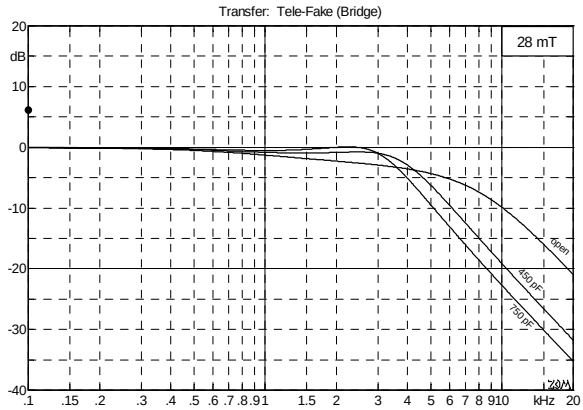


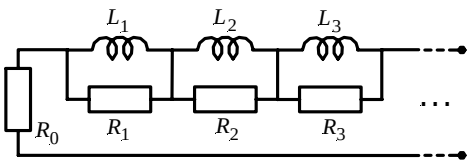


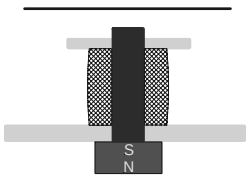
Telecaster-Fake (Bridge)

Singlecoil-Tonabnehmer, Balken-Ferritmagnet.





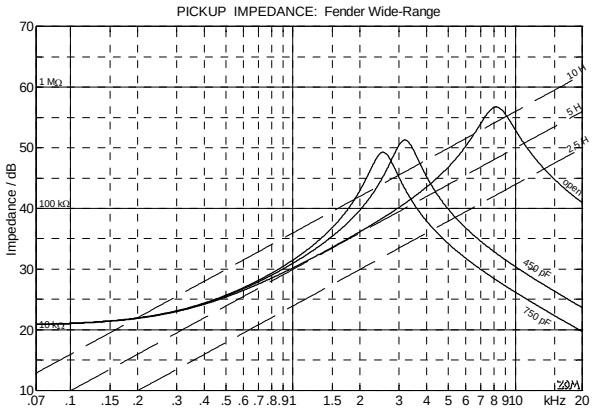


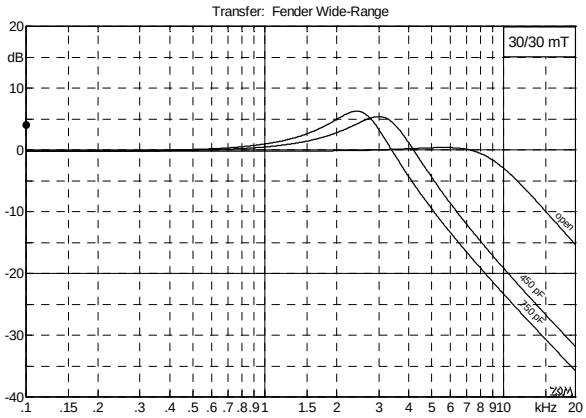


© M. Zollner 2002

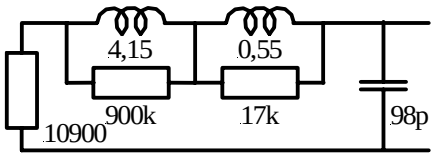
Fender Wide-Range Humbucker

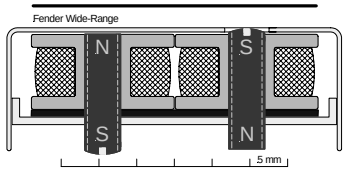
Humbucking-Tonabnehmer, 12 CuNiFe-Magnete.





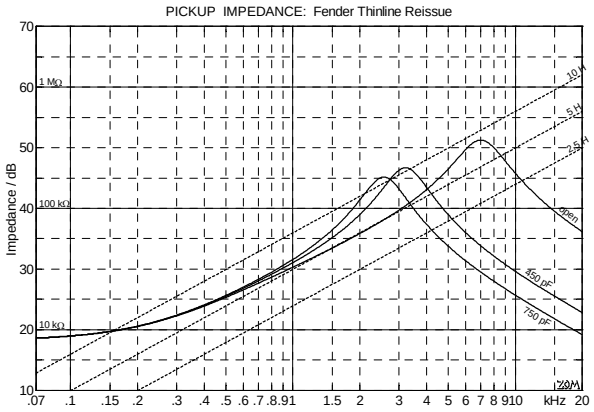
Zwei Potentiometer à 1 MΩ

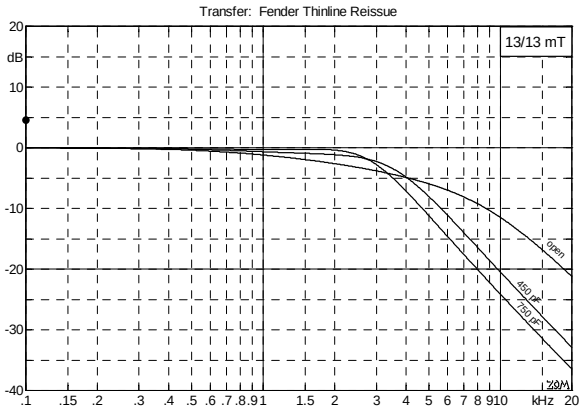




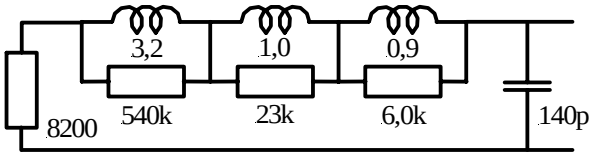
Fender Thinline-Reissue Humbucker

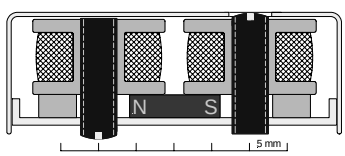
Humbucking-Tonabnehmer, Alnico-Balkenmagnet.





Zwei Potentiometer à 250 kΩ





© M. Zollner 2002

Abb. 5.15.4c: Fender Telecaster Thinline [www.fender.com].

Drei Varianten der Telecaster erhielten den "Wide-Range"-Humbucker: Die Thinline-II, die Custom-II, und die Deluxe. Anfangs noch mit CuNiFe-Magneten bestückt, wurden seine Nachbauten in völlig verändertem Aufbau mit einem Balkenmagnet ausgerüstet (man findet sowohl Alnico- als auch Keramikmagnete). Außerdem existieren unterschiedliche Beschaltungen: 250 kΩ oder 1 MΩ, sowie 10, 22 oder 50 nF.

Zur Messung standen zwei verschiedene Fender-Humbucker zu Verfügung: Ein originaler Wide-Range aus den Siebziger-Jahren, und ein Reissue aus einer 2012-Thinline. Das Original verblüffte mit sehr speziellen Magneten. Die reversible Permeabilität der CuNiFe-Magnete ist sehr klein (vergl. Abb. 4.42), und ihre statische Magnetisierung äußerst eigenartig. Es mag die Besonderheit dieses individuellen Tonabnehmers sein – der Serienstandard ist mit nur einem Repräsentant nicht ermittelbar. Zwei der **Magnete** haben Südpole auf beiden Stirnseiten! Doch, die Physik erlaubt das, wenn ein Nordpol dazwischen liegt (Bild rechts), und völlig unbrauchbar wird der Tonabnehmer dadurch auch nicht, weil die großen Abweichungen auf der Unterseite auftreten, aber sehr ungewöhnlich ist das schon. Ist eben vintage...

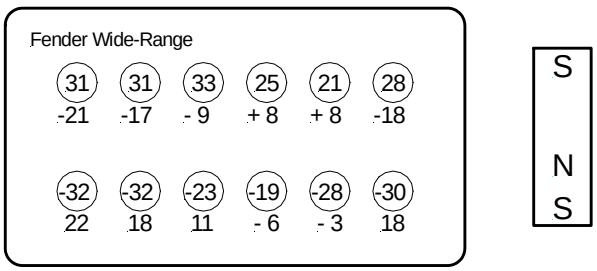


Abb. 5.15.4d: Fender Wide-Range Humbucker [www.fender.com]. Im rechten Bild ist die in 2 mm Distanz gemessene magnetische Flussdichte (mT) angegeben; im Kreis = Oberseite, darunter stehende Zahlen = Unterseite.

© M. Zollner 2002

Fender Jazzmaster

Der Jazzmaster-Tonabnehmer wurde ca. 1958 von Leo Fender entwickelt. Er hat 6 Alnico-5-Magnete, zwei Vulkanfiber-Flansche und ca. 9000 Windungen AWG-42-Draht. Die Produktion wurde 1982 eingestellt, später als Replik wieder aufgenommen. Bedingt durch die große Spule, nimmt der Jazzmaster-Tonabnehmer Störfelder relativ gut auf, wegen des örtlich begrenzten Saiten-Magnetfeldes profitiert sein Übertragungskoeffizient aber nicht im gleichen Maße von der Spulengröße – der Brummabstand ist deshalb nur mäßig (Kap. 5.7).

Die großflächige Spule entstand, weil Leo Fender damit "einen möglichst großen Teil der Saitenschwingung abtasten" wollte, um "ein breiteres Spektrum" zu erhalten. Dies ist in zweierlei Hinsicht falsch: Die Aperturbreite hängt nicht von der Spule, sondern vom Magnet ab, und außerdem sind Aperturbreite und Frequenzbandbreite zueinander reziprok.

Der Jazzmaster-Tonabnehmer hat relativ kurze Alnico-Magnete, die so gut wie keine Wirbelstromdämpfung verursachen. Zusammen mit den hochohmigen 1-MΩ-Potentiometern entsteht dadurch eine starke Resonanzüberhöhung, die der Gitarre einen sehr höhenbetonten, fast schrillen Klang geben – aber nur an einem hochohmigen Verstärker. Dass die Jazzmaster "wegen ihrer breiten Spulen" weich klingt, ist Fantasterei (Kap. 5.4.4). Ihre Tonabnehmer dürfen auch nicht – trotz ähnlichen Aussehens – mit dem Gibson P-90 verwechselt werden.

Abb. 5.15.5a: Fender Jazzmaster-Gitarre [www.fender.com]

Abb. 5.15.5b: Jazzmaster-Tonabnehmer [www.petesrareguitars.com]

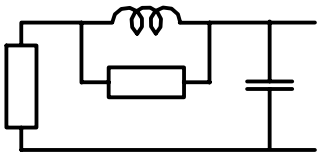
© M. Zollner 2002

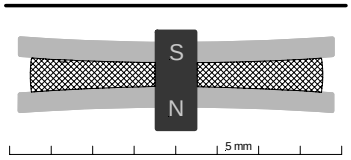
Fender Jazzmaster-62 (Neck)

Großer Singlecoil-Tonabnehmer, 6 Alnico-Zylindermagnete.

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten



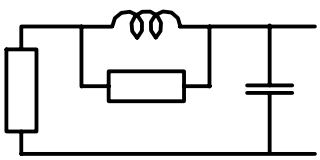


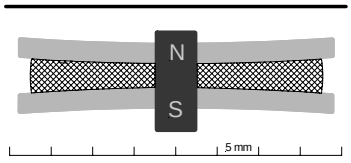
Fender Jazzmaster-62 (Bridge)

Großer Singlecoil-Tonabnehmer, 6 Alnico-Zylindermagnete.

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten





© M. Zollner 2002

Fender Jaguar

Sie war als ultimatives Flaggschiff gedacht, als teuerste Fender, *with all of the top features*. Also: *Floating Bridge and Tremolo* (siehe Jazzmaster), *Lead/Rhythm-Selector* (siehe JZM), zwei *wide-range high-fidelity Pickups* (die einzige Besonderheit), *String-mute* (💣). Ach ja, und – gerne vergessen – eine 61-cm-Mensur! Auf den Saitendämpfer konnte man indes getrost verzichten, bei der Stratocaster gab's bereits das weitaus besser funktionierende Vibratosystem, der Rhythmuskreis war, da auf *einen* Tonabnehmer festgelegt, ziemlich beschränkt, wozu also so viel Geld investieren? Wegen der **Tonabnehmer**? Die waren in der Tat anders als bei den restlichen Fendergitarren, die hatten ein u-förmiges Abschirmblech. Um "das Magnetfeld zu fokussieren", "das Sustain zu verbessern" (!), "die Brummempfindlichkeit zu reduzieren", "den Klang zu verbessern" – die Patentschrift (US 3,236,930) schwelgt in Superlativen, die Jaguar sei *highly superior* gegenüber dem bis dato produzierten Schrott.

Nun darf man Ikonen wie Leo Fender ja nicht unterstellen, sie hätten einen an der Waffel gehabt – nein, im Zweifellsfall war's der Patentanwalt, der solchen Stuss ausformulierte, mit gnädiger Duldung seines Patentprüfers. Gitarristen, merket auf: Die bis 1962 produzierten Gitarren (z.B. Stratocaster) hatten (gemäß Jaguar-Patent) *undesirably characteristics*, *poor response to string vibrations*, ein viel kürzeres Sustain, waren in den Basslagen hochgradig unempfindlich, ihr Klang war *with small harmonic content*. Irgendwie unverständlich, warum dann die Produktion der *highly superior* Jaguar sang- und klanglos eingestellt werden musste, oder? Übrigens findet man noch was in der Patentschrift: Der Jaguar-Pickup sei *highly simple and economical* .... das allerdings klingt nun wieder sehr nach Leo.

Der u-förmigen Magnetfeldführung, die sich Leo Fender gleich noch ein zweites Mal patentieren lies (US 4,220,069), sei ihre spezielle Wirkung jedoch nicht abgesprochen, sowohl der hiervon verursachte Höhenverlust, als auch die magnetische Abschirmung wird in Kap. 5.4.4 genauer untersucht.

Abb. 5.15.6a: Fender Jaguar-Gitarre [www.fender.com]

Abb. 5.15.6b: Fender Jaguar-Tonabnehmer [www.guitar-parts.com]

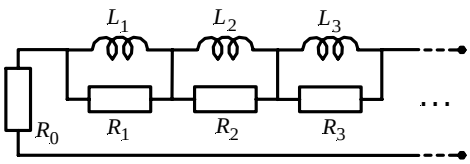
© M. Zollner 2002

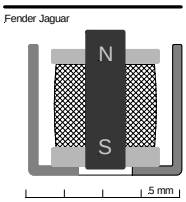
Fender Jaguar

Singlecoil-Tonabnehmer, 6 Alnico-Zylindermagnete, u-förmiges, gezahntes Abschirmblech.

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten





© M. Zollner 2002

Gibson P-90

Der P-90, ein großer Singlecoil-Tonabnehmer, wurde vom Gibson-Techniker Walter Fuller entwickelt und ab 1946 produziert. Er hat 2 Alnico-5-Balkenmagnete, 6 Polschrauben, einen Spulenträger und ca. 10.000 Windungen AWG-42-Draht. Ab 1957 nur mehr bei den einfacheren Gitarren eingesetzt, ab 1968 aber auch wieder auf der Les Paul. Schwarzes oder cremefarbenes Gehäuse, auch als sog. "DogEar" im Metallgehäuse mit zwei Flanschen.

P-100-L (L = Lead, Stegposition, ca. 10 kOhm), **P-100-R** (Rhythm, ca. 6,5 kOhm). Koaxial-Tonabnehmer mit zwei übereinander liegenden, parallel geschalteten Spulen. Kein großer Erfolg, wird nicht mehr produziert.

P-94 = P90 im HB-Format. Der Spulenkörper ist kürzer und etwas höher als der des P-90;

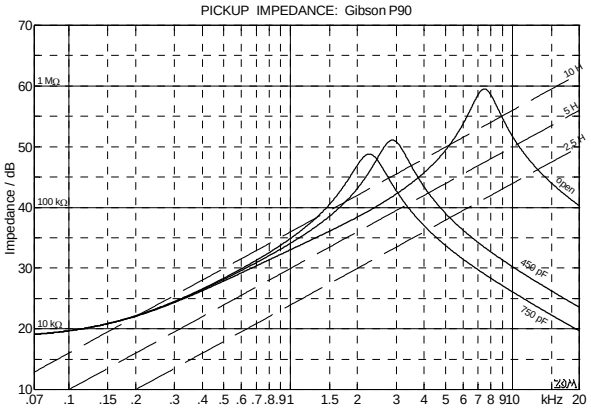
Abb. 5.15.7a: Zwei "Soap-Bar" P-90 in einer Gibson LesPaul [www2.gibson.com]

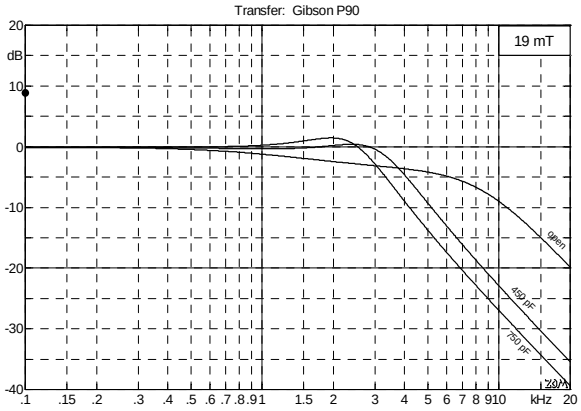
Abb. 5.15.7b: Zwei "Dog-Ear" P-90 in einer Epiphone Casino [www2.gibson.com]

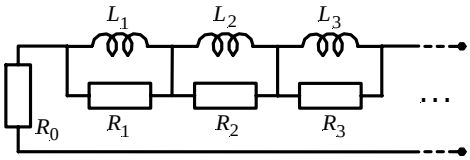
© M. Zollner 2002

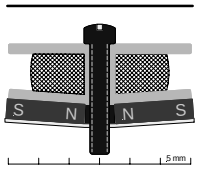
Gibson P-90 (Soapbar)

Großer Singlecoil-Tonabnehmer, 2 Balkenmagnete, verstellbare Polschrauben.







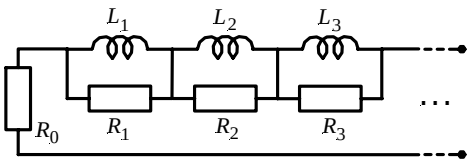


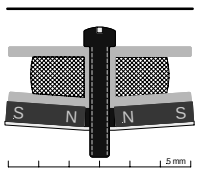
Rockinger P-90 (Soapbar)

Großer Singlecoil-Tonabnehmer, 2 Balkenmagnete, verstellbare Polschrauben.

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten





© M. Zollner 2002

Rickenbacker

Adolph Rickenbacker baute in Kalifornien ab ca. 1931 elektromagnetische Tonabnehmer in Hawaii-Gitarren ein, die zunächst aus Metall, später aus Bakelit waren. Ab 1936 wurden diverse Saiteninstrumente mit einem Hufeisenmagnet-Tonabnehmer ausgestattet, ab Mitte der 50er gab's auch massive und hohle Elektrogitarren, und als Anfang der 60er die Beatles mit Rickenbacker-Gitarren gesichtet wurden, wurde die Marke auch in Europa populär.

Abb. 5.15.8a: Rickenbacker 325, drei "Toaster"-Tonabnehmer [www.fatendfirst.com].

Der im Folgenden untersuchte Tonabnehmer stammt aus einer 1966er Capri. In USA hieß diese Modellreihe Model-335, die entsprechende Exportversion war Model-1996. Die USA-Version hatte ein keilförmiges Schalloch ("Katzenauge"), die Exportversion ein *f*-Loch.

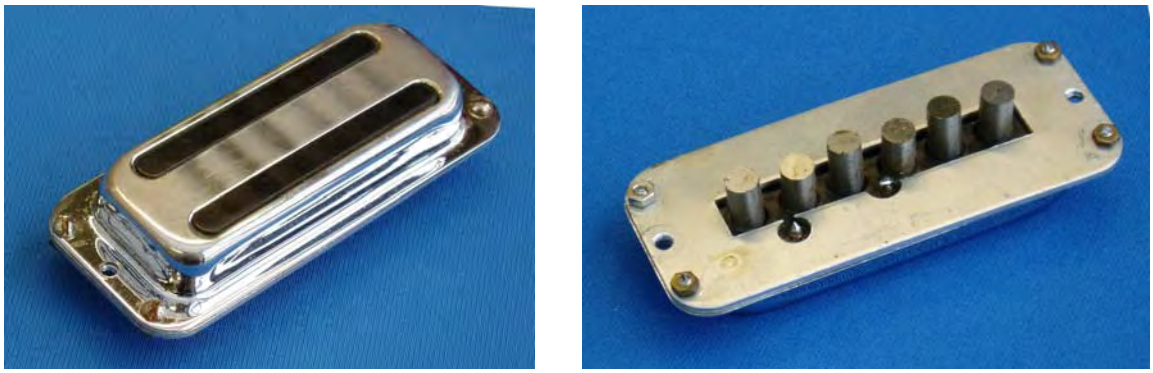


Abb. 5.15.8b: Rickenbacker "Toaster"-Tonabnehmer.

Der Humbucker hat in seinem Innern zwei schmale Klingen in 12 mm Abstand.

Abb. 5.15.8c: Rickenbacker Humbucker.

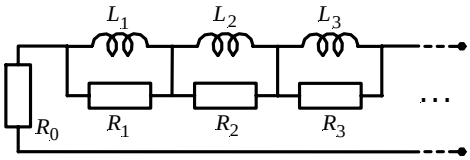
© M. Zollner 2002

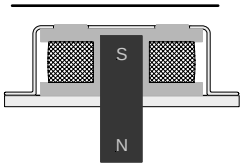
Rickenbacker "Toaster"

Großer Singlecoil-Tonabnehmer, 6 Zylindermagnete (∅ 6,3 mm).

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten

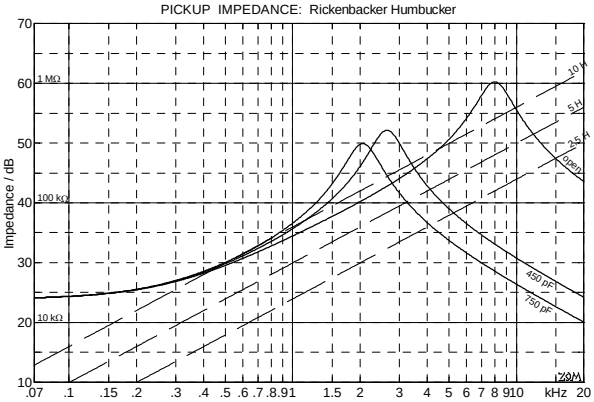
Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten

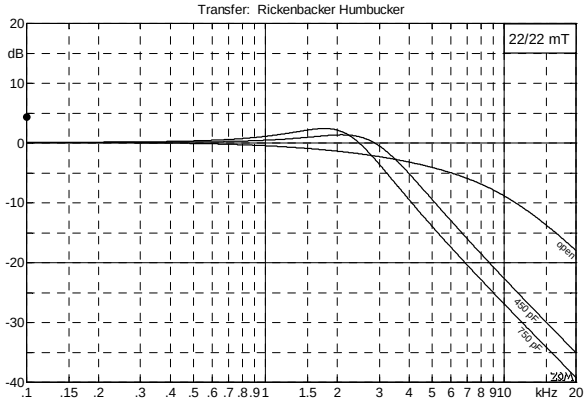


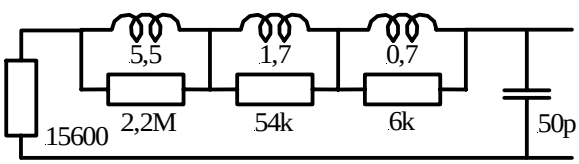


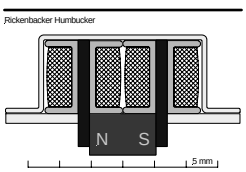
Rickenbacker Humbucker

Humbucking-Tonabnehmer, Balkenmagnet mit zwei Klingen.









© M. Zollner 2002

Gretsch

Die ersten elektrischen Gretsch-Gitarren waren (ab 1949) mit DeArmond-Tonabnehmern ausgestattet, ab 1957 gab's den FilterTron-Pickup, ab 1961 den HiLoTron-Pickup. Seine außermittige Polanordnung ähnelt einem Humbucker, tatsächlich handelt es sich aber um einen Singlecoil mit sehr spezieller Magnetfeldführung (Kap. 5.10.5). Der FilterTron ist demgegenüber ein echter Humbucker (Kap. 5.7). Die heute hergestellten Nachbauten haben mit den Originalen zumindest das Aussehen gemein. In etwa ...

Abb. 5.15.9a: Gretsch-Gitarre mit 2 FilterTron-Pickup [www.gretschguitars.com].

Abb. 5.15.9b: Gretsch-Gitarre mit 2 HiLoTron-Pickup [www.gretschguitars.com].

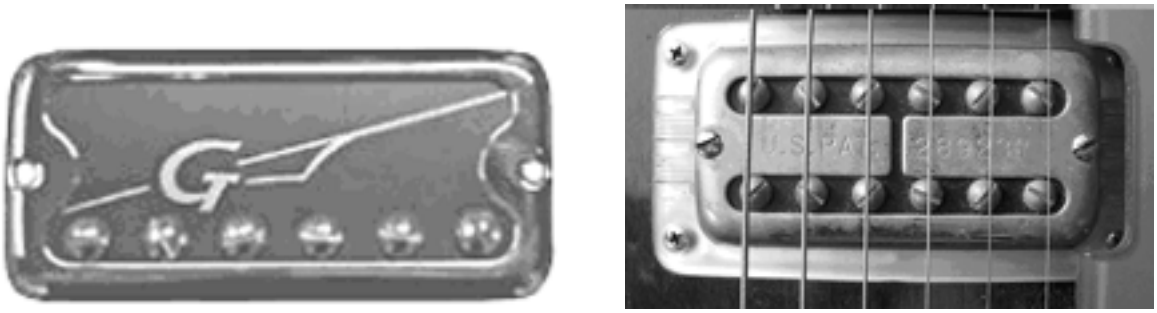


Abb. 5.15.9c: Gretsch-Tonabnehmer [www.gretschpages.com].

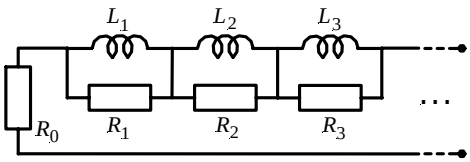
© M. Zollner 2002

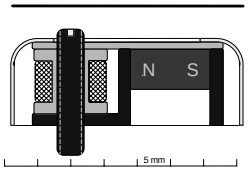
Gretsch HiLoTron

Großer Singlecoil-Tonabnehmer, Alnico-Balkenmagnet.

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten



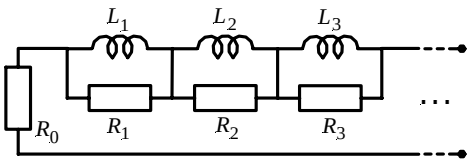


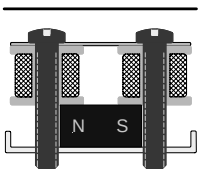
Gretsch FilterTron

Humbucking-Tonabnehmer, Alnico-Balkenmagnet.

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten





© M. Zollner 2002

Gibson-Humbucker

Um 1955 vom Gibson-Techniker Seth Lover entwickelte Alternative zum P-90, mit dem Ziel, die Empfindlichkeit gegen magnetische Störfelder zu reduzieren. Zwei in Reihe geschaltete, nebeneinander liegende Spulen, ein Alnico-Balkenmagnet, 2x6 Polepieces (Kap. 5.9.2.6). Der Gibson-Humbucker wird in verschiedenen Varianten gebaut, mit oder ohne Kappe, mit unterschiedlichen Magnetmaterialien, mit mehr oder weniger stark bewickelten Spulen, deren Windungszahlen gleich oder unterschiedlich sein können. Hält man 5% Unterschied für wesentlich, zahlt man gerne den hierfür verlangten Aufpreis.

Beim Gibson-Humbucker wird die Saitenschwingung in *zwei* Bereichen abgetastet, was vor allem bei den Basssaiten zu einer erheblichen Höhenreduktion führt (Kap. 5.4.4). Dieser Effekt ist aber nicht generell unerwünscht, bei starker Verstärkerverzerrung entsteht hiermit ein spezieller Sound.

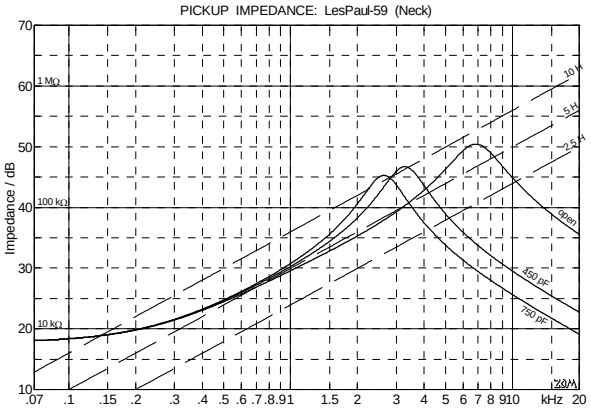
Abb. 5.15.10a: Zwei Humbucker in einer Gibson LesPaul [www2.gibson.com]

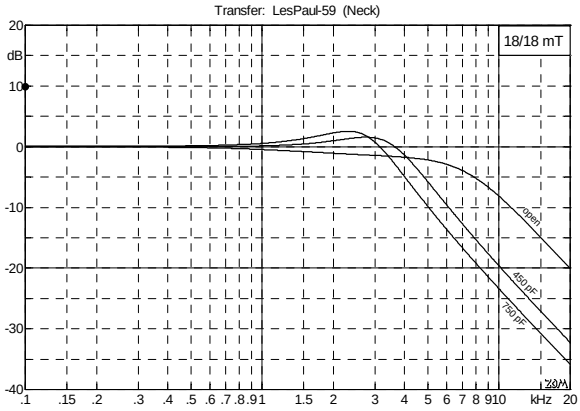
Abb. 5.15.10b: Gibson-Humbucker [www.boutiquemusicinc.com, rainbowguitars.com].

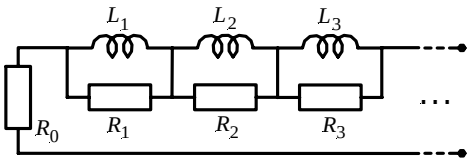
© M. Zollner 2002

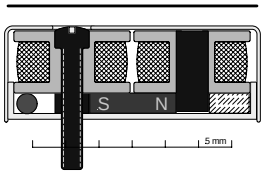
Gibson Burstbucker (Neck)

Humbucking-Tonabnehmer, Alnico-Balkenmagnet.



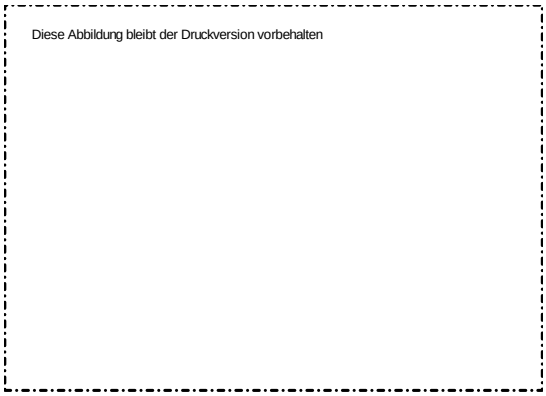


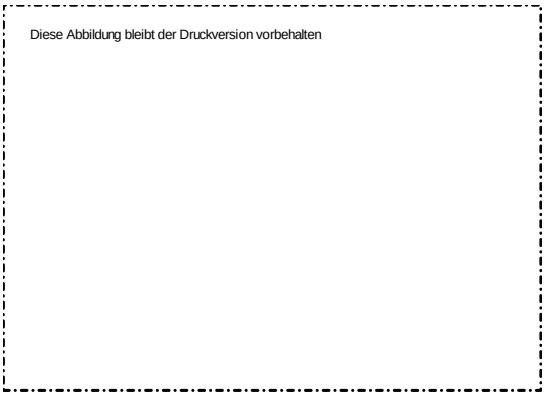


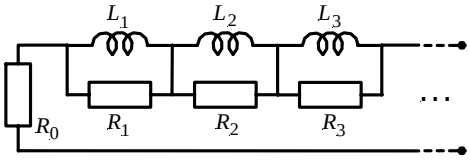


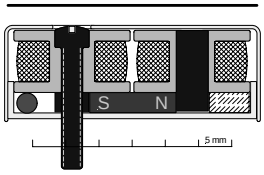
Gibson Burstbucker (Bridge)

Humbucking-Tonabnehmer, Alnico-Balkenmagnet.









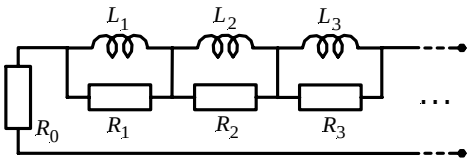
© M. Zollner 2002

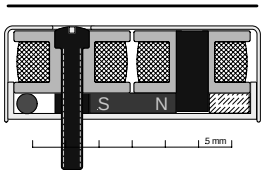
Gibson '57 classic

Humbucking-Tonabnehmer, Alnico-Balkenmagnet.

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten



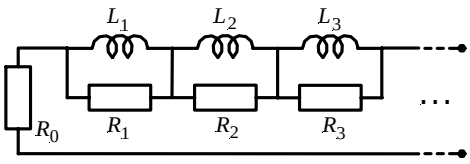


Gibson Tony Iommi

Humbucking-Tonabnehmer, Balkenmagnete.

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten



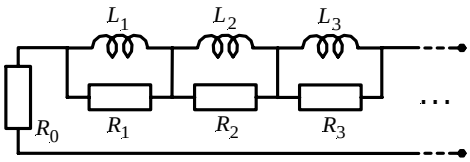
© M. Zollner 2002

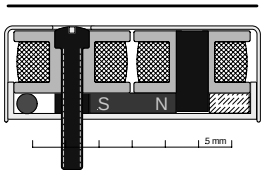
Fender Squier (Neck)

Humbucking-Tonabnehmer von Squier (Fender), ähnlich Gibson-Humbucker, aber kleinere Induktivität.

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten



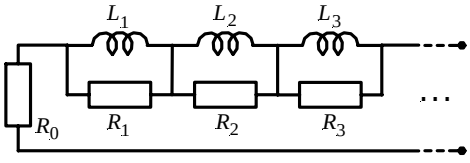


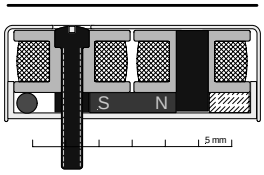
Fender Squier (Bridge)

Humbucking-Tonabnehmer von Squier (Fender), ähnlich Gibson-Humbucker, aber kleinere Induktivität.

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten

Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten





© M. Zollner 2002

Gibson Firebird

Die in den Sechzigern gebaute Firebird hatte Humbucker mit zwei nebeneinander liegenden Spulen, in den Siebzigern gab's auch eine Lawrence-Variante mit um 90° gedrehten Spulen. Beim Original steckt je ein Alnico-V-Balkenmagnet zur Gänze in der Spule, als eine Art magnetische Klinge. Zu sehen ist das aber nicht, das Blechgehäuse hat oben keine Öffnungen. Der Polabstand (12.5 mm) ist kürzer als beim Standard-Humbucker (19 mm), die Interferenzlöcher liegen folglich an anderen Stellen. Die Resonanz liegt höher als beim Standard-Humbucker, windungsarme Exemplare erreichen hierbei fast Strat-Werte.

Abb. 5.15.10c: Gibson Firebird-Gitarre mit 2 Firebird-Tonabnehmern [www2.gibson.com]

Gibson Mini-Humbucker

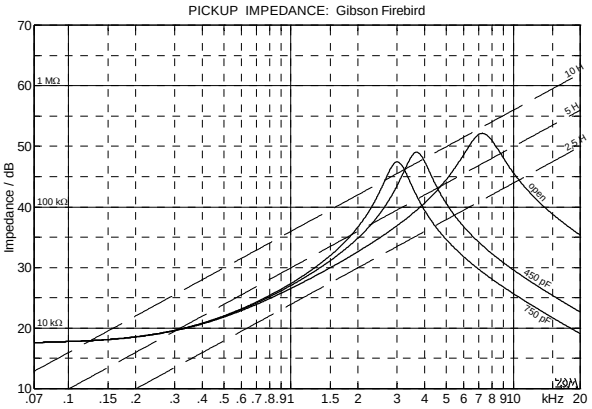
Der Gibson-Mini-Humbucker wurde 1969-84 in die LesPaul-Deluxe eingebaut. Er ist nicht, wie man vermuten könnte, eine verkleinerte Ausgabe des Standard-Humbuckers, sondern eine (vermutlich von Epiphone inspirierte) Alternative. In der einen Spule stecken die üblichen Polschrauben, in der anderen jedoch keine Zylinder (Slugs), sondern eine dicke, durchgehende Stahlklinge. Wie beim Firebird-Pickup ist auch hier der Polabstand mit 12.5 mm kürzer als beim Standard-Humbucker (19 mm). Dadurch, und wegen der für einen Humbucker eher kleinen Induktivität, klingt der Mini-Humbucker brillanter als ein Standard-Humbucker.

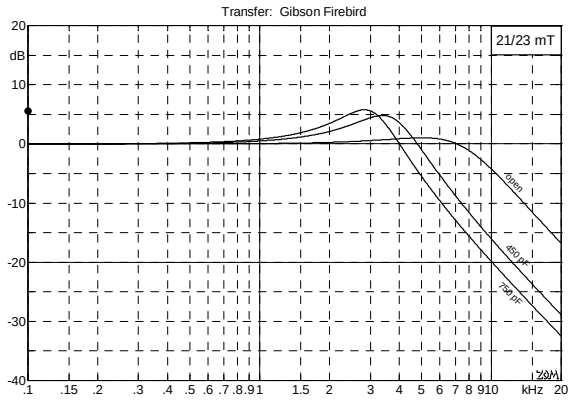
Abb. 5.15.10d: Gibson LesPaul-Deluxe-Gitarre mit 2 Mini-Humbucker [www2.gibson.com]

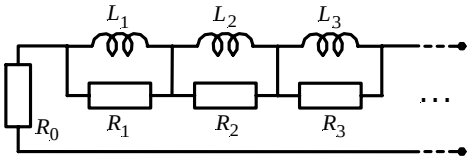
© M. Zollner 2002

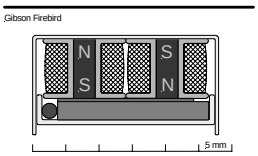
Gibson Firebird

Humbucking-Tonabnehmer: 2 Alnico-V-Balkenmagnete in den Spulen, Polabstand nur 12.5 mm.



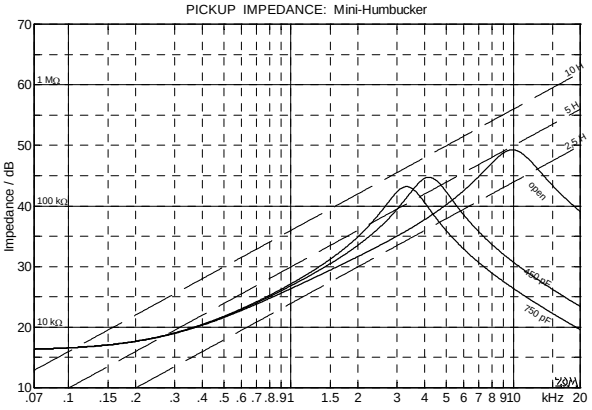


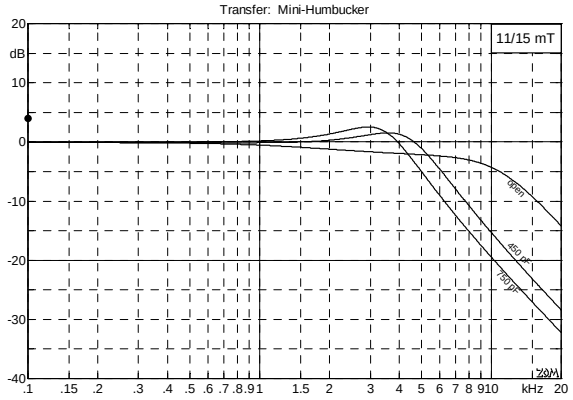


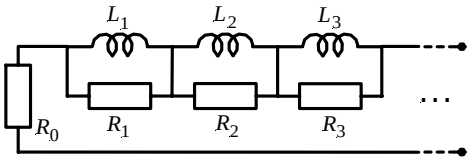


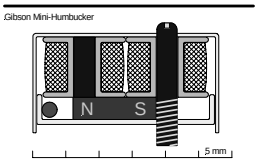
Gibson Mini-Humbucker

Humbucking-Tonabnehmer: Balkenmagnet unter den Spulen, Polabstand nur 12.5 mm.









© M. Zollner 2002

VOX-Tonabnehmer

VOX wurde in den Sechzigern mit Röhrenverstärkern berühmt, hat jedoch auch E-Gitarren vertrieben. Die unten abgebildete HDC-77 stammt aber nicht aus jenen Tagen, sie ist eine Neuentwicklung. Auch der Tonabnehmer ist neu – angeblich. "Planetz" bezeichnet in einem Interview den VOX Chief Designer Eric kland als den "Inventor of the CoAxe Pickup", und erklärt: *While there are many good-sounding humbucking and stacked "single coil" pickups available, they are generally limited to one good noise-canceling sound. The unique magnetic structure and tapped coils of the VOX CoAxe offer both the power of a traditional humbucker and the high frequency detail of a true single coil – and the most effective noise canceling available in a passive pickup*. Das ist nicht ganz falsch: Die Brummunterdrückung ist beeindruckend, die Lautstärke auch. Der Sound? Sollte wahlweise wie ein Fender-Single-coil, oder ein P90, oder ein Humbucker klingen. Sollte – leider weiß er es nicht.

Das Charakteristische eines Humbuckers ist die Saitenabtastung an zwei Stellen. Der P90 und der Fender-Singlecoil tasten an einer Stelle ab, der CoAxe hingegen an drei. Wie soll nun der CoAxe sowohl P90 als auch Humbucker emulieren, wenn sein Magnetfeld nicht umgeschaltet werden kann? Nur seine Spulen sind umschaltbar (tapped) – ein schwacher Effekt: 2.5 dB Pegeländerung und 20% Resonanzverschiebung. Im Humbucker-Modus wird lediglich eine Reihen-RC-Schaltung (100 kΩ, 1.5 nF) parallel zum Pickup geschaltet. (Zwei Monsterschalter mit zusammen 28 Anschlüssen). Und das soll aus einem P90 einen Humbucker machen? Nee, knapp daneben ist auch verfehlt. Der CoAxe ist gut, aber anders als die angepeilten Vorbilder. Kann man mögen, oder auch nicht. Und noch was: Völlig neu ist's auch nicht, siehe Aaroe-Patent, 1981 angemeldet.

Abb. 5.15.11a: VOX-Gitarre mit 2 CoAxe-Pickups [www.korg.co.uk].

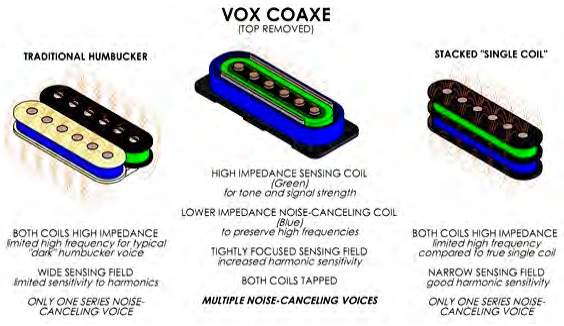


Abb. 5.15.11b: CoAxe-Pickup [www.planetz.com].

© M. Zollner 2002

VOX CoAxe-Pickup

Humbucking-Tonabnehmer: 2 koaxialen Spulen, 6 Polstifte, 2 Klingen, 2 Keramik-Balkenmagnete.

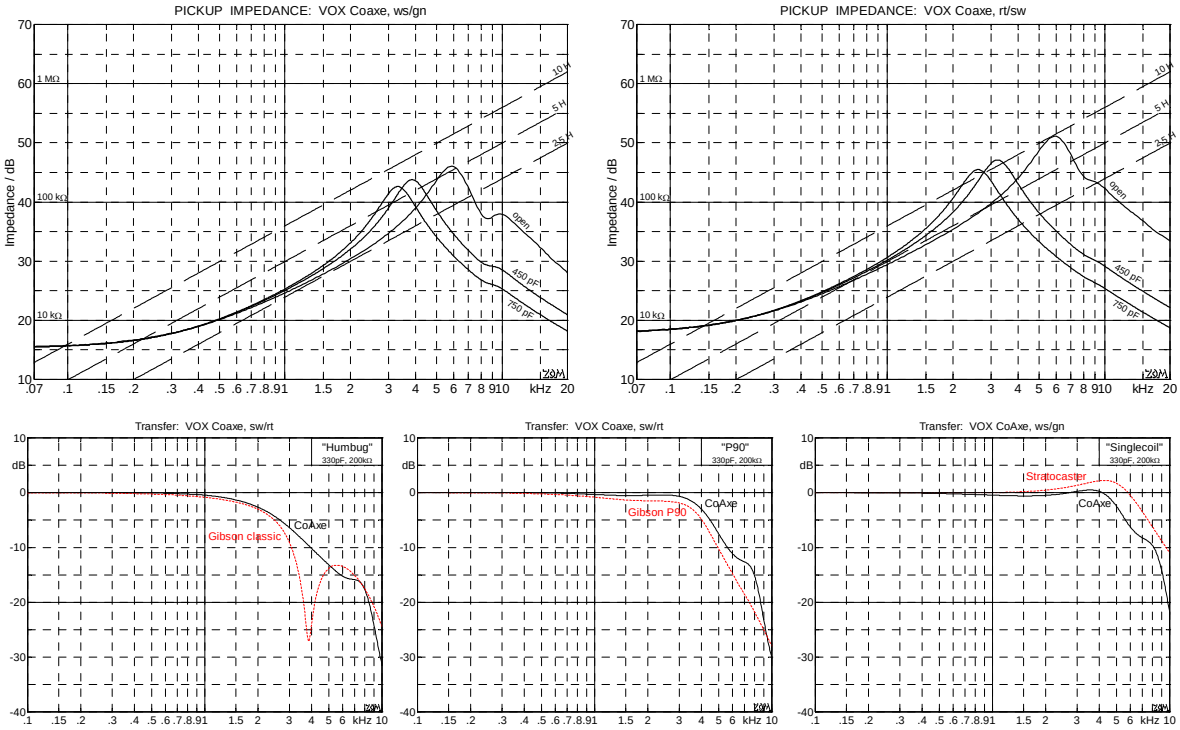


Abb. 5.15.11c: Oben: Impedanz. Unten: normierte Übertragung (Lasermessung, saitenspezifisch!)

Abb. 5.15.11d: Beschaltung (links), Querschnitt durch den CoAxe-Tonabnehmer (rechts).

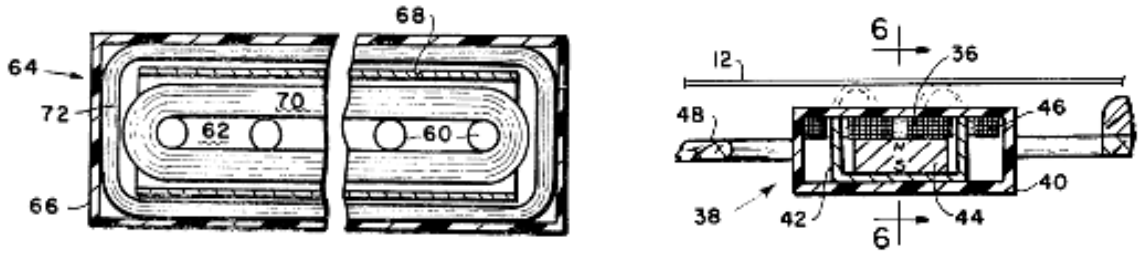


Abb. 5.15.11e: Bilder aus der US-Patentschrift 4,372,186 (Aaroe, 1981).

© M. Zollner 2002

Conrad-Tonabnehmer

Die weltweit agierende Handelskette Conrad Electronic verkauft zwei unglaublich preiswerte Tonabnehmer: Einen sog. "P-90 Soapbar" für 12,75 €, und einen sog. "PAF-Custom" für 10,95 € (Preise anno 2012). Dies demonstriert überdeutlich, dass weder die Material-, noch die Herstellungskosten eines Tonabnehmers hoch sein müssen. Zur selben Zeit verlangt Gibson (USA) für einen P-90 141,59 $, und für einen Gibson-Humbucker 176,99 bis 212,39 $. Natürlich erwartet man, dass die Gibson-Tonabnehmer viel besser sind – aber sind sie's wirklich? Zumindest sind sie in Deutschland nicht ganz so teuer, wie die USA-Preisliste suggeriert, aber um die 70 Euro muss man für einen Gibson-P-90 schon ausgeben, für einen Gibson-Humbucker um 85 bis 100 Euro. Der Conrad-Humbucker kostet 10,95 Euro – kann das gut gehen?

Es geht zumindest nicht völlig schief. Der **PAF-Custom** hat keine Polschrauben, sondern 12 Slugs (Zylinder), ein Schicksal, das er mit vielen Kollegen teilt – besonders wichtig ist diese Verstellbarkeit nicht. Dass es deshalb zu unterschiedlichen Wirbelstromverlusten kommt, tja, das könnte man als Abweichung, als Defizit gar, erkennen, aber der PAF-Custom will nicht einen üblichen Gibson-PAF replizieren, er zeigt Eigenständigkeit: Sein Übertragungsfaktor ist um ca. zwei Drittel größer als der eines Gibson-Humbuckers (z.B. Burstbucker), seine Resonanzfrequenz liegt um ca. 20% tiefer. Im Klang also dunkler und lauter als das Original.

Der **P-90** ist um 40% unempfindlicher als der Gibson-P-90, seine Resonanzfrequenz liegt um ca. 50% über der des Originals – im Vergleich zu dem klingt er also deutlich heller und leiser. Auch das kann man mögen, es ist nur nicht der Originalsound. Der Conrad-P-90 klingt wie ein kräftiger Strat-Tonabnehmer, auch wenn er nicht so aussieht. Die Beschreibung *"wie das Original als Single-Coil"* kann man deshalb als Irreführung werten, oder zähneknirschend hinnehmen, weil das Original tatsächlich ein Single-Coil ist.

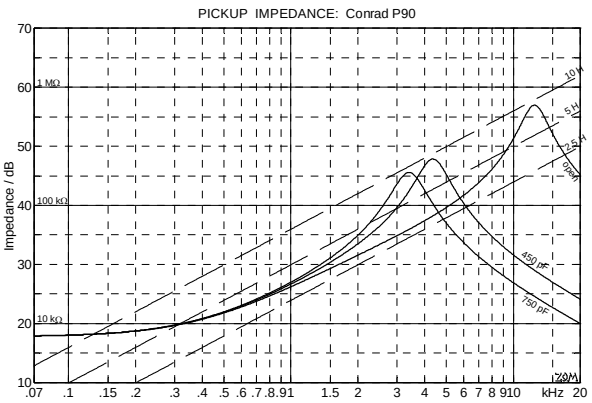
Fazit: Beide Tonabnehmer replizieren nicht den Sound, den man aufgrund der Bezeichnung erwartet. Sieht man sie aber als eigenständige Tonabnehmer, sind sie eine voll taugliche Alternative für einen unschlagbar günstigen Preis. Über ihre Langzeitkonstanz ist damit natürlich nichts ausgesagt – vielleicht verdampfen sie ja nach 5 Jahren rückstandsfrei.

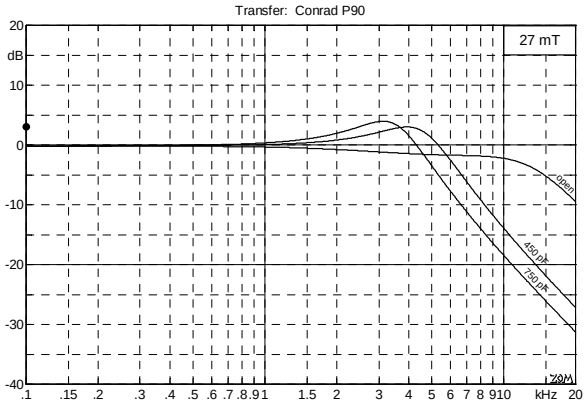
Abb. 5.15.12: Conrad-Tonabnehmer [www.conrad.de]

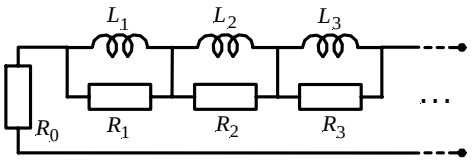
© M. Zollner 2002

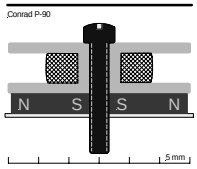
Conrad P-90 Soapbar

Großer Singlecoil-Tonabnehmer, 2 Keramik-Balkenmagnete, 6 verstellbare Polschrauben.



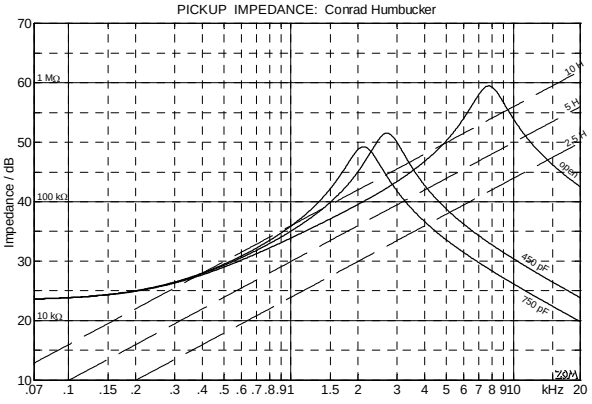


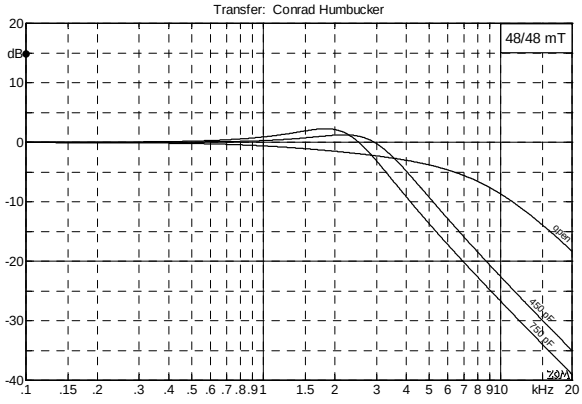


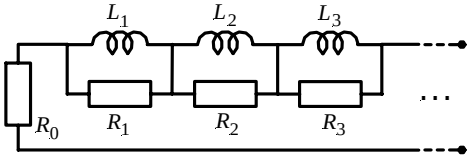


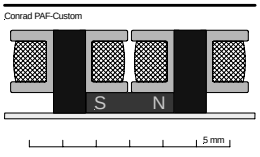
Conrad PAF-Custom

Humbucking-Tonabnehmer, Keramik-Balkenmagnet, 12 Stahlzylinder; sehr hohe Empfindlichkeit.









© M. Zollner 2002

DeArmond

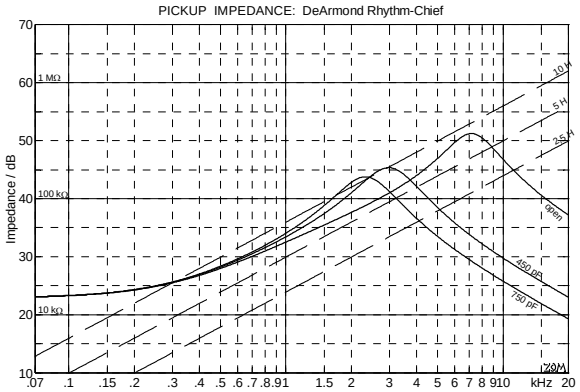
DeArmond produzierte und vertrieb zusammen mit Rowe seit den 30er-Jahren eine große Vielzahl unterschiedlicher Tonabnehmer, die u.a. in Gretsch-, Guild-, Epiphone-, Eko-, und Höfner-Gitarren eingebaut wurden. Und natürlich in große Akustikgitarren – damit fing ja alles an. Einer der heute noch gesuchten Tonabnehmer ist der Rhythm-Chief (s.a. Kap. 5.4.8). Es gab ihn in unterschiedlichen Varianten, wie auch bei einigen anderen DeArmond-Pickups zu einem Namen mehrere Realisierungen existieren. Alle hier untersuchten DeArmonds sind rundum in Blech gekapselt, was erhebliche Wirbelstromverluste mit sich bringt. **Die aus dem Zweipolersatzschaltbild abgeleitete Übertragungsfunktion ist deshalb unzureichend, in Kap. 5.4.8 sind zusätzlich Lasermessungen abgebildet.**

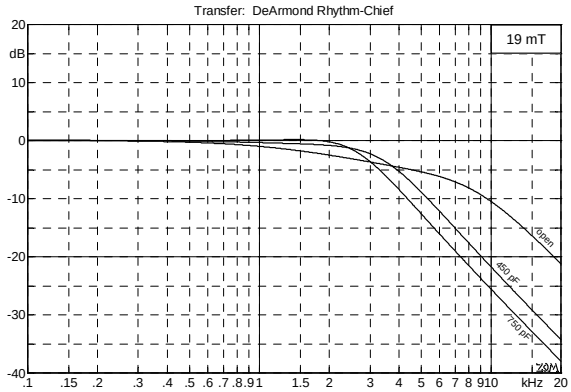
http://theunofficialmartinguitarforum.yuku.com

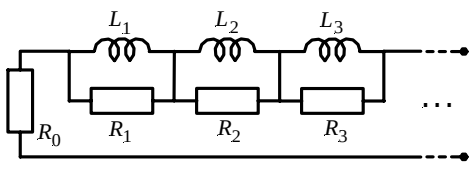
http://www.harmonycentral.com

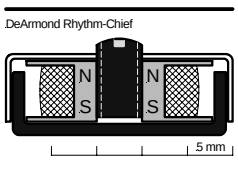
DeArmond Rhythm-Chief 1100

Singlecoil-Tonabnehmer, vermutlich Kunststoffmagnet in der Spule.





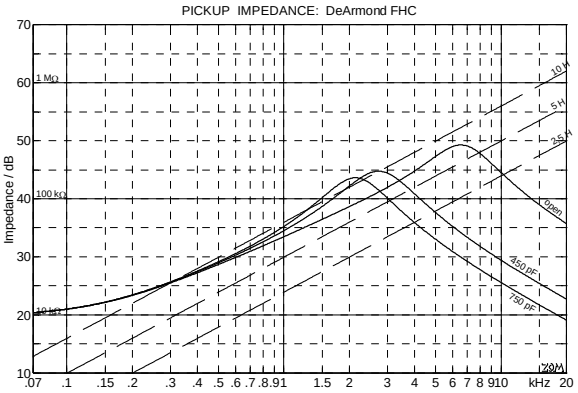


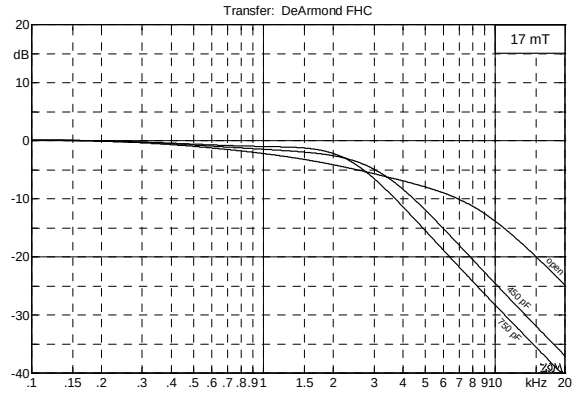


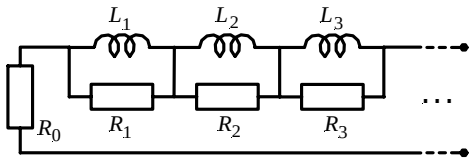
© M. Zollner 2002

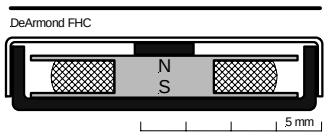
DeArmond FHC

Singlecoil-Tonabnehmer, vermutlich Kunststoffmagnet in der Spule.



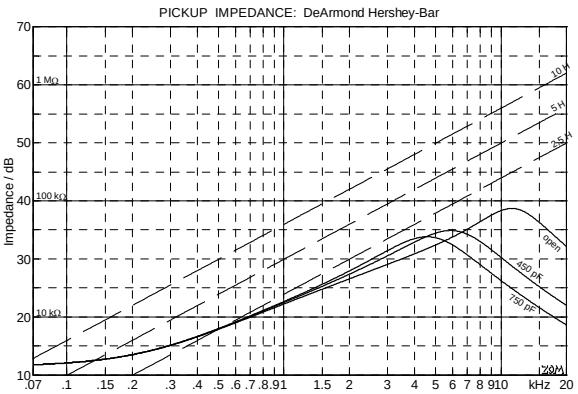


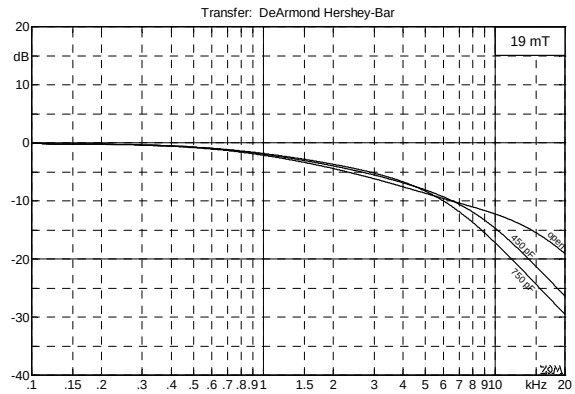


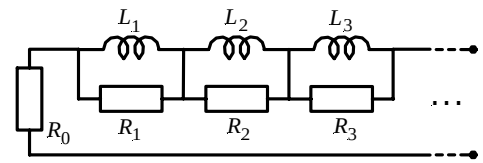


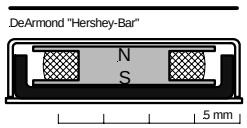
DeArmond "Hershey-Bar"

Singlecoil-Tonabnehmer, vermutlich Kunststoffmagnet in der Spule.









© M. Zollner 2002

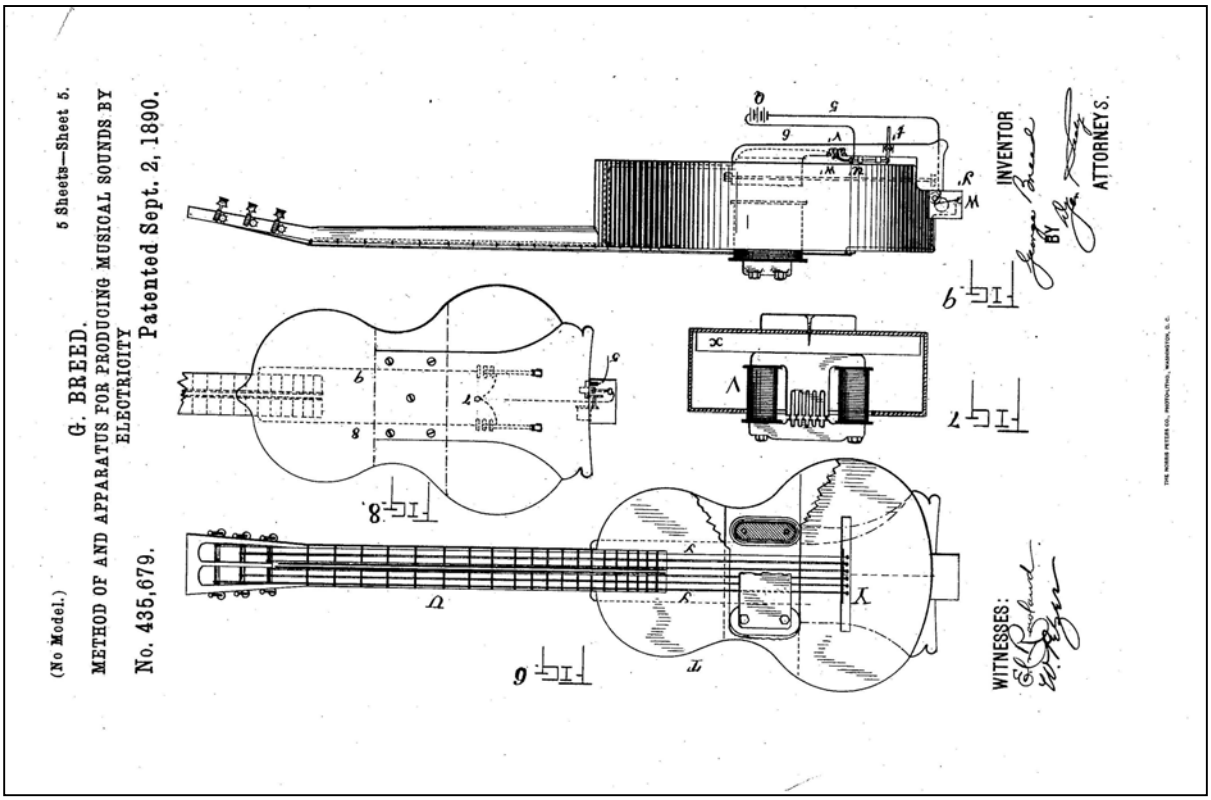
5.16 Patente und Erfindungen

5.16.1 Amerikanische Patente (Auswahl)

1890	435679	Breed: Der erste Gitarren-Tonabnehmer? 1890!!
1927	1933299	Vierling: Piano-PU
1929	1839395	Kauffman: Tremolo (Vibrato-Einheit)
1929	1838886	Tuininga: Geigen-HB
1930	2027073	Vierling: Piano-PU (siehe auch 1933299)
1931	1906607	Jacobs: Piano-PU
1931	1915858	Miessner: Piano-PU
1931	1978583	Kentner: Piano-PU
1934	1941870	Severy: Synthesizer
1934	2020557	Loar: Gitarre mit Körperschall-PU
1934	2025875	Loar: Gitarre mit Körperschall-PU
1934	2089171	Beauchamp: Rickenbacker Frying Pan, Horseshoe-PU
1935	2026841	Lesti: PU ohne Permanentmagnet
1935	2119584	Knoblaugh: Stacked HB ohne Permanentmagnet
1936	2087106	Hart/Fuller (Gibson): Charlie-Christian-PU
1936	2170294	Dopyera: National Hawaiian Guitar, Blade-PU
1936	2152783	Beauchamp: Rickenbacker Electro Spanish Guitar, Horseshoe-PU
1937	2175325	Sunshine/Epiphone: "Oblong Pickup"
1938	2145490	Miller (Gibson): Weiterentwicklung von 2087106
1938	2241911	Kauffman: Motor-Tremolo für Steel-Guitar
1939	2262335	Russell: HB mit Hufeisenmagnet
1940	2261358	Fuller (Gibson): Nachrüst-PU
1940	2294861	Fuller (Gibson): Nachrüst-PU
1944	2455575	Fender/Kauffman: Solidbody Gitarre mit PU
1946	2455046	DeArmond: PU "Typ-1000"
1948	2542271	Alvarez: Piano-HB
1948	2567570	McCarty (Gibson): PU im Schlagbrett
1948	2686270	Ayres: Piano-HB
1949	2557754	Morrison: Solidbody Gitarre mit wachsgetränktem PU, 6 Zylindermagnete
1950	2573254	Fender: Telecaster-Vorläufer
1950	2612072	DeArmond: PU mit 6 verstellbaren Zylindermagneten
1950	2612541	DeArmond: PU mit 6 verstellbaren Zylindermagneten und U-förmigem Joch
1952	2683388	Keller: HiLoTron PU
1952	2740313	McCarty: McCarty-Bridge
1952	2737842	Les Paul: Bridge + Tailpiece
1953	2784631	Fender: Tone-Control
1954	2741146	Fender: Stratocaster
1954	2911871	Schultz: P-90-ähnlich
1955	2896491	Lover: Gibson-HB
1956	2817261	Fender: Erster Fender-HB (für Steelguitar)
1956	2909092	DeArmond: Zylindermagnete mit Gewindehülsen
1956	2964985	Webster: Verschiebbarer Stereo-PU
1957	2892371	Butts: Gretsch-HB
1957	2968204	Fender: 7 Magnete für 6 Saiten
1959	2976755	Fender: Split-PU (für Precision-Bass)
1060	3035472	Freeman: Balkenmagnete, Out-of-Phase-Schaltung
1961	3147332	Fender: Split-Pickup
1962	3236930	Fender: Jaguar-PU (mit U-förmigem Joch)
1962	3249677	Burns: Niederohm-PU, Einzelsaitenabnahme
1964	3290424	Fender: Marauder
1968	3541219	Abair/Rowe: Zylindermagnete mit Gewindehülsen
1969	3588311	Zoller: Bidirectional PU
1970	3657461	Freeman: Stacked HB
1971	3571483	Davidson: Omnidirectional Pickup
1971	3715446	Kosinski: Right you are if you think you are
1974	3902394	Stich/Norlin: HB mit stehenden Spulen

© M. Zollner 2002

1974 3916751 Stich/Norlin: HB mit stehenden Spulen
1974 3983778 Bartolini: Breites Magnetfeld
1975 4026178 Fuller: PU mit U-förmigem Joch
1975 4051761 Nylen: Saiten von Hand magnetisieren
1977 4133243 DiMarzio: SDS-1
1978 4145944 Helpinstill: Magnetfeld + Körperschall
1979 4220069 Fender: PU mit Keramik-Balkenmagnet und Joch
1979 4283982 Armstrong: HB, Keramikmagnet zwischen den Spulen
1980 4320681 Altilio (DiMarzio): PU mit obenliegendem Plastik-Magnet
1981 4364295 Stich (Lawrence): 2-Klingen-HB
1981 4378722 Isakson: Saite durch Spule
1982 4442749 DiMarzio: Stacked HB
1983 4463648 Fender: Angled HB
1983 4524667 Duncan: Stacked HB
1985 4624172 McDougall: Röhrenförmige Polstücke
1985 4686881 Fender: Geschlitzte Polepieces
1986 4581974 Fender: Dummy-Coil
1987 4809578 D.A. Lace: Lace-"Sensor"
1991 5168117 Anderson: Stacked HB mit Neodym-Magnet
1995 6372976 Damm (Gibson): P-94
1996 5668520 Kinman: Stacked HB
1997 5792973 Riboloff (Gibson): HB mit 3 Magneten
1998 6291758 Fender: Stacked HB
1999 6846981 Devers: Stacked HB



Breed: Der erste Gitarren-Tonabnehmer? Eigentlich schon, auch wenn's als Aktor gedacht war – aber reversible Wandler arbeiten nun mal in beide Richtungen. Dumm nur: die erste Verstärkerröhre wurde erst 16 Jahre später erfunden.

© M. Zollner 2002

US-Patente, numerische Liste

1215973 1557476 1838886 1839395 1906607 1915858 1929027 1933299
1978583

2001392 2015363 2020557 2020842 2025875 2026841 2027073 2027074
2048515 2087106 2089171 2119584 2145490 2152783 2170294 2175325
2179237 2209016 2222959 2225299 2228881 2235983 2236946 2239985
2241911 2261358 2262335 2263973 2293372 2294861 2310606 2323969
2327277 2340001 2413062 2455046 2455575 2503467 2542271 2557754
2567570 2573254 2581653 2612072 2612541 2628524 2683388 2686270
2725778 2737842 2740313 2741146 2764052 2784631 2793293 2817261
2892371 2896491 2897709 2909092 2911871 2958249 2961912 2964985
2968204 2976755 2989884

3003382 3035472 3066567 3079535 3084583 3147332 3177283 3183296
3207976 3236930 3249677 3288906 3290424 3417268 3435610 3472943
3483303 3530228 3535968 3541219 3544694 3571483 3588311 3602627
3657461 3657481 3668295 3711619 3715446 3725561 3902394 3911777
3915048 3916751 3962946 3963975 3969771 3983777 3983778 3992972

4010334 4026178 4050341 4051761 4056255 4096780 4133243 4138178
4143575 4145944 4151776 4164163 4171659 4175462 4188849 4201108
4220069 4222301 4254683 4261204 4268771 4269103 4283982 4319510
4320681 4364295 4372186 4378722 4379421 4408513 4412454 4442749
4463648 4472994 4480520 4499809 4501185

5031501 5111728 5136918 5136919 5153363 5155285 5168117 5204487
5221805 5252777 5290968 5311806 5336845 5354949 5376754 5389731
5391831 5391832 5399802 5408043 5418327 5422432 5430246 5438157
5438158 5455381 5463185 5464948 5530199 5569872 5602353 5610357
5641932 5668520 5670733 5684263 5789691 5792973 5811710 5834999
5894101 5898121 5908998 5949014

6103966 6111185 6162984 6271457 6291758 6291759 6372976 6414233
6476309 6525258 6846981 7227076

© M. Zollner 2002

5.16.2 Entdeckungen, Erfindungen, und andere Meilensteine der Technik

1694 Voltaire: Frankreichs Vorversuch. Auch der Name ging daneben
1800 Volta: Das italienische Original. Elektrochemische Spannungsreihe, elektrische Batterie
1820 Ampere: Strom-Kraft-Gesetz
1820 Oersted: Elektrischer Strom lenkt eine Magnetnadel ab
1823 Sturgeon: Elektromagnet
1826 Ohm: Ohmsches Gesetz: $U = R \cdot I$
1830 Henry: Induktionsgesetz
1831 Faraday: Induktionsgesetz; Dynamo, Magnetfeld
1833 Gauß/Weber: Elektromagnetischer Telegraf
1855 Maxwell: Elektromagnetische Feldtheorie
1860 Philipp Reis: Kontaktmikrofon
1861 Philipp Reis: Telefon (ohne Markterfolg)
1863 Thomson: Theorie des Kondensator-Mikrofons
1863 v. Helmholtz: Die Lehre von den Tonempfindungen ...
1876 Bell: Verbessertes Telefon (s.a. Gray)
1877 Berliner: Kohle-Mikrofon
1877 Lord Rayleigh (John W. Strutt): Theory of Sound
1878 v. Siemens: Patent auf elektrodynamischen Lautsprecher
1878 Hughes: Verbessertes Mikrofon (USA)
1878 Lüdtge: Verbessertes Mikrofon (Deutschland)
1878 Edison: Phonograph (Vorläufer des Plattenspielers)
1881 Gaulard/Gibbs: Transformator
1883 Edison: Edison-Effekt (Elektronenemission von Glühkatode)
1886 Hertz: Erzeugung künstlicher elektromagnetischer Wellen
1887 Berliner: Grammophon, Schallplatte
1890 Breed: US-Patent (Nr. 435679) Horseshoe-Actuator for Guitar
1890 White: Kohlekörner-Mikrofon (Serienstandard)
1906 – 10 von Lieben, deForest: Verstärkerröhre (Triode)
1913 Langmuir, Schottky: Doppelgitterröhre (Tetrode)
1915 Jensen/Pridham: Magnavox-Lautsprecher
1923 E. Reiß: Kohlepulvermikrofon
1925 Rice, Kellog: Tauchspulen-Konuslautsprecher
1925 Lilienfeld: Feldeffekt-Transistor
1926 Tellegen: Dreigitterröhre (Pentode)
1927 Vierling: Elektromagnetischer Klaviertonabnehmer (mit Permanentmagnet)
1928 Pfleumer: Tonbandgerät
1929 Tuininga: Elektrogeige mit magnetischem Körperschallsensor (Humbucker)
1931 deArmond (Rowe): Nachrüstbarer Gitarren-Tonabnehmer
1932 Beauchamp (Rickenbacker): Solidbody-Gitarre "Frying Pan", Horseshoe-Pickup
1932 Celestion: Permanent Moving Coil Speaker
1933 Erste Kunstkopf-Aufnahme (nein, noch nicht der "Aching Head")
1934 Loar (Vivi-Tone): Gitarre mit magnetischem Körperschall-Tonabnehmer
1935 Lesti: Solidbody-Gitarre mit Saiten-Humbucker (ohne Permanentmagnet)
1935 Knoblaugh: Stacked Humbucker (ohne Permanentmagnet)
1935 Telefunken: Magnetophon
1935 Gibson: Electric Hawaiian Guitar and Amp EH-150
1936 Beauchamp (Rickenbacker): Electro Spanish Guitar (Bakelit), Horseshoe-Pickup
1936 Hart/Fuller (Gibson): Charlie-Christian-Pickup
1936 Dopyera (National): Alu-Hawaiigitarre mit "Blade-Pickup"
1936 Alnico-Magnete, Rola G12-Speaker
1937 Sunshine (Epiphone): Steel-Gitarre mit "Oblong-Shape-Pickup" (Patentanmeldung)
1938 Fender: Radio Repair Shop
1939 Russell: Gitarren-Humbucker
1940 Gibson: ES-125, ES-300 mit Singlecoil-Pickup
1941 Zuse: Erster digitaler Rechenautomat Z3 (elektromechanisch)
1941 Hewlett&Packard: Wave-Analyzer hp-300A
1941 Les Paul: Gitarren-Prototyp "The Log"
1944 Fender: Leos erste Gitarre "Electro Spanish"

© M. Zollner 2002

1946 Fender: Leos erste Gitarrenverstärker, Princeton, Deluxe, Professional
1946 Fuller (Gibson): Singlecoil-Pickup P-90
1946 DeArmond: "Typ 1000" Gitarrentonabnehmer
1947 Shockley, Bardeen, Brattain, Pearson: Bipolar-Transistor
1947 Paul Bigsby: Merle-Travis-Gitarre, sowie weitere Sonderanfertigungen
1948 CBS: Vinyl-LP
1948 Alvarez: Klavier-Humbucker
1948 McCarty (Gibson): Schlagbrett mit Tonabnehmer und Potentiometern
1949 Morrison: Solidbody-Gitarre, wachsgetränkter Tonabnehmer mit Einzelmagneten
1949 Brüel&Kjaer: Erster Pegelschreiber
1950 Fender: Telecaster-Vorläufer (US-Patent 2573254)
1950 DeArmond: Pickup mit 6 Magnet-Justierschrauben
1951 Fender: Precision-Bass
1952 Keller: Pickup wie später bei Gretsch (HiLoTron-Pickup)
1952 McCarty (Gibson): McCarty-Bridge
1952 Les Paul (Gibson): Bridge + Tailpiece
1952 Gibson: Les-Paul-Gitarre
1952 Der Welt erste Wasserstoffbombe verfehlt Los Alamos um fast 10000 km
1954 Fender: Stratocaster (US-Patent 2741146)
1955 Seth Lover: Gibson-Humbucker (US-Patent 2896491)
1956 Fender: Humbucker für Steel-Gitarre
1957 Butts: Gretsch-Humbucker
1957 Fender: Precision-Bass mit Split-Humbucker
1958 Jennings: VOX AC-15
1959 Hank Marvin (The Shadows) beginnt zu grinsen – und hört nie mehr auf
1959 Berry B. Goode
1960 v. Bekesy: Experiments in Hearing (Nobelpreis 1961)
1960 WEM Copicat 'D.T.S. Model'. D.T.S stand für "Death to Selmer" [Elyea]
1962 Fender: Jaguar-Pickup mit U-förmigem Joch
1962 Bran: Erster Marshall-Verstärker
1962 Beatles: Erster VOX AC-30
1964 Frühe Vorarbeiten zur "Physik der Elektrogitarre"
1965 Cooley, Tukey: FFT-Algorithmus
1966 Im Perlacher Forst fliegt ein Sandhaufen in die Luft
1970 Hendrix zieht den Stecker
1970 Freeman: Stacked Humbucker
1970 Lover (Fender): CuNiFe-Humbucker (Telecaster-Thinline und -Custom)
1974 Stich (Gibson): Humbucker mit stehenden Spulen
1976 Apple I, Heim-Computer
1977 Brüel&Kjaer: Erster digitaler Terz-Analysator
1978 Brüel&Kjaer: Einkanaliger FFT-Analysator
1979 Armstrong: Humbucker
1981 IBM-PC, Heim-Computer
1981 Stich: 2-Klingen-Humbucker
1982 Commodore C-64, Heim-Computer
1982 DiMarzio: Stacked Humbucker
1983 Duncan: Stacked Humbucker
1987 D.A. Lace: Lace-"Sensor"
1990 Gibson: Stacked Humbucker P-100
1991 Anderson: Stacked Humbucker
1996 Kinman: Stacked Humbucker
1998 Turner (Fender): Stacked Humbucker ("Noiseless")
1999 Devers: Stacked Humbucker
1999 Zollner: Physik der Elektrogitarre ☺

© M. Zollner 2002

6. Piezo-Tonabnehmer

Um 1880 entdeckt der französische Physiker Pierre Curie den **Piezoeffekt**: Beim Verformen spezieller Kristallplättchen entsteht an deren Oberfläche eine elektrische Spannung. Montiert man ein derartiges Kristallplättchen an die Gitarrendecke oder den Gitarrensteg, so führen Schwingungen der Gitarre zu Kristallverformungen und damit zu elektrischen Signalen. Im Gegensatz zum elektromagnetischen Wandlungsprinzip wird hierbei nicht die originäre Saitenschwingung abgegriffen, sondern deren Wirkung auf schwingungsfähige Gitarrenteile – mit dem Vorteil, dass nun auch die Schwingungen nichtmagnetischer Saiten erfasst werden können. Piezo- und Magnet-Tonabnehmer unterscheiden sich aber nicht nur im Wandlungsprinzip, sondern auch in ihrer Übertragungsfunktion: Der Magnet-Tonabnehmer erfasst die Schwinggeschwindigkeit (Schnelle *v*) der Saite an einem Punkt (Singlecoil) bzw. an zwei Punkten (Humbucker) mit positionsabhängigen Kammfilterwirkungen (Kap. 2.8). Der Piezo-Tonabnehmer wandelt hingegen entweder die im Steg wirkende Kraft in elektrische Signale (sog. Stegeinlagen-Tonabnehmer), oder er erfasst die Bewegung eines kleinen Bereichs der Gitarrendecke (Decken-Tonabnehmer). In den Sechzigerjahren des 20. Jh. begannen Decken-Tonabnehmer von Barcus-Berry als Nachrüstsatz für Akustik-Gitarren den Markt zu erobern, ab Werk rüstete vor allem Ovation seine Westerngitarren mit Stegeinlagen-Tonabnehmer aus. Inzwischen enthalten auch einige Massivgitarren einen Piezo-Tonabnehmer als Alternative oder Ergänzung zum Magnet-Tonabnehmer.

6.1 Der Piezo-Effekt

Wirken externe Kräfte auf spezielle Kristalle ein, so entsteht aufgrund von Ladungsverschiebungen zusätzlich zur Deformation eine elektrische **Polarisation**. Die beschreibenden piezoelektrischen Materialparameter haben eigentlich Tensorcharakter, weil sowohl die mechanische als auch die elektrische Spannung dreidimensional-räumlich wirken. Beim Gitarren-Tonabnehmer ist aber eine vereinfachte Beschreibung ausreichend, bei der eine skalare Materialgröße sowohl Kraft und elektrische Spannung, als auch Schnelle und Strom miteinander im Sinne eines elektromechanischen Wandler-Zweitors verknüpft.

Die meisten Piezo-Sensoren werden heute aus künstlich polarisierten ferroelektrischen Mischkristallen (**Blei-Zirkonat/Titanat**) hergestellt, die durch unterschiedliche Dotierungen und Zusammensetzungen optimal an die spezifischen Anwendungen angepasst werden können. Daneben kommen auch **PVDF-Folien** (=Polyvinylidenfluorid) zum Einsatz. Die aus Mischkristallen aufgebauten Piezokeramiken müssen nach der Herstellung (Sintern, Schleifen, Metallisieren) in einem starken elektrischen Gleichfeld bei hoher Temperatur polarisiert werden. Im Laufe der Jahre nimmt diese Polarisation zwar wieder ab, aber nur in relativ unbedeutendem Ausmaß, so dass die Langzeitstabilität in der Regel sehr gut ist. Bei thermischer oder mechanischer Überlastung kann es allerdings zu einer wesentlichen Verschlechterung des Übertragungsverhaltens kommen. Im eingebauten Zustand sind derartige irreversible Änderungen aber nicht zu befürchten.

Die **Wandlerkonstante** α eines Piezo-Tonabnehmers hängt von der Geometrie des Piezoplättchens (Fläche *S*, Dicke *h*) und der materialspezifischen **Piezokonstante** *e* ab. Beim freien Piezo-Dickenschwinger erhält man zwischen den parallel wirkenden mechanischen und elektrischen Größen einfache Zusammenhänge [3]:

$$\underline{F} = \alpha \cdot \underline{U}\,; \qquad \underline{I} = \alpha \cdot \underline{v}\,; \qquad \alpha = e \cdot S / h \qquad \text{Wandlergleichungen}$$

Die am Kristall entstehende Spannung $\underline{U}$ ist proportional zur Kraft $\underline{F}$, der Strom $\underline{I}$ ist proportional zur Schnelle $\underline{v}$; Proportionalitätskoeffizient ist die Wandlerkonstante α. Die Piezokonstante *e* lässt sich fertigungstechnisch in einem weiten Bereich gestalten, typische Werte sind *e* = 20 ... 50 N/Vm. Ein erster Orientierungswert für α ist 1 N/V.

Der Piezokristall wandelt aber nicht nur mechanische in elektrische Größen, er enthält zudem mechanische und elektrische Elemente. Vereinfacht müssen auf der mechanischen Seite eine **Steifigkeit** *s*, und auf der elektrischen Seite eine **Kapazität** *C* berücksichtigt werden. Dass ein glashartes Keramikplättchen, dessen Elastizitätsmodul um $5 \cdot 10^{10}$ Pa beträgt, eine hohe Steifigkeit aufweist, überrascht nicht. Ein wesentlicher Teil der Steifigkeit wird jedoch durch die elektromechanische Kopplung verursacht: Aus der Kondensatorgleichung $I = C \cdot dU/dt$ erhält man über die Wandlergleichungen:

$$\alpha \cdot v = C_K \cdot \dot{F} / \alpha \;\rightarrow\; \alpha^2 = C_K \cdot \dot{F} / v = C_K \cdot s_C \;\rightarrow\; s_C = \alpha^2 / C_K$$

Die (elektrisch verursachte und auf die mechanische Seite gewandelte) Steifigkeit s_C trägt wesentlich zur Gesamtsteifigkeit bei, die als Summe von *Kristallsteifigkeit* s_K und *Kondensatorsteifigkeit* s_C gebildet wird: $s = s_K + s_C$. Diese Summe tritt auch bei der **Energiebetrachtung** auf: Beim Zusammendrücken eines Kristallplättchens wird (auch ohne Piezoeffekt) potentielle Federenergie gespeichert. Durch den Piezoeffekt entsteht an dem Kristallplättchen (Dielektrikum mit hoher Dielektrizitätskonstante) eine elektrische Spannung und somit potentielle elektrische Feldenergie, die von der mechanischen Seite geliefert wird und die mechanische Quelle wie eine zusätzliche Feder belastet.

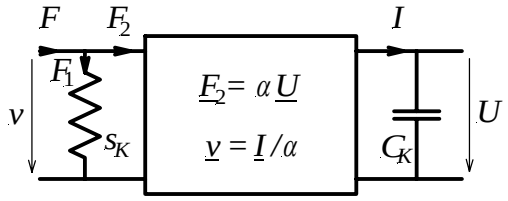


Abb. 6.1: Ersatzschaltbild des Piezowandlers.
Die antreibende Kraft $\underline{F}$ teilt sich in $\underline{F}_1$ und $\underline{F}_2$.

Abb. 6.1 zeigt das elektromechanische Wandler-Ersatzschaltbild. Die Teilkräfte $\underline{F}_1$ und $\underline{F}_2$ wirken parallel, die Bilddarstellung (skalares Kraftflussdiagramm) nimmt keine Rücksicht auf Raumrichtungen. Bei sekundärem Kurzschluss ($U = 0$) wird auch die Eingangskraft des Wandlers zu null ($F_2 = 0$), damit ist s_K die allein wirkende Feder. Dieser spezielle Lastfall wird in der Literatur mit hochgestelltem E gekennzeichnet (festgeklemmte Feldstärke *E*). Der unter dieser Randbedingung gemessene **Elastizitätsmodul** wird symbolhaft mit E^{E} bezeichnet (das hochgestellte E ist kein mathematischer Exponent). Hiermit ergibt sich s_K zu:

$$s_K = E^{\mathrm{E}} \cdot S / h \qquad \text{Kristallsteifigkeit}$$

Übliche Werte sind: $E^{\mathrm{E}} = 5 \cdot 10^{10}$ Pa … $8 \cdot 10^{10}$ Pa (Elastizitätsmodul ohne Piezoeffekt).

© M. Zollner 2005

Der Elastizitätsmodul E^E beschreibt die mechanische Elastizität des Piezomaterials für vollständige Entkopplung, wie sie für jedes α erreichbar ist, wenn die Piezoelektroden kurzgeschlossen werden. Bei elektrischen Messungen ist Entkopplung für jedes α erreichbar, wenn die Bewegung unterbunden wird (Gedankenexperiment): Für $v = 0$ wird der Sekundärstrom des Wandlers zu null, sodass nur mehr die reine Kristallkapazität C_K übrig bleibt. In der Literatur wird dieser Sonderfall mit hochgestelltem S gekennzeichnet (festgeklemmte mechanische relative Verformung *S*). Typische Werte für die relative Dielektrizitätskonstante sind $\varepsilon_r^S = 1000 \ldots 4000$. Hiermit berechnet sich die Kristallkapazität C_K zu:

$$C_K = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r^S \cdot S / h; \qquad \varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12}\ \text{As/Vm} \qquad \text{Kristallkapazität}$$

Beim normalen (nicht festgebremsten) Betrieb misst man auf der elektrischen Seite zwei parallel liegende Kapazitäten: Die *Kristallkapazität* C_K, und die von der mechanischen Seite verursachte *Federkapazität* C_s:

$$C_s = \alpha^2 / s_K \qquad \text{Federkapazität}$$

Zusammengefasst: Bei elektrischem Leerlauf (auf der elektrischen Seite ist nur C_K wirksam) misst man auf der mechanischen Seite zwei Steifigkeiten: $s = s_K + s_C$. Bei mechanischem Leerlauf (auf der mechanischen Seite ist nur s_K wirksam) misst man auf der elektrischen Seite zwei Kapazitäten: $C = C_K + C_s$. Die von der jeweils anderen Seite durch den Wandler transformierte Blindlast ergibt sich zu: $C_s / C_K = s_C / s_K \approx 50...100\%$. Bei guter elektromechanischer bzw. mechanoelektrischer Kopplung[♣] kann $C_s \approx C_K$ gesetzt werden; je nach verwendetem Piezo-Material sind auch kleinere Werte möglich.

6.2 Elektrische Belastung

Eine leerlaufende Wandlerklemme stellt eine **Idealisierung** dar, die in dieser Form nicht vorkommt. Beim piezoelektrischen Gitarren-Tonabnehmer ist die elektrische Seite durch das (kapazitiv wirkende) Kabel und den Verstärker-Eingangswiderstand belastet, auf der mechanischen Seite sind der Stegsattel und die Saiten zu berücksichtigen. Als mechanische Quelle soll zunächst eine eingeprägte Kraft $\underline{F}$ angenommen werden. Zur Berechnung der Ausgangsspannung ist es nun am einfachsten, sowohl diese Kraft als auch die Kristallsteifigkeit auf die elektrische Seite zu transformieren [3]:

$$\underline{U} = \underline{F} / \alpha \qquad C_s = \alpha^2 / s_K \qquad \text{transformierte Größen}$$

Durch diese Transformation erhält man ein rein elektrisches Netzwerk, das mithilfe der bekannten Netzwerkanalyse-Verfahren untersucht werden kann. Von besonderer Bedeutung ist die Wirkung des elektrischen Lastwiderstandes auf die **Übertragungsfunktion** $\underline{H}$. Der Eingangswiderstand eines Gitarrenverstärkers beträgt typisch 1 MΩ; demgegenüber kann ein Line-Eingang mit z.B. 50 kΩ deutlich niederohmiger sein. Der kapazitive Innenwiderstand des Tonabnehmers bildet zusammen mit dem Verstärker-Eingangswiderstand einen Hochpass erster Ordnung (**Abb. 6.2**).

♣ Kopplungsfaktor: $k^2 = W_{mech} / W_\Sigma = C_s / (C_s + C_K) = 0{,}3 \ldots \underline{0{,}5}$.

© M. Zollner 2005

Zur Berechnung der Hochpass-Grenzfrequenz (3-dB-Frequenz) fasst man die beiden Kapazitäten additiv zusammen, da sie vom Lastwiderstand aus gesehen parallel liegen: $C = C_K + C_s$.

$$f_g = \frac{1}{2\pi R(C_K + C_s)} = \frac{1}{2\pi RC}$$ Hochpass-Grenzfrequenz

Mit C = 1,5 nF und R = 1 MΩ erhält man f_g = 106 Hz, einen zum Frequenzumfang der Gitarre passenden Wert. Mit R = 50 kΩ (Line-Eingang) würde sich die Grenzfrequenz auf 2,1 kHz erhöhen, was einem fast vollständigen Tiefenverlust gleichkäme. Noch ungeeigneter wäre der Betrieb an einem Mikrofoneingang: Sein Eingangswiderstand beträgt üblicherweise nur 2 kΩ.

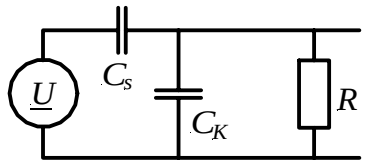


Abb. 6.2: Wandler-Ersatzschaltbild

Beim **aktiven** Piezo-Tonabnehmer spielt die Impedanz des Gitarren-Verstärkers keine Rolle, denn hierbei ist in die Gitarre ein batteriebetriebener Vorverstärker eingebaut, dessen niederohmiger Ausgangswiderstand die problemlose Ansteuerung eines Line-Eingangs ermöglicht. Beim **passiven** Piezo-System enthält die Gitarre jedoch keinen Vorverstärker; das Tonabnehmersignal muss über ein abgeschirmtes Kabel zum Gitarrenverstärker geführt werden. Hochwertige Kabel stellen lediglich eine kapazitive Last dar (Kap. 5.5.8), sie vergrößern somit C_K. Dies bewirkt zum einen eine breitbandige Signalabschwächung (kapazitiver Teiler), zum anderen eine Erniedrigung der Hochpass-Grenzfrequenz. Die häufig anzutreffende Vermutung, ein **langes Kabel** würde vor allem die Höhen bedämpfen, ist unzutreffend – der Piezo-Innenwiderstand ist ja nicht resistiv, sondern kapazitiv.

6.3 Der Piezowandler als Sensor

Im Sensorbetrieb wandelt der Gitarrentonabnehmer mechanische Eingangssignale (Saiten-Schwingungen) in elektrische Ausgangssignale um. Das ist für ihn der Normalzustand; der ebenfalls mögliche Aktorbetrieb ist nur für die Messtechnik interessant (Kap. 6.5). In der bisher betrachteten Idealisierung arbeitet der Piezowandler als Kraft-Spannungs-Wandler. Er erfasst insbesondere den Wechselanteil der Saitenauflagekraft und erzeugt eine hierzu proportionale elektrische Spannung. Allerdings wirkt die Auflagekraft nicht unmittelbar auf den Piezokristall ein – das **Tonabnehmergehäuse** stellt mit seinen Massen und Federn ein mechanisches Filter dar. Die Auswirkungen dieses Filters werden im Folgenden für einen Ovation-Tonabnehmer (Abb. 6.3) messtechnisch untersucht.

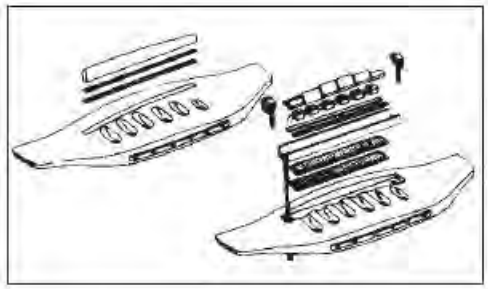


Abb. 6.3: Zwei verschiedene Piezo-Tonabnehmer (Ovation).

© M. Zollner 2005

Für die **Messungen** wurde die Gitarre im geöffneten Koffer auf einen Steintisch (250 kg) gelegt. Ein elektromechanischer Shaker (B&K 4810) erzeugte translatorische Schwingungen, mit einem Impedanzmesskopf (B&K 8001) konnten Kraft und Beschleunigung gemessen werden. In den Messkopf war eine kleine Meißelklinge eingeschraubt, die auf den Stegsattel aufgesetzt wurde. Der Piezo-Tonabnehmer war während der Messungen mit 2 MΩ belastet. **Abb. 6.4** zeigt über der Frequenz das gemessene Übertragungsmaß. Zum Vergleich ist die entsprechende Idealkurve eines Tiefpasses 2.Ordnung gestrichelt eingezeichnet. Seine Resonanzfrequenz beträgt ca. 3,9 kHz, seine Güte ca. 18.

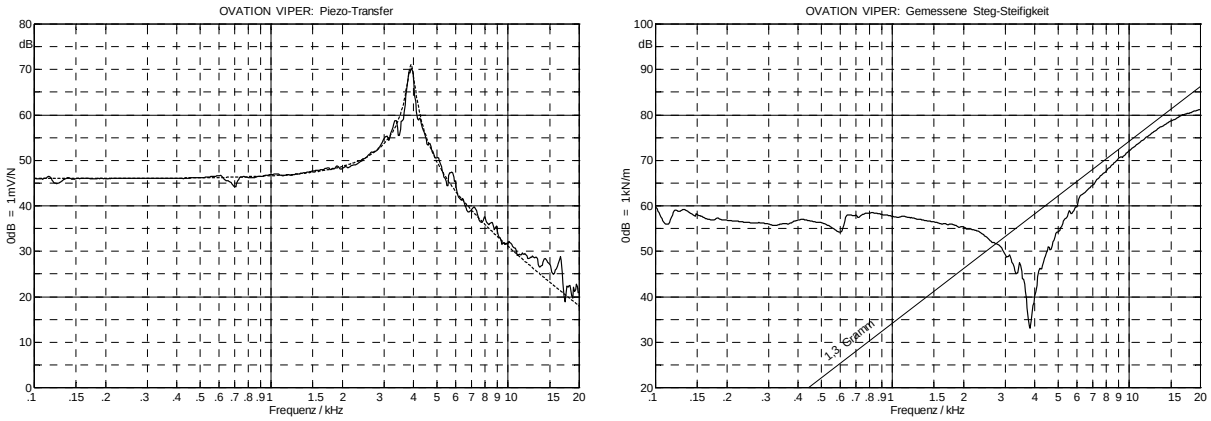
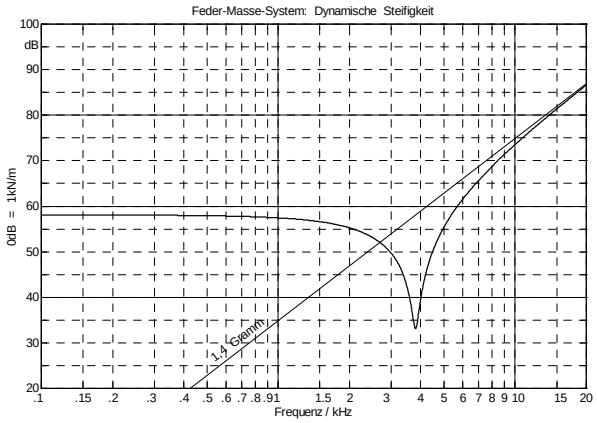
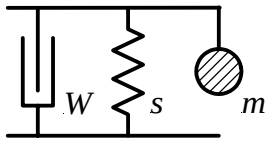


Abb. 6.4: Übertragungsmaß (links) und dynamische Steifigkeit (rechts) des Piezo-Tonabnehmers (Ovation).

Das dargestellte Übertragungsverhalten darf nun aber nicht als "Frequenzgang" der Gitarre interpretiert werden. Im linken Bild der Abb. 6.4 ist über der Frequenz der zwanzigfache Logarithmus des Quotienten U/F dargestellt, mit U = Piezospannung und F = gemessene Kraft. Die im Impedanzkopf gemessene Kraft entspricht aber nicht exakt der Stegkraft, vielmehr wird eine kleine zusätzliche Massenkraft mitgemessen, die von der lastseitigen Montageplatte des Impedanzkopfes kommt. Anders ausgedrückt: Während der Messung liegt auf dem Steg eine kleine **Zusatzmasse** von 1,4 Gramm, deren Wirkung mitgemessen wird. Zusammen mit der Steg-Steifigkeit erzeugt diese Masse eine Resonanz bei 3,9 kHz. Zur Bestätigung dieser Hypothese ist **im rechten Bild** in Abb. 6.4 der Quotient aus gemessener Kraft F und gemessener Auslenkung x dargestellt (wieder in üblicher dB-Skalierung, d.h. zwanzigfacher Logarithmus). Für $f > 100$ Hz ist sehr schön das Verhalten eines Feder-Masse-Systems zu erkennen, dessen Idealisierung **Abb. 6.5** zeigt. Vereinfacht betrachtet wirkt der Gitarrensteg als Steifigkeit (ca. 800 kN/m) und bildet zusammen mit der vom Impedanzkopf beigesteuerten Zusatzmasse eine Resonanz bei 3,9 kHz.





W=1,9Ns/m; s=800kN/m; m=1,4g.

Abb. 6.5: Dynamische Steifigkeit F/x eines idealen Feder-Masse-Systems.

© M. Zollner 2005

Die 3,9-kHz-Resonanz entsteht durch das Zusammenwirken der Stegreiter-Steifigkeit s_R und der von der Endplatte des Impedanzkopfes und der Meißelklinge erzeugten Zusatzmasse m_0. Der genaue Wert von m_0 lässt sich leicht am unbelasteten Impedanzkopf messen: In **Abb. 6.6** ist hierfür der Betrag des komplexen Quotienten $\underline{F}/\underline{a}$ dargestellt. Für eine ideale Masse müsste sich ein frequenzunabhängiger Verlauf ergeben; die Abweichungen sind Auswirkungen von Strukturresonanzen (Messkopf und Kabel).

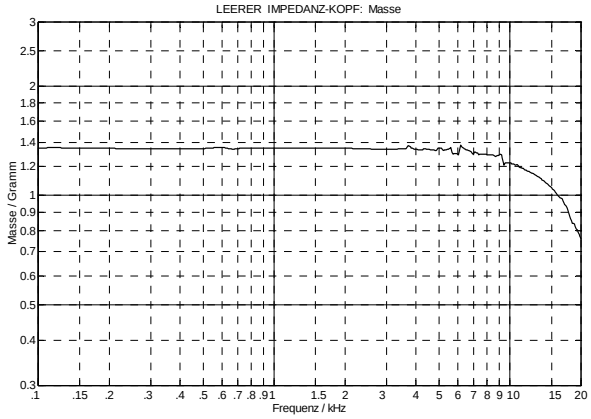


Abb. 6.6: Betrag der mitschwingenden komplexen Masse $\underline{F}/\underline{a}$ des Impedanzkopfes (incl. Meißel).

Unter der Annahme von Zeitinvarianz (die nicht hundertprozentig erreichbar ist) lassen sich die Artefakte des Messkopfes weitgehend **kompensieren**: Hierzu werden zunächst das Kraft- und das Beschleunigungssignal bei leerem Messkopf in möglichst hoher Qualität digital aufgezeichnet. Mit der Hilbert-Transformation erzeugt man im nächsten Schritt zu diesen reellen Signalen die zugehörigen analytischen Signale $\underline{F}$ und $\underline{a}$, deren Quotient – in geeigneter Weise gemittelt – die komplexe Masse $\underline{m}_0 = \underline{F}/\underline{a}$ ergibt. Zur Kompensation wird dann (bei belastetem Kopf) lediglich $\underline{m}_0$ vom gemessenen $\underline{F}/\underline{a}$-Quotient abgezogen. **Abb. 6.7** zeigt Ergebnisse, die mit dieser Kompensation erzielt wurden. Als Übertragungsmaß erhält man einen (in erster Näherung) frequenzunabhängigen Wert von 0,2 V/N, als Steg-Steifigkeit ca. 800 kN/m.

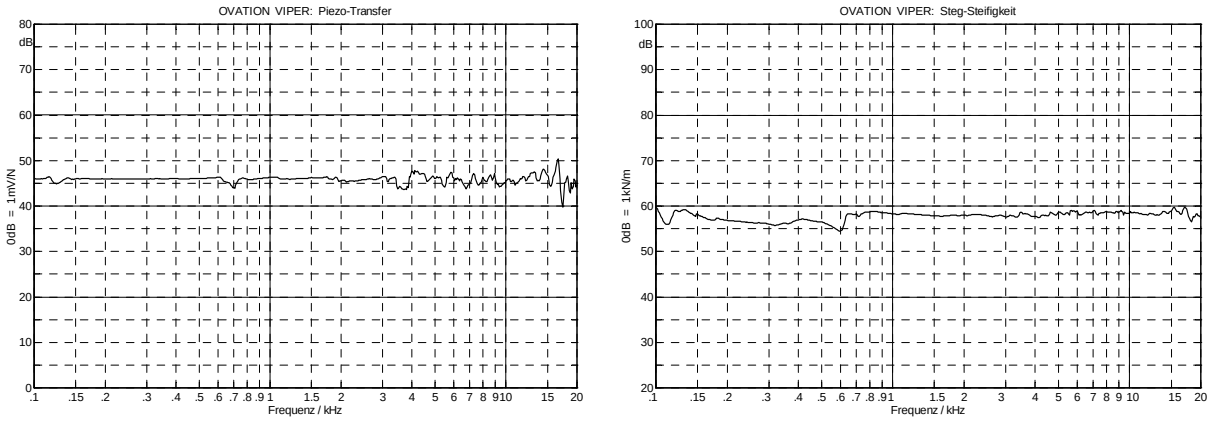


Abb. 6.7: Messungen mit Kompensation der Messkopf-Artefakte: Übertragungsmaß (links), Steifigkeit (rechts).

Zusammengefasst: Als Sensor arbeitet der untersuchte Piezo-Tonabnehmer (Ovation EA-68) erwartungsgemäß als Kraft→Spannungs-Wandler mit einem Übertragungskoeffizient von 0,2 V/N. Der Gitarrensteg wirkt als Steifigkeit mit ca. 800 kN/m. Diese Größen sind im einfachen Modellfall frequenzunabhängig, die 3,9-kHz-Resonanz ist ein Antriebs-Artefakt. Bei genauer Analyse erkennt man Strukturresonanzen, die dieses einfache Modell nicht nachbildet.

© M. Zollner 2005

Abb. 6.8 fasst die bisherigen Ergebnisse zu einem Ersatzschaltbild zusammen. Auf der elektrischen Seite des Wandler-Zweitors ist die Kristallkapazität zu erkennen, auf der mechanischen Seite die Kristallsteifigkeit s_K und die Stegreitersteifigkeit s_R. Der **Stegreiter** ist ein giebeldachförmiges Kunststoffteil, das auf dem Kristall sitzt und die Verbindung zur Saite herstellt; seine Steifigkeit ist um ca. drei Zehnerpotenzen kleiner als die Kristallsteifigkeit. Aufgrund dieser Relation sind Änderungen der elektrischen Belastung (z.B. Kurzschluss) am mechanischen Tonabnehmer-Eingang (bei F) nicht zu messen; sie verändern zwar die Eingangsimpedanz des Wandlers (bei F_2), müssen aber gegenüber s_R vernachlässigt werden: Bei der Reihen-Montage zweier Federn dominiert die weichere. Aus dem gleichen Grund sind Änderungen der mechanischen Belastung (z.B. die in Abb. 6.8 ganz links anzubringende Shakermasse) auf der elektrischen Seite nicht zu messen: Die sehr steife Feder s_K dominiert, Parallel-Montage einer weicheren Feder ändert die Steifigkeit nur unwesentlich.

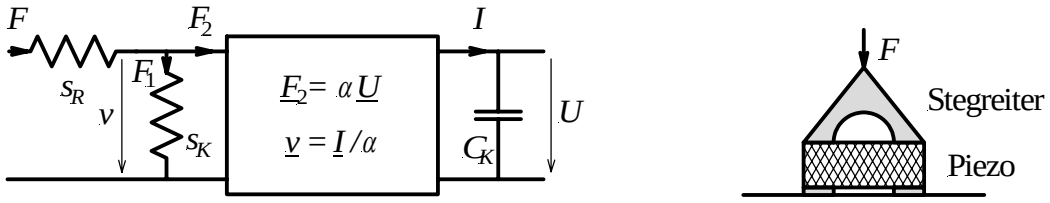


Abb. 6.8: Ersatzschaltbild des Piezo-Tonabnehmers (Ovation EA-68).

Mit dem gemessenen Übertragungskoeffizient $T_{UF} = U/F = 0{,}2$ V/N und der Tonabnehmer-Kapazität $C = 1{,}45$ nF stehen allerdings nur zwei Bedingungen für die drei Unbekannten s_K, α und C_K zur Verfügung; lediglich s_R ist durch die 3,9-kHz-Resonanz und die Messkopfmasse vollständig definiert. Da ohne invasive (und damit unerwünschte) Analytik keine zusätzliche Bedingung erhältlich ist, wurde das Verhältnis $C_s/C_K = s_C/s_K$ **willkürlich** zu 50% angenommen. Ein- und Ausgangsimpedanz sowie Übertragungsfunktion sind hiermit im Rahmen der Modellgrenzen trotzdem definierbar, nur beim Rückrechnen auf Materialparameter verbleibt Ungewissheit – die aber sowieso besteht, weil die räumlichen Verteilungen der mechanischen Spannungen in Piezo und Stegreiter unbekannt sind.

Die folgenden Berechnungen gehen von der Annahme aus, dass im Tonabnehmer kein durchgängiger Kristallstreifen verwendet wird, sondern unter jeder Saite ein kleines, quadratisches Kristallplättchen liegt, das mit seinen Nachbarn über zwei Kontaktdrähte verbunden ist. Bei mechanischer Anregung eines Stegreiters erzeugt dann nur *ein* Kristallplättchen elektrische Signale, die anderen 5 Kristallplättchen wirken als elektrische Last. Für ein derartiges saitenspezifisches Kristallplättchen ergibt die Berechnung:

$$\alpha = 0{,}28 \text{ N/V}, \quad C_K = 161 \text{ pF}, \quad s_K = 9{,}7\cdot10^8 \text{ N/m}, \quad s_R = 7{,}6\cdot10^5 \text{ N/m}.$$

Mit diesen Daten kann das in Abb. 6.8 vorgeschlagene Modell folgende gemessenen Größen erklären: Die elektrische Impedanz (als reine Kapazität), die mechanische Impedanz (als reine Feder), das in Abb. 6.5 dargestellte Impedanzverhalten beim Aufsetzen einer Masse, das frequenzunabhängige Übertragungsverhalten. Nicht nachgebildet werden die in Abb. 6.7 auftretenden Resonanzspitzen. Wie belastbar diese Modellierung ist, wird sich zeigen, wenn im Wandler die Signalflussrichtung umgedreht wird, wenn also beim Anlegen einer elektrischen Spannung aus einem Sensor ein Aktor entsteht. Auch für diesen Fall muss dann das o.a. Modell mit denselben Parametern die Messergebnisse erklären können (Kap. 6.5).

© M. Zollner 2005

6.4 Reziprozität

Die Zweitor-Theorie beschreibt die Beziehungen zwischen den Ein- und Ausgangsgrößen linearer zeitunabhängiger Systeme durch die **Zweitormatrizen**. Die an den beiden Eingangsklemmen (Tor 1) anliegenden Signale sind beim elektrischen Zweitor Eingangsspannung U_1 und Eingangsstrom I_1, entsprechend liegen an den Ausgangsklemmen Ausgangsspannung U_2 und Ausgangsstrom I_2. Zwischen diesen vier Größen sind **Zweitorgleichungen** definierbar:

$$\begin{pmatrix} U_1 \\ U_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \end{pmatrix} \qquad \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} U_1 \\ U_2 \end{pmatrix}$$

Impedanzmatrix ***Z***
Admittanzmatrix ***Y***

$$\begin{pmatrix} U_1 \\ I_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{21} & H_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} I_1 \\ U_2 \end{pmatrix} \qquad \begin{pmatrix} I_1 \\ U_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G_{11} & G_{12} \\ G_{21} & G_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} U_1 \\ I_2 \end{pmatrix}$$

Hybridmatrix ***H***
Inverse Hybridmatrix ***G***

Abb. 6.9: Elektrisches Zweitor mit technischem Zählpfeilsystem. Alle Größen sind im allgemeinen Fall komplex.

Außer diesen vier Matrizen sind noch die Kettenmatrix (***A***) und die inverse Kettenmatrix (***B***) definierbar; sie werden hier nicht benötigt. Jede Matrix beschreibt das Zweitor eindeutig, die Elemente einer Matrix können in die Elemente jeder anderen Matrix umgerechnet werden. Im allgemeinen Fall sind die vier Matrixelemente voneinander unabhängig. Bei passiven RLCÜ-Zweitoren, die nur aus Widerständen, Induktivitäten, Kapazitäten und Übertrager bestehen, verbleiben allerdings nur drei Freiheitsgrade [z.B. 7], zwei Matrixelemente sind dann in einfacher Form voneinander abhängig. Man nennt derartige Zweitore übertragungssymmetrisch oder **reziprok**. Mit sog. technischen[♣] Zählpfeilen [7] gilt bei reziproken Zweitoren:

$$Z_{12} = -Z_{21}, \quad Y_{12} = -Y_{21}, \quad H_{12} = H_{21}, \quad G_{12} = G_{21}$$ Reziprozitätsbedingungen

Setzt man diese Bedingungen in die Zweitorgleichungen ein und schafft mit $U = 0$ bzw. $I = 0$ einen entarteten Ausgangszustand, so ergeben sich einfache Beziehungen zwischen dem Betrieb in Vorwärts- und in Rückwärtsrichtung:

$U_1/I_2 = Z_{12}$ $\quad$ $Z_{21} = U_2/I_1$ $(I_1 = 0)$ $\quad$ $(I_2 = 0)$	$I_1/U_2 = Y_{12}$ $\quad$ $Y_{21} = I_2/U_1$ $(U_1 = 0)$ $\quad$ $(U_2 = 0)$
$U_1/U_2 = H_{12}$ $\quad$ $H_{21} = I_2/I_1$ $(I_1 = 0)$ $\quad$ $(U_2 = 0)$	$I_1/I_2 = G_{12}$ $\quad$ $G_{21} = U_2/U_1$ $(U_1 = 0)$ $\quad$ $(I_2 = 0)$

Als **Beispiel**: Die für primären Leerlauf ($I_1 = 0$) ermittelte Spannungsrückwirkung $H_{12} = U_1 / U_2$ entspricht der für sekundären Kurzschluss ($U_2 = 0$) ermittelten Stromverstärkung $H_{21} = I_2 / I_1$.

[♣] Neben dem technischen Zählpfeilsystem kann mit gleicher Berechtigung das symmetrische **Zählpfeilsystem** definiert werden; die Richtung des Ausgangsstroms ist dabei umgekehrt, bei den Reziprozitätsbedingungen ändern sich alle Vorzeichen. Das symmetrische Zählpfeilsystem wird hier nicht verwendet.

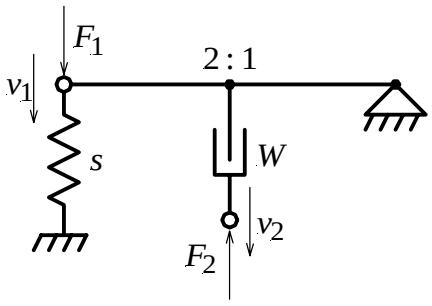
© M. Zollner 2005

Etwas allgemeiner: Bei Kenntnis des Übertragungsverhaltens in eine Richtung (z.B. vom Polpaar 1 zum Polpaar 2, bzw. vom Tor 1 zum Tor 2) kann das Übertragungsverhalten in Gegenrichtung (vom Tor 2 zum Tor 1) ermittelt werden.

Dass ein Tonabnehmer kein rein elektrisches Zweitor ist, stellt für Reziprozitätsbetrachtungen keinen Hinderungsgrund dar: Mit den Wandlergleichungen $\underline{F} = \alpha \cdot \underline{U}$ und $\underline{I} = \alpha \cdot \underline{v}$ lassen sich die mechanischen in die elektrischen Signalgrößen umrechnen, und mit $\underline{Z}_{el} = \underline{Z}_{mech} / \alpha^2$ können die Systemgrößen umgerechnet werden [3], sodass aus dem elektromechanischen Wandler-Zweitor ein rein elektrisches reziprokes Zweitor wird. Als entartete Klemmenbelastung ist theoretisch $v = 0$ und $F = 0$ definierbar, wobei aber nur $F = 0$ praktische Bedeutung erlangt; die vollständige Unterbindung der Bewegung ist nicht genau genug realisierbar.

Von den vier Reziprozitätsbedingungen eignet sich die Gleichheit der G-Parameter am besten zur Berechnung des Piezo-Tonabnehmers. Definiert man das mit 1 indizierte Klemmenpaar als mechanische Seite und das mit 2 indizierte als elektrische Seite, so lauten die Randbedingungen: Aus $U_1 = 0$ wird $F = 0$ (keine externe Kraft, Saitenreiter unbelastet), und $I_2 = 0$ bedeutet elektrischen Leerlauf (übliche Piezo-Beschaltung). Die gesuchte Kraft→Spannungs-Übertragung kann mithilfe der Reziprozitätsbedingungen aus einer (mittels Laser-Vibrometer messbaren) Spannung→Geschwindigkeits-Übertragung abgeleitet werden.

Als **Beispiel** für Reziprozitätsbeziehungen soll ein idealer Hebel untersucht werden, an den eine Feder und ein Dämpfungswiderstand montiert sind (**Abb. 6.10**). Das verwendete Pfeilsystem ist eine Option – auch andere Pfeilsysteme sind möglich.



$s = \underline{F}/\underline{x} = j\omega\underline{F}/\underline{v}$ ideale Feder (Hooke)

$W = \underline{F}/\underline{v}$ ideale Reibung (Stokes)

kleine Auslenkungen ≈ linearer Betrieb.

Abb. 6.10: Mechanisches Zweitor als Beispiel; kein direkter Bezug zum Piezotonabnehmer.

Die zu $G_{12} = G_{21}$ gehörenden Randbedingungen werden mit $\underline{F} = \alpha \cdot \underline{U}$ und $\underline{I} = \alpha \cdot \underline{v}$ umgeformt auf einen ersten Betriebszustand mit mechanischem Eingangs-Leerlauf ($F_1 = 0$) und einen zweiten Betriebszustand mit festgebremsten Ausgang ($v_2 = 0$). Hierfür ergibt sich:

$$\frac{\underline{v}_2}{\underline{v}_1} = \frac{2s}{j\omega W} + \frac{1}{2} \quad \text{für } F_1 = 0 \qquad \text{und} \qquad \frac{\underline{F}_1}{\underline{F}_2} = \frac{2s}{j\omega W} + \frac{1}{2} \quad \text{für } v_2 = 0$$

Im ersten Fall wird an der rechten Klemme (Index 2) angeregt, und das Geschwindigkeits-Verhältnis bestimmt; im zweiten Fall wird an der linken Klemme (Index 1) angeregt, und das Kräfte-Verhältnis bestimmt. In beiden Fällen ergibt sich dieselbe Übertragungsfunktion – allerdings nur für die angegebenen Lastzustände, und nicht etwa für alle Belastungsarten!

Mit den Algorithmen der **elektromechanischen Analogien** [z.B. 3] lässt sich das o.a. System in ein äquivalentes elektrisches System umformen. Von den Möglichkeiten der FI- bzw. FU-Analogie wird die zweite gewählt, weil sie dem im Piezo-Wandler vorliegenden physikalischen Wandlungsprinzip entspricht. Bei der Netzwerkstruktur ist dann allerdings zu berück-

© M. Zollner 2005

sichtigen, dass kein isomorphes, sondern ein **duales** Netzwerk entsteht (die Flussgröße Kraft wird in die Potentialgröße Spannung abgebildet [3]). Die FU-Analogie wandelt eine Feder in eine Kapazität, einen Reibwiderstand in einen elektrischen Widerstand, und einen Hebel in einen idealen (induktivitätsfreien) Übertrager, der auch Gleichstrom übertragen kann. Da beim Hebel das Hebelarmverhältnis, und damit v_1/v_2 angegeben wird, beim Übertrager aber das hierzu duale *Spannungs*verhältnis, kehrt sich das Übersetzungsverhältnis um (**Abb. 6.11**).

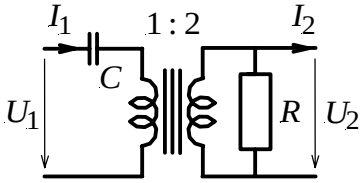


Abb. 6.11: Mittels FU-Analogie aus Abb. 6.10 abgeleitetes elektrisches Ersatzschaltbild. Gleiche Geschwindigkeit ergibt gleichen Strom, d.h. Reihenschaltung, gleiche Kraft ergibt gleiche Spannung, also Parallelschaltung (duales Netzwerk).

Für die beiden Lastzustände $U_1 = 0$ bzw. $I_2 = 0$ kann hierfür die Übertragungsfunktion berechnet werden; dasselbe Ergebnis erhält man mit der Umformung $C = \alpha^2/s$ und $R = W/\alpha^2$:

$$\frac{\underline{I}_2}{\underline{I}_1} = \frac{2}{j\omega RC} + \frac{1}{2} \quad \text{für } U_1 = 0 \qquad \text{und} \qquad \frac{\underline{U}_1}{\underline{U}_2} = \frac{2}{j\omega RC} + \frac{1}{2} \quad \text{für } I_2 = 0 \qquad \lozenge$$

Im Gegensatz zu einem rein mechanischen System (Abb. 6.10) bzw. einem rein elektrischen System (Abb. 6.11) ist der **Piezo-Tonabnehmer** ein elektromechanisches System. Auch hierfür gelten Reziprozitätsbeziehungen. Beim idealen Wandler (**Abb. 6.12**) sieht man sofort die Gleichheit der Übertragungsfaktoren: Für primären Leerlauf ($F_1 = 0$) ergibt sich $I_2 / v_1 = \alpha$, für sekundären Leerlauf ($I_2 = 0$) ergibt sich ebenfalls die Wandlerkonstante $F_1 / U_2 = \alpha$. Beim idealen Wandler gilt diese Gleichheit sogar für jeden Lastzustand – und damit natürlich auch für die Randbedingungen der Reziprozitätsbeziehungen.

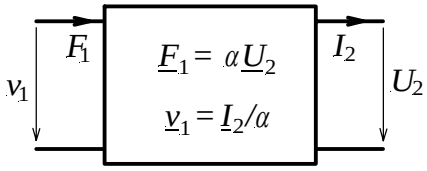


Abb. 6.12: Idealer Piezo-Wandler

Gegenüber einem idealen Piezo-Wandler enthält der reale Piezo-Wandler mechanische und elektrische Komponenten, die in Abb. 6.12 als mechanisches Zweitor an der linken Seite und als elektrisches Zweitor an der rechten Seite anzukoppeln sind. Sofern diese Zweitore nur Massen, Federn, Reibwiderstände und Hebel bzw. Induktivitäten, Kapazitäten, Widerstände und Übertrager enthalten, sind sie reziprok, und damit ist auch das Gesamtsystem reziprok. **Abb. 6.13** zeigt eine derartige Zweitor-Kettenschaltung, die natürlich wieder zu einem einzigen äquivalenten Zweitor zusammengefasst werden kann. Unter den o.a. Randbedingungen erhält man für F_1 / U_2 und I_2 / v_1 denselben Proportionalitätskoeffizient, der nun allerdings nicht mehr der Wandlerkonstante α entspricht, sondern in u.U. komplizierter Weise von der Frequenz abhängt. Diese Frequenzabhängigkeit lässt sich im $I_2 \rightarrow v_1$-Betrieb relativ leicht messen, und auf den (schwieriger zu messenden) $F_1 \rightarrow U_2$-Betrieb übertragen.

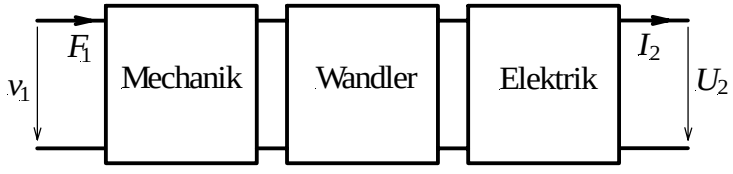


Abb. 6.13: Realer Piezo-Wandler

© M. Zollner 2005

Für den $I_2 \rightarrow v_1$-Betrieb wird an den elektrischen Klemmen des Tonabnehmers ein Generator angeschlossen, der eine eingeprägte Wechselspannung erzeugt. Da der Tonabnehmer unabhängig von seiner mechanischen Belastung in guter Näherung als reine Kapazität wirkt, kann von der elektrischen Spannung $\underline{U}_2$ leicht auf den Strom $\underline{I}_2$ geschlossen werden ($\underline{I}_2 = j\omega C \underline{U}_2$). Dieser Strom→Schnelle-Übertragungskoeffizient T_{vI} entspricht dem Kraft→Spannungs-Übertragungskoeffizient T_{UF} bei elektrischem Leerlauf:

$$\frac{\underline{U}_2}{\underline{F}_1} \quad = \quad \frac{\underline{v}_1}{\underline{I}_2} = \frac{\underline{v}_1}{j\omega C \cdot \underline{U}_2} = \frac{\underline{x}_1}{C \cdot \underline{U}_2} \qquad T_{UF} \text{ für } I_2 = 0, \quad T_{vI} \text{ für } F_1 = 0$$

Die Schwinggeschwindigkeit v_1 lässt sich z.B. mit einem Laser-Vibrometer bestimmen, wobei wegen der geringen Messwerte geeignete Mittelungsverfahren unabdingbar sind.

6.5 Aktorbetrieb

Piezoelektrische Materialien wandeln in beide Richtungen: Mechanische in elektrische Größen (Sensorbetrieb), und elektrische in mechanische Größen (Aktorbetrieb). Legt man an die elektrischen Anschlüsse des Tonabnehmers eine elektrische Wechselspannung an, so vibriert der Stegreiter auf und ab. Wenig. Sehr wenig: Nur einige Nanometer. Da nicht bekannt war, ab welcher Spannung der Kristall irreversibel geschädigt wird, wurden die folgenden Messungen mit einer Effektivspannung von 10V durchgeführt – ohne erkennbare Beschädigung. Die Ovation-Gitarre lag während der Messung im Koffer, die Schwinggeschwindigkeit des Stegreiters wurde mit einem **Laser-Vibrometer** (Polytec) gemessen. Das in Abb. 6.8 dargestellte Ersatzschaltbild lässt für einen masselosen Stegreiter (Idealisierung) eine frequenzunabhängige *Auslenkung* erwarten, wenn eine frequenzunabhängige Spannung eingeprägt wird. Da aber das auf dem Dopplereffekt beruhende Vibrometer die Schwing*geschwindigkeit* als originäre Größe misst, wird die Messung um so schwieriger, je niedriger die Frequenz ist. Mit hinreichend schmalbandigen Filtern sind aber auch im niederfrequenten Bereich kohärente Ergebnisse erreichbar (**Abb. 6.14**). Sowohl die Aktor- als auch die Sensor-Messung zeigt ein in erster Näherung frequenzunabhängiges Übertragungsmaß – aber auch kleinere Resonanz-Zacken, die zum überwiegenden Teil von der Gitarre, und nicht vom Messverfahren stammen.

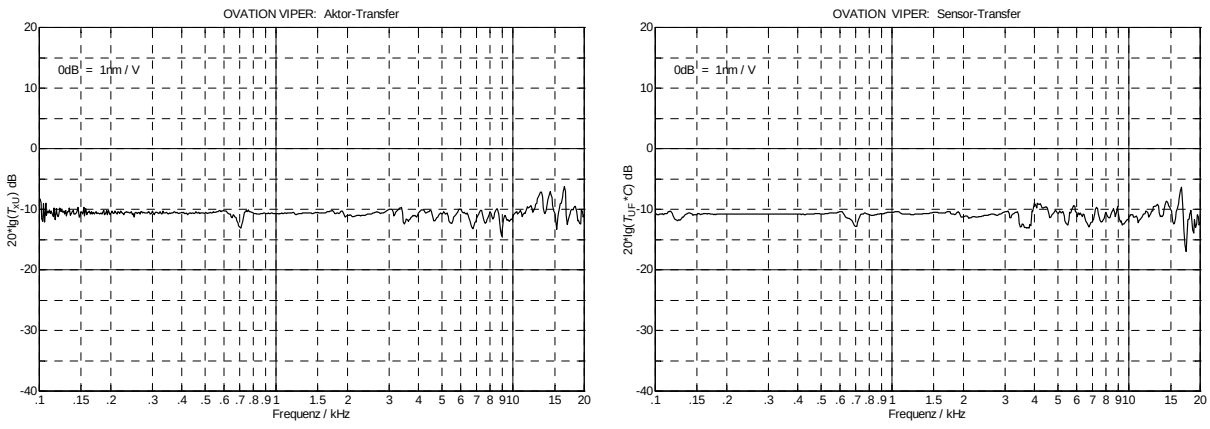


Abb. 6.14: Mit dem Laser-Vibrometer gemessenes Übertragungsmaß G_{xU} (links). Zum Vergleich ist im rechten Bild die entsprechende Sensor-Messung dargestellt: $T_{xU} = C \cdot T_{UF}$. Die Übereinstimmung ist beeindruckend.

© M. Zollner 2005

Als Ergebnis der Aktormessung erhält man einen Spannung→Auslenkungs-Übertragungskoeffizient von 0,29 nm/V. Für die gewählte Generatorspannung (10 V_{eff}) bedeuten 2,9 nm Auslenkung, dass bei 100 Hz die Schnelle nur 1,8 µm/s beträgt, und das Laser-Vibrometer (mit 0,2 Vs/mm) nur 0,36 mV erzeugt. Diese geringe Signal-Spannung liegt deutlich unter dem **Eigenrauschen** des Laser-Vibrometers, ihre genaue Messung erfordert die Anwendung eines frequenzselektiven Mitlauffilters (**Abb. 6.15**). Anstelle des hier verwendeten Verfahrens (**Hilbert-Transformation**, komplexer Quotient, Blockmittelung) könnte auch der komplexe Quotient zweier DFT-Spektren berechnet werden; der Weg über die Hilbert-Transformation ist bei logarithmischer Frequenzachse aber zweckmäßiger.

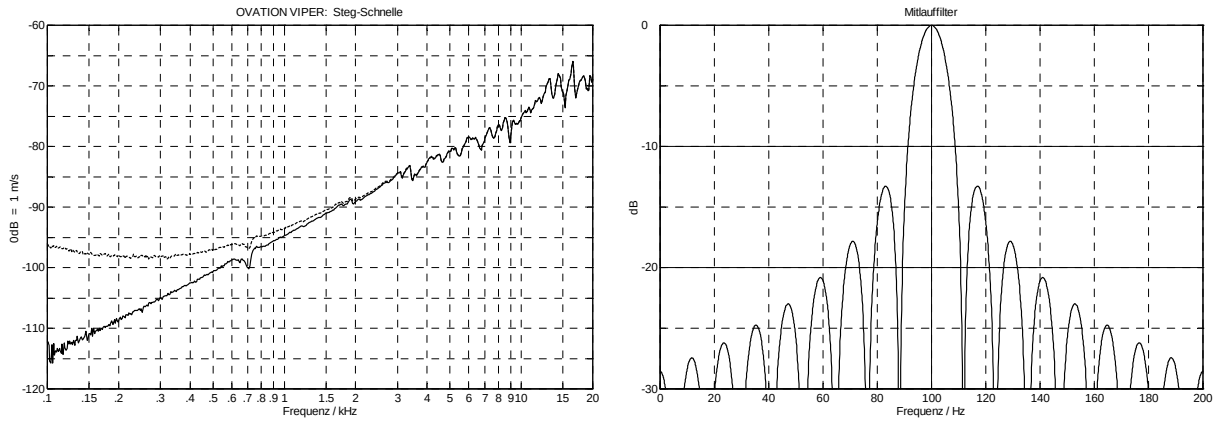


Abb. 6.15: Gemessene Schnelle ohne (---) bzw. mit Mitlauffilter (links); Filtercharakteristik für 100 Hz (rechts).

Der **Vergleich** von Sensor- und Aktorbetrieb (Abb. 6.14) zeigt, dass die in Kap. 6.3 erläuterte Massenkompensation genaue Ergebnisse liefert, und dass die Wandler-Modellierung in erster Näherung geeignet ist. Die bei der Laser-Messung im tieffrequenten Bereich auftretenden Rauschstörungen können leicht durch eine Verlängerung des Mittelungsfensters verringert werden, sodass für $f < 3$ kHz zwei gleichwertige Verfahren zur Verfügung stehen. Im höheren Frequenzbereich zeigen sich kleinere Unterschiede zwischen den beiden Messverfahren, die auf nicht vollständig perfekte Massenkompensation und auf kleine Unterschiede in den Messpositionen zurückgeführt werden können.

Viele der hochfrequenten Resonanzzacken lassen sich auf Strukturresonanzen der dachförmigen Saitenreiter und der Saiten zurückführen. Aber auch die **Unterseite des Tonabnehmers** verdient Beachtung, bildet sie doch das Bezugssystem, gegen das die saitenzugewandte Piezooberseite schwingt. Die Unterseite des Tonabnehmergehäuses ist eine u-förmige Aluminiumschiene, die auf Pertinax-Distanzplättchen (engl. *Shims*) auf dem ausgefrästen Gitarrenkorpus aufliegt. Zumindest im Auslieferungszustand. Für die o.a. Messungen waren die Shims aber durch Wellpappestreifen ersetzt worden. Befürchtungen, hiermit die Absorption ungebührlich zu vergrößern, waren unbegründet. Im Gegenteil: Mit den Original-Shims ergab sich im Bereich um 5 kHz eine kleine Delle im Übertragungsfrequenzgang, die auf eine Resonanz der U-Schiene zurückgeführt werden konnte. Die Wellpappe-Shims ermöglichten offenbar einen besseren Kontakt, und somit eine bessere Bedämpfung der Resonanz. Wobei wie immer gilt: Erlaubt ist, was gefällt. **Abb. 6.16** zeigt im linken Bild das Übertragungsmaß G_{xU} für Aktorbetrieb mit Original-Shims, und rechts die (mit gleicher Ansteuerung) gemessene Auslenkung der U-Schiene. Hierbei ist deutlich zu erkennen, dass die U-Schiene im Bereich um 5 kHz in stärkere Schwingungen gerät. Die räumliche Form diese Schwingungen wurde nicht näher untersucht – der Aufwand wäre unangemessen.

© M. Zollner 2005

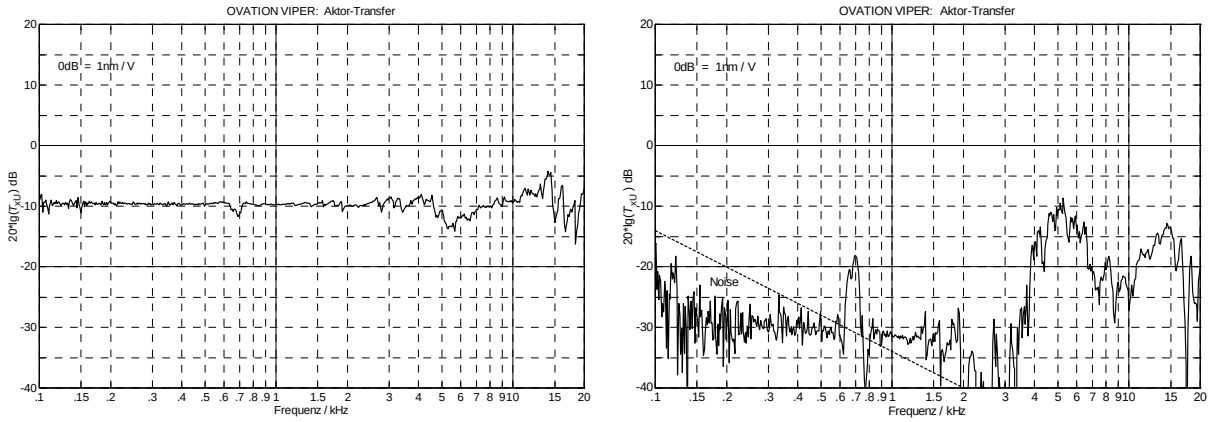


Abb. 6.16: Übertragungsmaß mit Pertinax-Shims: Stegreiter (links), U-Schiene (rechts). Für beide Messungen wurde der Piezo-Tonabnehmer mit eingeprägter elektrischer Spannung angeregt. Um 700 Hz ist eine Deckenresonanz zu beobachten, um 5 kHz und um 15 kHz gerät die den Piezokristall tragende U-Schiene in Resonanz.

Außer der für Ovation eher untypischen Massivgitarre Viper (EA-68) wurde auch noch eine typische Westerngitarre (**Adamas SMT**) analysiert. Der als "mid depth bowl" bezeichnete Lyrachord-Korpus trägt eine Kohlefaser/Birke-Verbunddecke, im Steg ist ein Piezo-Tonabnehmer eingebaut. **Abb. 6.17** zeigt den Vergleich zwischen Sensor- und Aktorbetrieb, wieder in guter Übereinstimmung. Die Messung im Aktorbetrieb gestaltete sich etwas schwieriger als bei der Ovation EA-68, weil die schwingfreudige Gitarrendecke durch Umgebungslärm angeregt wurde – insbesondere im Bereich der 160-Hz-Resonanz.

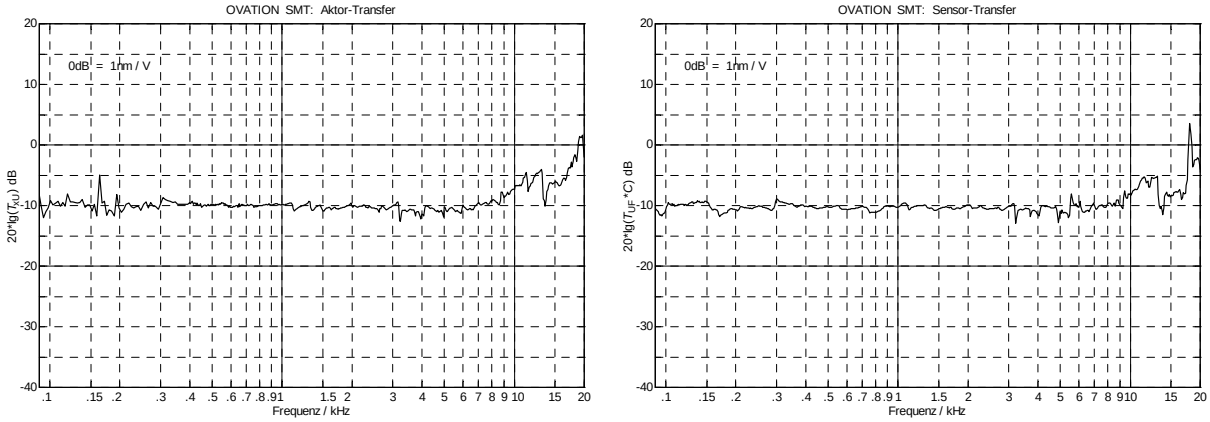


Abb. 6.17: Übertragungsmaß der Adamas SMT. Aktor-Messung (links), Sensor-Messung (rechts). C = 450pF.

Zwei wesentliche Unterschiede zeigen sich im Vergleich zur Viper: Die Kapazität des SMT-Tonabnehmers beträgt nur 450 pF (gegenüber 1,45 nF bei der Viper), und im Übertragungsverhalten der SMT ist eine Anhebung im Bereich der höchsten Oktave zu beobachten. Beim Betrieb der Tonabnehmer an dem in der jeweiligen Gitarre eingebauten FET-Verstärker ist auch im Bereich tiefer Frequenzen ein kleiner Unterschied festzustellen: Der Viper-Piezo wird mit 500 kΩ belastet, was einen Hochpass mit 220 Hz unterer Grenzfrequenz ergibt. Demgegenüber ist der SMT-Piezo mit 2 MΩ abgeschlossen, woraus 177 Hz Grenzfrequenz resultieren. Bei den o.a. Messprotokollen ist hingegen kein Hochpass zu erkennen: Beim Aktorbetrieb tritt er prinzipbedingt nicht auf, beim Sensorbetrieb wurde er herausgerechnet.

© M. Zollner 2005

6.6 Der ausgebaute Tonabnehmer

Das Übertragungsverhalten des Piezo-Tonabnehmers wird nicht nur durch seinen inneren Aufbau, sondern auch durch die mechanische Impedanz der Fläche, auf der er aufliegt, bestimmt. Deshalb ist es naheliegend, den Tonabnehmer ohne Auflagefläche, d.h. ohne Gitarrenkorpus, zu messen. Es darf jedoch nicht erwartet werden, hierbei ein ideales, frequenzunabhängiges Übertragungsmaß zu erhalten. Ganz im Gegenteil: Im ausgebauten Zustand ergeben sich u.U. starke Eigenschwingungen, die erst beim Einbau ausreichend bedämpft werden. In **Abb. 6.18** sind Laser-Messungen vom ausgebauten Viper-Tonabnehmer (Ovation EA-68) dargestellt, der auf zwei verschiedene Arten in einen Schraubstock eingespannt war.

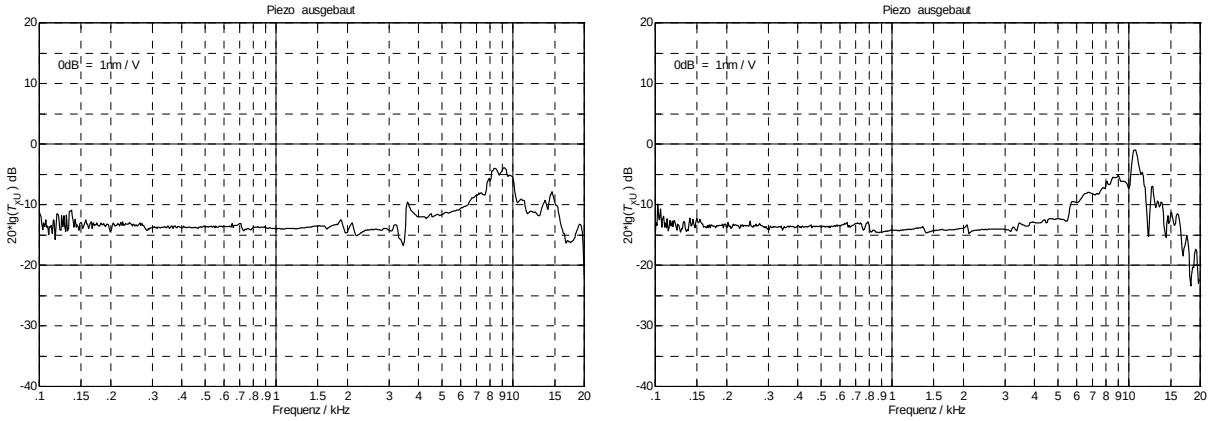


Abb. 6.18: Übertragungsmaß des ausgebauten, in einen Schraubstock eingespannten Viper-Tonabnehmers.

Diese Art der Befestigung ist wenig aussagekräftig, und auch schwer reproduzierbar. Alternativ wurde der Tonabnehmer auf einen faustgroßen Messingblock gelegt und mit zwei bis sechs Stahldrähten fest verspannt (**Abb. 6.19**). Je nach Kontakt zwischen U-Schiene und Messingblock erhält man ganz unterschiedliche Übertragungs-Charakteristiken – und somit ist tatsächlich die Messung des in der Gitarre steckenden Tonabnehmers am geeignetsten.

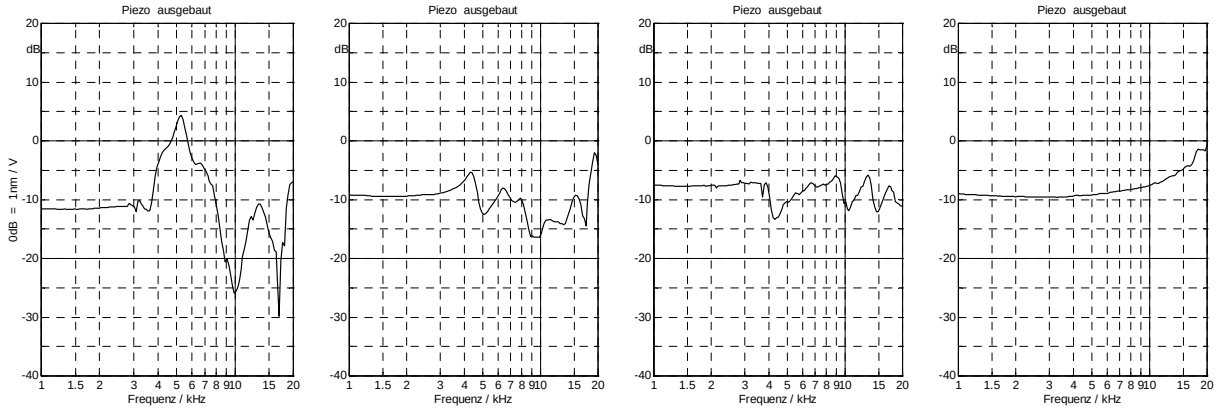


Abb. 6.19: Übertragungsmaß des ausgebauten, auf einen Messingblock gespannten Viper-Tonabnehmers.

Kuriosität am Rande: Die Unterseite der U-Schiene hatte der Hersteller mit einem bedruckten Papierstreifen beklebt (Typ, Serien-Nummer). Hierdurch hatte ein Teil der Schiene keinen mechanischen Kontakt mehr mit dem Untergrund. Genialität oder Ignoranz?

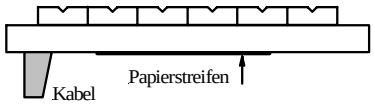


Abb. 6.20: Viper-Tonabnehmer

© M. Zollner 2005

6.7 Rauschen

Bei jedem Piezo-Tonabnehmer mit batteriebetriebenem Vorverstärker ist ein Zielkonflikt zwischen Störrauschen und Batterie-Lebensdauer zu lösen: Je kleiner der Drainstrom des Feldeffekttransistors, desto länger hält die Batterie – desto größer ist jedoch die Rauschspannungsdichte e_n und damit das Vorverstärkerrauschen. In aller Regel bewegt man sich aber in eher unkritischen Bereichen und entscheidet zugunsten der Batterie.

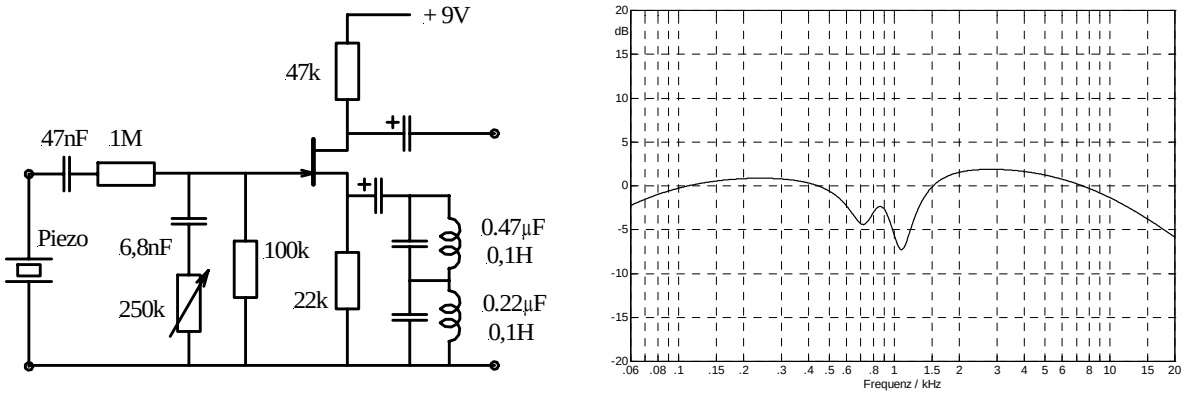


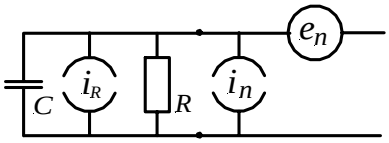
Abb. 6.21: Schaltbild und Verstärkungsmaß eines frühen Ovation-Verstärkers. Der einstellbare 250-kΩ-Widerstand dient als Klangblende, am Ausgang liegt ein (nicht eingezeichnetes) 100-kΩ-Lautstärkepotentiometer.

In **Abb. 6.21** ist das Schaltbild eines batteriebetriebenen FET-Verstärkers dargestellt, wie er in den ersten **Ovation**-Gitarren eingesetzt wurde. Bei einem Ruhestrom von ca. 0,1 mA ist eine Batterielebensdauer von ungefähr 4000 Stunden zu erwarten (Alkaline-Batterie). Von zwei an Source liegenden Resonanzkreisen wird eine Mittenbedämpfung verursacht, die – Herstellerangaben zufolge – den Klang günstig beeinflusst. Da der FET in dieser Beschaltung eine Spannungsverstärkung von ca. 20 erreicht und leicht übersteuert werden könnte, muss das Piezo-Signal durch einen Eingangs-Teiler entsprechend reduziert werden. In dem für das Gehör wichtigen Frequenzbereich um 2 kHz wirkt am FET-Eingang damit ein Widerstand von 67 kΩ – und rauscht mit 33 $\mathrm{nV}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$ so stark, dass das FET-Rauschen vernachlässigbar ist. Multipliziert man die o.a. Rauschspannungsdichte mit der Wurzel aus der Bandbreite der 2-kHz-Terz und mit der Spannungsverstärkung, so erhält man am Schaltungsausgang in der 2-kHz-Terz eine Rauschspannung von 14 µV – das ist nicht gerade als Lownoise-Design zu bezeichnen, aber bei einer maximal erzielbaren Nutzspannung von ca. 1–2 V auch nicht direkt schlecht.

Spätere Ovation-Verstärker unterscheiden sich von dem oben beschriebenen Modell durch etwas geringeres Rauschen, und deutlich höheren Stromverbrauch. Beispielsweise beträgt die **Ruhestromaufnahme** der in den vorhergehenden Kapiteln beschriebenen Ovation Viper ca. 1,2 mA, die SMT zieht sogar 4,6 mA aus der 9-V-Batterie. Wobei aber erwähnt werden muss, dass diese Gitarren über einen vielseitigeren Equalizer verfügen, der natürlich auch Strom braucht. Wenn man zum Vergleich nun die Daten von integrierten Operationsverstärkern (OP) heranziehen möchte, ist zuallererst deren Spannungsversorgung zu beachten: Typischerweise wird ein OP mit ±15 V betrieben; Batteriebetrieb mit ±4,5 V oder sogar nur ±3,5 V ist in vielen, aber nicht allen Fällen möglich. Ferner ist zu beachten, dass sich einige OP-Daten gegenüber den Datenblattangaben verschlechtern, wenn die Betriebsspannung reduziert wird.

© M. Zollner 2005

Zur Berechnung des Verstärker-Rauschens ist es zweckmäßig, alle Rauschquellen des Verstärkers an den Eingang zu transformieren und als sog. äquivalente Eingangs-Rauschquellen anzugeben. In OP-Datenbüchern wird diesbezüglich die **Rauschspannungsdichte** e_n und die **Rauschstromdichte** i_n spezifiziert. Ein überschaubares Rausch-Ersatzschaltbild (**Abb. 6.22**) berücksichtigt die Piezo-Kapazität C (1,5 nF), den Verstärker-Eingangswiderstand R (1 MΩ), die Verstärker-Rauschspannungsdichte e_n (42 $\mathrm{nV}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$), die Verstärker-Rauschstromdichte i_n ($10\,\mathrm{fA}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$). Für dieses erste Beispiel sind die Rauschdichten dem Datenblatt eines FET-OP (TL061) entnommen, der mit nur 0,25 mA Stromaufnahme batterietauglich ist.



$$i_R = \sqrt{4kT/R}$$

$$\sqrt{4kT} = 1{,}3 \cdot 10^{-10}\ \sqrt{\mathrm{W/Hz}}$$

Abb. 6.22: Rausch-Ersatzschaltbild eines Piezo-Tonabnehmers mit angeschlossenem Verstärker.

Alle Rauschprozesse sind näherungsweise statistisch unabhängig, ihre Wirkungen müssen pythagoreisch addiert werden. Gegenüber der vom Widerstand R verursachten Rauschstromdichte i_R ist die Rauschstromdichte i_n eines typischen FET-OP vernachlässigbar. Die Kapazität C bildet zusammen mit R und i_R einen Tiefpass, dessen Grenzfrequenz (je nach Dimensionierung) bei ca. 150 Hz liegt. Die Kapazität des Piezo-Tonabnehmers schließt folglich das Widerstandsrauschen zu hohen Frequenzen hin zunehmend kurz, sodass in dem für das Gehör wichtigen kHz-Bereich das Rauschen überwiegend von e_n verursacht wird. Im tieffrequenten Bereich dominiert beim TL071 das Widerstandsrauschen (i_R), beim TL061 liefert auch der OP noch einen nennenswerten Beitrag (Funkelrauschen).

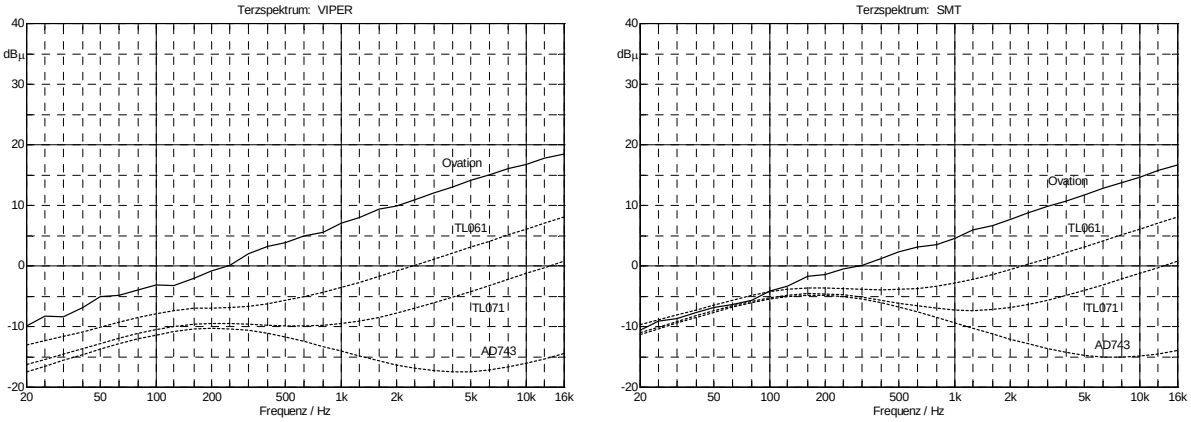


Abb. 6.23: Ausgangs-Terzpegelspektrum des Piezo-Vorverstärkers. 0 dBµ ⇒ 1 µV. Ovation-Viper (links), Ovation-SMT (rechts). Spannungs-Verstärkung = 0,5. Ovation: Messung; FET-OP: Berechnung.

Abb. 6.23 zeigt Mess- und Rechenwerte im Vergleich: Der **TL061** ist gut geeignet, mit nur 0,25 mA sollten 1600 Stunden Batteriebetrieb möglich sein. Selbst bei nur 7 V Versorgungsspannung kann der Ausgang noch 1,7 V_{eff} abgeben. Der **TL071** verbraucht mit 2 mA schon deutlich mehr Strom, rauscht aber im Hörbereich weniger stark. Noch wesentlich weniger rauscht der **AD743**, der aber mit 10 mA Stromverbrauch am Netzteil betrieben werden sollte. Großer Leidensdruck zur Verwendung besonders rauscharmer Verstärker besteht aber nicht: Bei lautem Spiel gibt der Tonabnehmer ca. 1 V ab, so dass selbst mit dem Ovation-Verstärker ein ausreichender Rauschabstand erzielbar ist – zumal die Gitarre selbst ja auch Störgeräusche liefert.

© M. Zollner 2005

6.8 Piezotonabnehmer vs. Mikrofon

Eine Akustikgitarre mit eingebautem Piezotonabnehmer bietet zwei Möglichkeiten zur Schallabnahme: Luftschall über Mikrofon, und Körperschall über Piezo. Da der vom Korpus abgestrahlte Schall nicht besonders laut ist, muss das Aufnahmemikrofon möglichst nahe an der Gitarre platziert werden – was a) den Gitarristen zu Positionsdisziplin nötigt, und b) das permanente Angstgefühl erzeugt, in einem unachtsamen Moment plötzlich das Mikrofon in die einzigartige "prewar" Adirondack-Fichte zu rammen. Gerade diese Unzulänglichkeiten waren ja Anlass, den Piezotonabnehmer zu entwickeln – der Bewegungsfreiheit ermöglicht, aber halt einen anderen Klang erzeugt. Die vorhergehenden Kapitel haben gezeigt, dass ein Piezotonabnehmer den ganzen Frequenzumfang des menschlichen Gehörs in guter Qualität übertragen kann. Da Nichtlinearitäten (Klirrfaktor) und Rauschen ebenfalls nicht qualitätsmindernd in Erscheinung treten, ist mit einem Piezotonabnehmer prinzipiell eine sehr hochwertige Schallabnahme möglich. Dass zum abgestrahlten Luftschall trotzdem deutlich hörbare Unterschiede auftreten, liegt am Fehlen der (von Korpus und Hals gebildeten) Übertragungsfilter. Der Piezotonabnehmer wandelt die (deckennormal) in den Steg eingeleitete Wechselkraft in eine elektrische Spannung um. Das Mikrofon wandelt demgegenüber den von der Decke (sowie Hals, Boden und Zargen) abgestrahlten Luftschall in eine elektrische Spannung um, und misst somit eine andere Größe. Die ihre Ursache zwar auch u.a. in der Stegkraft hat, von dieser aber über komplizierte frequenzabhängige Funktionen abhängt.

Um die Unterschiede zwischen Piezo- und Mikrofonabnahme praxisgerecht zu erfassen, wurde eine Ovation-Gitarre (Adamas SMT) im reflexionsarmen Raum mit einem **Messmikrofon** (B&K 4190) abgenommen; parallel hierzu wurde das Piezosignal ungefiltert aufgezeichnet. Das freifeldentzerrte Messmikrofon schafft eine objektive Referenz, unabhängig von studioüblichen Höhenanhebungen. Für seine Position gibt es unendlich viele Möglichkeiten; nicht alle wurden ausprobiert. Beim Bühneneinsatz findet man häufig ein Mikrofon auf den hinteren Teil der Decke gerichtet, und ergänzend ein zweites Mikrofon, das auf den Hals/Korpus-Übergang zielt. In **Abb. 6.24** sind diese Positionen durch Pfeile markiert, zusätzlich sind die hierbei gemessenen Terzpegelspektren dargestellt (terzbreite Filter, im Halbterzabstand überlappend gemessen). Angeregt wurde die Gitarre von einem Akkorde-spielenden Gitarristen. Man erkennt bei beiden Spektren eine starke Betonung im Bereich unterhalb von 500 Hz, was in Übereinstimmung mit dem Höreindruck ist. Bei Musikproduktionen würde man mit einem Equalizer geeignete Absenkungen erzeugen, für die Messungen erfolgte aber keine Filterung.

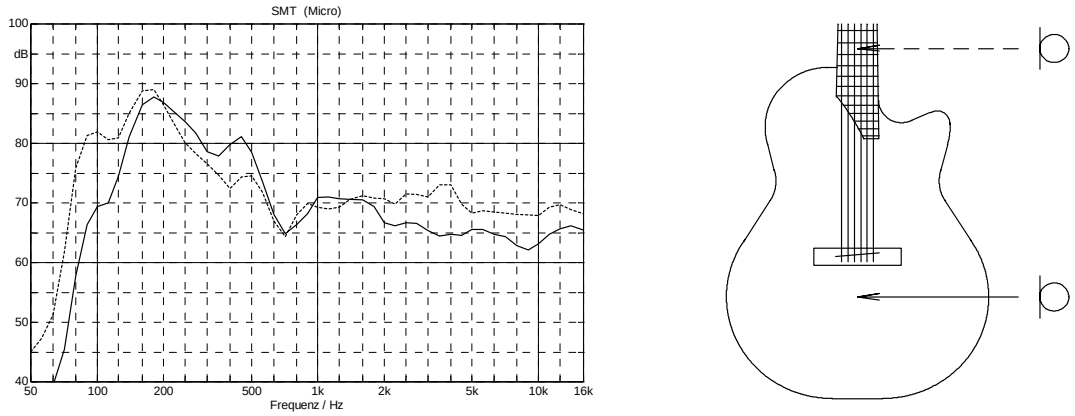


Abb. 6.24: Gemessene Terzpegelspektren (SPL re. 20 μPa) und Mikrofonpositionen (12 cm Abstand). Gegriffenen Akkorde (willkürlich); Saiten mit Plektrum in schneller Folge angeschlagen.

© M. Zollner 2005

Das Terzspektrum des mit Abb. 6.24 vergleichbaren Piezosignals ist in **Abb. 6.25** dargestellt: Mittenbetont, aber mit seinem glatten Verlauf gut zur Weiterbearbeitung geeignet. Die Unterschiede zwischen Mikrofon- und Piezoabnahme zeigt das rechte Bild: Zwischen 100 – 500 Hz führen Deckenresonanzen zu einer starken Betonung im Mikrofonspektrum, um 700 Hz liegt ein – Herstellerangaben zufolge erwünschtes – Abstrahlungsminimum.

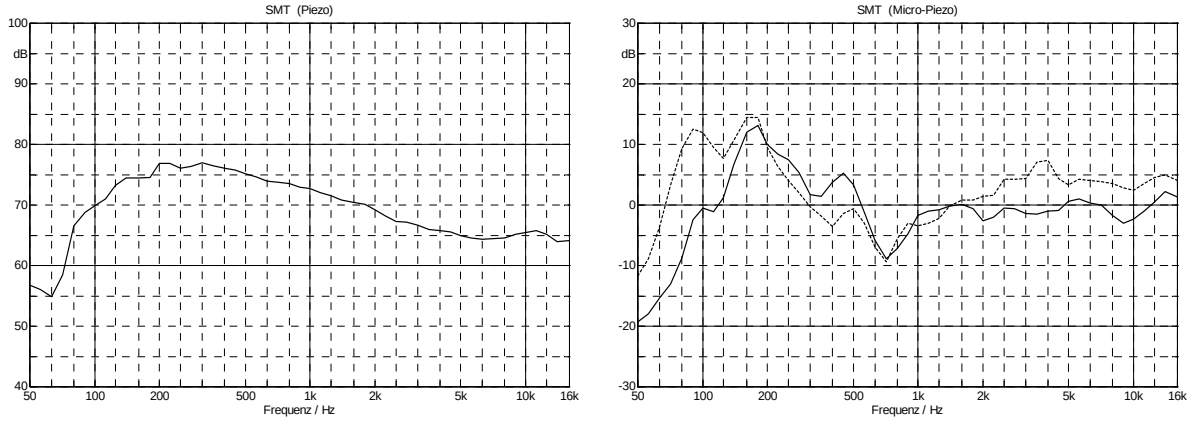


Abb. 6.25: Terzpegelspektren des Piezosignals, 0 dB willkürlich so festgelegt, dass eine zu Abb. 6.24 vergleichbare Kurve entsteht. Das rechte Bild zeigt die Differenz Mikrofonspektrum – Piezospektrum.

Terzpegelunterschiede von ±15 dB lassen auf erhebliche Klangunterschiede schließen, die der **Hörtest** sofort bestätigt. Sobald man aber beginnt, eines der beiden Signale mit einem Equalizer so zu filtern, dass sich sein Spektrum dem des anderen annähert, werden die hörbaren Unterschiede schwächer und beschränken sich auf Geringfügigkeiten, die vielleicht auch noch verschwinden würden, könnte man nur die EQ-Kurve fein genug editieren. Solange man die Gitarre als lineares, zeitinvariantes System modelliert, muss dies auch so sein: Die Übertragungsfunktion von der Quelle (Saite) zur Senke (Piezo bzw. Mikrofon) ist durch je eine gebrochen-rationale Funktion beschreibbar, die ein Equalizer zumindest näherungsweise nachbilden kann. Nichtlineare Effekte sind bei der Schallerzeugung sicher auch beteiligt – im untersuchten Beispiel war ihre Auswirkung aber offensichtlich nur gering.

Piezo- und Mikrofonsignal sind folglich in hohem Maß einander ähnlich und durch (nicht ganz triviale) Filterung ineinander überführbar. Dies stellt nicht in Abrede, dass auch über den Sattel wesentliche Schallenergie in den Hals eingekoppelt und von dort direkt abgestrahlt oder zum Korpus weitergeleitet wird – was der Stegtonabnehmer ja nicht "mitbekommt". Aber sowohl Steg- als auch Sattelschallfluss haben die Saitenschwingung als gemeinsame Quelle und sind mathematisch über eine gebrochen-rationale Übertragungsfunktion verbunden. Komplizierter wirkt sich hingegen die Saiten-Schwingungsrichtung aus: Wenn eine griffbrettnormale 110-Hz-Eigenschwingung und eine griffbrettparallele 111-Hz-Eigenschwingung (Beispiel) zusammen auf den Steg wirken, könnten beide zur Schallabstrahlung führen; der Stegtonabnehmer wird aber hauptsächlich die griffbrettnormale Komponente erfassen. Theoretisch könnte man auch hier das eine Signal durch Filterung aus dem anderen erzeugen, die erforderlichen Filtergüten verbieten aber eine Realisierung. Vermutlich liegt hier einer der Hauptgründe für noch verbleibende Unterschiede – die aber nur schwach ausgeprägt sind.

Fazit: Weder das Piezo- noch das Mikrofonsignal würde im Studiobetrieb unbearbeitet abgemischt werden; mit entsprechender Filterung eignen sich hingegen beide Signale zur Weiterverarbeitung. Ob man nun das Piezo- oder das Mikrofonsignal verwendet, oder ob man beide zusammenmischt, kann letztlich nur nach künstlerischen Kriterien beurteilt werden.

© M. Zollner 2005

6.9 Mikrofonie

Piezo-Tonabnehmer reagieren nicht nur auf Saitenschwingungen (erwünscht), sondern auch auf Luftschall (unerwünscht). Eine auf die Gitarrendecke auftreffende Schallwelle setzt den Steg und damit auch die Tonabnehmer-Unterseite in Bewegung. Da das Piezoplättchen aufgrund seiner oberseitigen Massen- und Federbelastung diese Bewegung nicht in identischer Form mitmacht, entsteht eine Dickenänderung und daraus eine Piezospannung. Wird diese verstärkt auf einen in der Nähe stehenden Lautsprecher gegeben, setzt u.U. ein lautes Rückkopplungsdröhnen ('Hupen') ein. Die quantitative Beschreibung dieser 'Mikrofonie' genannten Luftschallempfindlichkeit ist Gegenstand der folgenden Untersuchungen.

In der Systemtheorie bezeichnet **Rückkopplung** eine zum Eingang zurückweisende Signalführung; sie kann gleichphasig (Mitkopplung) oder gegenphasig (Gegenkopplung) sein. In der Studio- und Bühnentechnik wird hingegen von Rückkopplung gesprochen, wenn in einer Rückkopplungsschleife die **Schwingbedingung** erreicht wird und ein Pfeif- oder Heulton entsteht (Selbsterregung). Die Schwingbedingung fordert für den Betrag der Schleifenverstärkung Werte größer oder gleich eins, und für die Phase 0°. Wenn beispielsweise ein Mikrofon bei Beschallung mit 1 Pa eine Spannung von 50 mV erzeugt, und ein Lautsprecher bei Betrieb mit 10 V am Ort des Mikrofons einen Schalldruck von 1 Pa erzeugt, dann könnte (bei geeigneter Phasendrehung) Rückkopplungspfeifen einsetzen, wenn die Mikrofonspannung auf das zweihundertfache verstärkt dem Lautsprecher zugeführt wird.

Das Erreichen der Schwingbedingung hängt in der Praxis von vielen Details ab: Richtungsfaktor von Mikrofon und Lautsprecher, Filter, Raumübertragungsfunktion. Die folgenden Darstellungen zeigen exemplarisch am Beispiel der **Ovation** Adamas-SMT-Gitarre den Unterschied der Rückkopplungsanfälligkeit zwischen Mikrofon- und Tonabnehmerbetrieb; mit anderen Gitarren, anderen Lautsprechern und anderen Räumen werden sich ähnliche, aber natürlich nicht identische Verhältnisse ergeben.

Wenn eine Akustikgitarre beim Live-Einsatz per Mikrofon abgenommen und verstärkt werden soll, so wird man versuchen, das Mikrofon möglichst nahe an die Gitarre zu stellen. Hierbei wirkt die Gitarrendecke als Reflektor, der auftreffenden Schall in u.U. ungünstiger Weise auf das Mikrofon leitet. In **Abb. 6.26** ist eine Anordnung dargestellt, die für orientierende Versuche im reflexionsarmen Raum aufgebaut war: Ein Lautsprecher beschallt eine Gitarre, vor der ein Messmikrofon (B&K 4190) aufgebaut ist. Im rechten Bild sind die von den Reflexionen verursachten Kammfilterwirkungen dargestellt.

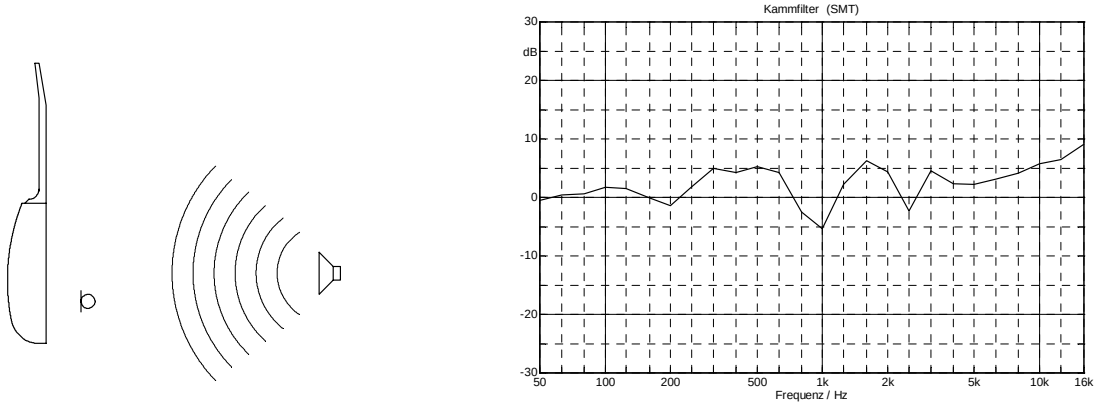


Abb. 6.26: Versuchsanordnung im reflexionsarmen Raum; Kammfilterwirkung durch Reflexionen.

© M. Zollner 2005

Bei tiefen Frequenzen ist die Gitarre klein im Vergleich zur Wellenlänge, die Reflexionen sind unerheblich. Um 200 Hz wirkt die Gitarre als Absorber, bei mittleren Frequenzen sieht man die typischen **Kammfilter**zacken. Aufgrund der unregelmäßigen Form der Gitarre haben die Beugungswellen leicht unterschiedliche Laufzeiten, deshalb findet man bei hohen Frequenzen einen glatten Verlauf. Der Anstieg der Kurve in den obersten beiden Oktaven ist auf die Mikrofonbündelung zurückzuführen: Das 4190 ist nominell ein Kugelmikrofon, dessen Bündelungsgrad aber – wie bei allen ½"-Mikrofonen – zu hohen Frequenzen ansteigt. Bei den stärker bündelnden Studiomikrofonen würde man entsprechende Effekte bereits bei mittleren Frequenzen beobachten. Diese könnten zwar den vom Lautsprecher kommenden Schall abschwächen, nicht aber die von der Gitarre zurückgeworfenen Reflexionen. Dem vorgestellten Beispiel sollte nur entnommen werden, *dass* die Gitarre als Reflektor die Schleifenverstärkung deutlich verschlechtern kann. Der Betrag dieser Verschlechterung (und deren Frequenzabhängigkeit) ist eine Funktion des jeweiligen Mikrofonabstandes und –Bündelungsgrades sowie der speziellen Gitarre/Mikrofon-Geometrie.

Um zu Aussagen über die Rückkopplungsempfindlichkeit beim Piezotonabnehmer zu gelangen, muss zuerst dafür gesorgt werden, dass Mikrofon- und Piezoabnahme den gleichen Klang erzeugen. Deshalb wurde zunächst das Mikrofonsignal so gefiltert, dass mit Mikrofonabnahme dieselbe Übertragungsfunktion erreicht wird wie mit Piezoabnahme. Hierauf erfolgte in einem zweiten Schritt eine nach künstlerischen Kriterien vorgenommene leichte Mittenabsenkung, kombiniert mit einer leichten Tiefenanhebung. Sowohl über Mikrofon als auch über Piezo entsprach der Gitarrenklang nun den Vorstellungen des Gitarristen. Jetzt wurde die Gitarre gemäß Abb. 6.26 vom Lautsprecher beschallt, und hierfür die Schleifenverstärkung gemessen (**Abb.6.27**). Der Ordinatennullpunkt wurde dem Luftschallmaximum zugeordnet.

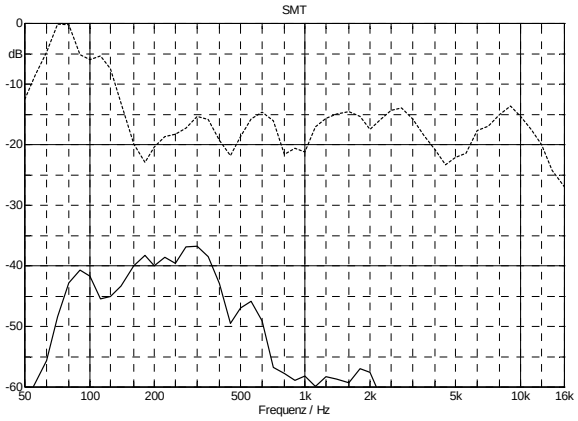


Abb. 6.27: Schleifenverstärkungsmaß für Mikrofonabnahme (---) und Piezoabnahme (——). Beide Übertragungswege wurden für gleichen Klang entzerrt.

Abb. 6.27 zeigt für Mikrofonabnahme eine hohe Schleifenverstärkung im Bassbereich, die beim Aufdrehen des Lautstärkepotentiometers schnell zu einem dröhnenden Rückkopplungs-Ton führen wird. Diese Art der Filterung ist offensichtlich im Live-Betrieb unbrauchbar, man muss zwangsläufig den Bassbereich absenken und mit einem schlankeren Ton auskommen. Der nicht etwa unbrauchbar wäre, aber eben dünner klingt als die unverstärkt abgehörte Gitarre. Gegenüber der Luftschallabnahme mit abgesenkten Bässen bietet die Piezoabnahme in diesem Beispiel ca. 20 – 25 dB Gewinn. Um diesem Wert kann der Lautsprecherpegel erhöht werden, bevor Rückkopplung einsetzt. Wie schon erwähnt, handelt es sich bei dieser Angabe um einen Orientierungswert – im Einzelfall bestimmen viele Parameter den Rückkopplungs-Einsatz. Die Unterschiede sind aber so groß, dass ein Stegtonabnehmer in jedem Fall die Rückkopplungsgefahr ganz wesentlich verringert.

© M. Zollner 2005

6.10 Unterschiede zum Magnet-Tonabnehmer

Gitarren mit Piezo-Tonabnehmer klingen (über Verstärker betrieben) anders als Gitarren, die einen oder mehrere Magnet-Tonabnehmer zur Schallwandlung benutzen. Hierfür sind vor allem zwei Gründe zu nennen: Der Übertragungsfrequenzgang des Tonabnehmers, und seine Positionierung. Die untere (tiefe) Übertragungs-Grenzfrequenz ist bei beiden Wandlertypen hinreichend niedrig, während die obere (hohe) **Grenzfrequenz** differiert: Um 20 kHz beim Piezo-Tonabnehmer, aber nur 2 – 5 kHz beim typischen Magnet-Tonabnehmer. Es bereitet keine besonderen Probleme, die Höhenübertragung radikal zu verändern: Ohne zusätzliche kapazitive Belastung kann auch ein Magnet-Tonabnehmer Signale bis über 15 kHz liefern, und im Gegenzug ermöglicht das Vergrößern der Stegsattelmasse beim Piezo-Tonabnehmer das Erniedrigen der oberen Grenzfrequenz. Typischerweise bietet aber der Piezo-Tonabnehmer "mehr Höhen" als der Magnet-Tonabnehmer.

Die **Position** des Magnet-Tonabnehmers ist ca. 3 – 15 cm vom Steg entfernt; die Montage *im* Steg ist ungünstig, weil hier die zu detektierende Saitenschnelle fast null ist. Hingegen kann der Piezo-Tonabnehmer nur im Steg montiert werden (sieht man von Deckensensoren ab, die an Bedeutung verloren haben). Nach der Theorie der linearen, zeitinvarianten Systeme [6] kann jedes Saiten-Anregungssignal als Summe überlagerter Impulse interpretiert werden. Jeder dieser Impulse läuft als Welle die Saite entlang (Kap. 2) und wird an Steg und Sattel reflektiert. Bei *einem* Umlauf (1 Periode) kommt er folglich *zweimal* an der Position des Magnet-Tonabnehmers vorbei. Die dazwischenliegende Laufzeit ergibt sich aus dem zweifachen Tonabnehmer/Steg-Abstand, dividiert durch die Transversalwellen-Phasengeschwindigkeit♣. Weil die (vom Magnet-Tonabnehmer erfasste Transversalschnelle) am Steg gegenphasig reflektiert wird, bewirkt die Zweifachabtastung eine Filterung mit Sinus-Betrags-Frequenzgang (Kammfilter):

$$\underline{H} = 1 - e^{-2p\tau} = (e^{p\tau} - e^{-p\tau}) \cdot e^{-p\tau} \quad \rightarrow \quad |\underline{H}| = 2\sin(\omega\tau) \qquad \text{Kammfilter}$$

In dieser Gleichung steht τ für die einfache Laufzeit zwischen Tonabnehmer und Steg. Vernachlässigt man Dispersionseffekte, ergeben sich die Kammfilter-Nullstellen bei ganzzahligen Vielfachen von $f_0 = f_G \cdot M/d$, mit f_G = Saitengrundfrequenz, M = Mensur, d = Abstand zwischen Tonabnehmer und Steg (**Abb. 6.28**). Wegen dispersiver Ausbreitung der Transversalwellen erfolgt eine Nullstellen-Spreizung zu hohen Frequenzen hin (Kap. 1.3).

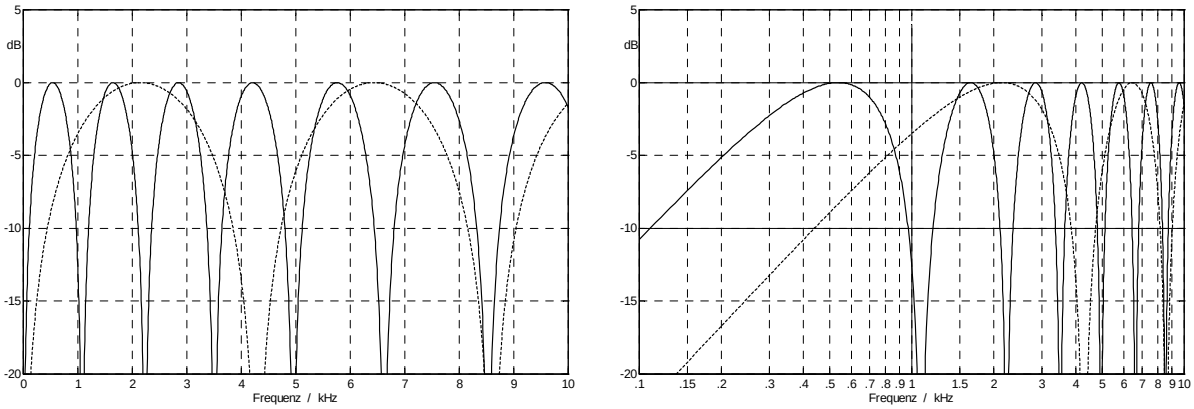


Abb. 6.28: Normierte Kammfilterfrequenzgänge. E_2-Saite (——), E_4-Saite (----); d = 5 cm, M = 65 cm.

♣ Man könnte auch den zweifachen Tonabnehmer/Sattel-Abstand verwenden; das zunächst andersartige Ergebnis lässt sich zu einem äquivalenten Modell umformen.

© M. Zollner 2005

Da sehr leicht Missverständnisse entstehen können, wenn der **Übertragungskoeffizient** des Magnet-Tonabnehmers als "kammfilterartig" bezeichnet wird, nochmals zur Präzisierung: Der Schnelle→Spannungs-Übertragungskoeffizient des Magnet-Tonabnehmers hat Tiefpasscharakter, wenn mit Schnelle die örtliche Saitenschnelle über dem Tonabnehmermagnet gemeint ist. Bezüglich der Transversal*wellen*schnelle ergibt sich zusätzlich zur Tiefpasscharakteristik das erwähnte Kammfilter (Tiefpass und Kammfilter als Kettenschaltung), wenn als Zeitrahmen eine Schwingungsperiode betrachtet wird. Für den eingeschwungenen Zustand (sehr langes Zeitfenster, keine Dämpfung) ist diese frequenzkontinuierliche Übertragungsfunktion an den Stellen der Teiltonfrequenzen abzutasten (Frequenzdiskretisierung).

Beim **Piezo-Tonabnehmer** ist nicht die Schnelle das Wandler-Eingangssignal, sondern die Stegkraft – deren Ursache aber natürlich auch die Saitenwelle ist. Für Vergleiche mit dem Magnet-Tonabnehmer ist es zweckmäßig, für beide Wandler dieselbe Eingangsgröße zu spezifizieren, z.B. die Transversalwellenschnelle. Da der Wellenwiderstand reell ist, besteht zwischen der Schnelle einer sich ausbreitenden Welle und der zugehörigen Kraft Proportionalität. Und da die Kraftwelle am Lager gleichphasig reflektiert wird, ist die Lagerkraft ebenfalls proportional zur Transversalwellenschnelle. Daraus lässt sich folgende **Schlussfolgerung** ableiten: Ausgehend von der Transversalwellenschnelle (der Schnelle einer sich ausbreitenden Transversalwelle) überträgt der im Steg eingebaute Piezo-Tonabnehmer praktisch frequenzunabhängig; je nach elektrischem Lastwiderstand ist ggf. ein Hochpass mit ca. 200 Hz Grenzfrequenz zu berücksichtigen (Kap. 6.5). Demgegenüber erzeugt ein Magnet-Tonabnehmer eine saitenspezifische Kammfilterung. Je weiter der Tonabnehmer vom Steg entfernt ist, desto näher benachbart liegen die "Kamm-Zinken" (**Abb. 6.29**).

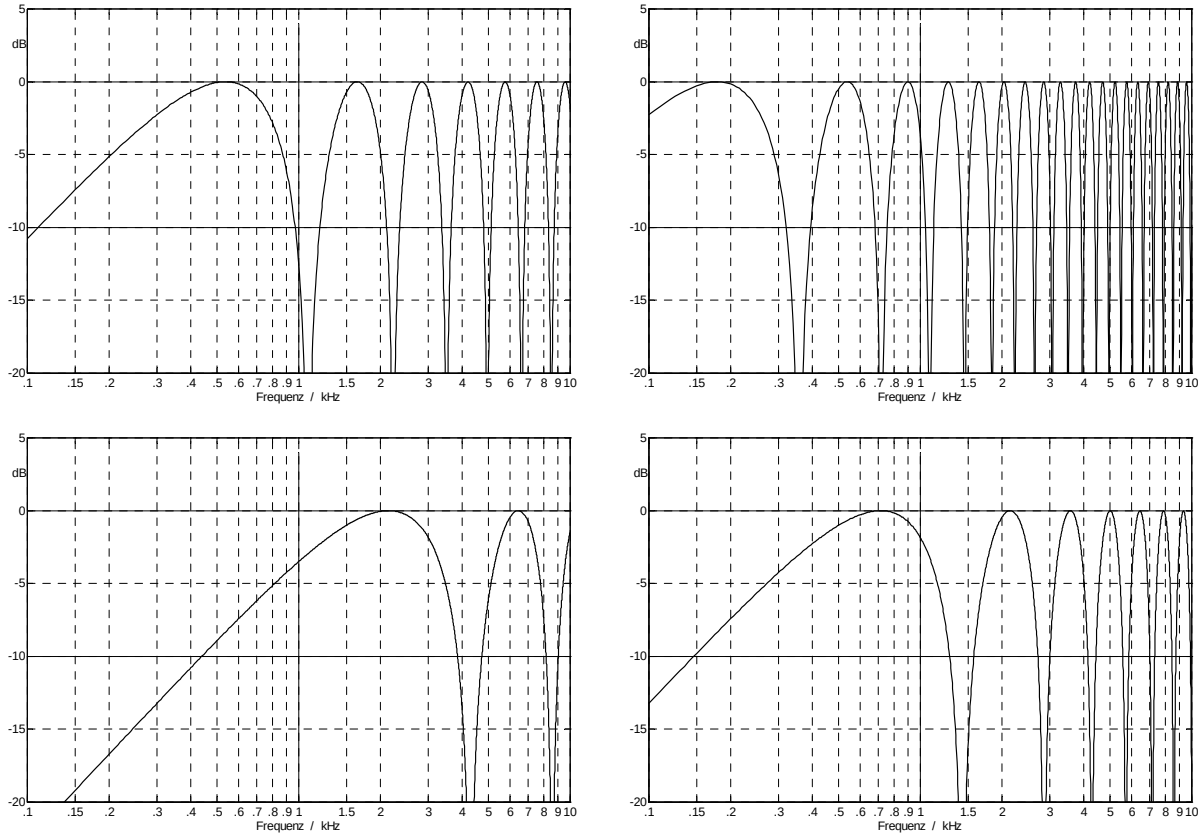


Abb. 6.29: Normierte Kammfilterfrequenzgänge. E_2-Saite (oben), E_4-Saite (unten); M = 65 cm. d = 5 cm (links), d = 15 cm (rechts).

© M. Zollner 2005

Anhang zu Kap. 6: Piezoelektrische Zustandsgleichungen

Die Beschreibung piezoelektrischer Energiewandlung verwendet eingeführte **Formelzeichen**, die in anderem Zusammenhang häufig andere Bedeutung haben. Beispielsweise steht *S* oft für die Fläche (engl. Surface), beim Piezokristall bezeichnet *S* hingegen die relative Verformung; der Buchstabe *E* wird gerne für die Feldstärke verwendet, aber auch für die Energie oder für den Elastizitätsmodul; *d* steht für Durchmesser, oder für Dicke, oder für den Piezomodul. Die folgende Tabelle listet die zur Beschreibung piezoelektrischer Wandler nötigen Formelzeichen auf. Um Verwechslungen zu vermeiden, ist die Definition einiger Größen auf dieses spezielle Kapitel beschränkt.

Symbol	Einheit	Bezeichnung		Symbol	Einheit	Bezeichnung
A	m^2	Fläche		L	H	Induktivität
C	F	Kapazität		m	kg	Masse
d	m / V	Piezomodul		Q	As	Elektrische Ladung
D	As / m^2	Dielektrische Verschiebung		R	Ω	Elektrischer Widerstand
e	N / Vm	Piezo-Kraftkonstante		s^E, s^D	m^2 / N	Elastizitätskoeffizient♣
E^E, E^D	N / m^2	Elastizitätsmodul♣		S	1	Relative Verformung
E	V / m	Elektrische Feldstärke		t	s	Zeit
F	N	Kraft		T	N / m^2	Mechanische Spannung
g	Vm / N	Piezo-Spannungskonstante		U	V	Elektrische Spannung
h	V/m	-		W	Ws	Energie
k	1	Kopplungsfaktor		α	N / V	Wandlerkonstante
l	m	Länge		ε^S , ε^T	F / m	Dielektrizitätskonstante♣

Die drei **Raumkoordinaten** (*x*, *y*, *z*) werden bei der Indizierung durch die Ziffern 1, 2, 3 ersetzt, wobei entsprechend üblicher Regel beim **Dickenschwinger** die Flächennormale in die mit 3 indizierte Richtung weist (**Abb. 6A.1**). Der Dickenschwinger ist der bei Tonabnehmern häufig anzutreffende Wandlertyp, nur er wird im Folgenden beschrieben. Die Dicke, hier mit *l* bezeichnet, beträgt typischerweise z.B. 0,2 … 1 mm, die Fläche A = 0,1 … 1 cm^2. Außer dem Dickenschwinger gibt es noch Biege-, Planar- und Scherschwinger, sowie weitere Wandlertypen. Der Dickenschwinger wird manchmal auch Längsschwinger oder auch Dickenschwinger mit Längseffekt genannt, die Begriffe sind nicht einheitlich.

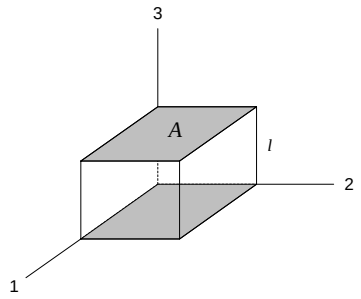


Abb. 6A.1: Piezokristall mit Richtungsdefinition. Ober- und Unterseite sind metallisiert und haben jeweils die Fläche *A*; zwischen diesen beiden Flächen entsteht die elektrische Feldstärke. Die Höhe (Länge bzw. Dicke) des Kristalls ist *l*. Beim hier betrachteten Dickenschwinger erfolgt die Bewegung (und Kraft) in vertikaler, mit 3 indizierter Richtung. Die elektrischen Felder sind hierzu parallel.

♣ Die hochgestellten Buchstaben kennzeichnen spezielle Lastzustände, siehe später.

© M. Zollner 2006

Der in Abb. 6A.1 dargestellte Piezokristall wird in vertikaler Richtung durch die Kraft F_3 belastet, es entsteht eine vertikale mechanische Spannung $T_3 = F_3 / A$. Hierbei handelt es sich aber um den **1. Sonderfall**, der speziell gekennzeichnet werden muss: Es soll *nur* eine mechanische Belastung vorliegen, ohne elektrische Belastung, deshalb muss die elektrische Spannung durch Kurzschließen der Elektroden (der metallisierten Anschlussflächen) zu null gesetzt werden. Weil durch diesen **Kurzschluss** auch die elektrische Feldstärke $E = 0$ wird, kennzeichnet man diesen speziellen Zustand mit einem hochgestellten E, das aber nicht als mathematische Potenz verstanden werden darf. Im elektrisch kurzgeschlossenen Zustand reagiert der Piezokristall so, als wäre der Piezoeffekt nicht vorhanden; d.h. bei statischer Belastung wirkt der Kristall nur als Feder:

$$S_3 = \Delta l / l = T_3 / E_{33}^E = T_3 \cdot s_{33}^E ; \quad T_3 = F_3 / A \qquad \text{Hookesches Gesetz}$$

In dieser Gleichung ist S_3 die relative Längenänderung, die in der Mechanik gerne ε genannt wird. Weil ε aber auch das Formelzeichen für die (hier benötigte) Dielektrizitätskonstante ist, nennt die Elektromechanik die relative Längenänderung S; und da sie in vertikaler, mit 3 indizierter Richtung erfolgt, S_3. Die in vertikaler Richtung auftretende mechanische Normalspannung ist T_3, in der Mechanik sonst σ genannt. E_{33}^E ist der Elastizitätsmodul ohne Piezoeffekt, d.h. für $E = 0$. Die Doppelindizierung (33) ist bei allgemeiner Betrachtung erforderlich, weil elektrische Vektoren (erste Ziffer) und mechanische Vektoren (zweite Ziffer) in unterschiedlichen Richtungen auftreten können; bei den hier vorliegenden Betrachtungen erfolgt aber eine Beschränkung auf die (im Bild) vertikale Richtung 3. Deshalb könnte die Indizierung eigentlich unterbleiben – sie wird aber trotzdem angewandt, um Konformität zur Literatur zu erreichen. Das hochgestellte E ist keine mathematische Potenz, sondern ein Hinweis auf die Randbedingung der elektrischen Feldstärke: $E = 0$. Weil das Formelzeichen E des Elastizitätsmoduls leicht mit der Feldstärke (die auch E genannt wird) verwechselt werden kann, wird anstelle des Elastizitätsmoduls in der Regel dessen Kehrwert s mit gleicher Indizierung verwendet. s_{33}^E ist hier also keine Steifigkeit, sondern der Elastizitätskoeffizient in Richtung 3 für null gesetzte Feldstärke. Diese Nomenklatur ist zwar gewöhnungsbedürftig, findet sich aber auch in Datenblättern (z.B. Siemens Piezokeramik).

Zusammengefasst: Setzt man den Piezoeffekt durch elektrischen Kurzschluss außer Kraft, erhält man für statische mechanische Belastung in Richtung 3 einen **federnden Kristall** mit dem Elastizitätskoeffizient s_{33}^E, dessen (rein mechanisches) Verhalten durch das Hookesche Gesetz beschrieben wird.

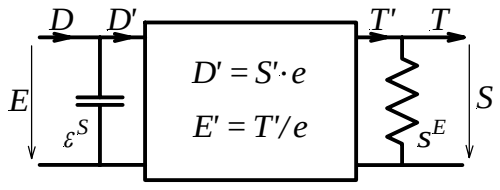


Abb. 6A.2: Der Piezokristall bei statischer Belastung. Im Gegensatz zu Kap. 6.1 sind hier flächen- bzw. längenspezifische Größen angegeben. Technische Vierpol-Pfeilrichtung, $E = E'$, $S = S'$.

Nun muss der Tatsache Rechnung getragen werden, dass die elektrische Seite ja nicht immer kurzgeschlossen sein wird. Für den jetzt betrachteten **2. Sonderfall** einer rein elektrischen Belastung wird die Beteiligung der mechanischen Seite durch die Bedingung $S = 0$ unterbunden. Dieser mechanische Kurzschluss, der auch "festgebremster Zustand" genannt wird, erfordert auf der mechanischen Seite **Formstarre**: Die relative Längenänderung (Dickenänderung) muss null sein. In Gedanken lässt sich dies mit einem unendlich steifen Kristall erreichen.

© M. Zollner 2006

Es ist üblich, diese mechanische Unverformbarkeit ($S = 0$) bei der Dielektrizitätskonstante ε durch ein hochgestelltes S zu kennzeichnen:

$$D_3 = Q/A = \varepsilon_{33}^S \cdot E_3 = \varepsilon_{33}^S \cdot U/l = C_K \cdot U/A \qquad \text{Kondensatorgleichung}$$

Zusammengefasst: Setzt man den Piezoeffekt durch mechanischen Kurzschluss außer Kraft, erhält man für statische elektrische Belastung in Richtung 3 eine **Kapazität** mit der Dielektrizitätskonstante ε_{33}^S, deren (rein elektrisches) Verhalten durch die Kondensatorgleichung beschrieben wird.

Im dritten und letzten Schritt werden nun die Sonderbedingungen der rein mechanischen bzw. rein elektrischen Belastung fallengelassen; jetzt entsteht **der allgemeine Betrieb** durch Überlagerung der beiden Sonderfälle. Der *ideale* piezoelektrische Wandlungsprozess (in **Abb. 6A.2** als Viereck dargestellt) verknüpft elektrische und mechanische Größen:

$$D' = S' \cdot e_{33} \qquad E' = T' / e_{33} \qquad \text{differentielle Wandlergleichungen}$$

Mit den in Abb. 6A.2 definierten Bezugspfeilen lauten die beiden Knotenbedingungen:

$$T' = T + T_s \qquad D' = D - D_\varepsilon \qquad \text{Knotengleichungen}$$

Die Zweipolgleichungen der Speicherelemente verknüpfen Fluss- und Potentialgröße:

$$T_s = S/s_{33}^E \qquad D_\varepsilon = E \cdot \varepsilon_{33}^S \qquad \text{Zweipolgleichungen}$$

Hieraus lässt sich das Gleichungssystem für den allgemeinen Betriebsfall ableiten:

$$\begin{aligned} D &= D_\varepsilon + D' = E \cdot \varepsilon_{33}^S + S \cdot e_{33} \\ T &= T' - T_s = E \cdot e_{33} - S/s_{33}^E \end{aligned} \qquad \begin{pmatrix} D \\ T \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{33}^S & e_{33} \\ e_{33} & -1/s_{33}^E \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E \\ S \end{pmatrix}$$

Die rechts angegebene Matrix bildet die beiden Potentialgrößen (E, S) auf die beiden Flussgrößen (D, T) ab. Sie kann als Leitwertmatrix interpretiert, und auf die Kettenmatrix umgeformt werden, wobei auch gleich neue Piezokoeffizienten (d, e, g, h) definiert werden:

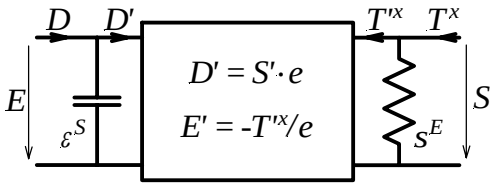
$$\begin{aligned} E &= S/(e_{33} \cdot s_{33}^E) + T/e_{33} \\ D &= S \cdot \left(e_{33} + \varepsilon_{33}^S/(e_{33} \cdot s_{33}^E)\right) + T \cdot \varepsilon_{33}^S/e_{33} \end{aligned} \qquad \begin{pmatrix} E \\ D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1/d & 1/e \\ 1/g & 1/h \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} S \\ T \end{pmatrix} = \mathbf{A} \cdot \begin{pmatrix} S \\ T \end{pmatrix}$$

$$d = e_{33} \cdot s_{33}^E; \qquad e = e_{33}; \qquad 1/g = e_{33} + \varepsilon_{33}^S/(e_{33} \cdot s_{33}^E); \qquad h = e_{33}/\varepsilon_{33}^S;$$

Die Kettenmatrix **A** verknüpft die beiden Vierpol-Eingangsgrößen (E, D) mit den beiden Ausgangsgrößen (S, T). Ihre Determinante [$\det(\mathbf{A}) = 1/dh - 1/ge = -1$] ist negativ, weil hierbei eine gyratorische Abbildung vorliegt: Der ideale Wandler bildet Potentialgrößen (E', S') auf Flussgrößen (D', T') ab [3]. Die hierbei spezifizierten Vorzeichen sind in Übereinstimmung mit der Vierpoltheorie, aber im Widerspruch zu den üblicherweise in Datenblättern angegebenen Piezo-Parametern, die auf einer alten IEEE-Empfehlung beruhen.

© M. Zollner 2006

Bei der in Datenblättern üblichen **Vorzeichendefinition** ergibt sich die Determinante der Kettenmatrix nicht gyratorspezifisch zu –1, sondern zu +1. Nun gibt es mehrere Möglichkeiten, bei der Kettenschaltung dreier Vierpole die Vorzeichen zu invertieren. Gut interpretierbar ist der Übergang von der technischen Zählpfeilrichtung (Kettenpfeile) zur symmetrischen Zählpfeilrichtung. Dies entspricht einfach einem Umdrehen der Kraftrichtung, deren Definition ja generell ein besonderes Augenmerk erfordert. Mit dem Umdrehen der Kraftrichtung ändert sich auch die Bezugsrichtung der flächenspezifischen Normalspannung T, deren umgedrehte Variante im Folgenden T^x heißt (Abb. 6A.3).



$$\begin{pmatrix} E \\ D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1/d & -1/e \\ 1/g & -1/h \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} S \\ T^x \end{pmatrix}$$

Abb. 6A.3: Der Piezokristall bei statischer Belastung. Ausgangs-Flusspfeile gegenüber Abb. 6A.2 umgedreht.

Das in **Abb. 6A.3** dargestellte Vierpolersatzschaltbild verwendet die symmetrische Zählpfeilrichtung (die in der Vierpoltheorie bei der **X**-, **Y**-, **H**- und **G**-Matrix üblich ist) zur Definition der Kettenmatrix. Unüblich, aber ein Weg, um Kompatibilität zu Datenblattkonventionen zu bekommen. Die Abbildungen lauten im Einzelnen:

$$\begin{pmatrix} E \\ D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \varepsilon_{33}^S & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E' \\ D' \end{pmatrix} \qquad \begin{pmatrix} E' \\ D' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -1/e \\ e & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} S' \\ T'^x \end{pmatrix} \qquad \begin{pmatrix} S' \\ T'^x \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/s_{33}^E & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} S \\ T^x \end{pmatrix}$$

Fasst man die drei Matrizen multiplikativ zu einer Gesamt-Matrix zusammen, erhält man:

$$\begin{pmatrix} E \\ D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \dfrac{1}{e_{33} s_{33}^E} & \dfrac{-1}{e_{33}} \\ \dfrac{\varepsilon_{33}^S}{e_{33} s_{33}^E} + e_{33} & \dfrac{-\varepsilon_{33}^S}{e_{33}} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} S \\ T^x \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1/d & -1/e \\ 1/g & -1/h \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} S \\ T^x \end{pmatrix} \Leftrightarrow \begin{pmatrix} D \\ T^x \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{33}^S & e_{33} \\ -e_{33} & 1/s_{33}^E \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E \\ S \end{pmatrix}$$

Bei dieser Darstellung ist die Determinante der Kettenmatrix +1, wie bei Datenblättern üblich. Die Piezo-Parameter können wie folgt umgerechnet werden:

$$d = e \cdot s^E = g \cdot \varepsilon^T; \qquad e = d/s^E = h \cdot \varepsilon^S; \qquad g = h \cdot s^D = d/\varepsilon^T; \qquad h = g \cdot c^D = e/\varepsilon^S;$$

$$s^E - s^D = d^2/\varepsilon^T = g^2 \cdot \varepsilon^T = d \cdot g; \qquad \varepsilon^T - \varepsilon^S = d^2/s^E = e^2 \cdot s^E = d \cdot e$$

Bei diesen Formeln bedeuten die hochgestellten Buchstaben Nullsetzen der jeweiligen Größe, also z.B. ε^T = Dielektrizitätskonstante bei nullgesetzter (mechanischer) Normalspannung T. Damit sind aber immer externe Größen gemeint: In Abb. 6A.3 also $T^x = 0$, und nicht $T'^x = 0$, bzw. $D = 0$, und nicht $D' = 0$. Bei den anderen beiden Signalgrößen ist diese Unterscheidung nicht nötig, wegen $E = E'$ und $S = S'$. Die tiefgesetzten Indizes sind mit anzugeben, wenn die räumliche Orientierung spezifiziert werden soll, z.B. d_{33} (Dickenschwinger), d_{15} (Dicken-Scherschwinger), d_{25} (Flächen-Scherschwinger).

© M. Zollner 2006

Neben der Systembeschreibung mit differentiellen (längen- und flächenbezogenen) Größen erfolgt auch eine integrale (makroskopische, globale) Darstellung, bei der *U*, *I*, *v*, *F* anstelle von *E*, *D*, *S*, *T* zur Anwendung kommen. Die elektrische Feldstärke *E* ist die längenspezifische elektrische Spannung *U*, die mechanische Spannung *T* ist die flächenspezifische Kraft *F*:

$$E = U/l \qquad T = F/A \qquad I = A \cdot j\omega D \qquad v = l \cdot j\omega S$$

Bei den anderen beiden Größen ist eine zeitliche Differentiation (bzw. Integration) erforderlich, die in der spektralen Darstellung einer Multiplikation mit (bzw. einer Division durch) $j\omega$ entspricht. Alle Signale sind – wie immer in der allgemeinen Signaltheorie – komplex; auf das Unterstreichen wird oft verzichtet:

$$I = dQ/dt \;\Leftrightarrow\; \underline{I} = A \cdot j\omega \underline{D} \qquad v = d\xi/dt = l \cdot dS/dt \;\Leftrightarrow\; \underline{v} = l \cdot j\omega \underline{S}$$

Die mikroskopische Beschreibung mit differentiellen Größen untersucht den statischen Belastungsfall (f = 0). Eine Schnelle (Schwinggeschwindigkeit) als Feldgröße wäre da aber wenig hilfreich, deshalb wird stattdessen ihr längenbezogenes Integral, die relative Verformung *S* verwendet. Entsprechend wird die Stromstärke *I*, die im statischen Lastfall null ist, durch ihr flächenbezogenes Integral, die Ladungsdichte (Verschiebungsdichte) *D* ersetzt. Für den praktischen Einsatz ist dieser statische Lastzustand allerdings weniger relevant: Die elektrischen Widerstände können nicht unendlich groß gemacht werden, deshalb fließt immer ein Strom, der zu Umladungsvorgängen führt. Aus diesem Grund wird in der Praxis meist mit *U*, *I*, *v*, *F* gerechnet. In integraler Schreibweise lauten die Gleichungen des idealen Piezowandlers:

$$F' = U' \cdot \alpha \qquad v' = I'/\alpha \qquad \alpha = eA/l \qquad \text{integrale Schreibweise}$$

Die Vorzeichen orientieren sich an Abb. 6A.2, sie entsprechen somit nicht den Datenblattkonventionen. Die Apostrophe bringen zum Ausdruck, dass der ideale Wandlungseffekt gemeint ist, ohne die Beteiligung mechanischer oder elektrischer Zweipole. In **Abb. 6A.4** ist ein Blockschaltbild dargestellt, das im Unterschied zu Abb. 6A.2 jetzt integrale Größen enthält. Die Zweipolparameter ändern sich entsprechend:

$$C^v = \frac{A \cdot \varepsilon^S}{l} \qquad n^U = \frac{l}{A \cdot s^E} \qquad C = Q/U \qquad n = \xi/F$$

Für den festgebremsten Fall (S = 0 bzw. v = 0) wird aus der Dielektrizitätskonstante ε^S die Kapazität C^v, für den Kurzschlussfall (E = 0 bzw. U = 0) wird aus dem Elastizitätskoeffizient s^E die Feder-Nachgiebigkeit n^U.

Cave: s^E bezeichnet in diesem Kapitel nicht die Steifigkeit (= Kraft / Auslenkung) , sondern den Elastizitätskoeffizient (= 1 / Elastizitätsmodul)!

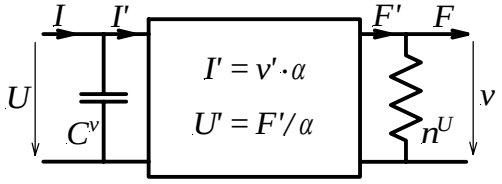


Abb. 6A.4: Blockschaltbild des Piezowandlers. Die im Bild angegebene Kapazität ist die Kristallkapazität aus Abb. 6.1 ($C^v = C_K$), die angegebene Nachgiebigkeit ist reziprok zur Kristallsteifigkeit: $n^U = 1 / s_K$.

© M. Zollner 2006

7. Hals und Korpus

"*Für alle, die neu in der Materie sind: Der Hals ist dieses lange, dünne Ding, an dem der Rest der Gitarre befestigt ist*". Ja, so kann man das auf den Punkt bringen, da besteht Einigkeit mit P. Day. Der Rest, also der Korpus, wird etwas später analysiert, zunächst geht's um dieses lange dünne Ding:

7.1 Der Gitarrenhals

Der Gitarrenhals (engl. NECK) hat zwei Hauptfunktionen: Er bildet mit seinem Griffbrett eine Plattform für das Greifen der Saiten, und er nimmt die Saitenzugkräfte auf. Bei mitteldicken Saiten entsteht eine Zugkraft von 700 N, bei dicken Saiten sogar bis zu 850 N. Dies entspricht immerhin dem Gewicht eines Menschen (71 bzw. 87 kg). Damit sich der Hals unter dieser Belastung nicht krümmt, wird er im Innern von einem längs verlaufenden, schwach gebogenen **Stahlstab** (engl. TRUSS-ROD) versteift. An einer Seite endet der Stahlstab in einer von außen zugänglichen Mutter, mit der seine wirksame Länge, und damit die Halskrümmung, eingestellt werden kann. Veränderungen sollten nur bei ausreichender Erfahrung vorgenommen werden, der Stahlstab kann abreißen. Es gibt schlecht gelagerte Stahlstäbe, die ein Eigenleben entwickeln und zu schnarren beginnen. Das Problem bereitet nicht das leise Störgeräusch, sondern die Tatsache, dass hierbei Schwingungsenergie vernichtet (dissipiert) wird.

Die saitenzugewandte Seite des Halses bildet das aufgeleimte, ca. 3 – 5 mm dicke **Griffbrett** (FRETBOARD, FINGERBOARD). Bei Fender wird der Hals traditionell aus **Ahorn** (engl. MAPLE) gefertigt, das Griffbrett aus **Palisander** (ROSEWOOD). Es gibt aber auch Hälse ohne eigenes Griffbrett, die Bundstäbchen stecken dann direkt im Ahornhals (ONE PIECE MAPLE NECK), sowie Ahornhälse mit Ahorngriffbrett (MAPLE CAP NECK). Gibson, der andere große Gitarrenbauer, stellt den Hals traditionell aus **Mahagoni** (engl. MAHOGANY) her, das Griffbrett aus Palisander (ROSEWOOD) oder **Ebenholz** (EBONY). Daneben gibt es von vielen Herstellern Spezialanfertigungen und Sondermodelle (Custom Design, Custom Shop Model, Signature Model, Artist Model, etc.), sowie Hälse aus alternativen Materialien (Kohlefaser, Aluminium, Nussbaum, exotische Harthölzer, u.v.a.m.).

Bei Hälsen mit eigenem Griffbrett kann der Stahlstab von vorne eingesetzt werden, bei Hälsen ohne Griffbrett ist dies nicht möglich. Hier wird an der Halsrückseite eine Nut (Rille) gefräst, die nach dem Einlegen des Stahlstabes mit z.B. Nussbaumholz verschlossen wird. Es werden aber auch Gitarrenhälse *mit* Griffbrett angeboten, deren Stahlstab auf diese Weise von hinten montiert ist. Neben dem dekorativen Aussehen argumentieren die Hersteller dabei vor allem mit Klangverbesserungen.

Gitarrentypen, die über viele Jahre (Jahrzehnte) gebaut werden, sind nicht zwingend immer gleich aufgebaut. Selbst die Gibson Les Paul, der Mahagonihals-Prototyp, wurde 1976 mit Ahornhals gefertigt [13]. Auch der Halsaufbau war Änderungen unterworfen: Ursprünglich einteilig, aber zwischenzeitlich auch dreiteilig. Dem einteiligen Hals wird manchmal der bessere Klang zugesprochen, dem mehrteiligen Hals die höhere Formbeständigkeit. Derartige Urteile sind aber mit Vorsicht zu verwerten, es gibt auch unverzogene einteilige und gutklingende mehrteilige Hälse.

Am oberen Halsende, der sog. Kopfplatte (HEADSTOCK oder PEGHEAD), sitzen die 6 Wirbel, hier zumeist 'Mechaniken' genannt (MACHINE HEADS, TUNER), an denen die Saiten aufgewickelt werden; sie laufen über den **Sattel** zum Steg. Damit die Saiten fest auf dem Sattel aufliegen, ist die Kopfplatte etwas nach hinten versetzt oder geneigt. Hierdurch werden die Saiten um typisch 5 – 15° geknickt, die Auflagekraft beträgt damit 9 – 26% der Spannkraft.

Ein Knickwinkel von 15° ist sicher ausreichend und garantiert einen festen Saite/Sattel-Kontakt, hingegen sind 5° relativ wenig. Aus diesem Grund montieren viele Hersteller zwischen Wirbel und Sattel kleine T-förmige **Saiten-Niederhalter** (STRING-TREE), die für einzelne Saiten den Knickwinkel erhöhen. Hierbei muss immer ein Kompromiss zwischen gutem Kontakt und geringer Reibung gefunden werden. Unterstützend wirken auch sog. STAGGERED MACHINES. Die Übersetzung ins Deutsche könnte 'Wirbel mit gestaffelter Länge' lauten, der Begriff wird aber nur englisch gebraucht.

Am der Kopfplatte entgegengesetzten Ende ist der Hals mit dem Korpus verbunden. Üblich sind Schraub- oder Leimverbindungen (BOLT-ON-NECK, SET-NECK). Da der Hals (über den Sattel) und der Korpus (über den Steg) zu Schwingungen angeregt werden, darf die Verbindungsstelle zwischen beiden keine nennenswerte Schwingungsenergie dissipieren. Deshalb ist dieser Stelle höchste Aufmerksamkeit zu widmen. Zusätzlich sind mechanische Stabilitätsforderungen zu berücksichtigen. Um diese systemimmanente Schwachstelle zu entschärfen, haben einige Gitarren einen von der Kopfplatte bis zum Gurtpin durchgehenden Hals, an den die seitlichen Korpus-"Ohren" angeklebt sind. Eine gute Lösung – solange der Hals nicht abbricht. In diesem Fall wäre ein angeschraubter Hals besser, weil leichter austauschbar.

Bei teueren Gitarren ist häufig (aber nicht immer) der Hals 'eingefasst'. Die Einfassung, die englisch **'Binding'** genannt wird, ist ein schmaler Zierstreifen, der an beiden seitlichen Griffbretträndern den Hals entlang läuft. Bei mehrlagiger Einfassung wird auch von **'Purfling'** gesprochen. Einfassungen werten das Aussehen einer Gitarre auf; ihre Auswirkungen auf den Klang sind mit sehr großer Wahrscheinlichkeit vernachlässigbar. Messungen hierzu wurden aber nicht durchgeführt.

Der Hals ist an der Vorderseite (Saitenseite) in Querrichtung leicht konvex geformt, an der Rückseite halbrund (**Abb. 7.1**). Der Querschnitt ist V-förmig, U-förmig, D-förmig, C-förmig, oder was sich das Marketing sonst noch für Bezeichnungen einfallen lies. Objektive Kriterien für gute oder schlechte Halsformen sind nur im Grenzbereich aufstellbar, letztlich entscheidet jeder Gitarrist ganz individuell, ob ihm das Spielgefühl zusagt oder nicht. Wird der Daumen hinter dem Hals platziert, wie das die klassische Gitarrenschule lehrt, kommen V-Profile eher nicht in Frage – diese eignen sich hingegen für Spieler, deren Daumen den ganzen Halsumfang umfasst und über das Griffbrett hinausragt.

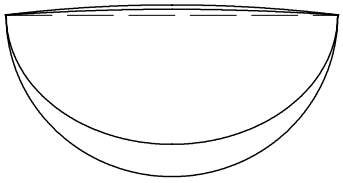
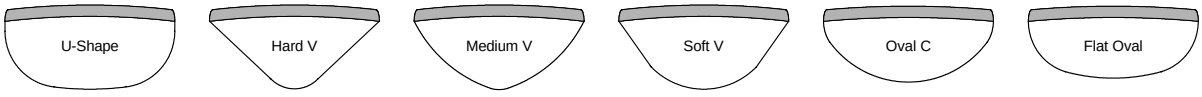


Abb. 7.1: Halbrundes Halsprofil mit unterschiedlichem Griffbrettradius (7" bzw. 12") und unterschiedlicher Halsdicke (18 bzw. 23 mm). Die unteren Bilder zeigen unterschiedliche Profilquerschnittsformen [Fender USA].



Für dickere Hälse	Sonderanfertigung	Klassisches V, Blues, Country	Kompromiss-V,	Universalform	Moderne Form, für flache Hälse

© M.Zollner 2004

Die **Griffbrett-Verrundung** gibt man als Radius des querstehenden Berührkreises an. Ein stärker verrundetes Griffbrett (= kleinerer Radius) stimmt besser mit der Krümmung der Finger überein und erleichtert das Akkordspiel, eine schwächere Verrundung erlaubt leichteres (Quer-) Ziehen der Saiten. Was als optimale Verrundung angesehen wird, ist letztlich eine subjektive Entscheidung; die Gitarren-Hersteller bieten Standard-Radien ab 7,25" (18,4 cm, z.B. Fender Vintage), über 12" (30,5 cm, z.B. Gibson) bis zu mehr als 16" (40,6 cm) an. Vereinzelt sind auch Griffbretter mit "Compound-Radien" zu finden; der Radius ändert sich hierbei längs des Halses von z.B. 11" – 14".

Die **Halsdicke** wird am 1. und am 12. Bund spezifiziert, zusammen mit der Querschnittsform. Es gibt schlanke Hälse, deren Dicke von 1,8 – 2,0 cm ansteigt, und 'Prügel' mit 2,3 – 2,5 cm (oder mehr). Bereits sehr geringe Unterschiede werden von den Fingern wahrgenommen. Die **Halsbreite** ist ebenfalls nicht einheitlich. Sie variiert am Sattel zwischen 1 5/8" und 1 7/8", das entspricht 4,1 – 4,8 cm. Schmale Hälse sind bei kurzen Fingern vorteilhaft, erfordern aber ein präziseres Greifen. Zu hohen Lagen hin wird jeder Hals breiter, am 12. Bund misst die Breite typischerweise zwischen 5,1 – 5,5 cm. Alle Maße gelten für 6-saitige Gitarren; bei den 7- und 12-saitigen beträgt die Halsbreite am 1. Bund ca. 4,8 cm.

Die Querschnittsbilder in Abb. 7.1 zeigen die Querverrundung des Griffbretts, das aber nicht als Zylindermantel verstanden werden darf, denn auch in Längsrichtung ist eine leicht konkave Krümmung vorhanden: Drückt man eine Saite gleichzeitig am ersten und letzten Bund auf das Griffbrett, so liegt die Saite im dazwischenliegenden Bereich nicht auf den Bünden auf, sondern hält einige Zehntel Millimeter Abstand. Kleine Unstimmigkeiten können durch Schleifen der Bünde und/oder Nachstellen des Stahlstabes korrigiert werden, bei größeren muss das Griffbrett abgeschliffen (abgezogen) und neu bundiert werden – eine Arbeit für den Gitarrenbauer, nicht für den Heimwerker.

Der Hals hat beim Gitarrespiel eine zentrale Bedeutung, ist er doch Schnittstelle (Interface) zwischen Musiker und Instrument. Ein **verzogener Hals** erschwert das Spielen oder macht es sogar unmöglich. *Verzogen* bedeutet, dass die Griffbrettoberfläche von ihrer optimalen Form abweicht (**Abb. 7.2**). Ein verdrehter Hals (rechtes Bild) führt häufig dazu, die Gitarre ihrer Endlagerstätte zuzuführen; in seltenen Ausnahmefällen ist er jedoch Ausdruck ungewöhnlicher Gitarrenbaukunst (Lace-Gitarren).

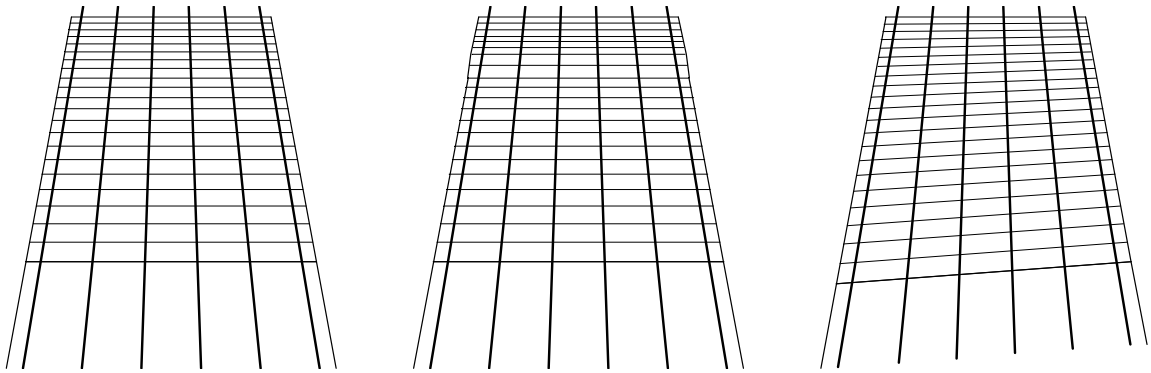


Abb. 7.2: Bundiertes Griffbrett (schematisch), von der Kopfplatte aus gesehen. Der links dargestellt Hals ist in Ordnung, die beiden anderen sind verworfen bzw. verdreht.

© M.Zollner 2004

7.2 Bünde

7.2.1 Bundpositionen

Der rechtshändige Gitarrist verändert die Länge der schwingenden Saite durch 'Greifen' mit der linken Hand. (Andere Greif- und Spieltechniken sind möglich). Er drückt hierzu die zu spielende Saite mit dem Finger gegen den Hals, bis sie Kontakt mit dem **Bund**[♣] (auch Bundstäbchen, engl. FRET) bekommt. Bünde sind Metalldrähte mit T-förmigem Profil (**Abb. 7.3**), die quer zur Saitenrichtung in Griffbrettkerben eingesetzt sind. Ihr oberer, aus dem Griffbrett herausragender Teil ist verrundet, ihr unterer, im Griffbrett steckender Teil ist als Widerhaken ausgeführt, damit der Bund fest sitzt. Bünde erleichtern dem Gitarrist das saubere Intonieren (Tonhöhe definieren): Die Länge der schwingenden Saite kann nicht kontinuierlich abgegriffen werden, sondern nur in diskreten Intervallen. In erster Näherung ist es unbedeutend, an welchem Ort zwischen zwei benachbarten Bünden der Finger aufgesetzt wird; der für die Saite wichtige Kontakt entsteht am Bund. Bei genauer Betrachtung stellt man allerdings fest, dass speziell bei hohen (weit herausragenden) Bünden Kraft und Position des Fingers doch eine kleine Auswirkung auf die Tonhöhe haben können (s.a. Abb. 7.5).

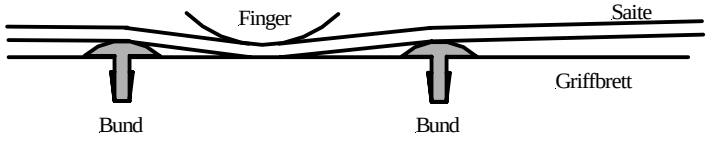


Abb. 7.3: Hals im Längsschnitt. Der Finger drückt die Saite im Normalfall nicht ganz bis zum Griffbrett durch.

Die *leere Saite* liegt am Sattel und am Steg auf. Ihre Länge (die **Mensur**, engl. SCALE) beträgt 24" – 25.5", also 61 – 65 cm. Aber auch Gitarren mit längerer Mensur (Bariton-Gitarre, LONG NECK GUITAR) sowie kürzerer Mensur (3/4-Gitarre) sind gebräuchlich. Elektrogitarren haben zumeist 21 – 24 Bünde, Sattel und Steg nicht mitgezählt. Die Länge des bundierten Halses, also die Griffbrettlänge, beträgt somit ca. 3/4 der Mensur. Bei einigen Gitarren liegen die Saiten nicht direkt im Sattel auf dem Griffbrett auf, sondern in einem direkt davor liegenden sog. **0-ten Bund**. Damit hat die Saite immer mit demselben Material Kontakt, egal ob sie leer gespielt oder gegriffen wird. Nachteilig macht sich dabei aber die höhere Reibung bemerkbar: Beim Stimmen sollte die Saite möglichst reibungsfrei in Längsrichtung über den Sattel bzw. über den 0-Bund gleiten können. Ist die Reibung zu groß, entsteht unerwünschte Hysterese.

Bei den **Bundabständen** findet man einen Unterschied zwischen einfacher Theorie und Wirklichkeit. Für eine vereinfachte Berechnung werden die Saite und deren Lager ideal angenommen. Die Gitarre ist temperiert gestimmt, ihre Halbtonintervalle betragen einheitlich ca. 6%:

$$I_H = \sqrt[12]{2} = 1{,}05946 \qquad \text{Halbtonintervall}$$

Bereits durch diese Entscheidung sind grundlegende Abweichungen von der reinen Stimmung definiert, die z.B. bei der kleinen Terz –0,9% und bei der großen Terz +0,8% betragen. Die reine Stimmung ist allerdings nicht das gewünschte Ideal (Kap. 8.1), die (gleichschwebend) temperierte Stimmung wird heute als Standard verwendet. Die Reziprozität zwischen Saitenlänge und Grundfrequenz ergibt für die Bundabstände eine geometrische Folge. Wenn der Abstand zwischen Sattel und 1. Bund ΔB beträgt, dann ist der Abstand zwischen n-tem Bund und (n+1)-tem Bund $\Delta B / I_H{}^n$. Der Bundabstand verringert sich somit vom Sattel zum Steg (**Abb. 7.4**), gleichzeitig vergrößern sich Halsbreite und damit Bundlänge.

[♣] Gelegentlich wird auch die Fläche zwischen zwei Bundstäbchen als Bund bezeichnet.

© M.Zollner 2004

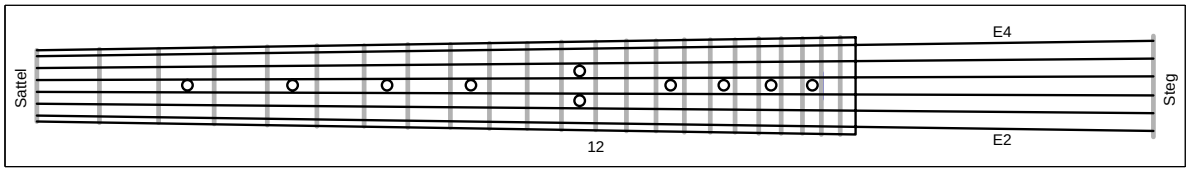


Abb. 7.4: Bundierter Hals (22 Bünde) mit Saiten und Steg. E_2 = tiefe E-Saite (beim Daumen), E_4 = hohe E-Saite. Die Oktave zur leeren Saite wird am 12. Bund bei halber Saitenlänge gegriffen. Der Verlauf der Saiten über den Sattel hinaus zur 'Kopfplatte' ist nicht gezeichnet.

Die o.a. Berechnung berücksichtigt aber nicht, dass sich die Saitenspannkraft beim Niederdrücken (Greifen) erhöht, woraus eine zusätzliche Tonhöhenänderung resultiert. Wenn eine Saite beispielsweise am 12. Bund gedrückt wird, so sollte sich eigentlich ihre Grundfrequenz verdoppeln. Das Niederdrücken bewirkt aber eine minimale Verlängerung der Saite, und diese bewirkt eine zusätzliche Frequenzerhöhung. Dass die Frequenz der verlängerten Saite höher und nicht niedriger wird, liegt an der (gegenüber der Längenänderung) dominanten Spannkraftänderung.

Bei den folgenden Berechnungen ist zwischen der Saitenlänge L und der Längenänderung ΔL zu unterscheiden; die Längenänderung ΔL wird **Dehnung ξ** genannt. Eine Saite, die im ungespannten Zustand die Länge L aufweist (Mensur + Reststücke♣ bis zur Saitenbefestigung), wird durch die Spannkraft Ψ auf die neue Länge $L+\xi$ gedehnt. Je stärker die Saite gedehnt wird, desto höher ist bei fester Mensur M die Grundfrequenz f_G.

$$\xi = \frac{4\bar{\rho} L}{E} \cdot \left(\frac{f_G \cdot M}{\kappa} \right)^2 \qquad \text{Dehnung } \xi$$

$\bar{\rho}$ ist die mittlere Dichte (Anhang), E = Elastizitätsmodul, κ = Kern- / Außendurchmesser. Bei umsponnenen Saiten ist der E-Modul des Kerns anzusetzen, κ liegt zwischen 0,3 und 0,6. Die E_4-Saite muss um 5,3 mm gedehnt werden (Normalstimmung, L = 77 cm), die E_2-Saite um 1,7 mm (κ = 0,42). Man sieht, dass die Dehnung vom Quadrat der Grundfrequenz f_G abhängt, bzw. dass die Grundfrequenz proportional zur Wurzel aus der Dehnung verläuft. Aus dem Differentialquotient der Kurve erhält man die Abhängigkeit der relativen Änderungen:

$$\frac{\Delta f_G}{f_G} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta \xi}{\xi} \qquad \text{relative Frequenzänderung}$$

Die relative Frequenzänderung ist halb so groß wie die relative Dehnungsänderung. Wohlgemerkt: Es geht nicht um relative Längenänderungen! Wenn die Saite beim Niederdrücken am 12. Bund beispielsweise um 0,02 mm länger wird, so ändert sich ihre *Länge* um 0,026‰; dies ist nicht gemeint. Die *Dehnung* ändert sich um 3,8‰ (E_4), bzw. um 11,8‰ (E_2) – und dieser Unterschied macht Probleme. Selbst wenn die E_2- und die E_4-Saite gleich weit niedergedrückt werden, **verstimmt** sich die E_2-Saite deutlich mehr. In der Praxis gibt man aber der E_2-Saite einen größeren Abstand zum Griffbrett (2 – 3 mm lichte Weite am 12. Bund) als der E_4-Saite (1 – 1,5 mm). Damit ist die Frequenzerhöhung bei der E_4-Saite praktisch vernachlässigbar, bei der E_2-Saite hingegen zu groß: 0,5·11,8‰ entspricht 10 cent.

♣ Hierbei ist die in Sattel und Steg auftretende Reibung zu berücksichtigen. Bei hoher Reibung gilt $L = M$.

© M.Zollner 2004

Zur Korrektur dieses Frequenzfehlers könnte man die Bünde schräg einbauen. Von exotischen Konstruktionen abgesehen wird das aber nicht gemacht. Statt dessen baut man den Steg leicht schräg ein: Sein E_4-Auflagepunkt ist vom Sattel genau doppelt so weit weg wie der 12. Bund, sein E_2-Auflagepunkt ist allerdings um einige Millimeter zurück versetzt (= längere Saite). Wie viel hier korrigiert werden muss, hängt von den Saiten, den Lagern und der **Saitenlage** (lichte Weite zum Griffbrett) ab. Bei Nylonsaiten ist wegen des kleineren *E*-Moduls praktisch keine Korrektur erforderlich, bei Westerngitarren findet man häufig 3 mm (E_2), bei der typischen Elektrogitarre können Verschiebungen von bis zu 6 mm (E_2) nötig werden.

Wie oben gezeigt, hängt diese **Stegverschiebung** nicht nur von der Grundfrequenz, sondern auch von der Art der Umspinnung ab. E_2-, A- und D-Saite sind umsponnen, H- und E_4-Saite sind es nicht, die G-Saite kann es sein. Die individuellen Saitendaten erfordern eine saitenspezifische Verschiebung der Stegauflage. Viele Elektrogitarren haben deshalb einen Steg mit einzelnen Böckchen (auch Reiter genannt), die man über kleine Schrauben **justieren** kann. Wenn neue Saiten aufgezogen wurden, schlägt man einen Flageolett-Ton an (Saite beim Anzupfen zusätzlich genau bei halber Länge ganz leicht berühren) und justiert die Stegauflage so, dass die am 12. Bund durch Niederdrücken gespielte Oktave die gleiche Tonhöhe produziert wie dieser Flageolett-Ton. Manchmal müssen sich auch zwei benachbarte Saiten ein gemeinsames Böckchen teilen; dann sind Kompromisse bei der Bundreinheit erforderlich.

Welchen Einfluss die **Gesamtlänge** der Saite hat, soll an einem speziellen Beispiel dargestellt werden: Bei einigen Gitarren läuft die Saite jenseits von Steg und Sattel bis zu ihrer Befestigung noch über eine lange Distanz; in Extremfällen können da als Summe beider Seiten bis zu 25 cm dazukommen. Bei Gitarren mit Klemmsattel sind hingegen frei bewegliche Saitenlänge und Mensur praktisch identisch. Unter ansonsten gleichen Bedingungen unterscheiden sich in diesem Fall die Dehnungen um den Faktor 88/63 = 1,4. Die beim Niederdrücken der Saite entstehende (absolute) Dehnungs*änderung* ist aber nur von der Mensur und dem Saite-Bund-Abstand abhängig, nicht von der Gesamtlänge. Dies bedeutet: Je länger die Saite jenseits von Steg und Sattel ungehindert weiterlaufen kann, desto weniger verstimmt sie sich beim Niederdrücken♣. Im Beispiel ist die relative Dehnungsänderung (und damit die Verstimmung) der festgeklemmten Saite 1,4 mal so groß wie die der nicht festgeklemmten Saite. Dies ist zu berücksichtigen, falls eine Gitarre auf Klemmsattel umgerüstet werden soll.

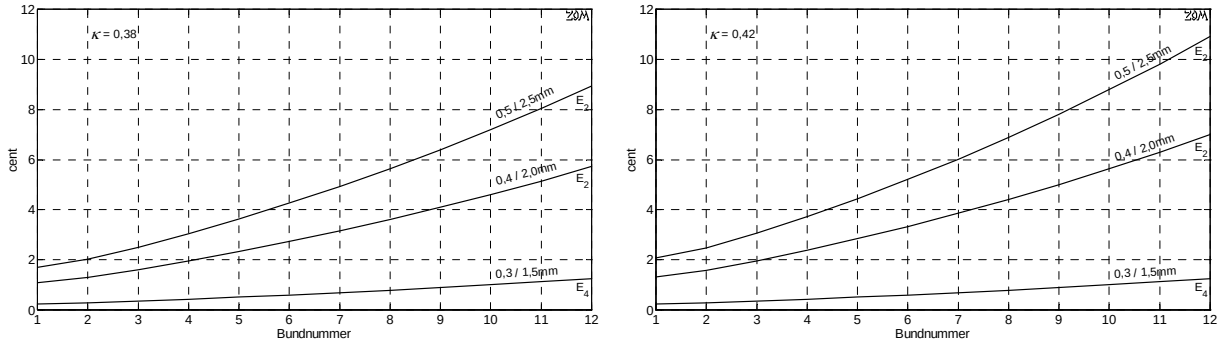


Abb. 7.5: Relative Verstimmung durch Herabdrücken der Saite auf den Bund. Mensur: M = 0,625m; L = 0,72m. Saite-Bund-Abstand (1.Bd. / 12.Bd.) = 0,3 / 1,5mm (E_4); 0,4 / 2,0mm (E_2); 0,5 / 2,5mm (E_2).
Linkes Bild: Kern- / Außendurchmesser = κ = 0.38. Rechtes Bild: κ = 0.42. Stegposition nicht korrigiert.

♣ Wäre die Saite durch ein Gewicht gespannt, so würde sich die Zugspannung beim Niederdrücken überhaupt nicht ändern, die Verstimmung wäre vernachlässigbar (nur minimale Längenänderung).

© M.Zollner 2004

Mit dem Schrägstellen des Steges lassen sich die o.g. Probleme dahingehend beheben, dass die Oktave (12. Bund) ohne Verstimmung spielbar ist. Dies bedeutet nun aber noch nicht, dass damit auch alle anderen Bünde korrekt intonierbar sind. **Abb. 7.5** zeigt die beim Niederdrücken der Saite entstehenden relativen Verstimmungen – zunächst ohne schräg gestellten Steg. Hierzu wurde angenommen, dass der Saite-Bund-Abstand (die Saitenlage) linear zwischen 1. und 12. Bund anwächst; für die tiefe E-Saite sind zwei verschiedene Fälle berechnet. Im linken Bild beträgt das Verhältnis von Kern- zu Außendurchmesser κ = 0,38, im rechten Bild 0,42. Ein kleinerer Kerndurchmesser ergibt eine kleinere Verstimmung, erhöht aber die Gefahr des Saitenbruchs.

Im linken Bild von **Abb. 7.6** wurde der Steg schräg gestellt. Die Änderung für die E_4-Saite ist sehr gering (0,5mm), für die beiden Fälle der E_2-Saite sind 2,5 bzw. 3,9 mm erforderlich. Damit ist bereits eine gute Lösung erreicht, Verstimungen um 1 cent müssen eigentlich nicht mehr korrigiert werden. Verschiebt man nicht nur den Steg, sondern zusätzlich auch noch den Sattel (in Richtung zum Steg), so ist eine weitere Verbesserung erreichbar (rechtes Bild). Genauigkeiten von 0,1 cent (0,006%) sind aber nur noch von theoretischem Interesse. Bei diesen Berechnungen wurde zugrunde gelegt, dass die Saite vom Sattel in einer geraden Linie zum Bundkopf läuft, und von dort weiter zum Steg. Da beim Spielen der Finger der Greifhand aber keinen Linienkontakt herstellt, sondern die Saite hinter♣ dem Bund niederdrückt, entsteht eine zusätzliche Saitenverlängerung; die nötige Sattelverschiebung wird dadurch größer.

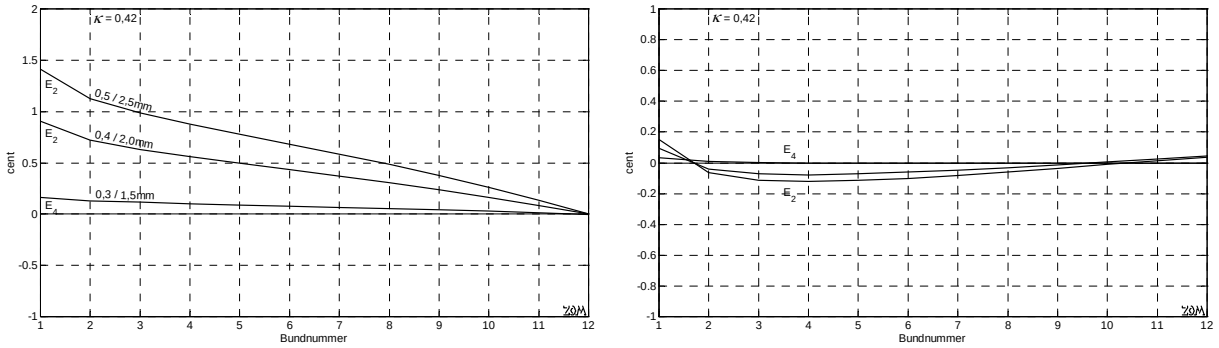


Abb. 7.6: Daten wie in Abb. 7.5, jedoch κ = 0.42 (unverändert). Im linken Bild wurde nur der Steg verschoben, im rechten Bild zusätzlich der Sattel. Für die E_4-Saite ist die errechnete Sattelverschiebung mit 0,05 mm irrelevant, für die E_2-Saite errechnen sich 0,3 bzw. 0,5 mm (nur Linienkontakt am Bundkopf).

Zusammengefasst ergibt sich folgende Konstruktionsvorschrift: Zuerst wird die theoretische Mensur *M* festgelegt, z.B. 625 mm. Der Abstand zwischen Sattel (0. Bund) und 1. Bund errechnet sich daraus zu: $M \cdot \left(1-\sqrt[12]{0,5}\right) = M / 17,817$. Den Abstand zwischen dem *n*-ten und (*n*+1)-ten Bund erhält man, indem man den Abstand zwischen dem *n*-ten Bund und dem Stegsattel durch 17,817 teilt. Oder: der *n*-te Bund liegt $M / 1{,}05946^n$ vom Steg entfernt. Nun wird der Sattel leicht schräg gestellt: Seine Position unter der E_4-Saite bleibt unverändert, unter der E_2-Saite wird er um ca. 1 mm in Richtung Steg verschoben. Danach wird der Stegauflagepunkt so verschoben, dass am 12. Bund eine exakte Oktave gespielt werden kann. Mit diesen Einstellungen sollte jede Saite gleichschwebend temperiert gestimmt sein. Eine zusätzliche Kontrolle mit Messgerät oder Gehör ist anzuraten, ggf. sind kleine Modifikationen nötig.

♣ "hinter" bedeutet: In Richtung Kopfplatte.

© M.Zollner 2004

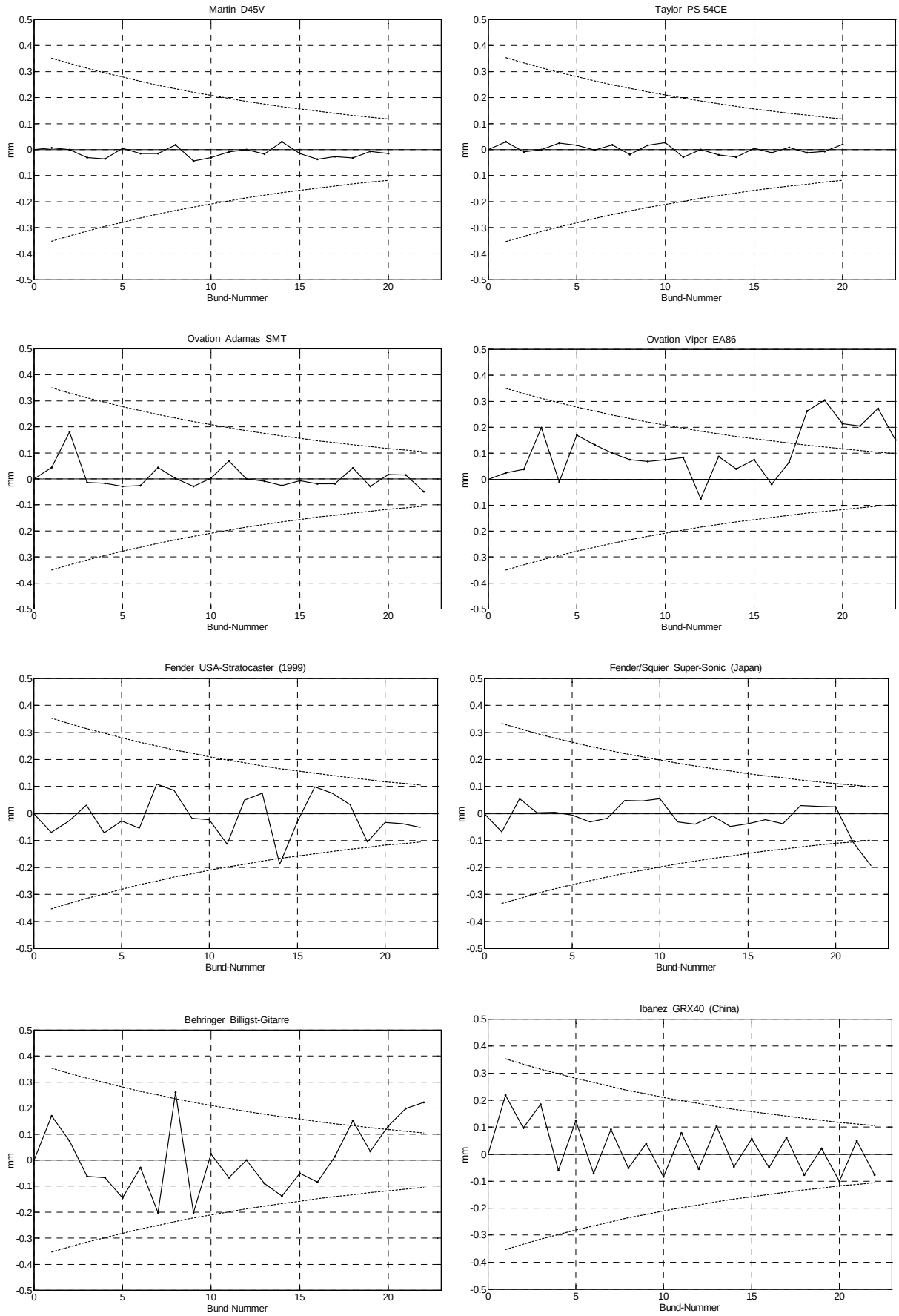
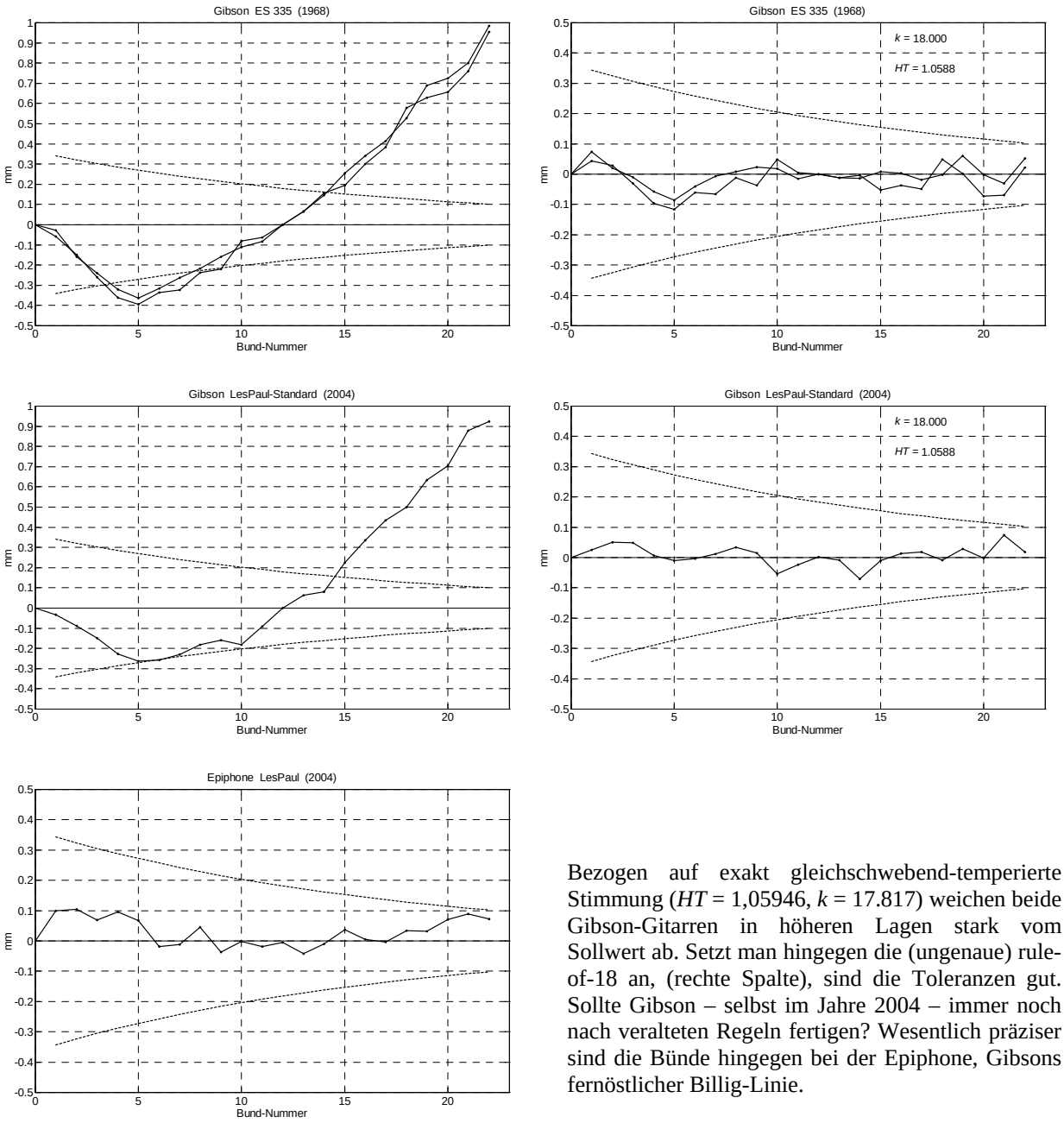


Abb. 7.7a: Abweichung der gemessenen Bundposition von der theoretischen Position. Messtoleranz ± 0,05mm. Die gestrichelt gezeichneten Grenzlinien kennzeichnen Tonhöhenabweichungen von ± 1 cent.

© M.Zollner 2004



Bezogen auf exakt gleichschwebend-temperierte Stimmung (*HT* = 1,05946, *k* = 17.817) weichen beide Gibson-Gitarren in höheren Lagen stark vom Sollwert ab. Setzt man hingegen die (ungenaue) rule-of-18 an, (rechte Spalte), sind die Toleranzen gut. Sollte Gibson – selbst im Jahre 2004 – immer noch nach veralteten Regeln fertigen? Wesentlich präziser sind die Bünde hingegen bei der Epiphone, Gibsons fernöstlicher Billig-Linie.

Abb. 7.7b: Abweichung der gemessenen Bundposition von der theoretischen Position. Messtoleranz ± 0,05mm. Die gestrichelt gezeichneten Grenzlinien kennzeichnen Tonhöhenabweichungen von ± 1 cent.

In **Abb. 7.7** sind die gemessenen Bundpositionen einiger Gitarren dargestellt. Da Bundstäbchen verrundete Metalldrähte, und keine Endmaße sind, ist ihre exakte Position nur ungefähr bestimmbar; die Messunsicherheit beträgt ca. ± 0,05 mm. Bei Taylor und Martin erkennt man eine vorbildliche Genauigkeit, bei den anderen Gitarren sind die Abweichungen zwar größer, aber immer noch gut akzeptabel – lediglich Gibson fällt aus dem Rahmen. Interessant sind die beiden Fender-Gitarren: Die japanische "Billig"-Produktion ist keinesfalls weniger präzis als die amerikanische – ganz im Gegenteil. Für alle Abbildungen wurden Mensur und Sattelposition so festgelegt, dass sich ein optimaler Verlauf ergab. Die effektive Saiten-Auflageposition ist nämlich nur sehr schwer bestimmbar (Kerben-Verrundung, Saiten-Biegesteifigkeit).

© M.Zollner 2004

7.2.2 Bundmaterialien

Das am häufigsten verwendete Bundmaterial ist **Neusilber** (GERMAN SILVER, NICKEL SILVER, ARGENTAN, ALPAKKA[§]). Das Edelmetall Silber ist hierin allerdings nicht, bzw. nur in Spuren, enthalten. Neusilber ist eine Sammelbezeichnung für Kupfer/Nickel/Zink-Legierungen, die man auch 'hochnickellegiertes Sondermessing' nennen könnte. Die reine Kupfer/Zink-Legierung wird **Messing** (engl. BRASS) genannt, auch das kommt als Bundmaterial zum Einsatz, wenngleich selten. Kupfer alleine ist von rötlicher Farbe, Zinkzusatz ergibt gelbliche Farbtöne, Nickel verschiebt die Farbe über grünlich zu silberweiß – daher der Name Neusilber. Nickel- und Zinkzusatz erhöhen aber vor allem die Härte, und die sollte hoch sein, weil sich durch den Kontakt mit den Stahlsaiten die Bünde beim Spielen abschleifen. Nickel erhöht außerdem die Anlauf- und Korrosionsbeständigkeit. Der für silberweiße Farbe erforderliche hohe Nickelgehalt von >30% ist bei Gitarrenbünden allerdings nicht zu finden; üblich sind 12% Nickelzusatz (akustische Konzert-Gitarre) oder 18% Nickelzusatz (E-Gitarre).

Durch den direkten Saitenkontakt kommt den Bünden eine klangbestimmende Funktion zu. Deshalb gibt es die unterschiedlichsten Materialien und Formen. Neben Neusilber und Messing ist noch **Glockenbronze** (engl. BELL BRASS) zu nennen. Auch das ist eine Kupfer-Legierung, allerdings nicht mit Zink-, sondern mit Zinn-Zusatz. Die silberweiße Glockenbronze enthält ca. 77 – 80% Kupfer, der Rest ist Zinn. Gegenüber Neusilber ist die Korrosionsneigung etwas größer, was aber in der Regel keine Probleme bereitet. Obwohl Zinn ein weiches Metall ist, erreichen Cu/Sn-Legierungen eine ähnliche Härte wie Neusilber.

Die für den Gitarrist sichtbaren **Abmessungen** sind Breite und Höhe des Bundkopfes. Kleine Bünde, die häufig bei Vintage-Gitarren zu finden sind, liegen in ihrer Breite zwischen 1 und 1,7 mm, die Höhe liegt zwischen 0,6 und 0,8 mm (Small Frets). Mittelgroße Bünde bringen es auf B = 1,8 – 2,6 mm, H = 0,7 – 1,1 mm (Medium Frets), große Bünde auf B = 2,6 – 3 mm, H = 0,9 – 1,5 mm (Jumbo Frets).

Der **Sattel** (engl. NUT) wird aus Knochen oder einem speziellen, reibungsarmen Kunststoff hergestellt, gelegentlich auch aus Metall. Der Herstellerphantasie sind bei der Namensgebung keine Grenzen gesetzt: Vintage Bone, Bonoid, Ebonol, Graphite, Graph Tech, TUSQ, um nur einige zu nennen. Auf Reibungsarmut wird deshalb so großer Wert gelegt, weil die Saite beim Stimmen und Ziehen hysteresefrei durch den Sattel rutschen muss. Haftreibung verhindert bis zu einem gewissen Grad das Nachrutschen und schafft einen Indifferenzbereich. Besonders niedrige Reibung versprechen Rollensättel; sie sind aber breiter als normale Sättel und nicht problemlos als Ersatz einbaubar. Die Saite sollte fest und doch reibungsarm in der Sattelkerbe liegen. Gut geeignet sind V-förmige Sattelkerben, die zur Kopfplatte hin eine kleine Auflagefläche gewähren und zur Halsseite hin abrupt enden. Form und Tiefe der Sattelkerbe wird mit der **Sattelfeile** aus dem Sattel-Rohling herausgearbeitet. Es gibt aber auch Sättel mit justierbarer Saitenhöhe, hier muss nicht gefeilt werden. Daneben ist noch der Klemmsattel zu nennen, der aber Feinstimmer am anderen Saitenende erfordert.

Bünde und Sattel sind an ihren seitlichen Enden verrundet, um die Finger des Gitarristen nicht zu verletzen. Dies betrifft aber weniger die Gitarren-Physik, sondern eher UVV, Juristerei und Pathologie. Einen Bezug zur Physik kann man aber doch herstellen: Holzabmessungen sind feuchteabhängig, Buntmetallabmessungen ("Bundmetall") nicht. Wenn an einer Gitarre im Winter plötzlich die Bundenden fühlbar werden: Abfeilen, oder für höhere Luftfeuchtigkeit sorgen!

[§] Uneinheitliche Schreibweise. N.B.: Alpaka = Lama.

© M.Zollner 2004

7.2.3 Das Buzz-Feiten-System

Howard B. Feiten beschreibt in seinem USA-Patent Nr. 6642442 (uspto.gov) ein System zur temperierten Stimmung für bundierte Musikinstrumente. Durch kleine Abweichungen von der traditionellen Stimmung soll hiermit eine *extraordinarily pleasing intonation* erreicht werden. Gemäß Feiten haben Gitarrenbauer bis zum Jahre 2002 geflissentlich übersehen, dass Gitarren auch richtig gestimmt sein müssen: *"One very important aspect of acoustic guitars that has been overlooked is proper intonation"*. Da werden die Gitarrenbauer aus Old Europe zwar eine andere Meinung haben – indes, nicht immer ist der Gitarrist mit dem Ergebnis seines Strebens nach ausgeglichener Stimmung zufrieden. Well, here comes "Buzz" Feiten:

In seiner Patentbeschreibung erklärt Feiten, dass Gitarren nach der *Pythagorean Scale* bundiert werden. Man möchte einwenden "ja dann", und – je nach Temperament – noch ein sarkastisches "die amerikanischen vielleicht" hinzufügen, doch gemach. Zunächst wird der Begriff pythagoreisch erläutert, um Missverständnisse auszuschließen: "*The Phytagorean Scale is based upon the fourth, the fifth, and the octave interval ratios*." Zweifelsfrei: Pythagoreisch. Nur: Was hat das mit der Gitarre zu tun? In Europa, insbesondere in Old Europe[♣], wird die seit dem 18. Jh. vorwiegend gleichschwebend temperiert gestimmt, nicht pythagoreisch. Doch lassen wir Feiten weiter erklären: "*To determine fret positions, guitar builders use a mathematical formula based on the work of Pythagoras, called the rule of 18 (the number used is actually 17.817). This is the distance from the nut to the first fret.*" Möge die vorliegende Arbeit gegen derart viele Fehler in einem Absatz gefeit sein, denkt man da als Autor unwillkürlich. Also: Die 18er-Regel (rule of 18) erzeugt für die Bundpositionen eine geometrische Folge, d.h. eine gleichschwebende Stimmung. Diese geht nicht auf Pythagoras zurück, dessen Stimmung – wie Feiten ja selbst erläutert – auf Quinten, Quarten und Oktaven beruht. Was mit "*this is the distance..."* gemeint sein könnte, bleibt ebenfalls im Dunkel griechischer Geschichte. Die (hier nicht mehr zitierten) folgenden Erläuterungen des Patents erklären dann aber nachvollziehbar und korrekt, was die 18er-Regel besagt. Halten wir fest: Howard B. Feiten sieht als Grund für die unzureichende Stimmgenauigkeit die durch Anwenden der 18er-Regel erhaltene pythagoreische (Quinten-) Stimmung. Das ist falsch, hat den Patentprüfer (den *amerikanischen* Patentprüfer) aber offensichtlich nicht gestört.

Weiter O-Ton Feiten: *"Prior to the mid 1600's, pianos had evolved from a 'just' intonation to 'equal temperment'; i.e., tuning the instrument so that all the notes were mathematically equidistant from each other. …It was only partially successful and resulted in the entire keyboard sounding slightly out of tune, especially in the upper and lower registers. In the mid-1600's, an enormous breakthrough occurred in piano technology. The 'well tempered' keyboard was conceived*." Lassen wir zur "reinen Stimmung" (just intonation) J. M. Barbour Stellung nehmen: *"There is no such thing as just intonation, but rather, many different just intonations; of these, the best is that which comes closest to the Pythagorean tuning"*. Im Mittelalter war also tatsächlich Handlungsbedarf, und "equal temperament", also gleichschwebend-temperierte Stimmung, war ein Fortschritt, der Modulationen quer durch den ganzen Quintenzirkel ermöglichte. "Equal temperament" darf aber nicht mit Feitens "well tempered tuning" verwechselt werden! H. B. Feiten unterscheidet nämlich zwischen "equal temperament" und "well tempered". "Well tempered" ist eine speziell modifizierte, ehemals gleichschwebend-temperierte Stimmung.

[♣] Der Ethnologe Donald Rumsfeld spezifizierte diesen (sonst eher geografisch zu verstehenden) Unterschied durch seine subjektiven, differentialdiagnostischen Betrachtungen, die vom Philosophen Joschka Fischer um eine Bewertung der Herkunft europäischer bzw. amerikanischer Kultur ergänzt wurden.

© M.Zollner 2004

Hierzu wieder Feiten: *"the universally accepted method for intonating guitars represents a form of "equal temperment" … a method that was abandoned in the 1600's by piano tuners".* Moment, Herr Feiten: Sagten Sie nicht gerade, Gitarren werden pythagoreisch gestimmt? *"Based upon the fourth, the fifth, and the octave interval ratios."* Mein lieber Herr Gesangsverein, hoffentlich wissen nach Lektüre der Patentschrift noch alle, wie denn nun gestimmt wird. Hierzu ein kleiner Exkurs in die zeitgenössische Literatur, der zeigt, welche Breitenwirkung eine aktuelle – wenngleich fehlerhafte – Patentschrift haben kann:

Musik Produktiv, einer der Giganten im deutschen Musikhandel, meint hierzu: *Buzz Feiten erreicht durch die Veränderung der Mensur eine" wohltemperierte" Stimmung der Gitarre*. "Wohltemperiert" ist hier wohl etwas missverständlich, denn Feiten will ja gerade diese Stimmung nicht. Weiter Musik Produktiv: *Ein Klavierstimmer erklärte Buzz Feiten, dass ein Stimmgerät keine wohltemperierte Stimmung erzeugen kann.* Man kann die spitzfindige Erkenntnis außer Acht lassen, dass ein Stimmgerät als Messgerät niemals selbst eine Stimmung erzeugen kann, man kommt aber nicht umhin, schon wieder eine wesentliche Diskrepanz zu erkennen: Der Klavierstimmer wollte eine gespreizte Stimmung erreichen (Railsback). Das ist nach üblicher deutscher Terminologie etwas anderes als eine wohltemperierte Stimmung, die sofort mit Bach/Werckmeister (vermeintlich gleichschwebend) in Verbindung gebracht wird.

Oder **Musik-Thomann**, ein Versand-Riese: *Man verlies sich bei der Berechnung der Mensur und dem Einstellen der Intonation auf alte, überlieferte Formeln. Diese Erbstücke basierten auf einer Methode, die Klavierstimmer schon im 16. Jh. entwickelt haben: Der gleichtemperierten Stimmung. Die allgemein gebräuchliche Formel zur Plazierung der Bünde wurde schon von Pythagoras entwickelt worden. Aber es gibt einen Fehler, weil in diesem Bereich die Steifheit der Saite einen zu starken Störeffekt verursacht.* Da wird "equal temperment" mit "gleichtemperierte Stimmung" übersetzt – eher unüblich, aber mit gutem Willen verständlich. Und wieder Pythagoras. Abschließend: *Immer mehr Gitarristen in der ganzen Welt lassen ihr bestes Stück von autorisierten Retrofittern modifizieren.* Ja, da soll's viele Internet-Angebote geben, Gitarristen brauchen das vielleicht. Cave Inflammatio!

Oder **Proguitar** (noch nicht ganz ein Riese): *Die Formel für die Plazierung der Bünde wurde schon von Pythagoras entwickelt.* Vermutlich ein früher Strat-Fan.

Vielleicht lässt sich ja etwas Klarheit in dieses Durcheinander bringen: Pythagoras wird gerne mit der Erkenntnis zitiert, dass bei konstanter Saitenspannung Frequenz und Saitenlänge reziprok sind (Monochord = Einsaiter). Aber schon vorher wussten Ägypter, Sumerer, Chinesen, Inder und vermutlich viele weitere Völker der Antike um die physikalisch/mathematischen Zusammenhänge – allerdings hatte die pythagoreische Schule größeren Einfluss auf die westliche Welt, und hinterlies vor allem schon frühzeitig schriftliche Dokumente (Euklid, Didymos, Ptolemäus u.v.a.). Diese pythagoreische Schule brachte ein auf Quinten und Oktaven aufgebautes Tonsystem hervor, das heute als das **pythagoreische Tonsystem** bezeichnet wird (Kap. 8.1). Es wird bis in das 16. Jh. in Reinform von den Kanonikern, und modifiziert von den Harmonikern praktiziert [Simbriger/Zehelein, Barbour]. Als aber ab dem 16. Jh. Tonarten mit immer mehr Vorzeichen aufkamen, machten sich die subjektiv empfundenen Unstimmigkeiten des pythagoreischen Systems zunehmend bemerkbar. Als Abhilfe ersann man zwei Verbesserungen:

1. Die Vergrößerung der Stufenzahl innerhalb einer Oktave, und
2. Die Temperierung, d.h. den Feinabgleich einzelner Töne.

© M.Zollner 2004

Die Temperierung kann ungleichschwebend, und gleichschwebend sein. Simbringer/Zehelein datieren den Beginn der Temperierung auf 1482: *Bartolomeo de Ramis fordert, dass der Unterschied zwischen Terz (5:4 = 1,2500) und vierter Quint (81:64 = 1,2656) durch Temperierung ausgeglichen werde*. Barbour vermutet 1496, und listet 17 verschiedene Temperaturen auf, die er "Meantone Temperament" und "Comma Temperament" nennt. Um 1533 legt Lanfranco den Grundstein für die gleichschwebende Stimmung (Equal Temperament), in der Folgezeit beschäftigen sich u.a. Vincenzo Galilei und Marine Mersenne (1636) mit der Frage, wie ohne Taschenrechner die zwölfte Wurzel aus 2 zu ziehen sei (bzw. eine möglichst gute Näherung hierfür). Große Bekanntheit erreichen dann die um 1700 durchgeführten Arbeiten von Neidhardt und **Werckmeister**. Fast 200 Jahre später berichtet Alexander Ellis, dass "the best British piano tuners", also Klavierstimmer, keine akzeptable gleichschwebende Stimmung produzieren konnten, und 1938/1943 veröffentlichen **Railsback** und Schuck/Young in der JASA die bei Klavieren festgestellte **gespreizte** Stimmung; hierbei werden hohe Töne geringfügig zu hoch, und tiefe Töne geringfügig zu tief gestimmt.

Hier knüpft nun wieder das Feiten-Patent an: *"In the mid-1600's, an enormous breakthrough occurred in piano technology. The 'well tempered' keyboard was conceived, and with it, a new standard for piano keyboard intonation which we still use today."* In the mid-1600's, also im 17. Jh., waren Mersenne und Co. gerade beim Wurzelziehen und entwickelten die gleichschwebende Stimmung. Heißt "*well tempered*" also bei Feiten "gleichschwebend"? Kann auch nicht sein, denn das hat er (völlig korrekt) "*equal tempered*" genannt. Aber warum schreibt er dann (mit Zustimmung seines Patentprüfers): *"The inventors believe that the reason that guitars still sound out of tune, in spite of 'perfect' intonation, is that the universally accepted method for intonating guitars represents a form of 'equal temperment' … a method that was abandoned in the 1600's by piano tuners!"*? Rätselhaftes Amerika! Doch weiter: *"When a piano tuner intonates a piano, he uses one string as his 'reference' note, typically, A-440 (or Middle "C"). He then 'stretches' the intonation of the octaves, plus or minus a very small amount of pitch. These units are called cents"*. Das also ist des Doodle's Kern. Man könnte auch ohne den historischen Zuckerguss (schon die alten Griechen ...) die Patentidee wie folgt formulieren: *Ähnlich wie Klaviere sollten Gitarren gespreizt gestimmt werden.*

Das rechtfertigt einen Blick in die JASA: Schuck/Young zitieren in ihrer Arbeit (JASA 1943) die von **Railsback** gefundene Spreizung. Unterhalb von E_2 und oberhalb von etwa E_6 ist tatsächlich ein erheblicher Effekt zu erkennen, die Klavierstimmung weicht um bis zu 30 cent von der exakt gleichschwebenden ab. Kein Wunder: Im tiefsten Tonkeller muss das untersuchte Pianoforte aus nur ca. 1 m Saitenlänge 27,5 Hz wuchten, ganz oben sind's ca. 4 kHz aus nur 5 cm Saitenlänge – da spielen dispersionsbedingte Inharmonizitäten schon eine Rolle. Bei der Gitarre, nun wie soll man sagen, ohne transatlantische Inkonzilianz aufkommen zu lassen: So direkt 27,5 Hz kann die normal gestimmte Gitarre eher nicht erzeugen, und auch 4,2 kHz sind auf leeren Saiten ein, sagen wir mal, noch unrealisierter Wunsch. Ganz davon abgesehen, dass beim Klavier in Mittellage die unterschiedliche Saitenfrequenz mit fast gleich dicken, aber unterschiedlich langen Saiten erzielt wird, während bei der Gitarre gleich lange, aber unterschiedlich dicke Saiten aufgezogen sind. Schuck/Young sagen explizit: *"The sharpening is least in the two octaves below middle C"*. Sharpening betrifft die Partialtöne und kann synonym für Spreizung gesetzt werden, middle C liegt auf der E_4-Saite am 8. Bund. Die Saitentonhöhen der Gitarre fallen somit genau in den Bereich, in dem der Piano-Effekt minimal ist. Aber immerhin: 2 cent pro Oktave können lt. Schuck/Young bzw. Railsback schon zusammenkommen, also ca. 0,12%. Beim Piano. Dessen E_4-Saite ca. 1mm dick ist. Also rund viermal so dick wie eine entsprechende Gitarrensaite! Und deshalb auch viel inharmonischer im Teiltonaufbau.

© M.Zollner 2004

Irgend etwas muss aber doch dran sein, am Feiten-Patent. Sagt nicht **Larry Carlton**, der kalifornische Gitarren-Gott, über das Feiten-Tuning (übersetzt von Musik-Thomann): *"Ich spiele Gitarre seit ich sechs Jahre alt bin und endlich ist sie auch richtig in tune."* Hierfür könnten einem natürlich mehrere Gründe einfallen♣. Wie wär's hiermit: Larry C. wird gerne Mr. 335 genannt – weil er eine Vorliebe zu Gibsons 'Halbresonanzen' zeigte. Falls auf seinen edlen Vintage-Hölzern die Bünde ebenso falsch platziert waren wie auf allen vom Autor nachgemessenen Gibson-Hälsen, könnte eine Überarbeitung der Hälse tatsächlich hörbaren Gewinn gebracht haben. Ob die alleinige Anwendung der Feiten-Offsets aber wesentliche Vorteile bringt, muss jeder Gitarrist selbst heraushören. Hier sind die für E-Gitarren vorgeschlagenen Feiten-Tuning-Offsets, die nach erfolgter Sattel- und Stegpositionierung eingestellt werden:

E:	0 / 0	0 / 0
H:	+1 / 0	0 / –1
G:	–2 / 1	0 / +1
D:	–2 / 1	0 / +1
A:	–2 / 0	0 / +1
E:	–2 / 0	–1 / 0

Feiten-Patent USA-6642442, uspto.gov:
Tuning-Offset in cent gegenüber der gleichschwebend-temperierten Stimmung. Die erste Zahl gilt für die leere Saite, die zweite für die am 12. Bund gegriffene Oktave. Anzuwenden bei E-Gitarren (linke Spalte) bzw. Akustik-Gitarren (rechte Spalte).

Das Feiten-Patent unterscheidet bezüglich der Tuning-Offsets nur zwischen Electric Guitar, Steel String Acoustic Guitar, und Nylon String Guitar. Dass bei umsponnenen Saiten das Verhältnis von Kern- zu Umspinnungs-Durchmesser die Teiltoninharmonizität beeinflusst, wird ignoriert. Andererseits ist aber schon höchste Präzision erforderlich, wie eine Offset-Tabelle für Akustik-Gitarren zeigt: Die hohe E-Saite soll am 12. Bund exakt auf die (reine) Oktave gestimmt werden, bei allen anderen Saiten wird die Oktave um **1 cent** verstimmt. Ganz am Rande: Wird die Saite um **1°C** erwärmt (auch so eine Art Temperaturänderung), dann erniedrigt sich (bei konstanter Einspannung) die Saitenfrequenz um 9 cent. Um im Feiten-Tune zu bleiben, darf die Saite ihre Temperatur beim Spielen also um höchstens 0,1°C ändern**!** *Lasst, Vater, genug sein ...* [Schiller]. Und vom selben Autor: *Und der Mensch versuche die Götter nicht, und begehre nimmer und nimmer zu schauen, was sie gnädig bedecken mit Nacht und Grauen.* Und weil noch Platz ist, der unvergessene K.-H. Hansen: *Leicht redet daher vom Tausendstel der Jüngling – bis er das Hundertstel erreicht, ist er ein Greis.*

Anekdotisches zum Abschluss: Kommt ein kalifornischer Gitarren-Gott, dessen Name aus rechtlichen Gründen besser unerwähnt bleibt, zum Konzert nach Deutschland. Bringt seine Billig-Klampfe♥ vorher noch schnell ins Musikgeschäft, Steg justieren. Geht aber nicht, weil: Steg ist mit doppelseitigem Klebeband so fest drauf, dass beim forcierten Verschieben Beschädigung droht. Musikgeschäft traut sich nicht, denn der Mensch versuche die Götter nicht, siehe oben, und am selben Abend ist ja das Konzert (pardon, der Gig), und wenn so ein Gott schon mal nach Old-Europe kommt, will man ihm ja nicht gleich die Gitarre versauen. Also: Gitarre unrepariert zurück. Abends: Gott spielt göttlich, trotz des verschobenen Stegs. Oder wegen eines speziellen Tunings? Wer kennt sich mit Göttern schon so genau aus?

♣ Larry C. ist schon im reiferen Alter, und nicht eben erst 7 geworden. Spontan keimt auch noch der Gedanke auf: Was hätte aus Jimi H. werden können, wenn der rechtzeitig ...

♥ Die Edelhölzer wollte er vermutlich nicht mit auf Tour nehmen.

© M.Zollner 2004

7.3 Hals- und Saitengeometrie

Die Saite erfährt an ihren Lagern (Kopf- und Stegsattel) eine Richtungsänderung um 4° – 30°, dieser **Saitenknick** sorgt für die nötige Auflagekraft, aber auch für unerwünschte Reibungskräfte. Ebenso entsteht beim Niederdrücken (Greifen) der Saite ein Knick, an dem Spannkraft und Spielkraft interagieren. Die folgenden beiden Kapitel beschreiben diese Knickgeometrie, Kap. 7.4 widmet sich den hierbei auf die Saite einwirkenden Kräften.

7.3.1 Kopf- und Halswinkel

Bei den meisten Elektrogitarren verläuft die Griffbrett-Oberseite nicht parallel zur Korpus-Oberseite, der Hals ist vielmehr ganz leicht nach hinten abgewinkelt. Der Stegauflagepunkt rückt dadurch weiter von der Korpus-Oberseite weg, was einen größeren Steg-Knickwinkel und damit höhere Steg-Auflagekräfte ermöglicht. Typischerweise beträgt der Halswinkel zwischen 0° – 7°. Er ist beim eingeleimten Hals unveränderlich; beim geschraubten Hals kann er mit Justierschrauben, Distanzplättchen (SHIMS) oder 'spanabhebend' eingestellt werden.

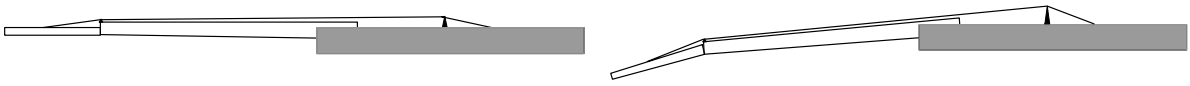


Abb. 7.8: Kopf-, Hals- und Saiten-Knickwinkel. Im linken Bild sind die Winkel zwischen Kopfplatte und Hals, bzw. zwischen Hals und Korpus 0°, im rechten Bild 10° bzw. 5°. (Die Angabe des spitzen Winkels, z.B. 10° anstelle von 170°, ist üblich). Die Saiten-Knickwinkel sind im rechten Bild größer, damit ergibt sich eine stärkere Auflagekraft am Sattel bzw. am Steg.

Die Justage von Halswinkel, Halskrümmung (Stahlstab) und Steghöhe (**Abb. 7.8**) ermöglicht es, die Saitenlage nach den Wünschen des Gitarristen zu justieren. Weitergehende Maßnahmen greifen bei der Bundhöhe an, diese bleiben aber dem Spezialist vorbehalten. Änderung von Halswinkel bzw. Steghöhe bewirkt bezüglich der Saitenlage dasselbe, Tonabnehmerabstand und Steg-Saitenknickwinkel ändern sich allerdings. Wenn die Gitarre in höheren Lagen (um den 12. Bund) gespielt wird, und die Saiten schnarren zu stark, muss entweder der Steg angehoben oder der Hals etwas nach vorne gekippt werden. Wenn jetzt beim Spiel in unteren Lagen die Saitenlage zu hoch ist, kann der Stahlstab vorsichtig (!) stärker gespannt werden. Die Hersteller empfehlen eine leicht konkave Griffbrettkrümmung (zwischen Sattel und Steg). Hier muss aber jeder Gitarrist seine Ideallinie finden. Wer für Solospiel eine niedrige Saitenlage bevorzugt, kann den Hals auch linealgerade einstellen – konvexe Krümmung ist aber zu vermeiden. Wer hauptsächlich Akkorde in tiefen Lagen spielt, wird eine stärkere Konkavität bevorzugen. Die Unterschiede bewegen sich aber immer nur im Bereich von wenigen Zehntel Millimetern.

Zuletzt nochmals die **Warnung**: Der Stahlstab kann abreißen, dann muss zum Austausch u.U. das (aufgeleimte) Griffbrett entfernt werden, oder (falls eingeschraubt), der Hals ausgetauscht werden. Deshalb Vorsicht vor Heimwerkern – und ambitionierten "Fachverkäufern"!

Die Auswirkung des Halswinkels auf den **Klang** ist und bleibt ein Mysterium: In dem Buch "The Gibson" [13] wird der Halswinkel (HW) der 52er **Les Paul** mit 1° angegeben. In den Folgejahren gibt es diesbezüglich mehrere Änderungen, die Neuauflage (Ende der 60er) kommt mit HW bis zu 7° auf den Markt. Der 1952er Originalausgabe mit 1° HW wird *"very good sustain"* attestiert, der 53er Les Paul (3°) immerhin noch *"good sustain"*.

© M.Zollner 2004

Als dann 1960 der HW auf 5° anwächst, bemerkt man *"less sustain"*, und *"in the 1970s it was increased to 7°. A lot of players at that time complained that the guitar sound became harsh and had less sustain compared to the older models. The reason was of course the much steeper angle of the neck"*. Of course? Das Buch liefert Vermutungen, ohne Begründungen. In der 5-seitigen Les-Paul-Historiographie werden so viele Detailänderungen beschrieben, dass man meinen könnte, nur Saitenanzahl und Name blieben unverändert. Geändert wurden: Die Bünde, Hals- und Korpusmaterial, der Halsquerschnitt, die Anzahl der Hals- und Korpusteile, die Stegkonstruktion (mindestens 7 Varianten!), die Tonabnehmer … der Halswinkel war da nur ein Detail von vielen! Mangels genauerer Daten werden aber solche Vermutungen begierig aufgegriffen und verbreiten sich explosionsartig in der Gitarrenwelt. "Die alten Les Pauls, inzwischen für sechsstellige Liebhaberpreise gehandelt, enträtselt: der Halswinkel war's."

Lassen wir hierzu zwei Experten zu Wort kommen: *"Die ersten Gibson Gold-Tops hatten eine sehr flache Halsneigung… Diese Anordnung ließ das Sustain leiden. So um 1953 wurde die Halsneigung größer… sorgte für verbessertes Sustain."* Soweit Bacon/Day im Les-Paul-Book. Ganz anders schreibt Jun Takano in The Gibson: *"The angle of the neck joint was 1° when the Les Paul Model was introduced. The sustain of the guitar was very good because of the shallow angle of the neck. In 1953, when the bridge was changed to a stud type, the angle of the neck joint was altered to 3°. However, sustain was still good, because the neck angle remained shallow."* Während Bacon/Day meinen, dass mit größer werdendem Halswinkel das Sustain besser wird, vermutet Takano genau das Gegenteil: *"As the angle of the neck gets shallower, the string tension*[♣] *gets lower and sustain gets longer."* Beide Autoren berichten jedoch übereinstimmend über den Steg: Auch er wurde 1953 geändert, und somit gibt es zumindest zwei potentielle Ursachen für Sustain-Änderungen.

Änderungen beim Halswinkel können zweierlei bewirken: Sie verändern die Geometrie des Instruments, und damit dessen Eigenschwingungen, und sie können den stegseitigen Saiten-Knickwinkel verändern. Aber: Der hängt von *zwei* Saitenteilstücken ab! Als ab 1954 mit Einführung der Tune-O-Matic Bridge eine erneute Stegänderung anstand, konnte der Knickwinkel eingestellt werden und ward fürderhin nicht mehr dem Halswinkel ausgeliefert.

Da man den Hals einer 1954er Les Paul nun nicht probeweise herausreißen und unter anderem Winkel einleimen will, bleibt nur das etwas dürftige **Fazit**: Über den Halswinkel gibt es viele Spekulationen, da sollte nicht noch eine weitere hinzukommen. Lassen wir stattdessen nochmals die Fachliteratur Revue passieren:

"Besonders gut ist der Klang, wenn der Halswinkel 3,5° beträgt. Man kann sagen, dass der Ton bei 3,5° eher singend ist, bei 4° ist er fetter in den Bässen, dafür singt er nicht so." Gitarrenbauer Thomas Kortmann, Gitarrist.net. Nun hätten wir natürlich schon noch gerne gewusst, wie's bei 3,6° klingt. *"Der Klang einer E-Gitarre wird vor allen Dingen von den Saiten-Knickwinkeln bestimmt." E-Gitarren, S.89.* Das wird all jene freuen, die minderwertige Tonabnehmer haben. *"Es wird häufig erzählt, Gibson habe mit dem neuen McCarty-Steg auch den Halswinkel erhöht. Das ist ein Mythos, denn es stimmt nicht. Eine Les Paul mit Stud hat den gleichen Halswinkel wie eine frühe mit Trapeze. Deutlich größer wurde der Halswinkel erst 1955… und ein noch besseres Sustain war die Folge." G&B, Gibson-Sonderheft, 2002, S. 15.* Ob das eine kausale oder temporäre Folge war, wird nicht näher spezifiziert.

[♣] Wobei die Spekulation über die Saitenspannung sicher keine physikalische Grundlage findet: Bei unveränderter Saite hängt die Tonhöhe nur von der Saitenspannung ab – diese bleibt folglich unverändert.

© M.Zollner 2004

7.3.2 Saitenniederhalter (String Tree)

Die Saiten der Gitarre liegen auf zwei schmalen Stegen auf, die *Kopfsattel* und *Stegsattel* genannt werden. Damit hier ein spielfreier Kraftschluss entsteht, muss die Saite eine Richtungsänderung erfahren, d.h. unter einem Knick verlaufen. Dieser Knickwinkel ist gitarrenspezifisch, er variiert beim Kopfsattel zwischen 5 – 15°. Um diesen Knick am oberen Saitenenden zu erreichen, verläuft bei der klassischen Methode die Kopfplatte relativ stark nach hinten abgewinkelt, so dass z.B. bei der Martin D45 ein kopfseitiger Saitenknickwinkel von 15° entsteht. Auch Gibsons Elektrische erreichen diesen Wert oder übertreffen ihn sogar noch. Anders bei Fender: Weil hier aus Gründen der Materialökonomie die Kopfplatte nicht abgewinkelt wird, ergibt sich nur ein kleiner Knickwinkel (**Abb. 7.9**), sodass beim Spielen leerer Saiten Schnarrgeräusche entstehen. Abhilfe schafft eine hakenförmige Saitenführung, die insbesondere die H- und E_4-Saite (bei einigen Gitarren auch die D- und G-Saite) umlenkt und zur Kopfplatte hinzieht.

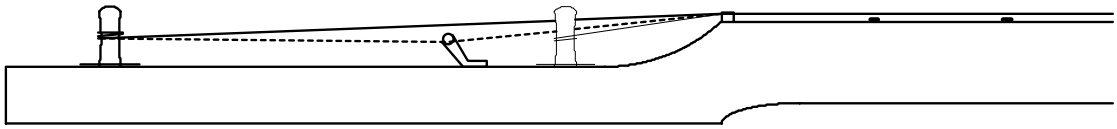


Abb.7.9: Querschnitt durch die Kopfplatte einer Stratocaster. Ohne Saitenniederhalter beträgt bei der E_4-Saite der Saitenknickwinkel nur 2°, mit Niederhalter 6° (gestrichelt). Bei der E_2-Saite (dünn gezeichnet) ist auch ohne Niederhalter der Knickwinkel ausreichend groß.

String-Trees werden in verschiedenen Formen angeboten: Als Vintage-Original (geprägter Blechstreifen = Butterfly), als Rollenlager (Roller String-Tree), als Beilagscheibe oder als dünner querstehender Stift. Sie vergrößern den Knickwinkel am Stegsattel, aber sie erzeugen auch eine zusätzliche **Reibung** bei Saitenlängsbewegungen, und das wird als unerwünscht betrachtet. Der Umschlingungswinkel kann am String-Tree einer Fender-Gitarre bis zu 7° betragen, was eine zusätzliche Reibungskraft erzeugt, die sogar noch etwas größer ist als die vom Kopfsattel verursachten Reibung. Allerdings: Ein Gibson-typischer Saitenknickwinkel von z.B. 15° ist 2,5 mal so groß wie sein fenderiger Konkurrent, und trotzdem ist in Gitarristenkreisen nichts über die Unbespielbarkeit dieser Gitarren bekannt. Das soll nun nicht heißen, Reibung wäre generell kein Problem: Es gibt scharfkantige Butterfly-String-Trees, an denen sich die Saiten-Umspinnung regelrecht festkrallt. Ohne nun in die Experten-Diskussion einzusteigen, was – bei Leo – auf den umsponnenen Saiten ein String-Tree zu suchen habe, lässt sich in diesem Fall für Abhilfe sorgen: Mit einer feinen Feile, oder/und mit einem praktisch unsichtbaren Teflonstreifen. Hilft der Mechanik, und schadet nicht der Optik. Auch Öl, Vaseline oder Maschinenfett ist geeignet, die Reibung zu reduzieren.

Verändert ein String-Tree den **Klang**? Gemeint ist jetzt nicht die erhoffte Verbesserung durch Vergrößerung der Saitenauflagekraft, sondern zusätzliche, ggf. unerwünschte Effekte. Sehr theoretisch betrachtet können sich durch diese Zusatzmasse die Eigenfrequenzen der Kopfplatte verstimmen, das hat aber keine praktische Relevanz. Ähnlich ist es bei den Eigenfrequenzen der über der Kopfplatte verlaufenden Saiten: Schlägt man leere Saiten an und dämpft mit der Hand diese Saitenreste, treten beim "elektrischen Klang" keine hörbaren Änderungen auf. Und der *akustische* Klang einer E-Gitarre ist sowieso unerheblich (Kap. 8).

© M.Zollner 2004

7.4 Saitendynamik

An dieser Stelle steht *Dynamik* nicht im Gegensatz zu *Statik*, sondern weist im Sinne von *Dynamis* auf die an der Saite angreifenden Kräfte hin. Dieses Thema wurde schon in Kap. 1 und 2 beschrieben, aber eher theoretisch, ohne Bezug zu einer speziellen Saitenlagerung. In Kap. 7.4.1 erfolgt nun die Analyse der realen Spielsituation, wenn der Finger der Greifhand die Spielkraft *F* aufbringen muss, um die Saite herunterzudrücken bzw. um Bendings zu erzeugen (die Saite zu "ziehen"). Da die Saite hierbei bis zum Bund ausgelenkt werden muss, kommen zwei Themenkreise zusammen: Die Saitendynamik und die Gitarrengeometrie. In Kap. 7.4.2 folgt die Betrachtung der von der Saite auf die Lager (Steg- und Kopfsattel) übertragenen Kräfte, sowohl im statischen Zustand, als auch bei der schwingenden Saite.

7.4.1 Spielkräfte

Die Finger müssen beim Niederdrücken der Saite die quer zur Saitenrichtung verlaufende Kraft *F* aufbringen. Nimmt man als Beispiel an, dass eine Saite am 12. Bund in Querrichtung um die Distanz η ausgelenkt werden soll, so beträgt die hierfür aufzuwendende Querkraft *F*:

$$F = 4 \cdot \Psi \cdot \eta \,/ M$$ Ψ = Spannkraft, M = Mensur

Die Spannkraft Ψ ergibt sich aus der Schwingungs-Differentialgleichung zu:

$$\Psi = \pi \overline{\rho} \cdot \left(A \cdot M \cdot f_G\right)^2$$ A = Gesamtdurchmesser, $\overline{\rho}$ = mittlere Dichte

Hieraus errechnet sich die beim Greifen am 12. Bund aufzuwendende Spielkraft zu:

$$F = 4\pi \overline{\rho} \cdot \eta \cdot M \cdot A^2 \cdot f_G^2$$ Kraft zum Niederdrücken der Saite

Die Spielkraft ist proportional zur **Mensurlänge**: Elektrogitarren mit 25,5"-Mensur (648 mm) erfordern um 6,25% höhere Kräfte als 24"-Gitarren (610 mm). Die Spielkraft ist proportional zur **Saitenlage**: Wenn der Abstand zwischen Saite und Bund um 10% vergrößert wird, so erhöht sich die Spielkraft ebenfalls um 10%. Die Spielkraft ist proportional zum Quadrat des **Saitendurchmessers**: Wenn statt einer 9-mil-E-Saite eine 10-mil-E-Saite verwendet wird, so erhöht dies die Spielkraft um 23%. Die Spielkraft ist für alle Saiten dieselbe, wenn sich der Durchmesser reziprok zur Grundfrequenz verhält. Bei den umsponnenen Saiten ist hierbei zu berücksichtigen, dass ihre effektive Dichte um ca. 10% geringer ist als die der massiven Saiten (Anhang A1). Leicht spielbare Saiten erfordern Spielkräfte zwischen 0,5 – 1,5 N, bei dicken Saitensätzen sind die Spielkräfte ungefähr doppelt so groß.

Beim **Saitenziehen** wird die Saite nicht nur gegen den Bund gedrückt, sondern zusätzlich in Querrichtung gedehnt, was zu einer deutlich wahrnehmbaren Tonerhöhung führt. Bei einer schnellen Querbewegung des greifenden Fingers kann hiermit ein Vibrato erzeugt werden, bei langsamen Bewegungen entstehen Glissandi, die häufig einen Ganzton betragen. Da die Saiten-Spannkraft Ψ proportional zum Quadrat der Frequenz verläuft, bedeutet eine Tonerhöhung um einen **Ganzton** eine Spannkraft-Zunahme um 26%. Die Spannkraft ist proportional

© M.Zollner 2004

zur Dehnung ξ, und die hängt ab von der ganzen Saitenlänge – also auch von dem über Steg und Sattel hinausgehenden Teil. Hierbei wird vorausgesetzt, dass die an Steg und Sattel auftretende Reibung gering ist. Aus der Dehnung ξ kann auf die nötige Querauslenkung η geschlossen werden, und die lässt sich in die benötigte **Querzugkraft F_Z** umrechnen:

$$F_Z = 11{,}4 \cdot \sqrt{\frac{\overline{\rho}^3}{E}} \cdot M^3 \cdot \sqrt{1 + R/M} \cdot f_G^3 \cdot \frac{A^2}{\kappa}$$ Kraft beim Saitenziehen am 12. Bund, +2 HT

Die 'Ziehkraft' hängt von der dritten Potenz der Mensur ab! Der Wechsel von einer 24"-Gitarre auf eine 25,5"-Gitarre vergrößert die Ziehkraft um 20%. Der **Saitenrest *R***, also der Teil der Saite, der hinter Steg bzw. Sattel liegt, geht als relative Änderung in die Wurzel ein. Beispielsweise läuft die G-Saite bei der Gretsch 'Tennessean' am 0-ten Bund um 16 cm bis zum Wirbel weiter, und hinter dem Steg kommen noch 11 cm bis zum Bigsby-Vibrato dazu. Die 24,5"-Mensur (M = 62 cm) wird hierdurch um R = 27 cm auf 89 cm Gesamtlänge vergrößert, das sind 44% mehr als der reinen Mensur entspricht. Die Ziehkraft wächst dadurch um 20% an. Bei der Ziehkraft macht sich auch das Verhältnis von Kern- / Gesamtdurchmesser (κ) bemerkbar, das bei massiven Saiten 1, bei umsponnenen Saiten 0,3 ... 0,6 beträgt.

Für niedere Ziehkräfte sollte die Saite möglichst nahe hinter Steg und Sattel enden. Da bei üblichen Saitensätzen die Ziehkraft der E_4-Saite etwa 50 – 60% größer ist als die der H-Saite, wäre speziell bei der E_4-Saite ein kurzes Reststück wünschenswert. Bei der Stratocaster ist jedoch (wie bei vielen Fender-Gitarren) die E_4-Saite die längste von allen – Leo war halt kein Gitarrist. Wer möchte, kann aber eine Linkshändergitarre "auf rechts" umspannen, dann geht's besser. Oder eine Rechtshändergitarre "auf links", nicht wahr Jimi? Auch ein Klemmsattel bringt diesbezüglich eine Verbesserung (Floyd Rose, Schaller, Steinberger).

Typische Ziehkräfte liegen bei dünnen Saiten zwischen 5 – 10 N, wenn man am 12. Bund um einen Ganzton zieht. Da der Saitendurchmesser hierbei quadratisch eingeht, erhält man mit dickeren Saitensätzen schnell (bis zu) doppelt so große Ziehkräfte, und das erfordert schon sehr muskulöse Hände bzw. Unterarme.

Kräfteschonender ist die Tonhöhenänderung über den **Vibratohebel** (Tremolo). Er greift am federbelasteten Saitenhalter an und ermöglicht über eine komfortable Hebelübersetzung die Änderung der Saitenspannung, und damit der Tonhöhe. Der Saitenhalter ist hierbei nicht fest am Korpus montiert, sondern beweglich als Rolle oder Schneidenlager ausgeführt. Die Gegenkraft zum Zug der 6 Saiten nehmen 1 – 5 Haltefedern auf. Die wirksame Federsteifigkeit für die Vibratobetätigung ergibt sich als Summe der Saiten-Federsteifigkeiten und der Haltefedersteifigkeit. Soll der Vibratohebel mit wenig Kraft spielbar sein, sind weiche Haltefedern erforderlich. Dadurch erhöhen sich aber die Kräfte für's Saitenziehen. Ein einfaches *Gedankenexperiment* verdeutlicht dies: Angenommen, die Gitarre ist festgeschraubt, und die Saitenspannung kommt durch einen Seilzug von einem Gewicht (z.B. 6 kg für die G-Saite). Wenn (**a**) diese G-Saite gezogen wird, kommt es trotz Kraftaufwendung zu keiner Tonerhöhung, weil die Gewichtskraft ja unverändert bleibt (Lagersteifigkeit = 0). Wenn (**b**) alle 6 Saiten durch ein gemeinsames Gewicht gespannt werden (z.B. 60 kg beim 9er-Satz), ergibt sich die Lagersteifigkeit der G-Saite als Summensteifigkeit der restlichen 5 Saiten. Wenn (**c**) die Spannkraft nicht vom Gewicht, sondern von der Haltefeder kommt, ist die Lager-Federsteifigkeit der G-Saite die Summe aus 5x Saiten- und Haltefedersteifigkeit. Wenn (**d**) der Saitenhalter am Gitarrenkorpus angeschraubt ist, dann ist die Lager-Federsteifigkeit unendlich. Und nur dieser Fall ermöglicht bestmögliches Saitenziehen.

© M.Zollner 2004

Der erste Fall (a) ist für's Saitenziehen unbrauchbar: Trotz Zugkraft keine Spannkraftänderung. Der letzte Fall (d) ist ideal: Wegen des unnachgiebigen Saitenhalters wird die ganze Zugkraft (über das Kräfte-Parallelogramm) zur Spannkraftänderung verwendet. Dazwischen liegt die Vibrato-Situation: Je steifer (härter) die Vibratofedern, desto besser für's Ziehen. Manche Gitarristen entscheiden sich deshalb für die härteste aller Varianten, und blockieren das Vibrato mit einem Holzblock.

Die meisten Vibrato-Systeme arbeiten nach einem einfachen Prinzip: Wenn der Vibratohebel gedrückt wird, erniedrigt sich die Tonhöhe, wenn er angehoben wird, erhöht sie sich. Dass sich hierbei nicht alle Saiten in gleicher Weise verstimmen, und somit ein Akkord beim Vibrato-Einsatz verstimmt wird, ist die Regel.

Beim **Bigsby-Vibrato** ist der Saitenhalter ein Metallzylinder, um den die Saiten geführt werden. Drückt man auf den Vibrato-Hebel, so dreht sich der Zylinder, und alle Saiten werden um dieselbe Strecke verkürzt. Für gleiche Verstimmung müsste sich aber nicht die absolute Dehnung ξ, sondern die relative Dehnung $\Delta\xi/\xi$ um denselben Wert ändern. Da die für korrekte Stimmung benötigten Dehnungen z.B. 1,2 mm (E_2) bzw. 4,8 mm (E_4) betragen, ergibt eine absolut konstante Dehnungsänderung bei der E_2-Saite die vierfache Verstimmung gegenüber der E_4-Saite!

Bei der **Stratocaster** ist die Situation geringfügig besser: Die Steg/Saitenhalter-Konstruktion kippt als Ganzes um eine Linie, die – durch zwei Ankerschrauben definiert – kurz vor den Saitenlagerpunkten liegt. Da der Lagerpunkt der E_2-Saite aber zurückversetzt ist (Kap. 7.2), wirkt die Hebelbewegung auf diese Saite etwas schwächer; sie verstimmt sich deshalb auch weniger als beim Bigsby-Vibrato. Groß ist der Gewinn aber nicht: Statt dem Vierfachen verstimmt sich die E_2-Saite gegenüber der E_4-Saite nur um das Dreifache. Wenn sich beim Drücken des Vibratohebels alle Saiten um das gleiche Intervall verstimmen sollen, muss für jede Saite eine individuelle Hebelübersetzung wirken, die von den Saitendaten (κ) abhängt. Die Gitarrenbauer sahen hierfür anscheinend keine Notwendigkeit, die Gitarristen auch nicht.

Als typisches Beispiel wurde die **Kraft** gemessen, die am Vibratohebel einer Stratocaster aufgewendet werden muss, um die Tonhöhe um einen Viertelton (2,93%) zu ändern: E_2: 2,9 N, A: 4,9 N, D: 5,2 N, G: 3,3 N, H: 3,9 N, E_4: 8,5 N; (9er-Saitensatz, 3 Federn). Die Gitarre war mit allen 6 Saiten bespannt, der Vibratohebel wurde so weit gedrückt, bis bei der betrachteten Saite eine Verstimmung um ¼-Ton erreicht war. Eine grobe Abschätzung zeigt, dass der Hauptanteil der Federsteifigkeit von den Saiten kommt; das Vibrato-System ist nur zu etwa 1/3 beteiligt, also relativ weich. Der Gitarrist, der eine größere Vibrato-Steifigkeit wünscht, kann aber die Federanzahl von 3 auf 5 erhöhen; der Hersteller hat in der Gitarre hierfür extra Platz gelassen.

Ein Vibrato-System wirkt sich **nachteilig** auf den Stimmprozess aus: Wenn eine Saite auf die richtige Tonhöhe gestimmt ist und die nächste Saite wird gespannt, gibt der federnde Steg nach, und die bereits richtig gestimmte Saite verstimmt sich wieder. Korrektes Stimmen aller 6 Saiten ist somit ein Iterationsprozess. Reißt beim Spielen eine Saite, erhöht sich die Tonhöhe der restlichen Saiten, weil der Zug der gerissenen Saite wegfällt. Nicht zuletzt ist die verringerte **Stimmstabilität** zu nennen: Wegen unvermeidbarer Lagerreibung tritt Hysterese auf. Je nach dem, ob der Vibratohebel aus Druck- oder Zugposition entspannt wird, stellt sich eine unterschiedliche Stimmung ein. Nur bei hochwertigen Systemen sind diese Frequenzabweichungen unhörbar. Auch der **Klang** der Gitarre kann beeinflusst werden: Die federnde Lagerung der Stegmasse führt zu tieffrequenten Resonanzen, und die Federschwingungen können vom Magnettonabnehmer in elektrische Spannung umgewandelt werden.

© M.Zollner 2004

7.4.2 Auflagekräfte am Sattel

Der mittlere, frei schwingende Teil der Saite wird durch zwei "Auflageleisten" begrenzt. Die obere (kopfseitige) Auflageleiste wird einheitlich **Sattel** (engl. NUT oder TOP NUT) genannt, die untere heißt entweder auch Sattel bzw. **Stegsattel**, oder wird ihrer Form entsprechend bezeichnet (z.B. Rolle, Zylinder, Reiter o.ä.). Für die im Folgenden besprochenen Auflagekräfte wird nicht zwischen den beiden Auflagepunkten unterschieden, und als Oberbegriff nur vom Sattel gesprochen.

Bei der klassischen Gitarrenbauart erfährt die Saite am Sattel einen Knick; sie ändert hier ihre Richtung um den Knickwinkel α (**Abb. 7.10**). Dieses Lagerprinzip haben auch die meisten E-Gitarren übernommen. Als Alternative gibt es den Klemmsattel, der hier nicht betrachtet wird. Die Richtungsänderung führt zu einer räumlichen (vektoriellen) Kraftzerlegung: Außer der Saitenspannkraft Ψ wirkt auch noch die Sattelkraft F_S, die mit größer werdendem Knickwinkel zunimmt. Für die ersten Betrachtungen wird angenommen, dass die Saite **reibungsfrei** über den Sattel gleiten kann; dann sind die auf beiden Seiten des Sattels auftretenden Spannkräfte gleich groß. Die Sattelkraft berechnet sich hierfür zu:

$$F_S = 2 \cdot \Psi \cdot \sin(\alpha/2) \approx \Psi \cdot \alpha / 57° \qquad \text{Sattel-Auflagekraft}$$

Für 850 N Spannkraft (13er-Satz, alle 6 Saiten) erhält man mit 10° Knickwinkel eine Sattelkraft von 148 N; dies entspricht der Gewichtskraft eines 15-kg-Gewichts. Zu Zeiten, als Gitarren noch keine elektrischen Tonabnehmer hatten, musste zur Erreichung hoher Lautstärke die Gitarrendecke aus möglichst dünnem, schwingfähigem Holz gefertigt sein; der Stegsattel konnte folglich keine hohen Kräfte aufnehmen, der Knickwinkel musste klein sein. Im o.a. Beispiel verläuft für kleine Knickwinkel die Sattelkraft proportional zum Knickwinkel: Halbiert man α auf 5°, so wird auch die Sattelkraft auf 74 N halbiert. Eine hohe Sattelkraft ist wünschenswert, damit die Saite fest auf dem Sattel aufliegt, und keine energieverzehrenden Eigenbewegungen ausführt. Bei Gitarren mit dünner Decke muss hierbei ein Kompromiss zwischen Stabilität und Klang gefunden werden: Ein großer Knickwinkel garantiert zwar eine sichere Auflage, führt aber zu hohen mechanischen Decken-Belastungen und u.U. zum Bruch. Bei massiven E-Gitarren ist dieses Problem nicht vorhanden, hier sind beliebige Knickwinkel möglich. Jedoch muss bei großen Knickwinkeln zunehmend die Reibung berücksichtigt werden: Ändert sich die Saitenspannkraft auf einer Seite des Sattels, so rutscht die Saite in Längsrichtung über den Sattel. Treten hierbei wesentliche Reibungskräfte auf, ist die Saite u.U. verstimmt. Die Festlegung des Saiten-Knickwinkels ist folglich ein wichtiger Schritt bei der Gitarrenkonstruktion.

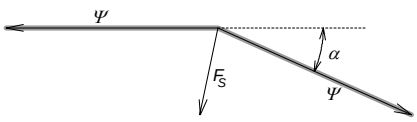


Abb. 7.10: Kraftzerlegung am Sattel.
Ψ = Saitenspannkraft, F_S = Auflagekraft.

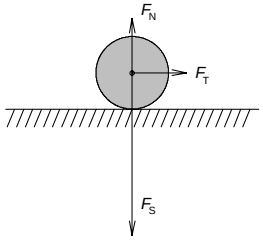


Abb. 7.11: Statische und dynamische Sattelkräfte.
F_T = Tangentialkraft, F_N = Normalkraft.

© M.Zollner 2004

In Ruhe wirken auf die Saite zwei statische Kräfte ein: Die Spannkraft, und die Sattelkraft. Sobald aber die Saite angezupft wird, kommt eine **dynamische**[♣] Belastung hinzu. Im allgemeinen Fall schwingt die Saite als Kombination einer griffbrettparallelen und einer griffbrettnormalen Schwingung; die **Normalkraft** F_N, die griffbrettnormal und sattelnormal ist, verändert die Auflagekraft (**Abb. 7.11**). Wenn die Normalkraft größer als die Sattelkraft wird, hebt die Saite vom Sattel ab – dies ist unbedingt zu vermeiden. Aber selbst wenn die Normalkraft noch nicht ganz so groß ist wie die Sattelkraft, kann es zu unerwünschten Saitenbewegungen kommen: Die griffbrettparallele **Tangentialkraft** F_T wirkt gegen die Haftreibungskraft F_R. Sobald F_T größer wird als F_R, sind bei zu breiten Sattelkerben Querbewegungen der Saite möglich. Hierbei wird Schwingungsenergie irreversibel in Wärme umgewandelt, und die Schwingungsdauer verkürzt. Zusätzlich können Störgeräusche hörbar werden.

Als **Beispiel** sei die H-Saite eines 10er-Satzes (13-mil) betrachtet. Ihre Spannkraft Ψ beträgt 70 N, bei 10° Knickwinkel ergibt sich die Sattel-Auflagekraft zu 12,3 N. Weiter sei angenommen, dass die Saite 9 cm vom Steg entfernt mit einer von 0 auf 5 N ansteigenden Querkraft **vom Griffbrett wegbewegt** wird. Während die Anzupfkraft auf 5 N ansteigt, erniedrigt sich gleichzeitig die Stegsattel-Auflagekraft um 4,3 N von 12,3 N auf 8 N (**Abb. 7.12**). Sobald die Anzupfkraft auf null zurückspringt, beginnen Wellenbewegungen: Die Sattelkraft springt im dispersionsfreien Modell zwischen 8 und 13 N hin und her, mit Dispersion entstehen zusätzliche Oszillationen (Kap. 1.1.3). Eine negative Stegsattel-Auflagekraft ergibt sich in diesem Beispiel aber nicht, der Kraftschluss wird nicht unterbrochen. Rechnet man allerdings mit nur 4° Knickwinkel, wie dies beispielsweise bei der *Gretsch Tennessean* der Fall ist, so beträgt die statische Sattel-Auflagekraft nur noch 4,9 N; jetzt wird eine 5-N-Anzupfkraft schon zum kurzzeitigen Abheben der Saite führen, was einen unsauberen, schnarrenden Ton bewirkt.

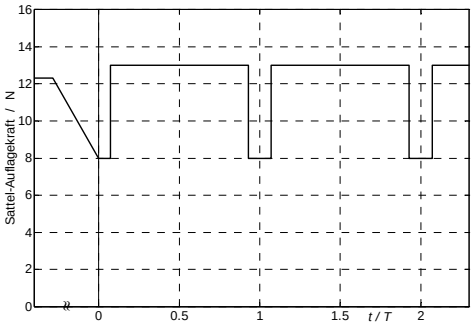


Abb. 7.12: Zeitfunktion der Sattel-Auflagekraft (Modell). Während $t < 0$ wird die Saite von der Gitarre weggezogen, die Sattelkraft verringert sich auf 8 N. Bei $t = 0$ springt die Zugkraft auf 0; bis diese Änderung (als Welle) den Sattel erreicht, vergeht 1/14 Periode (9cm / 126cm).

Wenn die Anzupfkraft nicht griffbrettnormal, sondern griffbrettparallel einwirkt, kann es zu seitlichen Verschiebungen der Saite kommen. Bei Kantenlagerung (Abb. 7.11) entsteht eine Tangentialbewegung, sobald die Haftreibungskraft überwunden wird. Der Haftreibungskoeffizient ist im Einzelfall von der speziellen Werkstoffpaarung abhängig – für eine überschlägige Berechnung kann man $\mu = 0{,}1 \ldots 0{,}5$ annehmen. Ideal wäre eine geringe Reibung in Saitenlängsrichtung, und eine große Reibung quer dazu – das geht aber nur mit einer Rillenführung. Wählt man $\mu = 0{,}1$ und die im o.a. Beispiel berechneten Auflagekraft von 12,3 N, so folgt: Schon eine entlang der Sattelkante angreifende Tangentialkraft von nur $0{,}1 \cdot 12{,}3$ N = 1,2 N kann u.U. die Saite auf dem Sattel hin- und herschieben. Eine präzis gefertigte V-Führung verhindert dieses Hin- und Herrutschen – aber nicht jede Saitenlagerung wirkt als V-Führung!

[♣] Dynamisch wird hier als Gegensatz zu statisch, und nicht im Sinne von Dynamis = Kraft benutzt.

© M.Zollner 2004

Im **V-Lager** (**Abb. 7.13**) liegt die Saite definiert an zwei Stellen auf. Hiermit wird das Hin- und Herrutschen unterbunden, die Haftreibung (in Saitenlängsrichtung) ist aber gegenüber der Kantenlagerung ca. doppelt so groß. Die bei alten Fender-Gitarren anzutreffende Lagerung in einem **Gewindegang** kann zwei verschiedene Zustände ergeben, je nach dem, ob der Saitenradius kleiner oder größer als der Verrundungsradius des Gewindegrundes ist. Die Lagerung in einem Schlitz ist entweder klemmend oder mit Spiel – spezielle Passungen gibt es nicht. Das mit der Rundfeile produzierte Rundlager ähnelt dem Gewindelager mit Grundkontakt, kann bei zu großem Saitendurchmesser aber auch klemmen.

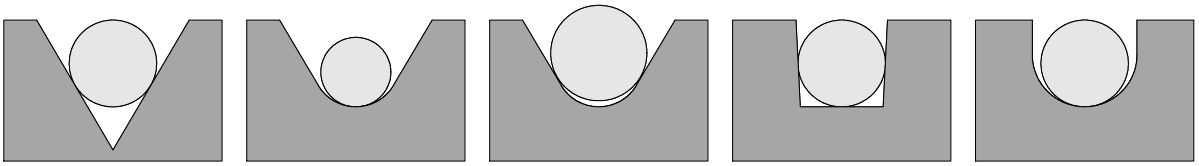


Abb. 7.13: Saitenlagerung: V-Lager, Gewindelager mit dünner bzw. dicker Saite, Schlitzlager, Rundlager.

Die ideale Lagerung sollte verhindern, dass die Saite hin- und herrutscht, gleichzeitig aber in Saitenlängsrichtung möglichst wenig Reibung aufweisen, damit sich eine eindeutige Spannkraft einstellen kann. Die Spannkraft ändert sich besonders stark beim Stimmen und beim Saitenziehen. Falls ein Vibratosystem montiert ist, bewirkt seine Betätigung ebenfalls eine Spannkraftänderung. Um die Auswirkungen der (in Saitenlängsrichtung auftretenden) Lagerreibung zu veranschaulichen, wird eine Saite mit zwei festen Lagern und einem Sattel untersucht (**Abb. 7.14**); der Saiten-Hauptteil hat die Mensurlänge *M*.

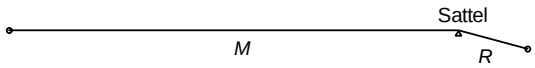


Abb. 7.14: Saite mit Mensur *M* und Reststück *R*.

Die maximale Kraft *F*, die am Sattel in horizontaler Richtung[♣] aufgebracht werden kann, ist die **Haftreibungskraft** F_R (= Lagerreibung). Wird dieser Grenzwert überschritten, gleitet die Saite über den Sattel. Unter der Annahme, dass gerade noch kein Gleiten zustande kommt, wirkt F_R auf zwei parallel liegende Federsteifigkeiten: Die Längssteifigkeit des im Bild links gezeichneten Saitenhauptteils (Länge *M*), und des Reststücks *R*. Für nicht allzu große Knickwinkel erhält man (mit *S* = Querschnittsfläche) die wirksame Gesamtsteifigkeit *s*:

$$s \approx S \cdot E \cdot (1/M + 1/R)$$ wirksame Längssteifigkeit

Die Längenänderung des Saitenhauptteils aufgrund dieser Reibungskraft beträgt: $\Delta x = s \cdot F_R$. Schiebt man im Bild den Sattel so weit nach rechts, dass gerade noch kein Gleiten auftritt, wird der Saitenhauptteil gedehnt (höhere Schwingfrequenz), schiebt man den Sattel entsprechend nach links, erniedrigt sich die Frequenz. Die relative Frequenzänderung hängt aber nicht von der relativen Längenänderung ab, sondern von der relativen *Dehnungs*änderung. Eine Saite der Länge *M* muss um *x* gedehnt werden, um die Frequenz f_G zu produzieren. Beispielsweise beträgt die Dehnung für eine H-Saite (247 Hz) 2,6 mm. Da die Frequenz zur Wurzel aus der Dehnung proportional ist, entspricht die relative Frequenzänderung der halben relativen Dehnungsänderung (Differential bei kleinen Änderungen).

[♣] parallel zur Saitenlängsachse.

© M.Zollner 2004

Mit Dehnung x, Elastizitätsmodul E, Mensurlänge M und Dichte ρ ist die Grundfrequenz f_G:

$$f_G = \sqrt{\frac{x \cdot E}{4\rho \cdot M^3}}; \qquad \frac{df_G}{f_G} = \frac{1}{2} \cdot \frac{dx}{x}.$$

Abhängigkeit der Grundfrequenz von der Dehnung

Die Dehnungsänderung Δx wird durch die Reibungskraft[♣] bewirkt, die ihrerseits über den Reibungskoeffizient μ von der Spannkraft Ψ abhängt. Die relativen Änderungen ergeben sich zu:

$$\frac{\Delta x}{x} = \frac{\mu}{1 + M/R}; \qquad \frac{\Delta f_G}{f_G} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\mu}{1 + M/R}$$

relative Änderungen

Um beim Beispiel der H-Saite zu bleiben: Mit M = 64 cm, R = 12 cm und μ = 0,15 ergibt sich eine **relative Verstimmung** von ± 1,2 %, entsprechend ± 21 cent. Beim reibungsbehafteten Sattel ist die tatsächliche Saiten-Grundfrequenz also unbestimmt, mit $\pm \Delta f_G$ als Frequenzunsicherheit. Um diese Unsicherheit zu verringern, gibt es drei Wege: Entweder macht man die Reibung so groß, dass Spannkraftänderungen immer kleiner als die Reibungskraft bleiben; dies ergibt den **Klemmsattel**, in dem die Saite unverrückbar festgeschraubt wird. Oder man verringert die Reibung so gut es geht durch reibungsarme Sattelmaterialien und/oder kleine Saitenknickwinkel, wobei aber mit abnehmendem Knickwinkel die Gefahr für Relativbewegungen zwischen Saite und Sattel steigt. Oder man verkürzt den Saitenrest zwischen Sattel und Saitenhalter auf wenige Zentimeter (z.B. Les Paul, Stud Tailpiece) und vergrößert damit die Längssteifigkeit. Daneben hat es Versuche gegeben, den Sattel bzw. den ganzen Steg beweglich zu lagern: Fenders Jazzmaster und Jaguar sind hierfür Beispiele – wenig erfolgreiche Beispiele, ungeliebt und nur als Kultobjekt wiederauferstanden. Weitere Daten siehe Tab. 7.1.

An dieser Stelle muss jedoch wieder an ein Grundgesetz der Klangerzeugung erinnert werden: *Individualität ist Imperfektion*. Ob ein Steg die Saitenschwingung wenig dämpft (langes Sustain), oder viel (perkussiver Klang), ist letztlich Geschmacksache. Als besonders prägnantes Beispiel möge der für Telecasters nachrüstbare **Sitar-Steg** dienen: Bei ihm erzeugt eine spezielle Saitenlagerung ganz bewusst 'Störgeräusche', die im Rockinger-Katalog sehr schön als 'schnaseln' bezeichnet werden. Aber nicht mit "schnackseln" verwechselt werden dürfen, nicht wahr, Frau Thurn?

	Knickwinkel am Kopfsattel	Knickwinkel am Stegsattel
Stratocaster	7° – 9°	Bis 90°
Telecaster	7° – 9°	9° (top loading), 34° (through body)
Jazzmaster	7° – 9°	6° – 7°
Gretsch Tennessean	5° – 15°	4°
Rickenbacker 335	7° – 12°	4,5°
Gibson ES 335	15°	9° – 10°
Les Paul '59 reissue	17°	19° – 26°
Taylor PS-54-CE	13°	12° / 27°
Ovation SMT	11°	25° – 30°
Ovation EA68	11°	33°
Martin D45V	15°	25° – 30°

Tabelle 7.1: Typische Saitenknickwinkel

♣ Für präzisere Berechnung bietet sich die Formel der Umschlingungsreibung an: $\exp(\mu\alpha)$

© M.Zollner 2004

7.5 Reflexion und Absorption am Sattel

Steg- und Kopfsattel begrenzen als Saitenlager den schwingenden Teil der Gitarrensaite. Ihre Wirkung auf die Tonerzeugung kann in zwei Bereichen diskutiert werden: Bezüglich der Reflexion einer sich längs der Saite ausbreitenden Welle (zeitliche Betrachtung), und für den eingeschwungenen Zustand (spektrale Betrachtung) – in beiden Fällen jedoch nur näherungsweise, da die tatsächlichen Vorgänge beliebig kompliziert sind. Der Sattel ist die Trennstelle zwischen einem leichten, schwingfreudigen Medium (Saite), und einem schweren, nahezu unbewegten Korpus. Während im zweiten Kapitel hauptsächlich die Schwingungsvorgänge der Saite dargestellt wurden, folgt nun eine genauere Betrachtung der Saitenlager und ihrer Wirkung auf den Reflexionsvorgang.

Die technisch/mathematische Analyse des Reflexionsvorgangs zeigt, dass der Reflexionsgrad fast 100% beträgt – ganz im Gegensatz zu populärwissenschaftlichen Darstellungen, die nahezu Anpassung vermuten: *"Der größte Teil der Saitenschwingungen soll an den Korpus weitergeleitet werden. Wird selbiger nämlich mit ungehemmter Schwingungsenergie versorgt, entwickelt sich ein Maximum an Ton und Sustain [G&B 12/05]."* Diese Vermutung betrifft nicht etwa die Akustikgitarre, sondern E-Gitarren. Wenn aber tatsächlich der größte Teil der am Sattel ankommenden Schwingungsenergie an den Korpus weitergeleitet werden würde, d.h. absorbiert würde, könnte ja nur mehr der kleinere Teil reflektiert werden: Damit ist aber eine langdauernde Saitenschwingung (ein Maximum an Sustain) unmöglich. Dieser auf dem Energiesatz aufbauenden Argumentation wird gerne entgegengehalten, dass das Saitenlager ja "re-implizierend" sei. Will sagen: Die Energie, die in den Korpus hineingeht, kommt ja wieder zur Saite zurück. Das ist nun nicht komplett falsch, aber für einen Schwingungstechniker eine eher ungewohnte Wortwahl. Naheliegender ist da die Unterteilung in Wirkenergie und Blindenergie: Die Reaktanzen, also Massen und Federn, nehmen Blindenergie auf, die sie ohne Verluste (d.h. zu 100%) wieder abgeben können: Um eine Feder zusammenzudrücken, wird Energie benötigt; sobald die Feder sich wieder entspannt, wird diese Energie wieder frei, die Feder wirkt als ein Speicher potentieller Energie. Alle Reibwiderstände nehmen hingegen Wirkenergie auf, die sofort irreversibel (unumkehrbar) in Wärme umgewandelt wird. Und selbst dann nicht mehr in Schwingungsenergie zurückzuwandeln wäre, wenn man die Gitarre erwärmen würde. Federn[♣] sind aber in der Realität immer mit Reibwiderständen in Kontakt, und deshalb bedeutet jede Materialverformung Verlust an Schwingungsenergie. Jeder Korpus, der sich verformt (populärwissenschaftlich: der "resoniert"), wandelt Schwingungsenergie in Wärme um – keine gute Basis für ein langes Sustain.

Wenn ein langes Nachschwingen einer angeschlagenen Saite gewünscht wird, darf eben nicht der größte Teil der Schwingungsenergie in den Korpus geleitet werden. Weder als Wirkenergie, die ja sofort in Wärmeenergie umgewandelt würde, noch als Blindenergie. Denn diese Blindenergie würde zwangsläufig zur Verformung federnder Elemente führen, und da diese niemals verlustlos sein können, zumindest teilweise zu Wirkenergie werden. Eine andere Frage ist, ob wirklich für alle Teiltöne einer Saitenschwingung möglichst langes Nachschwingen wünschenswert ist. Da ja nicht alle Gitarren gleich klingen sollen, müssen Unterschiede in den Teiltonspektren vorhanden sein, und das bedeutet sowohl gitarrenspezifische Teiltonamplituden, als auch gitarrenspezifische Abklingzeitkonstanten. Im Folgenden wird zunächst der Reflexionsvorgang beschrieben, danach erfolgt die Analyse des Teiltonabklingens.

[♣] Es ist sinnvoll, zwischen der idealen (verlustfreien) und der realen (verlustbehafteten) Feder zu unterscheiden: Nur die ideale Feder gibt 100% der gespeicherten Energie zurück, bei der realen Feder ist's weniger.

© M.Zollner 2004

7.5.1 Reflexions- und Absorptionsparameter

Die beschreibenden Parameter von Wellen und deren Reflexion bzw. Absorption wurden schon in Kap. 1 und 2 erläutert; da aber vermutlich nicht jeder Leser diese Kapitel durcharbeiten möchte, erfolgt hier nochmals eine kurze Zusammenstellung.

Beim Anzupfen wird die Saite mit der **Kraft** F in Querrichtung ausgelenkt. Diese Anzupfkraft ist der Energielieferant für die nach dem Loslassen der Saite einsetzende Schwingung. Einheit der Kraft ist das Newton (N), im mks-System: $1\,\mathrm{N} = 1\,\mathrm{kg}\cdot\mathrm{m}/\mathrm{s}^2$. Als Bewegungsgröße der Schwingung wird (neben Auslenkung und Beschleunigung) die Geschwindigkeit verwendet, die – um Verwechslungen mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit zu vermeiden – **Schnelle** v genannt wird. Das Produkt aus Kraft und Schnelle ist die **Leistung** P, in der Einheit Watt (W) angegeben; 1 W = 1 Nm/s. Durch zeitliche Integration erhält man aus der Leistung die **Energie** E, in der Einheit Ws = Nm angegeben. Die typische Anregungsenergie einer Saite liegt bei ein paar Milliwattsekunden (mWs). Beim Buchstaben m ist Vorsicht geboten, da sowohl die Längeneinheit *Meter* als auch der Vorsatz *Milli* (Tausendstel) durch m abgekürzt werden.

Der Quotient aus Kraft und Schnelle einer sich ausbreitenden Welle ist der **Wellenwiderstand** $Z_W = F / v$. Hiermit ist aber nicht der Quotient der auf ein Saitenstückchen einwirkenden Kraft bzw. die Schnelle dieses Saitenstückchens gemeint, denn diese beiden Größen können durch Überlagerung mehrerer Wellen entstanden sein. Z.B. ist in einem Schwingungsknoten die Schnelle immer null – diesem Punkt darf aber nicht der Wellenwiderstand unendlich zugeordnet werden. Vielmehr ist der bei stehenden Wellen erzeugte Knoten ein Resultat zweier gegeneinander laufender Wellen, und nur bei diesen ist der Wellenwiderstand definiert. Bei Stahlsaiten beträgt der Wellenwiderstand ca. 1 Ns/m, genauere Daten nennt der Anhang.

Wenn eine sich ausbreitende Welle auf ein Hindernis trifft, wird ein Teil der Wellenleistung reflektiert. Ein Hindernis ist eine Stelle, deren Wellenwiderstand sich von dem der Saite unterscheidet, also insbesondere das Saitenlager (der Sattel). Der **Reflexionsgrad** kennzeichnet den Teil der Wellenleistung, der reflektiert wird; der nicht reflektierte Teil wird absorbiert. Neben dem Reflexionsgrad gibt es auch noch den **Reflexionsfaktor**, der für Kraft und Schnelle gebraucht wird. Wenn z.B. 25% der Wellenleistung reflektiert wird, bedeutet das, dass die Kraft der rücklaufenden (reflektierten) Welle 50% der Kraft der hinlaufenden Welle ist. Damit ist auch die Schnelle der rücklaufenden Welle 50% der Schnelle der hinlaufenden Welle, weil beide ja über den Wellenwiderstand verknüpft sind (s.o.). Daraus folgt: Der Reflexionsgrad ist das Quadrat des Reflexionsfaktors. **Reflexionsgrad** und **Absorptionsgrad** ergänzen sich zu eins: zu 25% Reflexionsgrad gehören 75% Absorptionsgrad.

Die Formelzeichen für Reflexionsfaktor und -grad werden nicht einheitlich gehandhabt, oft wird in beiden Fällen r geschrieben. Um Missverständnisse zu vermeiden, wird hier der Reflexionsfaktor mit r, und der Reflexionsgrad mit r^2 bezeichnet. Alternativ ist auch vom Energiereflexionsgrad r_E bzw. vom Leistungsreflexionsgrad r_P die Rede; beide sind gleich groß.

Aus Gründen der Energieerhaltung kann der Reflexionsgrad nicht größer als eins werden. Bei Gitarren sind Werte knapp unter eins (z.B. 99%) typisch. In einigen Frequenzbereichen kann es jedoch zu hohen Absorptionen kommen – die Schwingungsenergie wird dann effizient ins Lager eingekoppelt und entweder direkt in Wärme umgewandelt, oder (teilweise) als Schall abgestrahlt.

© M.Zollner 2004

7.5.2 Reflexionsanalyse

Beim einfachen Saitenmodell (Kap. 1) breiten sich nach dem Anzupfen zwei Transversalwellen entlang der Saite aus **(Abb. 7.15).** Das anregende Signal sei ein kurzer Impuls (bei A), der (idealisiert) an beiden Lagern gegenphasig reflektiert wird; für den Beobachtungspunkt (B) ist hierzu die idealisierte Zeitfunktion gezeichnet. Gegenüber dieser einfachen Modellbetrachtung zeigen sich in der Realität große Abweichungen: Die Ausbreitung der Transversalwellen ist dispersiv (Kap. 1.3), und an den Lagern erfolgt sowohl ein Energieverlust, als auch ein Energieaustausch zwischen Transversal- und Dehnwellen. Dieser Energieaustausch ist Gegenstand der folgenden Messungen, mit dem Ziel, ein genaueres Reflexionsmodell zu entwickeln.

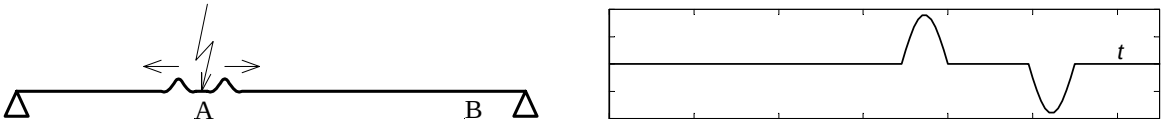


Abb. 7.15: Einfaches Transversalwellen-Modell: Impulsanregung bei A, Zeitfunktion bei B.

Wäre die in Abb. 7.15 bei B entstehende Zeitfunktion so einfach wie im Bild dargestellt, man könnte leicht zwischen hin- und rücklaufender Welle unterscheiden und einen Reflexionsfaktor ermitteln. Wegen der Frequenzabhängigkeit der Gruppenlaufzeit (**Dispersion**) wird aber jeder kurze Impuls schon nach wenigen Zentimetern zu einem **Chirp** verbreitert, sodass sich hin- und rücklaufende Welle vermischen (**Abb. 7.16**).

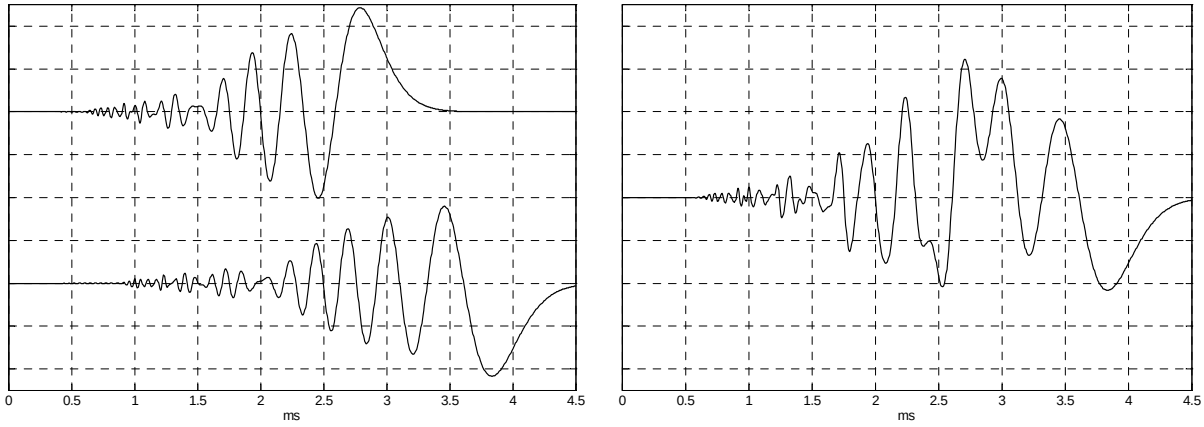


Abb. 7.16: Hin- und rücklaufende Welle am Punkt B mit Dispersion (links); Überlagerung bei B (rechts).

Bei nicht allzu hohen Genauigkeits-Anforderungen ist es aber möglich, eine der Wellen zu entfalten, und damit letztlich doch eine zeitliche Trennung zu erreichen. Die Saite wird hierzu als lineares, zeitinvariantes System interpretiert (Kap.1 und 2), dessen Ausgangssignal die Faltung von Eingangssignal und Impulsantwort ist. Linear ist die Saite bei kleinen Auslenkungen in guter Näherung, Zeitinvarianz ist wegen unvermeidlicher Temperaturänderungen nur über kurze Zeit erreichbar. Die **Entfaltung** liefert als die zur Faltung inverse Operation aus Ausgangssignal und Impulsantwort das Einganssignal. Eingangssignal könnte (bei A) ein kurzer Impuls sein, Ausgangssignal ist das bei B ermittelte Messergebnis (z.B. die Schnelle), die Impulsantwort ist aus den Saitendaten berechenbar (Kap. 1). Aber so elegant dieser Ansatz in der Theorie auch sein mag: In der Praxis erkennt man schnell neue Probleme: Die von einem kurzen Impuls gelieferte Signalenergie ist gering, sodass am Messpunkt viele Störungen und wenig Nutzsignal ankommen; die Entfaltung ist dementsprechend gestört.

© M.Zollner 2004

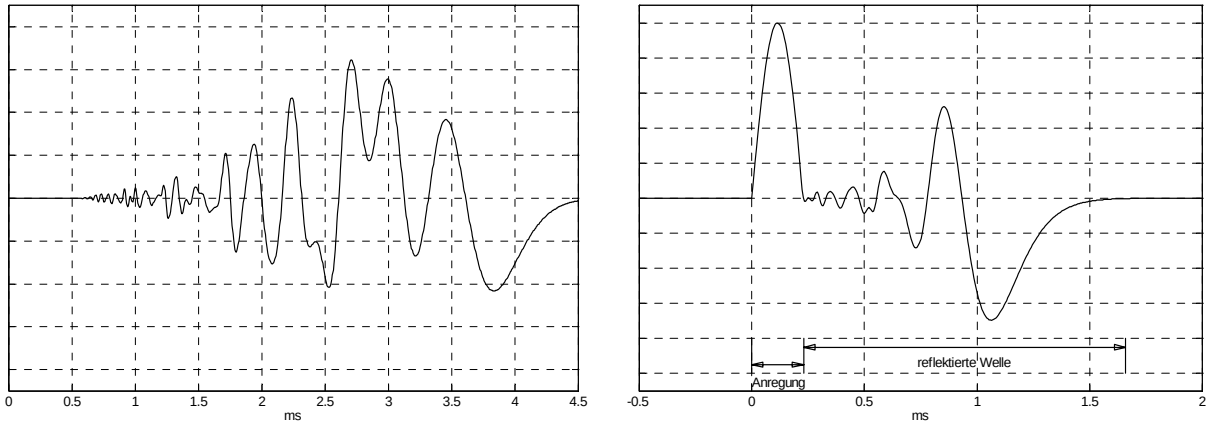


Abb. 7.17: Summensignal bei B (links), Entfaltung (rechts). Beide Kurven sind berechnet, nicht gemessen.

Abb. 7.17 zeigt, wie's in der **Theorie** funktionieren würde: Durch Entfaltung des bei B gemessenen Ausgangssignals (linkes Bild) mit der von A nach B abbildenden inversen Impulsantwort wird der (positive) Anregungsimpuls zurückgewonnen, zzgl. der Reflexion, die nicht vollständig entfaltet ist, weil sie ja über eine größere Strecke gelaufen ist. Nach Trennung der Signale könnte man aber auch die Reflexion bis zum Anregungsimpuls zurückentfalten.

Anregung mit einem kurzen Impuls ist aber, wie schon erwähnt, problematisch: Die nutzbare Signaldynamik ist gering. Bessere Ergebnisse erhält man, wenn bei A mit einem speziellen Chirp angeregt wird, dessen Abbildung auf B einen kurzen Impuls ergibt. Das Anregungssignal muss also genau so beschaffen sein, dass seine dispersive Abbildung auf B einen kurzen Impuls ergibt, der von der nachfolgenden Reflexion leicht getrennt werden kann (**Abb. 7.18**).

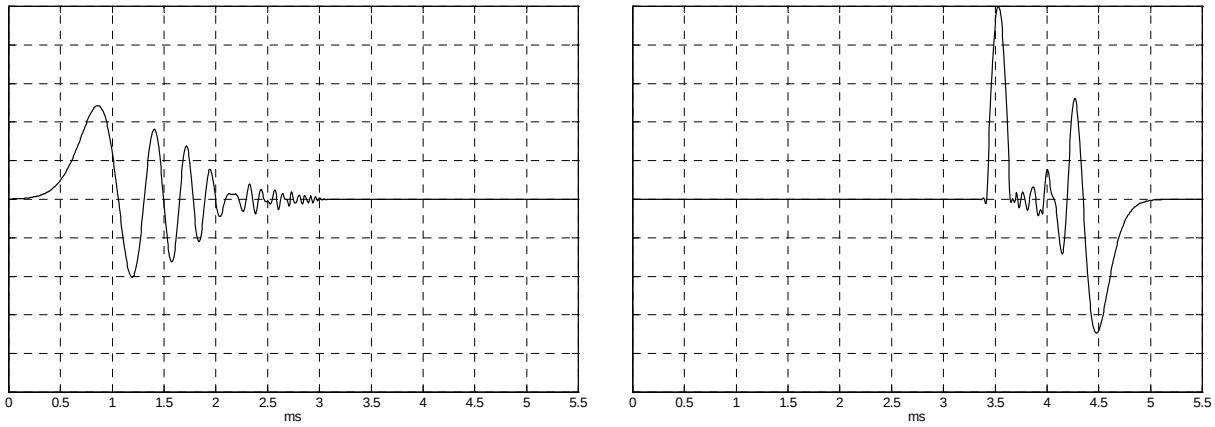


Abb. 7.18: Anregungs-Chirp bei A (linkes Bild), Ausgangssignal bei B (rechtes Bild); Modellrechnung.

Im Gegensatz zu den bisher dargestellten Modellrechnungen erfolgen nun **Messungen** an einem Versuchsaufbau. Eine 13 m lange Saite (Stahldraht 0,7 mm) wurde auf 6 Hz Grundfrequenz gespannt und von einem Shaker (B&K 4810) transversal mit einem Chirp ausgelenkt. Da die Shaker-Übertragungsfunktion frequenzabhängig ist, musste der in Abb. 7.18 dargestellte Chirp nochmals gefiltert werden, sodass die hinlaufende Welle in 3 m Distanz einen halbsinusförmigen Impuls ergab. Dies ist nur approximativ möglich, weil ein zeitbegrenzter Impuls ein unendlich breites Spektrum erfordern würde; Bandbegrenzung auf technisch mögliche Bereiche führt aber zur Impulsverbreiterung, speziell: zu Nebenschwingungen. Nach längerer Optimierungsarbeit war aber ein brauchbarer Kompromiss gefunden, der verlässliche Messergebnisse erbrachte.

© M.Zollner 2004

In **Abb. 7.19** ist der Versuchsaufbau dargestellt: Eine 13,3 m lange Saite läuft unter einem einstellbaren Knickwinkel über ein Schneidenlager zu einer ca. 10 cm entfernten Verankerung. Mit einem Laser-Vibrometer wird in ca. 20 cm Distanz vom Schneidenlager die Querschnelle der Saite gemessen, die von einem B&K-Shaker (4810) mit einem Chirp zu Querschwingungen angeregt wird. Der Chirp ist so berechnet, dass die im Bild nach rechts laufende Querwelle am Laser-Messpunkt gerade einen halbsinusförmigen Schnelle-Impuls erzeugt.

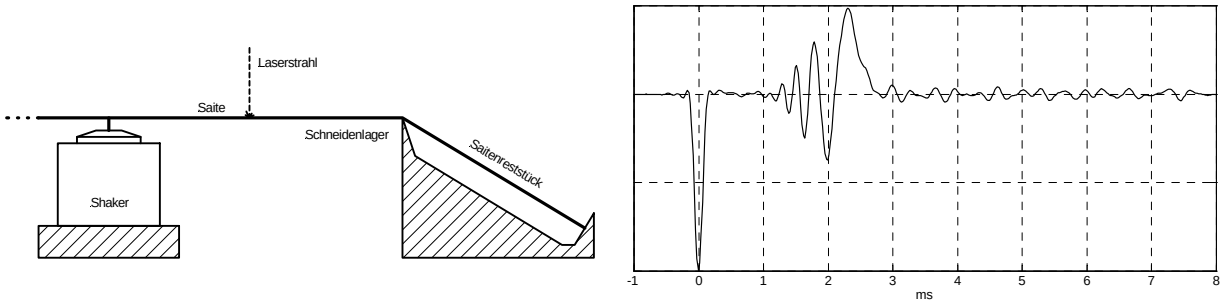


Abb. 7.19: Versuchsaufbau zur Reflexionsmessung (nicht maßstäblich). Die Länge des Saitenreststückes beträgt ca. 10 cm, die Distanz zwischen Schneidenlager und Laser-Messpunkt ist ca. 20 cm, die Distanz zwischen Laser-Messpunkt und Shaker ca. 3 m. Die insgesamt 13,3 m lange Saite (∅ 0,7 mm) war auf ca. 6 Hz Grundfrequenz gestimmt. Im rechten Bild ist die Zeitfunktion der mit dem Laser-Vibrometer gemessenen Schnelle dargestellt.

Im Bild ist die Zeitachse so skaliert, dass der (negative) Anregungsimpuls um den Zeitnullpunkt wirkt, begleitet von einigen kleinen Nebenschwingungen. Ab etwa 1 ms wird die dispersiv verbreiterte Reflexion sichtbar, ab ca. 3 ms sind Schwingungen zu erkennen, die vom Saitenreststück verursacht werden. Nur bei der biegesteifigkeitsfreien (biegeweichen) Saite wären die beiden Saitenteile durch ein starres Lager völlig entkoppelt, bei der biegesteifen Saite tritt auch am starren Stützlager eine Schwingungskopplung auf (Kap. 2.7): Das Stützlager kann zwar Querkräfte aufnehmen, aber nicht die in der Biegewelle ebenfalls auftretenden Biegemomente; sie werden über das Stützlager hinweg auf den jenseitigen Saitenteil gekoppelt. Der Länge des Saitenreststückes (98 mm) entsprechen 920 Hz Grundfrequenz, und bei dieser Frequenz und "Vielfachen" davon wird der Reflexion Energie entzogen. Der Begriff "Vielfache" ist nicht ganz wörtlich zu nehmen, die Eigenfrequenzen sind dispersiv gespreizt. In **Abb. 7.20** sind die entfalteten hin- und rücklaufenden Impulse zu sehen, sowie die zu beiden Funktionen gehörenden Spektren. Neben vielen kleinen Welligkeiten, die Analyseartefakte darstellen, können im **Reflexionsspektrum** vor allem zwei Besonderheiten deutlich erkannt werden: Die unerwartet große Reflexionsdämpfung (durchschnittlich ca. 1 dB), und selektive Reflexionsminima bei den Eigenfrequenzen des Saitenreststückes.

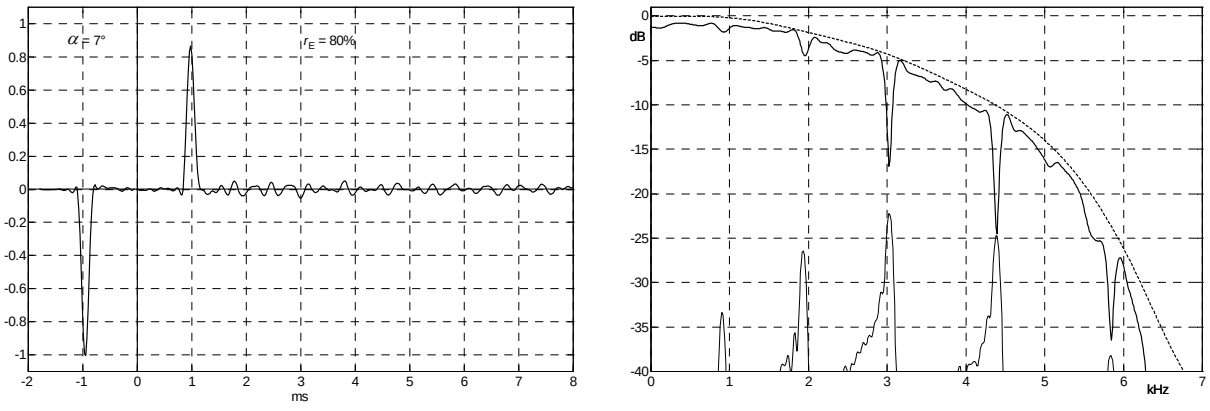


Abb. 7.20: Entfaltetes Reflektogramm (links); Anregungsspektrum (----), Reflexionsspektrum (——).Im rechten Bild ist dünn das Schnellespektrum des schwingenden Saitenreststückes eingezeichnet.

© M.Zollner 2004

Dass über das Schneidenlager hinweg eine Biegekopplung stattfindet und der Saite selektiv Schwingungsenergie entzogen wird, haben schon frühere Versuche gezeigt (Kap. 2). Dass die Energie der vom Lager reflektierten Welle aber ca. 20% kleiner ist als die der zum Lager hinlaufenden Welle, das überrascht. Würde die Welle tatsächlich bei jeder Reflexion 20% Energie verlieren, eine 500-Hz-Schwingung wäre schon nach 0,1 s um 48 dB gedämpft – das widerspricht jeglicher Erfahrung. Die spektrale Verteilung der reflektierten Energie darf mit Recht infrage gestellt werden, da jedes Kurzzeitspektrum Artefakte aufweist. Die Zeitfunktion der vom Laser gemessenen Schnelle (Abb. 7.19) ist diesbezüglich jedoch wesentlich verlässlicher. Wenn der daraus berechnete **Energie-Reflexionsgrad** so deutlich unter dem erwarteten Wert (von vielleicht 98%) bleibt, gibt es zwei Fehlermöglichkeiten: Die Energie des Anregungsimpulses wurde zu groß gemessen, oder die der Reflexion zu klein. Ein Fehler bei der Anregungsenergie kann weitgehend ausgeschlossen werden: Die Summation des quadrierten Signals erfolgt über nur 1 ms, da kann noch keine Reflexion vorliegen. Anders bei der reflektierten Energie: Theoretisch wäre es möglich, dass die Anregung nicht auf den im Bild dargestellten Impuls konzentriert ist, sondern einen zusätzlichen, zur späteren Reflexion gegenphasigen Anteil enthält. Diese sehr unwahrscheinliche Konstellation konnte durch Modifikation der Parameter aber ausgeschlossen werden: Alle Messungen ergaben einen aus der Zeitfunktion (Abb. 7.19) berechneten Energie-Reflexionsgrad von 80%.

Wo die scheinbar verlorene Energie hingeht, zeigt sich bei Veränderung des **Saitenknickwinkels**. Bei den ersten Messungen betrug dieser Winkel, der die Richtungsänderung der Saite am Schneidenlager beschreibt, α = 7°. In einer zweiten Versuchsserie wurde er auf α = 23° vergrößert, was eine weitere Verringerung des Energie-Reflexionsgrads auf 68% zur Folge hatte. Gleichzeitig tauchte aber bei diesen Messungen 5 ms nach der ersten Reflexion eine zweite, kleinere auf, und die liefert den Schlüssel zum Verständnis. Die Gesamtlänge der zur Messung verwendeten Saite beträgt 13,3 m, mit v_D = 5200 m/s braucht eine **Dehnwelle** also 5,1 ms, um einmal dispersionsfrei (!) hin- und zurück zu laufen. Die am Schneidenlager ankommende Transversalwelle wird offensichtlich zu einem nicht vernachlässigbaren Teil in eine Dehnwelle umgewandelt, die schnell und dispersionsfrei zum anderen Saitenende läuft, um dort teils als Dehnwelle, teils als Transversalwelle reflektiert zu werden. Nur die reflektierte Dehnwelle ist für die Messung von Bedeutung, sie kommt nach 5,1 ms zurück und löst am Scheidenlager eine sekundäre Transversalwelle aus. Da für den Laserstrahl nur Querbewegungen erfassbar sind, bleibt die Dehnwelle unsichtbar. Dass tatsächlich eine Dehnwelle entsteht, lässt sich leicht mit einem Kraftsensor nachweisen, der am anderen Saitenende die Längskraft misst: Tatsächlich erhält man genau zwischen den beiden in Abb. 7.21 dargestellten Reflexionen einen Längskraftimpuls (hier nicht eingezeichnet, siehe Abb. 7.29).

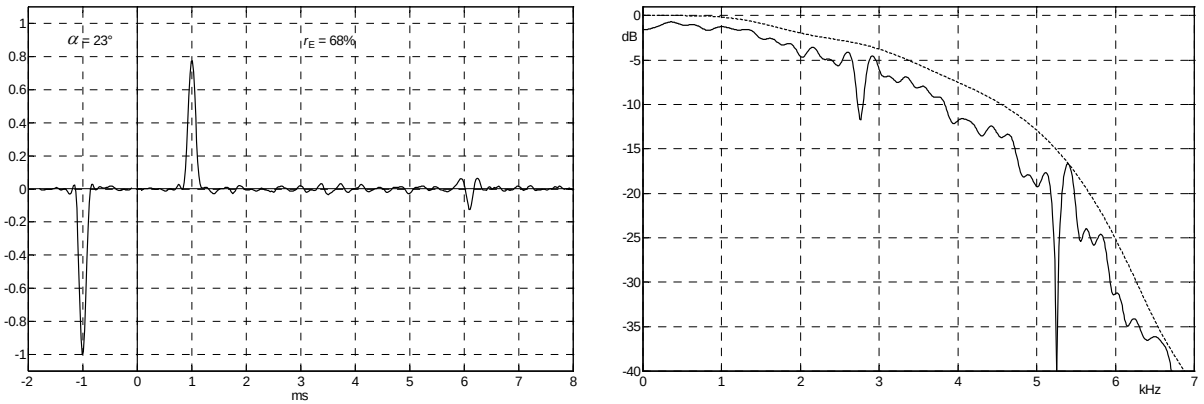


Abb. 7.21: Ähnlich Abb. 7.20, aber mit auf α = 23° vergrößertem Saitenknickwinkel.

© M.Zollner 2004

Die bisherigen Ergebnisse lassen sich zu folgender Erkenntnis zusammenfassen: Je stärker die Saite am Lager ihre Richtung ändert (d.h. je größer der Knickwinkel ist), desto effizienter wird im Lager transversale in longitudinale Schwingungsenergie umgewandelt. Oder kürzer: **Je stärker der Knick, desto stärker die Modenkopplung**. Zur Stützung dieser Hypothese sollen zwei weitere Messungen beitragen: In **Abb. 7.22** wurde der Knickwinkel auf 45° vergrößert, ein Wert, den man typischerweise beim Stratocaster-Steg findet. Der Reflexionsgrad verringert sich dabei auf 59%, die 5-ms-Reflexion wird noch stärker.

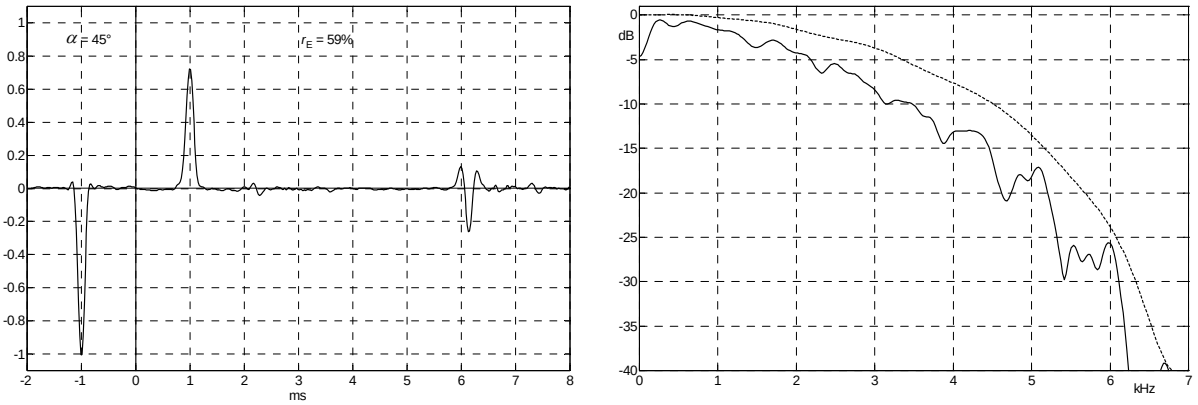


Abb. 7.22: Ähnlich Abb. 7.20, aber mit auf $\alpha = 45°$ vergrößertem Saitenknickwinkel.

Als anderes Extrem folgt abschließend eine Messung ganz ohne Saitenknick – die Saite endet einfach in einem schweren Messingblock, ohne vorher auf einem Steg aufzuliegen (**Abb. 7.23**). Der aus der Messung errechnete Reflexionsgrad beträgt 99%, eine 5-ms-Reflexion ist nicht erkennbar. Alle diese Auswertungen lassen nur einen Schluss zu: Bei der überwiegenden Mehrheit aller Elektrogitarren hält sich die Wellenreflexion am Steg nicht an die Lehrbücher! Der Gitarrensteg, idealisiert als starres Lager beschrieben, oder wirklichkeitsnäher als Querimpedanz (bzw. Admittanz) modelliert, funktioniert komplizierter als bisher angenommen. Neben seinen dissipativen Eigenschaften, die hier noch gar nicht untersucht wurden, wirkt er als Koppelglied zwischen Transversal- und Dehnwellen, wobei Energie-Kopplungsgrade von über 40% auftreten können – eine nicht mehr vernachlässigbare Größenordnung. Für den **Klang der Gitarre** bzw. das Spektrum der Saitenschwingung folgt daraus: Außer auf den Transversalwellen-Eigenfrequenzen schwingt die Saite auch auf Dehnwellen-Eigenfrequenzen, und zusätzlich sind Mischformen möglich, z.B. Wellenhinlauf als Transversalwelle, Rücklauf als Dehnwelle. Im Spektrum werden deshalb Abweichungen gegenüber den Eigenfrequenzen der biegesteifen Saite zu erwarten sein.

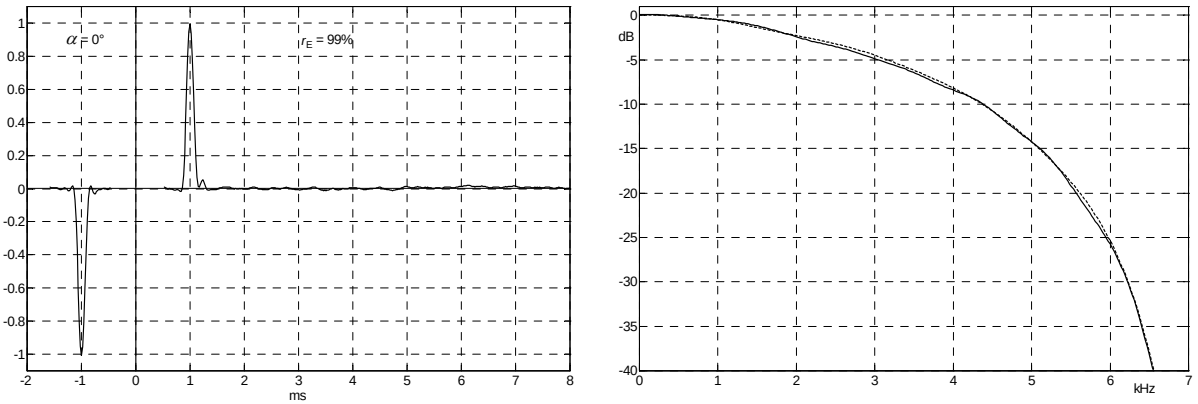


Abb. 7.23: Ähnlich Abb. 7.20, aber ohne Saitenknick.

© M.Zollner 2004

In **Abb. 7.24** sind nochmals alle vier gemessenen Reflektogramme zusammengestellt. Dass die Schnellereflexion gegenphasig erfolgen muss, ist gängige Lehrmeinung, und wird auch voll bestätigt. Dass aber die Höhe des reflektierten Impulses vom Saitenknickwinkel abhängt, erfordert die Erweiterung üblicher Modelle um eine lagerspezifische Modenkopplung.

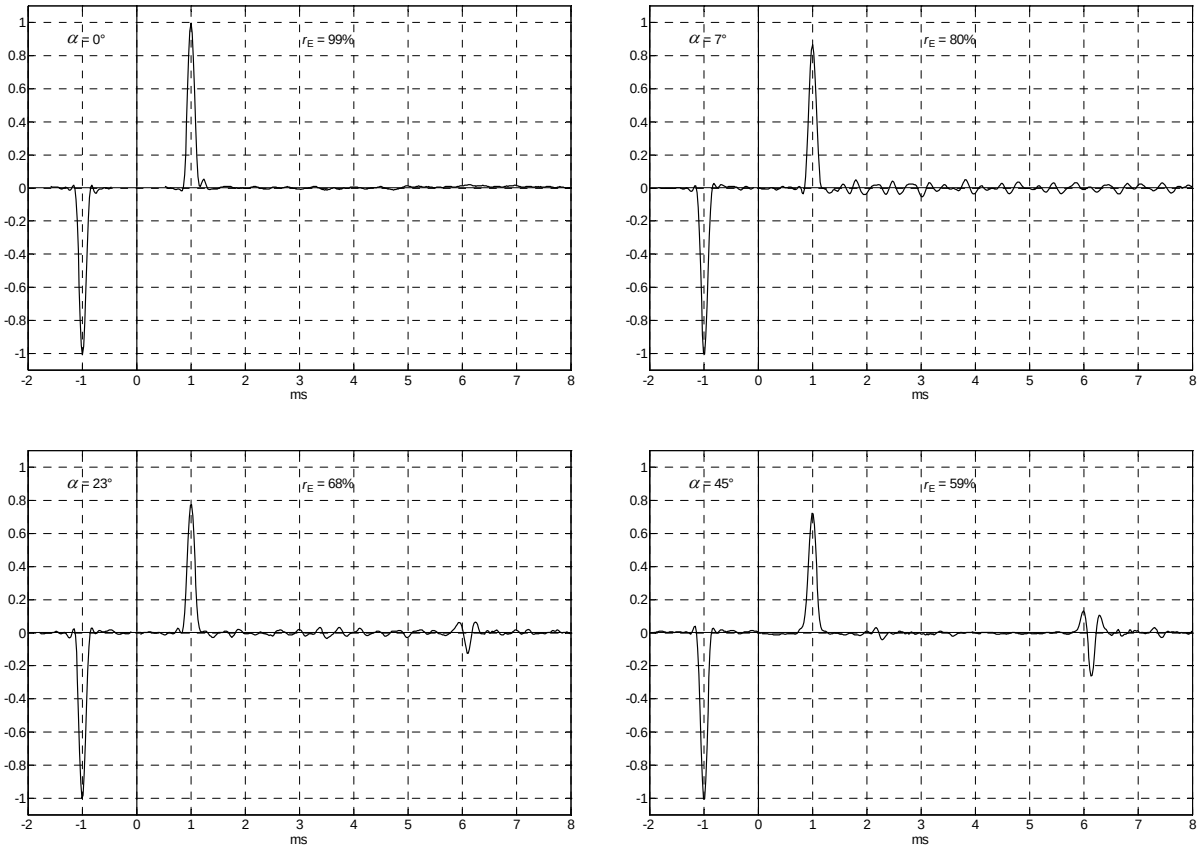


Abb. 7.24: Zusammenstellung aller Reflektogramme. α = Saiten-Knickwinkel, r_E = Energie-Reflexionsgrad.

Ein Blick auf weitverbreitete Gitarrenmodelle zeigt, dass die Gitarrenbauer die Variationsmöglichkeiten beim Saitenknickwinkel auch ausnutzen: Von ca. 4° bis über 45° reicht die Bandbreite. Bei der rein akustischen sog. Schlaggitarre mit ihrer konvex gewölbten Decke war die Festlegung des Knickwinkels eine Gratwanderung zwischen schnarrenden Saiten und einbrechender Decke: Je größer der Knickwinkel, desto größer die auf die Decke wirkende Kraft. Bei (addiert) 1000 N Saitenzugkraft erkennt man schnell, dass der Knickwinkel nicht zu groß werden darf. Einige Elektrogitarren haben das Prinzip der gewölbten, nicht unterstützten Decke übernommen (Byrdland, ES-330, Tennessean, Casino), und übernahmen damit auch den kleinen Knickwinkel. Mit versteifter Decke ("Sustainblock" in der ES-335) wären die Stabilitätsprobleme eigentlich weitgehend entschärft gewesen, in den 60er-Jahren wurde die ES-335 aber trotzdem mit dem Trapez-Tailpiece (langer Saitenhalter zum Gurtpin) der ES-330 gebaut – vermutlich aus Gründen der Optik. Bei Massivgitarren wie der Jazzmaster oder der Jaguar war der Grund für den kleinen Knickwinkel das Vibrato-System, das zusammen mit einem auf Spitzen gelagerten Steg für Verstimmungsfreiheit sorgen sollte. Man hätte ausrechnen können, dass das nicht funktionieren kann, überließ aber dem Markt die Entscheidung – und der entschied. Gnadenlos, obwohl's doch Fenders Topmodelle waren. Bei der Telecaster war zunächst ein großer Knickwinkel Standard (String-through-Body), 1959 gab's den kleinen Knickwinkel (Toploader), 1960 beide Varianten, danach wieder den großen Knickwinkel. Einen der größten Knickwinkel findet man beim Stratocaster-Steg, sowie seinen unzähligen Nachbauten.

© M.Zollner 2004

Abb. 7.25 zeigt einige Beispiele typischer Stegkonstruktionen. Den Stratocaster-Steg gibt's als Vintage-Version mit gebogener Blech-Auflage, oder mit massivem Böckchen. Außerdem mit oder ohne Vibrato (Tremolo), sowie in weiteren, hier nicht gezeichneten Varianten. Die Tunomatic-Bridge, Standard vieler Gibson-Gitarren, findet man mit zwei Montagearten: Mit zum Saitenhalter oder zum Hals zeigenden Justierschrauben. Zeigen die Schrauben zum Saitenhalter (linkes Bild), liegt das Saiten-Reststück auf der Schraube auf! Die abgebildete Stegvariante der 52er-Les-Paul entstammt L. Polfuss' Patentanmeldung; produziert wurde allerdings mit nach unten gewickelten Saiten. Der Steg der 54er-Les-Paul ist fest im massiven Korpus verankert, das könnte man schon fast als massives Lager bezeichnen. Da sich hiermit die Saiten aber nicht einzeln in ihrer Länge einstellen ließen, führte Gibson 1954 für fast alle Elektrogitarren die "Tune-o-matic Bridge" ein.

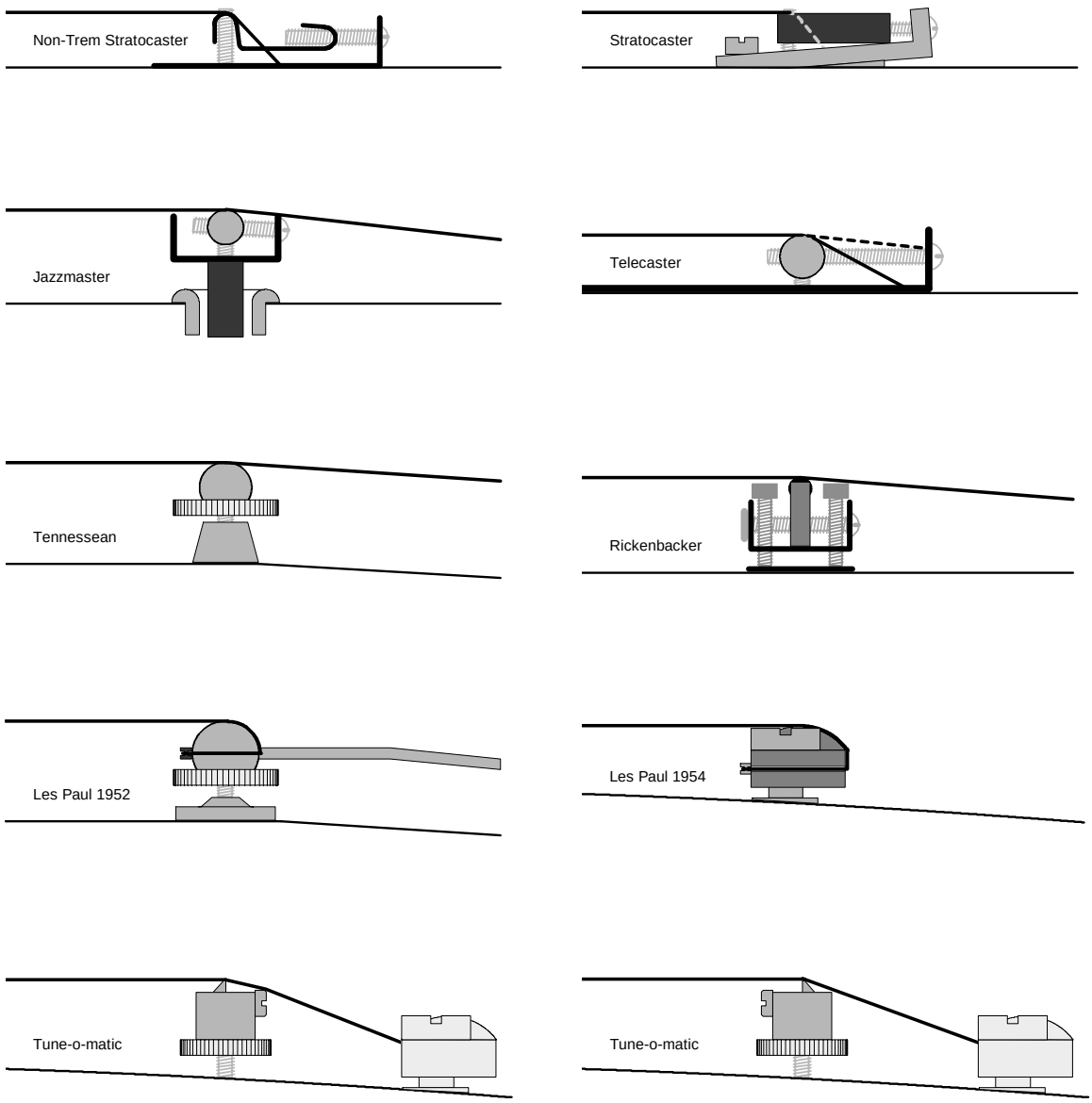
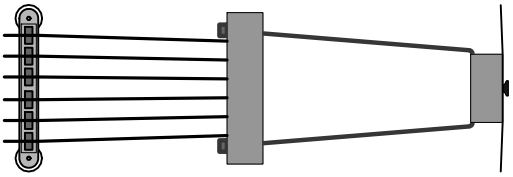


Abb. 7.25: Querschnitte durch einige ausgewählte Gitarrenstege.

© M.Zollner 2004

Aus Abb. 7.25 wird ersichtlich, dass der **Saitenknickwinkel** sehr unterschiedlich ausfällt. Daneben ist aber auch noch die Länge des **Saitenreststücks**, also des Saitenstücks zwischen Steg und Saitenhalter, zu berücksichtigen, sorgt es doch für selektive Absorptionen. Die für sich betrachtet nicht so besonders auffällig werden, der Vollständigkeit wegen aber doch erwähnt werden müssen. Aus der Längenrelation Saitenreststück : Mensur können leicht die Resonanzfrequenzen des Saitenreststückes abgeschätzt werden; bei diesen Frequenzen wird dem Saitenhauptteil wegen der über den Steg hinweg wirkenden Biegekopplung Schwingungsenergie entzogen. Diese Längenrelation ist gitarrenspezifisch (**Abb. 7.26**), und teilweise auch baujahrspezifisch. Beträgt die Längenrelation z.B. 10%, ergibt sich für die E_2-Saite als Grundfrequenz des Saitenreststückes 824 Hz. In der Praxis wird man mit kleinen Abweichungen rechnen müssen, weil zum einen die Biegesteifigkeit bei kurzen Saiten für eine stärkere Verstimmung sorgt, und weil zum anderen die Saitenbefestigung im Saitenhalter nicht ideal starr erfolgt. **Abb. 7.26** zeigt als typisches Beispiel den trapezförmigen Saitenhalter der Gibson ES-335, die danebenstehende Tabelle vermittelt einen Eindruck von üblichen Längenrelationen.



	Saitenreststück-Länge : Mensur
Gibson ES 140	6 %
Gibson ES 330	10 %
Gibson ES 335	17 %
Fender Jazzmaster	19 %
Gibson Byrdland	20 %

Abb. 7.26: Typischer Steg mit langem Saitenreststück (Gibson ES 335 mit Trapeze-Tailpiece).

Bereits die wenigen oben aufgeführten Beispiele zeigen, dass Gitarrenstege sehr unterschiedlich aufgebaut sein können, und dementsprechend unterschiedlich auf die Saitenschwingung einwirken. *Dass* am Steg eine wesentliche Modenkopplung auftritt, dokumentieren die aufgeführten Messungen zweifelsfrei. *Warum* es dazu kommt, soll jetzt ausführlicher untersucht werden. Insbesondere bedarf die Saiten-Knickung einer genaueren Dokumentation. Mit dem Knickwinkel wird nur der tangentiale (asymptotische) Verlauf spezifiziert, aber nicht die Ortsabhängigkeit der Krümmung. Hierfür gibt es zwei Extremfälle: Entweder biegt man die Saite gerade so weit über den Steg, dass der Knickwinkel erreicht wird, was zu einem verrundeten Verlauf führt, oder man biegt am Steg einen scharfen Knick in die Saite. Der erste Fall führt bei nicht zu großem Knickwinkel zu einer **reversiblen Verformung**, der zweite Fall zu einem irreversiblen Knick (plastische Verformung), der auch nach Entlastung bestehen bleibt. **Abb. 7.27** stellt diese beiden Fälle für 45° Knickwinkel dar.

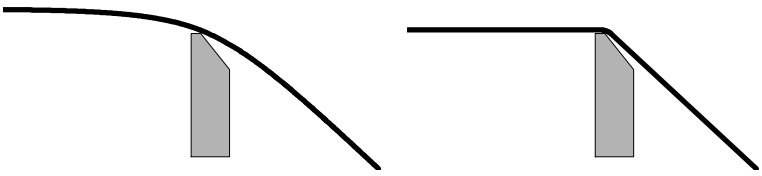


Abb. 7.27: Verrundeter und scharf abknickender Saitenverlauf bei identischem Knickwinkel ($\alpha = 45°$).

Das Reflexionsverhalten der beiden Saitenverläufe ist unterschiedlich, der verrundete Saitenverlauf erzeugt eine stärker ausgeprägte Modenkopplung. Offensichtlich ist nicht so sehr der Richtungswechsel der Saite von Bedeutung, sondern die Krümmung. Im rechten Bild tritt nur direkt am Steg eine starke Krümmung auf, dort ist aber die Schwingungsamplitude praktisch null. Im linken Bild erstreckt sich hingegen eine (allerdings schwächere) Krümmung über einen längeren Saitenbereich.

© M.Zollner 2004

In **Abb. 7.28** sind Reflektogramme für die Saitenverläufe aus Abb. 7.27 dargestellt. Die Primär-Reflexion (bei 1 ms) ist bei der scharf abgeknickten Saite stärker ausgeprägt als bei verrundetem Saitenverlauf. Nimmt man an, dass im Lager bei einer Reflexion nur wenig Energie dissipiert wird, folgt daraus für die scharf abgeknickte Saite eine schwächere Dehnwelle. Die nach 6 ms auftretende Sekundär-Reflexion bestätigt diese Vermutung qualitativ; sie hat allerdings nach der Quer/Längs-Kopplung noch eine zusätzliche Längs/Quer-Kopplung durchlaufen und ist deshalb kein direktes Maß für die Dehnwelle.

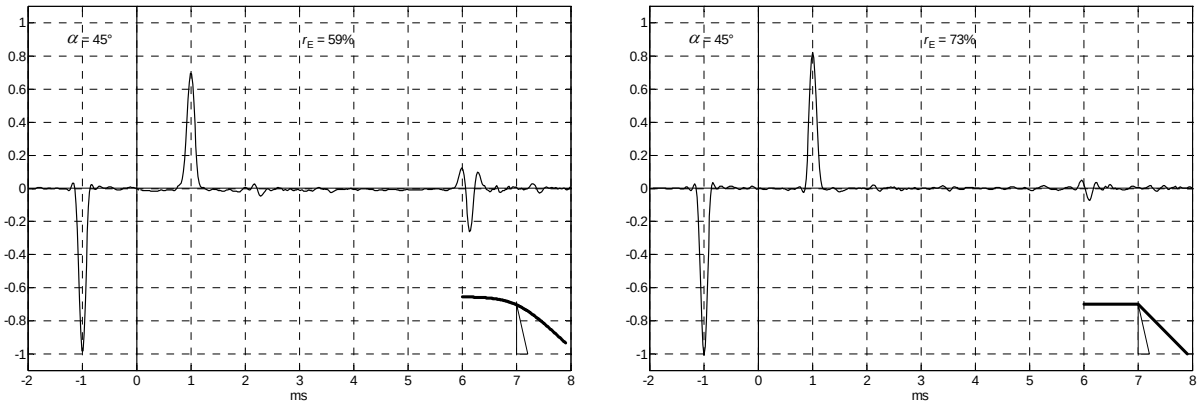


Abb. 7.28: Reflektogramm bei zwei verschiedenen Saitenkrümmungen; Knickwinkel $\alpha = 45°$.

Am einfachsten lässt sich die am Lager durch Modenkopplung erzeugte Dehnwelle mit einem **Kraftsensor** messen, der am anderen Saitenende die Längskraft misst. Hierbei ist aber zu berücksichtigen, dass am starren Lager Bewegungsgrößen zu null werden, während Kräfte verdoppelt werden (Kap. 2.2). In **Abb. 7.29** sind deshalb alle Längskräfte nur mit 50% der gemessenen Werte dargestellt (in der Hoffnung, das Lager möge ideal sein). Um den Einfluss des Saitenreststückes auszuschließen, wurde bei diesen Messungen die Saite starr in einem drehbaren Zylinder verankert – ohne Saitenrest. Durch Verdrehen des Zylinders konnte ein Biegemoment erzeugt werden, das die Saitenkrümmung bewirkte. 38 cm vom Lagerzylinder entfernt befand sich der Laser-Messpunkt, 3 m hiervon entfernt der Shaker. Die Kraftmessung erfolgte an dem 13,3 m entfernten anderen Lager, das keine Saitenkrümmung erzeugte.

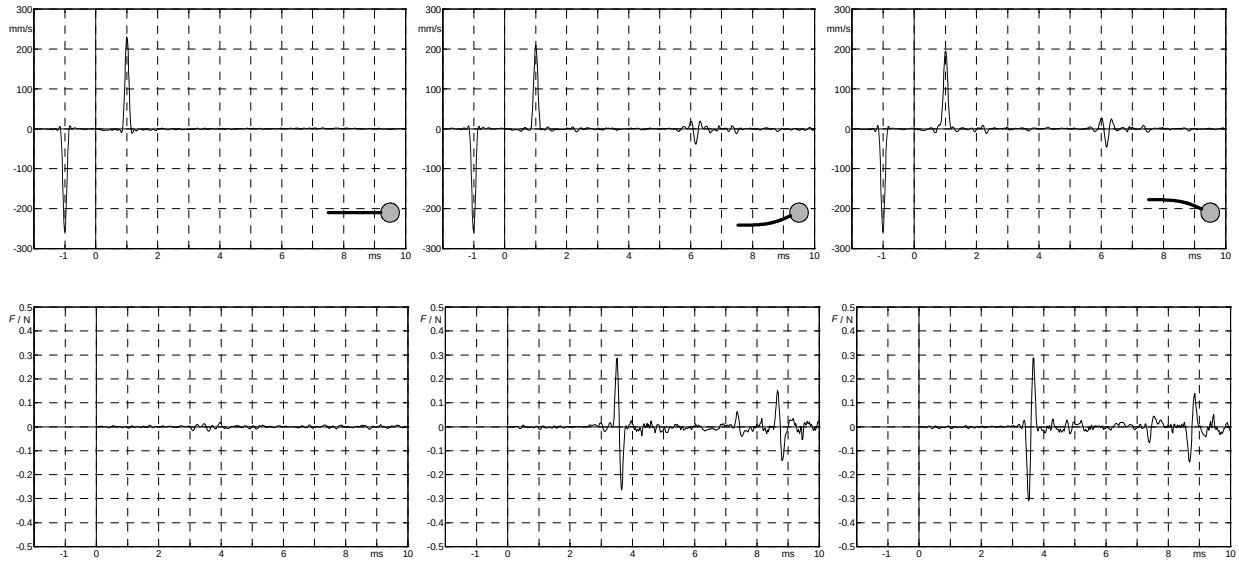


Abb. 7.29: Querschnelle (oben) und Längskraft (unten) für drei verschiedene Saitenkrümmungen. Besonders zu beachten ist die Polarität des Kraftsignals, die vom Krümmungssinn abhängt.

© M.Zollner 2004

Die in Abb. 7.29 dargestellten Messungen belegen eindrucksvoll, dass für die Modenkopplung nicht das Saitenreststück, sondern alleine die Saitenkrümmung verantwortlich ist. Ohne Krümmung tritt praktisch keine Dehnwelle auf. Ist die Saite in Lagernähe gekrümmt, erzeugt ein unipolarer Halbwellenimpuls einen bipolaren Längskraftimpuls, der an eine zeitliche Differentiation denken lässt. "Kraft = Masse · differenzierte Schnelle" wäre naheliegend, der hier vorgeschlagene Erklärungsversuch weist aber in eine andere Richtung: Nicht die infinitesimale Differentiation führt zum Ziel, sondern eine Differenz. Genauer: Die Überlagerung zweier gegenphasiger, zeitverschobener Signale. Die vom Lager reflektierte Schnellewelle ist ja gegenphasig zur hinlaufenden Schnellewelle, direkt am Lager ergibt ihre Summe deshalb null – das ideale Lager ist bewegungslos. Kurz vor dem Lager sind die beiden Wellen aber um eine kleine Laufzeit verschoben, die Überlagerung ergibt ein Signal, das näherungsweise dem Differential entspricht. In **Abb. 7.30** ist eine demgemäß berechneten Überlagerung der gemessenen Längskraft gegenübergestellt – der grundsätzliche Verlauf wird gut wiedergegeben. Dass nicht alle kleinen Zacken nachgebildet werden ist verständlich: Zum einen sorgen Bandbegrenzung und Entfaltung für Artefakte, wichtiger ist aber, dass die Berechnung nur für einen Punkt durchgeführt wurde, nämlich 1cm vor dem Lager. Auf der realen Saite erfolgt die Modenkopplung aber nicht nur an einem Punkt, sondern über einen Bereich.

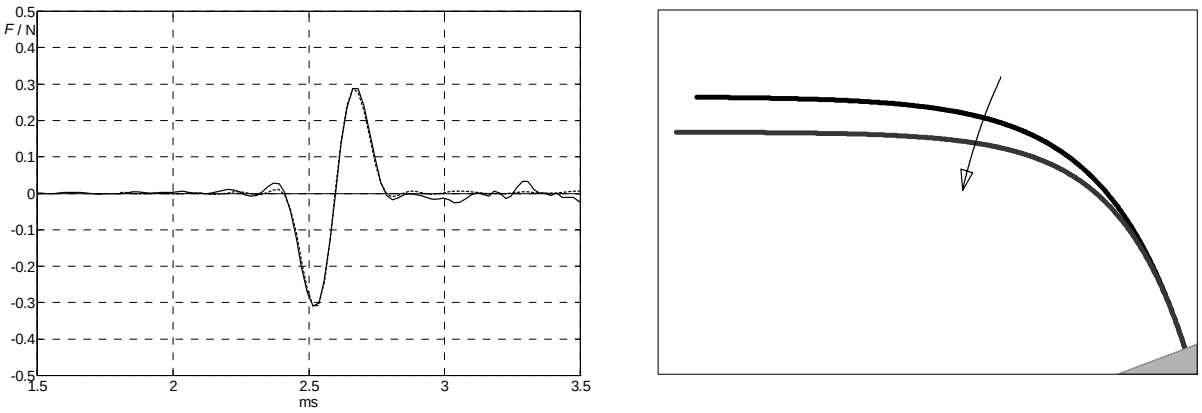


Abb. 7.30: Gemessene Saitenlängskraft (——), im Vergleich zu einer einfachen Modellrechnung (-----). Im rechten Bild ist schematisch die Kopplung zwischen Längs- und Querbewegung dargestellt.

Den prinzipiellen Mechanismus der Modenkopplung stellt das rechte Bild dar: Wenn man die Saite nach links zieht, bewegt sie sich gleichzeitig nach unten. Entsprechend gibt eine nach unten gerichtete Querauslenkung eine zusätzliche Verschiebung nach links. Wäre die Saite in die andere Richtung gekrümmt, ergäbe eine nach unten gerichtete Querauslenkung eine zusätzliche Verschiebung nach rechts. Diese Vorzeichenabhängigkeit wurde bereits in Abb. 7.29 aufgezeigt, Messungen und Modell stimmen diesbezüglich überein.

Abb. 7.30 zeigt eine Längskraft-Amplitude (Dehnwellen-Kraftamplitude) von 0,3 N. Die Dehnwellen-Schnelle ist hiermit über den **Dehnwellenwiderstand** Z_W = 16 Ns/m verbunden, woraus eine Dehnwellen-Schnelleamplitude von 19 mm/s resultiert, ungefähr 7% der Querwellen-Schnelleamplitude. Die **Energie** einer Welle hängt vom Quadrat der Schnelle ab, aber auch vom Wellenwiderstand: $E = Z_W \cdot v^2 \cdot t$. Die Wellenwiderstände für Dehn- und Querwelle unterscheiden sich in diesem Fall um den Faktor 30, die o.a. Schnellerelation (7%) würde also bedeuten, dass die Dehnwellenenergie ca. 30% der Querwellenenergie beträgt (Doppelimpuls, Faktor 2!). Der Energie-Reflexionsfaktor ist mit r_E = 65% in diesem Beispiel etwas kleiner, die fehlenden 5% könnten "verlorengegangen" sein, als die Dehnwelle über den Shaker lief. Mit Blick auf die Vielzahl möglicher Artefakte ist diese Genauigkeit als gut zu bezeichnen.

© M.Zollner 2004

Zusammengefasst: Die Kopplung Transversalwellen ⇔ Dehnwellen ist um so stärker, je mehr die Saite gekrümmt ist. Der Energie-Kopplungsgrad kann über 40% betragen. Die Zeitfunktionen der durch Kopplung entstehenden Wellen sind näherungsweise Ableitungen der sie erzeugenden Zeitfunktionen.

In **Abb. 7.31** sind die zeitlichen Abläufe zusammengefasst. Eine halbsinusförmige Transversal-Schnellewelle wird (auch) als sinusförmige Dehn-Schnellewelle reflektiert. Diese wird (auch) als Transversal-Schnellewelle mit 1,5 Perioden reflektiert. Die Ableitung als Näherung wird um so ungenauer, je mehr Stufen der Modenwandlung simuliert werden. Die zur zeitlichen Ableitung gehörende spektrale Operation ist die Multiplikation mit $j\omega$, also eine Tiefenabsenkung. Deshalb spielt bei der realen Saite die Modenkopplung im tieffrequenten Bereich keine Rolle – erst oberhalb von ca. 1 kHz sind Auswirkungen zu bemerken.

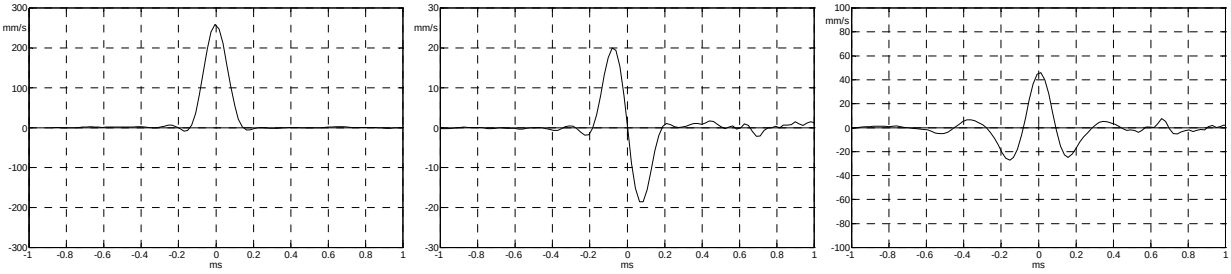


Abb. 7.31: Primäre Transversalwelle (links), davon erzeugte Dehnwelle (Mitte), davon erzeugte Transversalwelle (rechts). Alle Bilder sind Messergebnisse einer massiven 0,7-mm-Saite.

Bei den folgenden Analysen, die sich auf **spektrale Effekte** konzentrieren, wurde die Saiten-Mensur auf gitarrentypische Maße verkürzt, um in gitarrentypische Resonanzbereiche zu gelangen. Um Lagereffekte deutlich zu machen, wurde die Saite zum einen an beiden Enden festgeklemmt, zum anderen an beiden Enden über ein Schneidenlager geführt, d.h. gekrümmt. 7 mm vom einen Lager entfernt erfolgte mit dem Laser-Vibrometer eine Querschnelle-Messung. Nahe des anderen Lagers wurde die Saite mit einem kurzen Transversalimpuls angeregt. Die Spektren (**Abb. 7.32**) werden folglich eine **Kammfilterform** aufweisen, die sowohl von der Form des Anregungsimpulses, als auch von der Distanz Messpunkt/Lager abhängt. Die gute Übereinstimmung der Messwerte mit dem Transversalwellenmodell zeigt, dass bei der geklemmten Saite kaum Dehnwellen entstanden sind. Die Teiltonspreizung ist regulär, d.h. entspricht der in Kap. 1.3 vorgestellten Theorie.

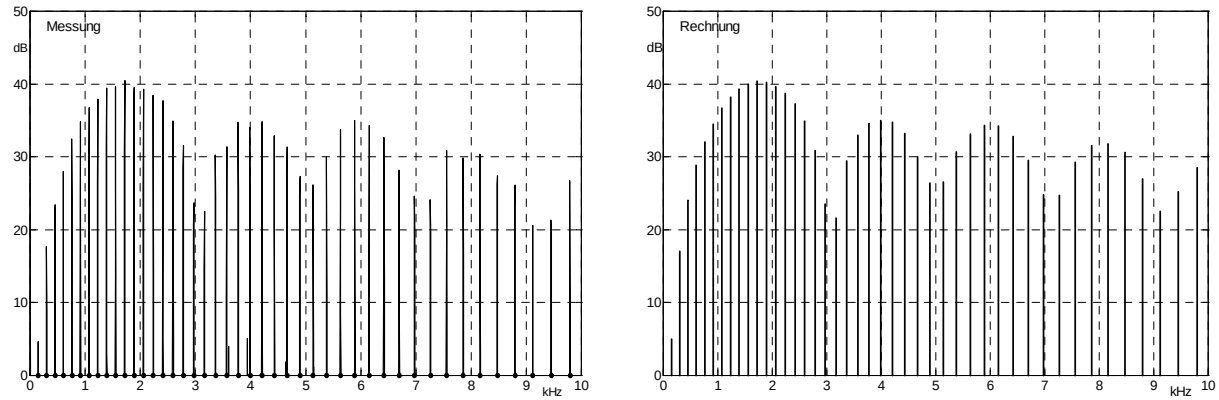


Abb. 7.32: Pegelspektrum einer geklemmten 0,7-mm-Saite (links), sowie Modellrechnung hierzu (rechts). Die gemessenen Teiltonfrequenzen stimmen perfekt mit den berechneten überein (Punkte im linken Bild).

© M.Zollner 2004

Bei der über Schneidenlager geführten Saite sind die Frequenz-Abweichungen zur regulären Spreizung deutlich (**Abb. 7.33**), was auf stärkere Modenkopplung zurückzuführen ist. Man erkennt zum einen Teiltonverstimmungen, zum anderen zusätzliche Teiltöne (z.B. um 3 kHz).

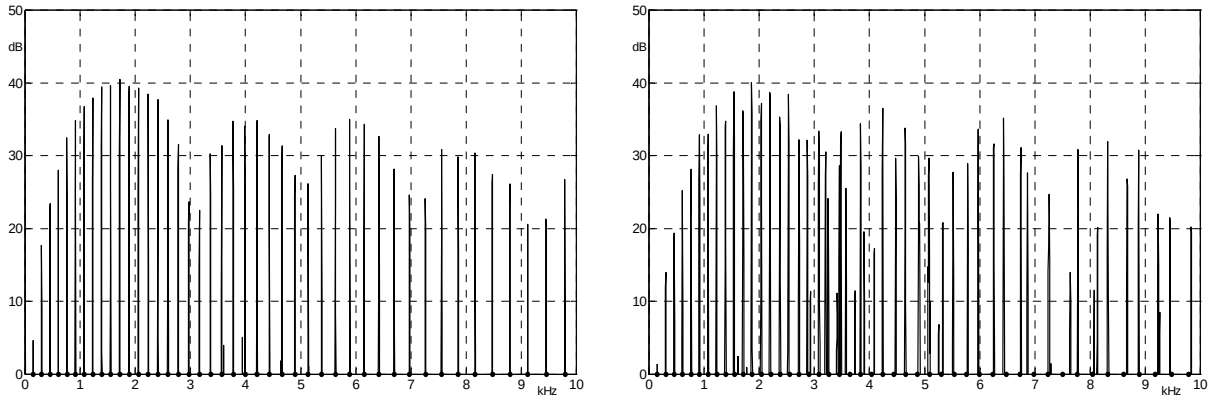


Abb. 7.33: Gemessenes Spektrum der geklemmten Saite (links) bzw. der gestützten Saite (rechts). Die Irregularitäten der Teiltonfrequenzen haben ihre Ursache in Modenkopplungen.

In **Abb. 7.34** sind zwei Ausschnitte aus dem Spektrum der gestützten Saite dargestellt. Im Gegensatz zur geklemmten Saite, deren Teiltonfrequenzen ja in guter Näherung mit den berechneten Werten übereinstimmen (Abb. 7.32), zeigen sich hier erhebliche Abweichungen zwischen Rechnung (Punkte) und Messung (Linienzug).

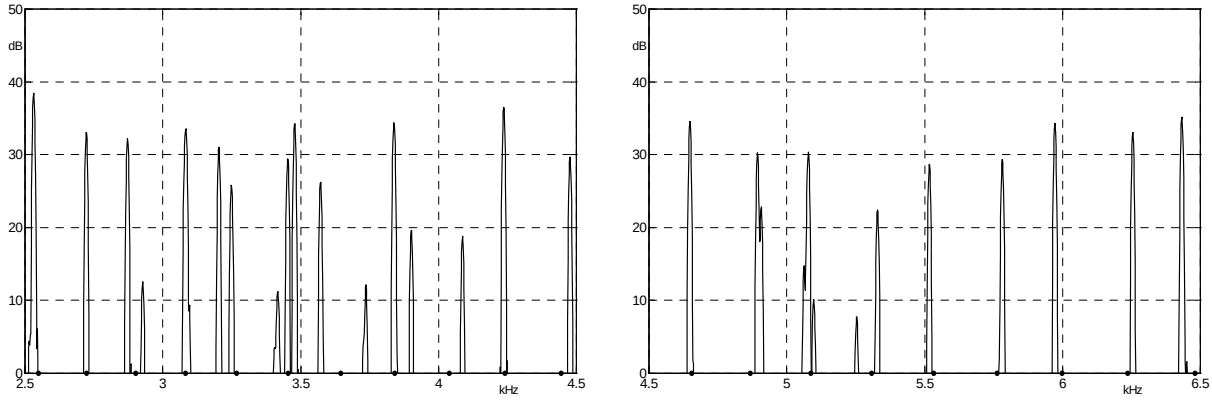


Abb. 7.34: Ausschnitte aus dem in Abb. 7.33 rechts dargestellten Spektrum (gestützte Saite).

Von besonderer Bedeutung ist natürlich die Frage, ob derartige Effekte denn auch hörbar sind. Orientierende **Hörversuche** hierzu ergaben, dass *alle* aufgenommenen Schnelle-Dateien unterschiedlich klangen – aber nicht wegen unterschiedlicher Saiten-Lagerung, sondern wegen nicht identischer Anregung. Bereits winzige Unterschiede im Anschlag änderten die spektrale Hüllkurve so stark, dass Abweichungen hörbar wurden. Deshalb wurden zwei Schalle synthetisiert, deren spektrale Hüllkurven identisch waren, deren Teiltonfrequenzen jedoch den in Abb. 7.33 dargestellten entsprachen. Ergebnis: Die Inharmonizitäts-Unterschiede sind für den Klang eher unbedeutend. Es hängt natürlich immer vom Einzelfall ab, ob spezielle Teiltonschwebungen den Höreindruck besonders prägen können, pauschal betrachtet hat der Anschlag aber ganz klar Priorität vor der Inharmonizität. (Zur Hörbarkeit von Teiltoninharmonizitäten siehe auch Kap. 8.5).

© M.Zollner 2004

7.5.3 Die mechanische Sattelimpedanz

Wenn man Saite und Sattel[♣] als Teile eines mechanischen Systems interpretiert, bieten sich zwei Wege zur mathematischen Beschreibung an: Die orts- und zeitabhängige Analysis mit Differential- und Wellengleichungen, oder die Spektraldarstellung des eingeschwungenen Zustandes. Das vorhergehende Kapitel hatte zeitliche Vorgänge analysiert, hier folgt jetzt die Beschreibung im Frequenzbereich.

Beim einfachen Saitenmodell ist der Sattel unbeweglich und reflektiert ideal, der Reflexionsfaktor r ergibt sich zu +1 (Kraft) bzw. –1 (Bewegung). In Kap. 2.5 wurde r aus dem reellen Wellenwiderstand Z_W der Saite und der komplexen Sattelimpedanz (Lagerimpedanz) Z_L berechnet. Um die Zusammenhänge überschaubar zu halten, soll zunächst nur ein Wellentyp (z.B. Transversalwelle) und eine verlustfreie Lagerung betrachtet werden. Die Sattelimpedanz $\underline{Z}_L = \underline{F}/\underline{v}$ ist dann eine **Reaktanz-Zweipolfunktion**. Die Reaktanz ist der Imaginärteil einer komplexen Impedanz. Ein Reaktanz-Zweipol hat eine rein imaginäre Impedanz, somit sind beim mechanischen Zweipol als Elemente nur Massen und Federn erlaubt, aber keine Dämpfungswiderstände. Mit der komplexen Frequenz p [z.B. 6] ergibt sich die Massenimpedanz zu pm, bzw. die Massenreaktanz zu ωm; die Federimpedanz ist s/p, die Federreaktanz ist $-s/\omega$. Die Impedanz eines mechanischen Reaktanz-Zweipols, der (verlustfrei nur) aus Massen und Federn zusammengesetzt ist, ist eine Reaktanz-Zweipolfunktion der Form:

$$\underline{Z}(p) = \frac{z_0 + z_2 p^2 + z_4 p^4 + \ldots + z_\nu p^\nu}{n_1 p^1 + n_3 p^3 + \ldots + n_\mu p^\mu} \qquad \text{Reaktanz-Zweipolfunktion}$$

Hierbei sind z_i die Koeffizienten des Zählerpolynoms, und n_i die des Nennerpolynoms. Die höchste Potenz des Zählerpolynoms (ν) ist entweder um 1 größer oder um 1 kleiner als die höchste Potenz des Nennerpolynoms (μ). Der größere Wert von ν bzw. μ entspricht der System-**Ordnung** n, die bei kanonischen Systemen der Anzahl der freien Speicher entspricht.

Beispiel: Ein System, das nur *eine* Feder enthält, ist ein System erster Ordnung. Hiermit könnte man schon ein ideales Lager beschreiben, müsste dazu aber die Federsteifigkeit s zu unendlich annehmen (eine unendlich steife Feder ist unnachgiebig). Mit endlicher Steifigkeit ist eine Approximation möglich, solange die Lagerreaktanz groß gegen den Wellenwiderstand bleibt. Für $s = 10^6$ N/m ergibt sich bei 1 kHz eine Lagerreaktanz von –160 Ns/m, das kann man schon als (betragsmäßig) groß gegen den Wellenwiderstand einer Stahlsaite (0,1 ... 1 Ns/m) bezeichnen. Ein derart federndes Lager würde tieffrequente Wellen fast genau so reflektieren wie ein ideales Lager. Montiert man vor diese Lagerfeder eine kleine Masse, und davor wieder eine Feder, so erhält man ein System 3. Ordnung. Tieffrequent verhält sich dieses neue System federgehemmt, hochfrequent ebenfalls, aber zwischen seinen beiden Resonanzfrequenzen ist es massegehemmt (träge). Diese Frequenzabhängigkeit der Lagerreaktanz bewirkt zweierlei: Eine Verstimmung der Teiltonfrequenzen, und die Erzeugung zusätzlicher Teiltöne, die bei idealer Saitenlagerung nicht vorhanden wären (Kap. 2.5.2). Je höher die Ordnung der Lagerimpedanz, desto mehr zusätzliche Teiltöne entstehen.

Wie groß ist die typische Ordnung einer Lagerimpedanz? Eigentlich unendlich, weil Sattel, Steg und Korpus Kontinua sind, in der Praxis aber letztlich doch endlich, weil ja nur ein endlicher Frequenzbereich betrachtet wird.

[♣] Der Begriff "Sattel" steht hier allgemein für das Saitenlager, also Steg- oder Kopfsattel.

© M.Zollner 2004

Die Sätze über Reaktanz-Zweipolfunktionen [z.B. 7] besagen, dass sich längs der $j\omega$-Achse einfache Pole und Nullstellen abwechseln. Zwischen den Polen und Nullstellen verhält sich der mechanische Reaktanz-Zweipol (d.h. das "reaktive" Saitenlager) entweder federnd oder träge, die Teiltöne der Saite werden dementsprechend entweder erniedrigt oder erhöht (Kap. 2.5.2). Je ein Pol-Nullstellenpaar (der positiven imaginären Achse) erzeugt einen zusätzlichen Teilton, mit $n = 8$ erhält man somit schon vier zusätzliche Teiltöne. Da alle Teile einer Gitarre kraftschlüssig verbunden sind, muss theoretisch mit sehr vielen schwingfreudigen Teilmassen und -federn gerechnet werden, und folglich mit sehr vielen zusätzlichen Teiltönen. Beim idealen, verlustfreien Lager! Sobald man aber dem Lager **resistive Elemente** zugesteht, ändert sich die Situation grundlegend: Nur mehr die ganz schwach bedämpften Resonanzen können die Phase um 2π drehen und Zusatztöne erzeugen, alle anderen Resonanzen führen nur mehr zu kleinen Frequenzverschiebungen.

Die mechanische Impedanz eines verlustbehafteten Lagers ist keine Reaktanz-Zweipolfunktion, sondern eine **Zweipolfunktion**, d.h. eine reelle, rationale und positive Funktion von p. Alle Pol- und Nullstellen der Lagerimpedanz $\underline{Z}(p)$ liegen links von der $j\omega$-Achse. Bildet man $\underline{Z}(p)$ auf den komplexen Reflexionsfaktor $\underline{r}(p)$ ab, entsteht keine reine Allpassfunktion, vielmehr sind Phase *und Dämpfung* frequenzabhängig.

$$\underline{r} = \frac{W - \underline{Z}}{W + \underline{Z}} = \frac{W - \underline{Q}/\underline{V}}{W + \underline{Q}/\underline{V}} = \frac{W \cdot \underline{V} - \underline{Q}}{W \cdot \underline{V} + \underline{Q}}$$

Komplexer v-Reflexionsfaktor

Die Lagerimpedanz $\underline{Z}$ kann als gebrochen rationale Funktion $\underline{Q} / \underline{V}$ dargestellt werden; aus den n Polen und Nullstellen der Impedanz werden durch die Abbildung n neue Pole und Nullstellen – die Ordnung n bleibt (für reellen Wellenwiderstand W) erhalten. Aus $W \cdot \underline{V} + \underline{Q}$ erhält man durch Nullsetzen die Pole des Reflexionsfaktors, sie liegen alle links von der $j\omega$-Achse (stabiles System). Aus $W \cdot \underline{V} - \underline{Q}$ erhält man durch Nullsetzen die NSt des Reflexionsfaktors, und die können nun in der ganzen p-Ebene liegen! Liegen $\underline{r}$-NSt *auf der $j\omega$-Achse*, ergibt sich bei der zugehörigen Frequenz **Anpassung**: Der Reflexionsfaktor ist null, die gesamte Wellen-Energie wird vom Lager absorbiert. Liegen $\underline{r}$-NSt *rechts von der $j\omega$-Achse*, enthält der Reflexionsfaktor (u.a.) einen **Allpass**. Liegen alle $\underline{r}$-NSt *links von der $j\omega$-Achse*, ist der Reflexionsfaktor **allpassfrei** (= minimalphasig).

Etwas vereinfacht: Jede Lager-Resonanz ergibt ein Pol/NSt-Paar des Reflexionsfaktors. Die Pole des Reflexionsfaktors liegen immer in der linken p-Halbebene, die NSt des Reflexionsfaktors können links oder rechts liegen. Eine links liegende NSt verursacht nur Teiltonverstimmungen, eine rechts liegende NSt erzeugt einen zusätzlichen Teilton.

Ein **Resonanzkreis** als Lager (d.h. ein Feder/Masse/Dämpfer-System) absorbiert schmalbandig Schwingungsenergie und verringert den Betrag des Reflexionsfaktors von 1 auf Werte knapp unter 1. Ist der Resonanzkreis minimalphasig, tritt nur eine kleine Phasenverschiebung auf: Unterresonant ist die Phase der Reflexion leicht negativ, überresonant leicht positiv, mit wachsendem Abstand von der Resonanzfrequenz nimmt die Phasendrehung gegen null ab. Ist der Resonanzkreis aber allpasshaltig (nicht minimalphasig), dreht er die Phase mit steigender Frequenz um -2π, wodurch ein zusätzlicher Teilton erzeugt wird. Die Grundlagen zu dieser Betrachtungsweise finden sich in der Systemtheorie [6, 7], der Reflexionsvorgang kann als Abbildungseigenschaft eines linearen und zeitinvarianten Systems aufgefasst werden.

© M.Zollner 2004

Ein kleiner Exkurs soll den Reflexionsvorgang bei einer elektrischen Leitung erläutern, danach folgt die Analogiebetrachtung für die mechanischen Leitung. Eine **elektrische Leitung**, deren Wellenwiderstand $W = 50\Omega$ beträgt [5], sei mit einer RLC-Reihenschaltung abgeschlossen, z.B. $R = 25\Omega$, $L = 0.1\text{H}$, $C = 1\mu\text{F}$. Daraus folgt der Reflexionsfaktor $\underline{r}$ zu:

$$\underline{r} = -\frac{R + pL + 1/(pC) - W}{R + pL + 1/(pC) + W} = -\frac{p^2 L + (R - W)p + 1/C}{p^2 L + (R + W)p + 1/C}$$

Die Nullstellen des Zählerpolynoms liegen in der rechten p-Halbebene, die Reflexion ist damit nicht minimalphasig, sondern allpasshaltig. Ändert man die drei Elemente der Abschlussimpedanz zu $R = 100\Omega$, $L = 0.2\text{H}$, $C = 0.5\mu\text{F}$, verändert das den Betrag des Reflexionsfaktors nicht; die Phase ändert sich aber schon, es entsteht ein minimalphasiges (d.h. allpassfreies) System. **Abb. 7.35** zeigt hierzu Betrag, Phase und Ortskurve des Reflexionsfaktors. Bei der minimalphasigen Lösung verläuft die $\underline{r}$-Ortskurve links des Koordinaten-Ursprungs, bei der allpasshaltigen Lösung umschließt die $\underline{r}$-Ortskurve den Ursprung.

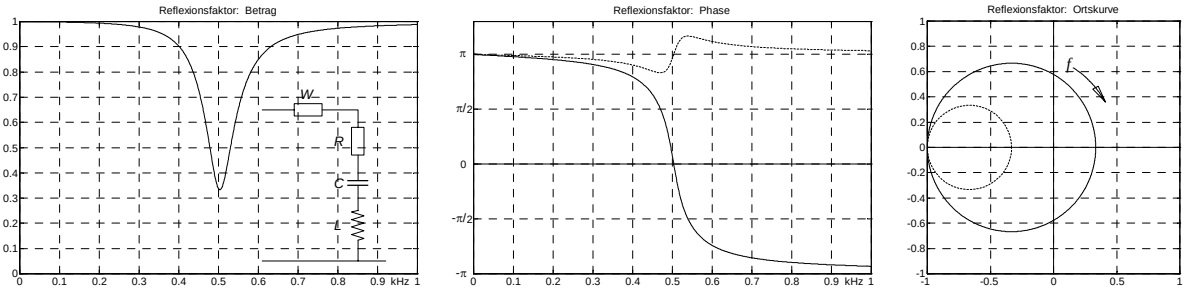


Abb. 7.35: Betrag- und Phasenfrequenzgang sowie Ortskurve des Reflexionsfaktors (---- = minimalphasig).

Nun zur **Saite**, der mechanischen Leitung. Dispersionsfrei betrachtet ist auch hier der Wellenwiderstand reell, und die Abschlussimpedanz (Lagerimpedanz) eine Zweipolimpedanz. Als Beispiel soll ein Lager fünfter Ordnung ($n = 5$) betrachtet werden, das im Wesentlichen aus einer harten Feder besteht, aber zusätzlich zwei kleine Massen, zwei Federn und vier Dämpfer enthält (**Abb. 7.36**). Dem mechanischen System sieht man nicht an, ob es eine allpassfreie oder allpasshaltige Reflexion erzeugt, beide Eigenschaften sind mit derselben Struktur realisierbar – lediglich die Bauteilewerte unterscheiden sich.

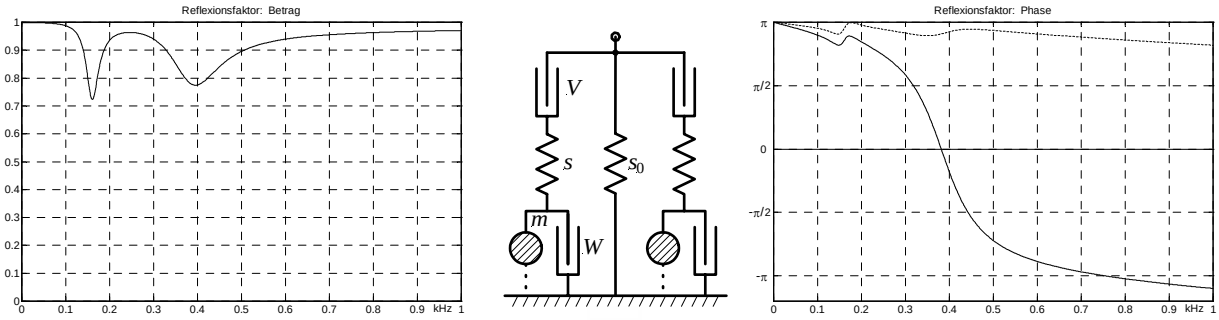


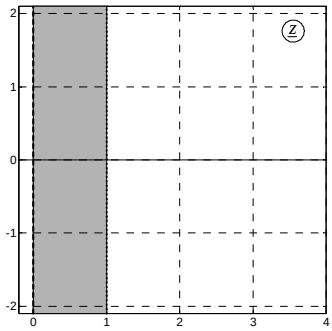
Abb. 7.36: Betrag und Phase des Reflexionsfaktors für zwei unterschiedliche Dimensionierungen. Die Betragsfrequenzgänge sind identisch, die Phasengänge unterschiedlich (---- = minimalphasig).

V	s	m	W	s_0	V	s	m	W
3,98 Ns/m	2859 N/m	0,36 g	0,1 Ns/m	5087 N/m	19,1 Ns/m	2054 N/m	1,43 g	0,17 Ns/m
25,6 Ns/m	7498 N/m	0,33 g	0,005 Ns/m	2221 N/m	34,9 Ns/m	281 N/m	0,244 g	0,048 Ns/m

Tabelle: Bauteilewerte. Die letzte Zeile ergibt die allpasshaltige Reflexion.

© M.Zollner 2004

Aus Sicht der Funktionentheorie ist die Abbildung der komplexen $\underline{Z}$-Ebene auf die komplexe $\underline{r}$-Ebene eine **konforme Abbildung**. Normiert man die Lagerimpedanz $\underline{Z}$ auf den Wellenwiderstand W, erhält man mit $\underline{z} = \underline{Z}/W$ folgende normierte konforme Abbildung:



$$\underline{r} = \frac{W - \underline{Z}}{W + \underline{Z}} = -\frac{\underline{z} - 1}{\underline{z} + 1}$$

$$\underline{z} = \frac{\underline{Z}}{W} = \frac{1 + \underline{r}}{1 - \underline{r}}$$

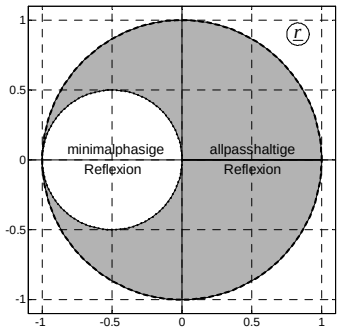


Abb. 7.37: Konforme Abbildung der normierten $\underline{Z}$-Ebene auf die $\underline{r}$-Ebene.

Der Einheitskreis der $\underline{r}$-Ebene ist Abbild der imaginären Achse der $\underline{z}$-Ebene, die linke $\underline{z}$-Ebene wird auf das Äußere des Einheitskreises abgebildet. Da nun aber alle realen Lagerimpedanzen Zweipolfunktionen mit nicht-negativem Realteil sind, kann der Betrag des Reflexionsfaktors nie größer als 1 werden – was auch aus energetischer Sicht zwingend ist. Der dunkel schattierte Streifen der $\underline{z}$-Ebene wird auf den dunklen Bereich der $\underline{r}$-Ebene abgebildet, der Bereich $\mathrm{Re}(\underline{z}) > 1$ auf den hellen Kreis. Mit $\mathrm{Re}(\underline{z}) > 1$ ist $\mathrm{Re}(\underline{z} - 1) > 0$, d.h. eine Zweipolfunktion, mit Nullstellen in der linken $\underline{r}$-Ebene – also minimalphasig. Im Falle der weiter oben beispielhaft erwähnten elektrischen Leitung ist $\underline{z}$ für $R = 25\ \Omega$ die Gerade $\underline{z} = 0.5$; sie liegt im dunklen Bereich, die Reflexion ist deshalb allpasshaltig. Für die mechanische Leitung (Saite mit Lager) zeigt **Abb. 7.38** die Ortskurven – mit einer Besonderheit:

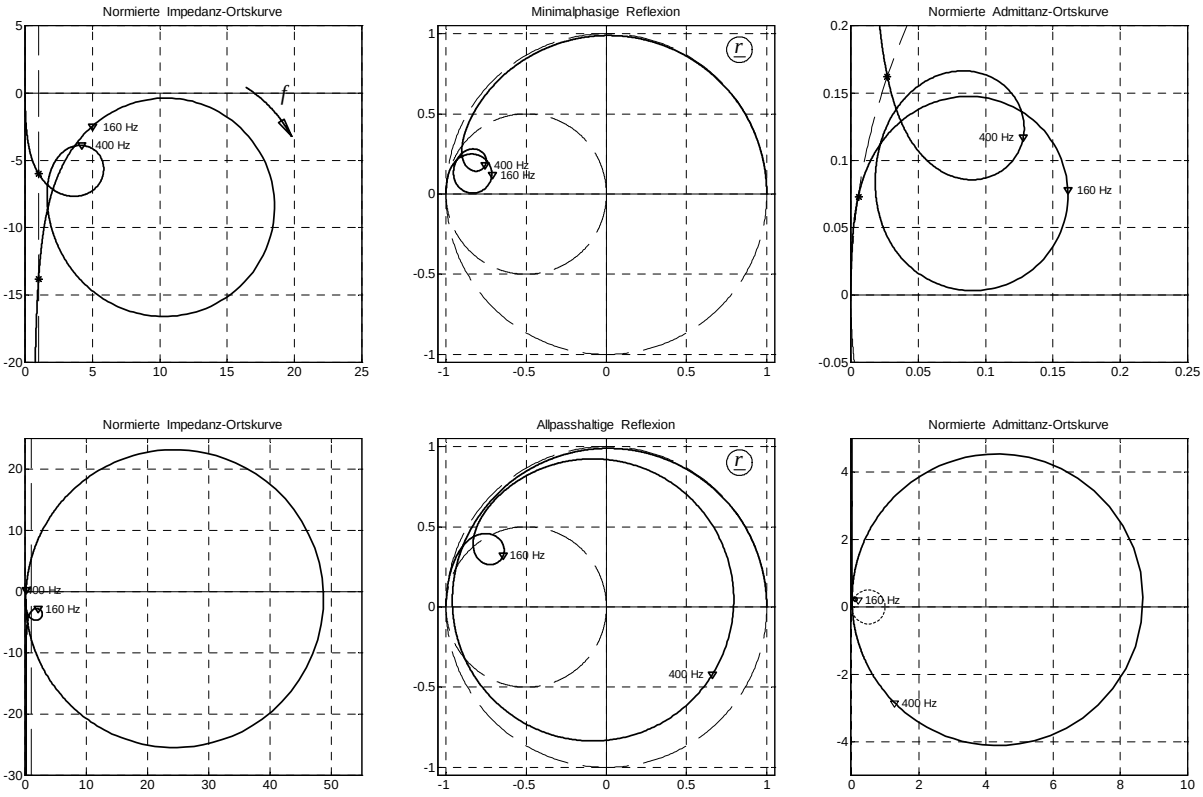


Abb. 7.38: Ortskurven zur mechanischen Leitung, vergl. Abb. 7.36. Alle Ortskurven werden mit steigender Frequenz im Uhrzeigersinn durchlaufen.

© M.Zollner 2004

Die normierte Impedanz-Ortskurve des minimalphasigen Systems verläuft zwischen 100 Hz und 650 Hz *rechts* von der gestrichelten Grenzlinie, der zugehörige Reflexionsfaktor liegt innerhalb des kleinen Kreises. Die beiden Maxima der Reflexionsdämpfung (160 Hz und 400 Hz) verursachen zwei kleine Schleifen in der $\underline{r}$-Ortskurve, denen man – weil innerhalb des kleinen Kreises – Minimalphasigkeit attestieren kann. Global betrachtet dreht aber die Phase des v-Reflexionsfaktors von π auf 0, ein Charakteristikum jeder federnden Lagerung (s_0). Für gegen null gehende Frequenz wirkt das in Abb. 7.36 dargestellte System federnd, die Impedanz hat somit einen Pol bei $p = 0$ (und eine Nullstelle bei $p = \infty$). Wollte man diese Besonderheit vermeiden, müsste man die Lagerung im Wesentlichen resistiv (d.h. als Dämpfer) gestalten; damit könnte aber keine Vorspannkraft aufgenommen werden. Deshalb federnde Lagerung, und Betrachtungen zur Allpasshaltigkeit nur im relevanten Frequenzbereich.

Abb. 7.38 enthält auch die Ortskurve der normierten **Admittanz** $\underline{Y} = G + jB = 1/\underline{Z}$. Der Realteil G der Admittanz heißt **Konduktanz**, der Imaginärteil B heißt **Suszeptanz**. Ob man nun mit der Impedanz (und ihren Komponenten Resistanz und Reaktanz), oder mit der Admittanz (und ihren Komponenten Konduktanz und Suszeptanz) arbeitet, ist Geschmacksache; die Umrechnung zwischen beiden Welten ist einfach. Zur Berechnung der Lagerabsorption ergibt die Admittanz die kürzeren Formeln, sie wird deshalb im Folgenden verwendet. Die am Lager absorbierte Leistung steht für die reflektierte Welle nicht mehr zur Verfügung, außer Phasendrehungen verursacht jedes Lager auch Absorption (Dämpfung). Der **Absorptionsgrad** a^2 gibt den relativen Anteil der vom Lager irreversibel aufgenommenen Wirkleistung an:

$$a^2 = 1 - r^2 \qquad a^2 = \text{Leistungsabsorptionsgrad},\ r^2 = \text{Leistungsreflexionsgrad}.$$

Beide Größen hängen quadratisch von den jeweiligen -Faktoren ab: Beträgt der Reflexionsfaktor z.B. $r = 50\%$, werden 25% der Leistung reflektiert, und 75% absorbiert: $a^2 = 0.75$. Die von einem Zweipol aufgenommene **Wirkleistung** P_W kann auf vier Arten angegeben werden:

$$P_W = \tilde{F}^2 \cdot G = \tilde{v}^2 \cdot R = \tilde{F}^2 \cdot \frac{R}{(R + jX)^2} = \tilde{v}^2 \cdot \frac{G}{(G + jB)^2} \qquad \text{Wirkleistung}$$

Beim Saitenlager errechnet sich der Lager-Leistungsabsorptionsgrad zu:

$$a^2 = \frac{4 \cdot WG}{(WG + 1)^2 + (WB)^2} \approx 4 \cdot WG \qquad \text{Lager-Leistungsabsorptionsgrad}$$

Nimmt man ein relativ unnachgiebiges Lager mit kleiner Konduktanz und kleiner Suszeptanz an, ist die Leistungsabsorption proportional zur Konduktanz. Messungen von Fleischer [2006] zeigen, dass zumindest die Konduktanz zumeist unter 0,01 s/kg liegt, das ist klein im Vergleich gegen den Kehrwert des Wellenwiderstandes üblicher Saiten (1 – 10 s/kg). Messwerte zur Suszeptanz werden bei Fleischer nicht explizit angegeben, die Größenordnung ist bei kreisförmigen Ortskurven aber vergleichbar. Bei dem in Abb. 7.38 vorgestellten Beispiel erreicht die Konduktanz im minimalphasigen System Werte knapp über 0,15 s/kg, die Absorption ist allerdings untypisch groß gewählt, um die Kurven gut darstellen zu können. Bei der allpasshaltigen Reflexion ergeben sich aber ganz andere Verhältnisse: Hier entstehen Konduktanzwerte, die größer sind als der Kehrwert des Wellenwiderstandes. Ursache hierfür sind die schon erwähnten Dehnwellen, die fast die Hälfte der am Lager ankommenden Transversalwellenleistung absorbieren können (Kap. 7.5).

© M.Zollner 2004

Die (zumindest theoretisch) große Bedeutung der Allpasshaltigkeit zeigt die folgende Messung, die schon in Abb. 7.34 zu sehen war. In **Abb. 7.39** ist ein Ausschnitt aus dem Spektrum einer auf 152 Hz gestimmten Saite zu sehen. Die vertikalen Gitterlinien sind den berechneten Teiltonfrequenzen zugeordnet, wie sie eine starr eingespannte biegesteife Saite hätte. Die von der Biegesteifigkeit verursachte Teiltonspreizung ist hier also berücksichtigt, trotzdem ist die Übereinstimmung eher schlecht: 8 Teiltonfrequenzen liegen deutlich neben den berechneten Werten, und 9 Linien sind zusätzlich vorhanden. Die Ursache sowohl der Abweichung als auch der Teiltonerzeugung ist die **Phase des Reflexionsfaktors**: Minimalphasige Nullstellen erzeugen **Verstimmung**, Allpassverhalten generiert **Zusatztöne**.

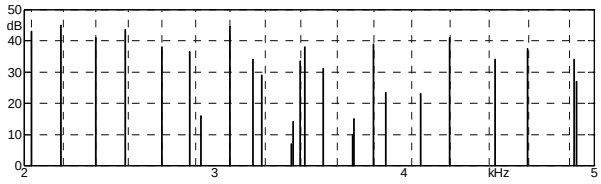


Abb. 7.39: Spektrum einer angeschlagenen Saite, die mit 45° Knickwinkel über die Lagerstege läuft.

Die klangliche Wirkung eines **Zusatztones** darf man sich aber nicht so vorstellen, dass neben dem Gitarrenton ein unharmonischer Störton hörbar würde. Ist der Pegel des Zusatztones gering, bleibt er gänzlich unhörbar. Quantitativ ist diese Aussage nur sehr schwer zu leisten, die psychoakustischen Verdeckungsmechanismen sind bei komplexen Klängen selbst sehr komplex. Einfacher ist deshalb die qualitative Aussage: Es gibt in jedem Gitarrenton Teiltöne, die zwar im Spektrum sichtbar sind, aber trotzdem unhörbar bleiben. Werden sie (bei ausreichendem Pegel) hörbar, dann nicht als Störton, sondern als Klangfarbenänderung. Entsteht neben einem 3406-Hz-Ton ein zusätzlicher 3416-Hz-Ton, kann in dieser Frequenzlage eine Schwebung hörbar werden. Da inharmonische (gespreizte) Spektren aber sowieso schon leicht schwebend klingen, verändert das Hinzufügen eines Zusatztones, dessen Pegel im Rahmen bleibt, den Klang höchstens marginal. Für die typische Aufführungspraxis ist diese Pauschalaussage nicht näher quantifizierbar, weil zu viele Unbekannte Einfluss nehmen: Filter, Verstärker, Lautsprecher, Raumresonanzen u.v.a.m.

Macht es dann überhaupt noch Sinn, Gitarren-Schwingungen zu messen, wenn letztlich doch (noch) keine quantitative Aussage über den Klang möglich ist? Selbstverständlich können Messungen nur Ergänzungen zu Hörversuchen sein, und kein Ersatz. Schwingungsmessungen unterstützen (oder widerlegen) Modellannahmen, und liefern damit Bausteine für ein psychoakustisches Klangmodell. Das zur Zeit zwar nur in rudimentärer Form existiert, aber mit dem Fortschritt der Erkenntnisse Gestalt gewinnt. Aus theoretischer Sicht ist die genaue Kenntnis des Reflexionsvorgangs natürlich schon wichtig, erlaubt sie doch, Ursachen für Abnormalitäten zu definieren, auch wenn diese nicht in jedem Fall hörbar werden. Es beruhigt, wenn man ein unerwartetes Ergebnis dem untersuchten Objekt zuordnen kann, und nicht als Fehler seines Equipments einordnen muss. Den man zwar "systemimmanenten Artefakt" nennen dürfte, der aber gleichwohl störend wäre. Bei der Spektralanalyse, und die ist ja die Grundlage jeder Teiltonermittlung, gibt es viele **Artefakte**, die das Endergebnis massiv beeinflussen können. Das nach dem klassischen Fourier-Integral berechnete Spektrum existiert bei realen Tönen überhaupt nicht: Man müsste unendlich lang warten, das will kaum einer. Gewichtung mit Fensterfunktionen schafft Approximationen in endlicher Zeit, aber auf Kosten der Eindeutigkeit. Kap. 7.6 widmet sich ausführlicher der messtechnischen Analytik, vorher sollen aber erst noch Konduktanz- und Absorptionsmessungen realer Gitarren vorgestellt werden, um neben aller Theorie auch quantitative Messergebnisse zu zeigen.

© M.Zollner 2004

7.5.4 Messergebnisse

Das Messen mechanischer Sattelparameter ist kompliziert, weil einerseits Modenkopplungen und Dispersion für eine große Parametervielfalt sorgen, und anderseits an die Messgenauigkeit sehr hohe Anforderungen zu stellen sind: Es ist ein Unterschied, ob 99,8% oder 99,9% der einfallenden Energie reflektiert werden. Bei nur 0,5% Messungenauigkeit könnten somit Reflexionsgrade über 100% herauskommen, was natürlich unsinnig ist. Abkling-Analysen scheinen da eine willkommene Alternative zu bieten, erlauben aber immer nur Aussagen über *beide* Seitenlager; eine Differenzierung in Stegsattel / Kopfsattel ist hiermit nicht möglich. Auch das Messen der mechanischen Sattelimpedanz bzw. -admittanz liefert nur Teilinformationen, weil Biegekopplungen (Kap. 2.7) und Dehnwellenerregung nicht erfasst werden. Die folgenden Messergebnisse sind deshalb nur ein erster Schritt auf dem Weg zur analytischen Beschreibung des Reflexionsvorgangs.

In **Abb. 7.40** sind Messergebnisse einer Les Paul Standard dargestellt. Zur Messung waren alle 6 Saiten aufgezogen, die Gitarre lag mit einem Mousepad als Zwischenlage auf einem Steintisch, die Impedanzmessung erfolgte mit einem Shaker B&K-4810 und einem Impedanz-Kopf B&K-8001. Der Taststift des Impedanzkopfes war auf das Stegböckchen der A-Saite so aufgesetzt, dass die griffbrettnormale Impedanz gemessen werden konnte. Die doppellogarithmische Darstellung zeigt viele Resonanzmaxima, die aber nicht in allen Details interessieren – der Absorptionsgrad ist deshalb mit *linearer* Ordinatenteilung dargestellt, um den Blick auf das Wesentliche zu lenken.

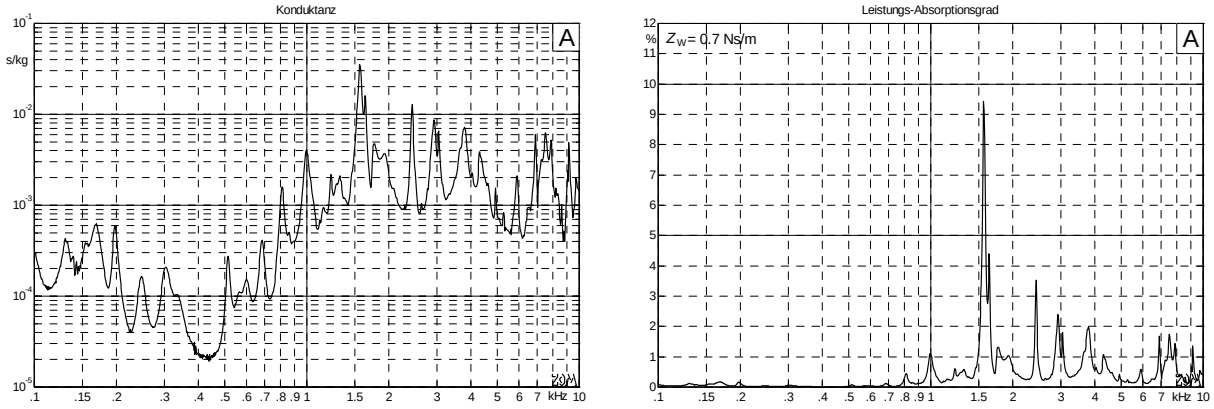


Abb. 7.40: Konduktanz G und Absorptionsgrad a^2, gemessen am Stegsattel (A2) der Gibson Les Paul Standard.

Wesentlich ist: Unter ca. 1 kHz ist die Absorption sehr gering, über 1 kHz zeigen sich mehrere selektive Absorptionsmaxima. Der Absorptionsgrad ist für einen Wellenwiderstand von 0,7 Ns/m berechnet, das entspricht etwa einer A-Saite. Nimmt man an, dass der Kopfsattel genauso wie der Stegsattel absorbiert[♣], so würde pro Grundschwingungsperiode (also je 9 ms) zweimal der Absorptionsverlust auftreten; mit a^2 = 9.5% ergäbe das einen Dämpfungsanstieg von 95 dB/s. Andererseits erhielte man mit z.B. a^2 = 0,1% gerade einmal 1 dB/s. Dieses Beispiel zeigt die Bandbreite der Absorption: 1 dB/s wären für normales Gitarrenspiel so gut wie nicht vorhanden ("unendliches Sustain"), 95 dB/s bedeutete hingegen sofortigen Tonverlust. In der Realität darf jedoch nicht davon ausgegangen werden, dass Kopf- und Stegsattel gleichartig absorbieren, deshalb sind zusätzliche Messungen am Kopfsattel erforderlich (siehe Abb. 7.41) .

♣ was allerdings nicht der Realität entspricht, siehe später.

© M.Zollner 2004

In **Abb. 7.41** ist ergänzend das Absorptionsverhalten des Kopfsattels der Les Paul dargestellt. Hier zeigt sich die stärkste Absorption im tieffrequenten Bereich, wobei natürlich immer zu berücksichtigen ist, inwieweit die doch sehr selektiven Absorptionsmaxima mit Teiltonfrequenzen der Saiten zusammenfallen [vergl. auch Fleischer 2001].

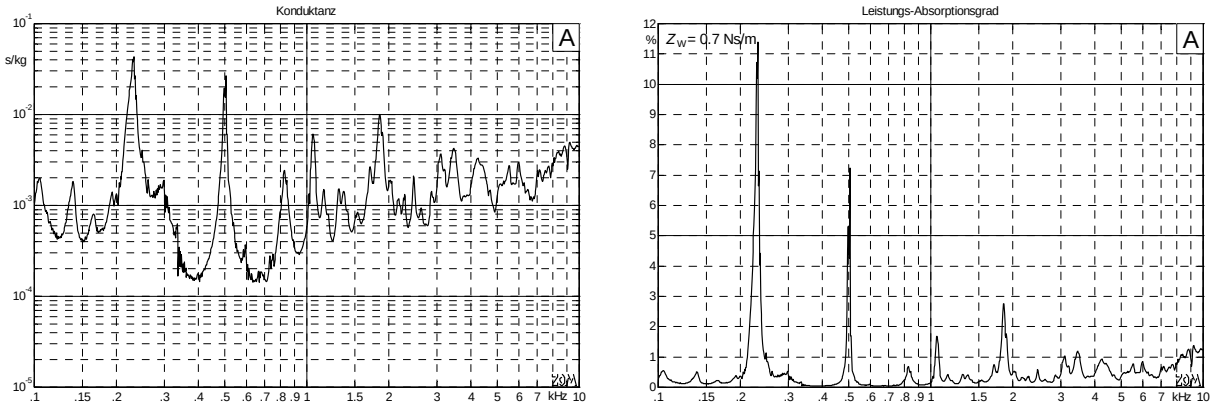


Abb. 7.41: Konduktanz G und Absorptionsgrad a^2, gemessen am Kopfsattel (A2) der Gibson Les Paul Standard.

Fasst man die Absorptionsgrade von Kopf- und Stegsattel rechnerisch zusammen, erhält man die in **Abb. 7.42** dargestellten Kurven. Was verursacht diese extremen Absorptionsmaxima? Etwas vereinfachend zusammengefasst: **Die tieffrequenten Absorptionen kommen von Halsresonanzen, die hochfrequenten von Stegresonanzen**. Dass Gitarrenhälse nicht resonanzfrei gebaut werden können, hat Fleischer in mehreren seiner Arbeiten anschaulich dargestellt. Dass auch Gibsons vielgerühmte Tune-O-Matic-Bridge bei einigen Frequenzen als effizienter Schwingungstilger wirkt, überrascht zunächst, ist aber letztlich als Zugeständnis an die Verstellbarkeit zu werten: Viele Einzelteile, viele Resonanzen.

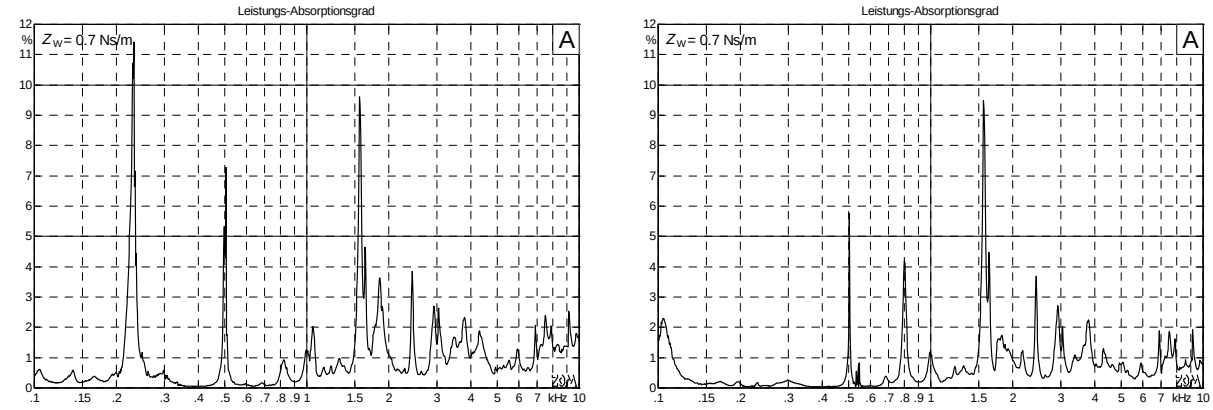


Abb. 7.42: Gesamtabsorptionsgrad für eine Grundschwingungsperiode (A-Saite). Links: Saite am Kopf- und Stegsattel aufliegend. Rechts: Saite am 12. Bund und am Stegsattel aufliegend. Gibson Les Paul Standard.

Fleischer konnte bei seinen Les-Paul-Analysen bei 208 Hz und 445 Hz Biege-Eigenformen des Halses beobachten, was gut zu den oben dargestellten Absorptionsspektren passt. Für 208 Hz ergibt sich am Steg und am 10. Bund ein Knoten, für 445 Hz zeigen sich drei Knoten: Am Steg, am 12. und am 2. Bund. Dass die Messergebnisse nicht exakt übereinstimmen, ist verständlich: Einerseits war es nicht dieselbe Gitarre, andererseits war die Lagerung unterschiedlich. Es gibt aber ein einfaches Verfahren, um den Gitarrenhals als Ursache der Absorptionen eindeutig zu verifizieren: Man verstimmt ihn mit einer Zusatzmasse:

© M.Zollner 2004

Hierfür wurde an die Kopfplatte der Les Paul eine 250 g schwere Schraubzwinge montiert, wodurch sich die niederfrequenten Resonanzen tatsächlich verstimmen lassen (**Abb. 7.43**). Auf die höherfrequenten Resonanzen hat diese Zusatzmasse allerdings wenig Einfluss, denn die höherfrequenten Absorptionsmaxima werden nicht von Hals-, sondern von Stegresonanzen verursacht. Dies verdeutlichen Messungen, bei denen einen Metallklammer an den Steg montiert wurde (Abb. 7.43 rechts). Etwas vereinfacht folgt daraus: Unter 1 kHz bilden Halsresonanzen, über 1 kHz Stegresonanzen selektive Schwingungsabsorber.

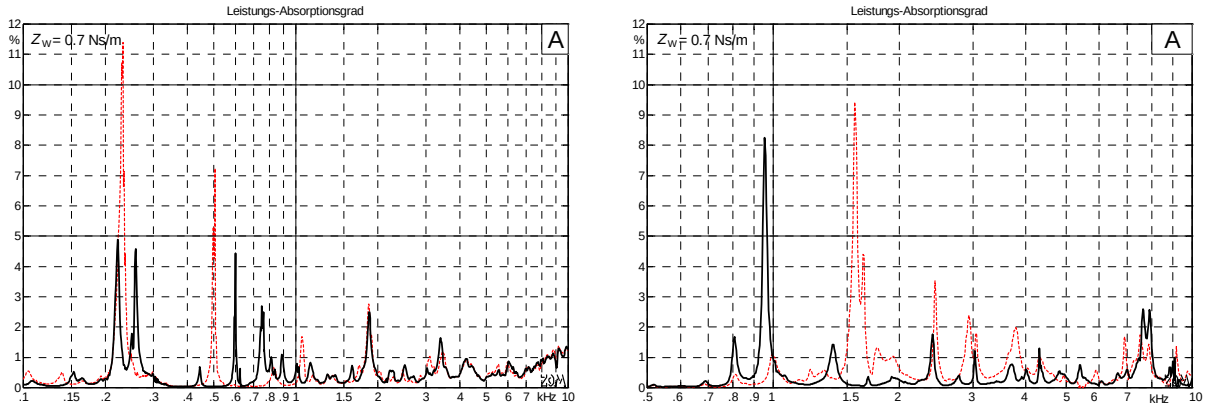


Abb. 7.43: Gibson Les Paul Standard, A-Saite. Aus der Konduktanzmessung berechneter Absorptionsgrad. Linkes Bild: Kopfsattel-Absorptionsgrad, Schraubzwinge an die Kopfplatte montiert (——), bzw. ohne (-----). Rechtes Bild: Stegsattel-Absorptionsgrad, kleine Klammer an den Steg montiert (——), bzw. ohne (-----).

An dieser Stelle soll keine detaillierte Modalanalyse erfolgen, sondern nur das prinzipielle Absorptionsverhalten von Kopf- und Stegsattel beispielhaft erläutert werden. Die genaue Form der Absorptionsspektren hängt von allen beteiligten Massen, Federn und Dämpfern ab, und ist gitarren- und saitenpositionsspezifisch. Bei Gibsons Tune-O-Matic-Bridge darf man gleiche Massen bei allen 6 Stegreiten vermuten, aber schon deren Position auf der Stellschraube und die individuelle Auflagefläche (Oberfläche!) ist saitenspezifisch. Die Brücke selbst, also der Träger, auf dem die Reiter aufliegen, vollführt im höherfrequenten Bereich Eigenschwingungen, die aber nicht von jedem Punkt aus gleich gut angeregt werden können: In einem Knoten ist die Admittanz gering, und die Anregbarkeit schlecht. Die Konduktanz des A-Reiters wird deshalb im Detail anders aussehen als die Konduktanz des D-Reiters:

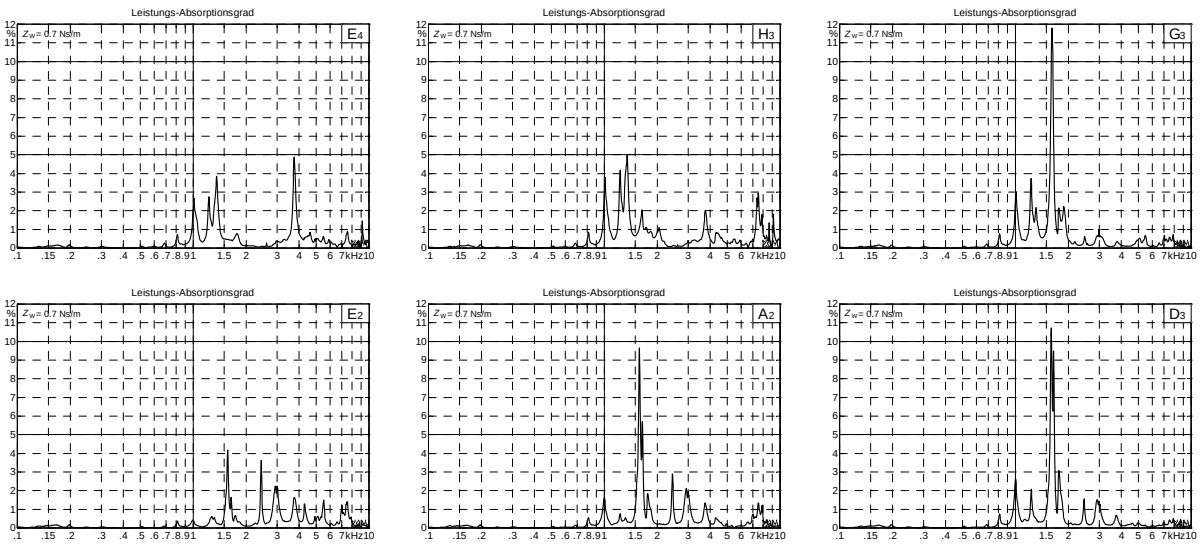


Abb. 7.44: Gibson Les Paul Standard: Absorptionsgrad-Spektren der einzelnen Steg-Auflagepunkte.

© M.Zollner 2004

Als Gemeinsamkeit aller 6 Messungen erkennt man in **Abb. 7.44** im unteren Frequenzbereich eine sehr geringe Absorption – erst über ca. 1 kHz zeigen sich dann individuelle Absorptionsmaxima. Die Höhe dieser Maxima ist von der gemessenen Konduktanz und vom **Wellenwiderstand** abhängig, der bei allen Abbildungen einheitlich mit 0.7 Ns/m zugrundegelegt wurde. Das ist typisch für eine A-Saite, bei allen anderen Saiten müsste eigentlich ein anderer Wellenwiderstand eingesetzt werden. Das Abklingverhalten der Saite hängt aber außer vom Absorptionsgrad auch noch von ihrer Grundfrequenz ab, und da Saitengrundfrequenz und Wellenwiderstand in etwa reziprok zueinander sind, ist eine saitenspezifische Betrachtung beim ersten Schritt nicht zwingend erforderlich.

Dass jedoch das Absorptionsspektrum für jeden Stegreiter der Tune-O-Matic-Bridge anders aussieht, ist angesichts individueller Passungen und Positionen nachvollziehbar. Beim Kopfsattel würde man hingegen derartige Unterschiede eher nicht erwarten, da hier alle 6 Saiten auf demselben Kunststoffstreifen aufliegen. **Abb. 7.45** zeigt aber, dass auch hier Unterschiede zu finden sind: In der Mitte des Halses, für die D- bzw. G-Saite, ist im höheren Frequenzbereich die Absorption kleiner als am Rand (E_2- bzw. E_4-Saite). Vermutlich können von den distalen Saiten (im Gegensatz zu den mesialen♣ Saiten) Torsionsschwingungen des Halses effizienter angeregt werden [Fleischer 2001].

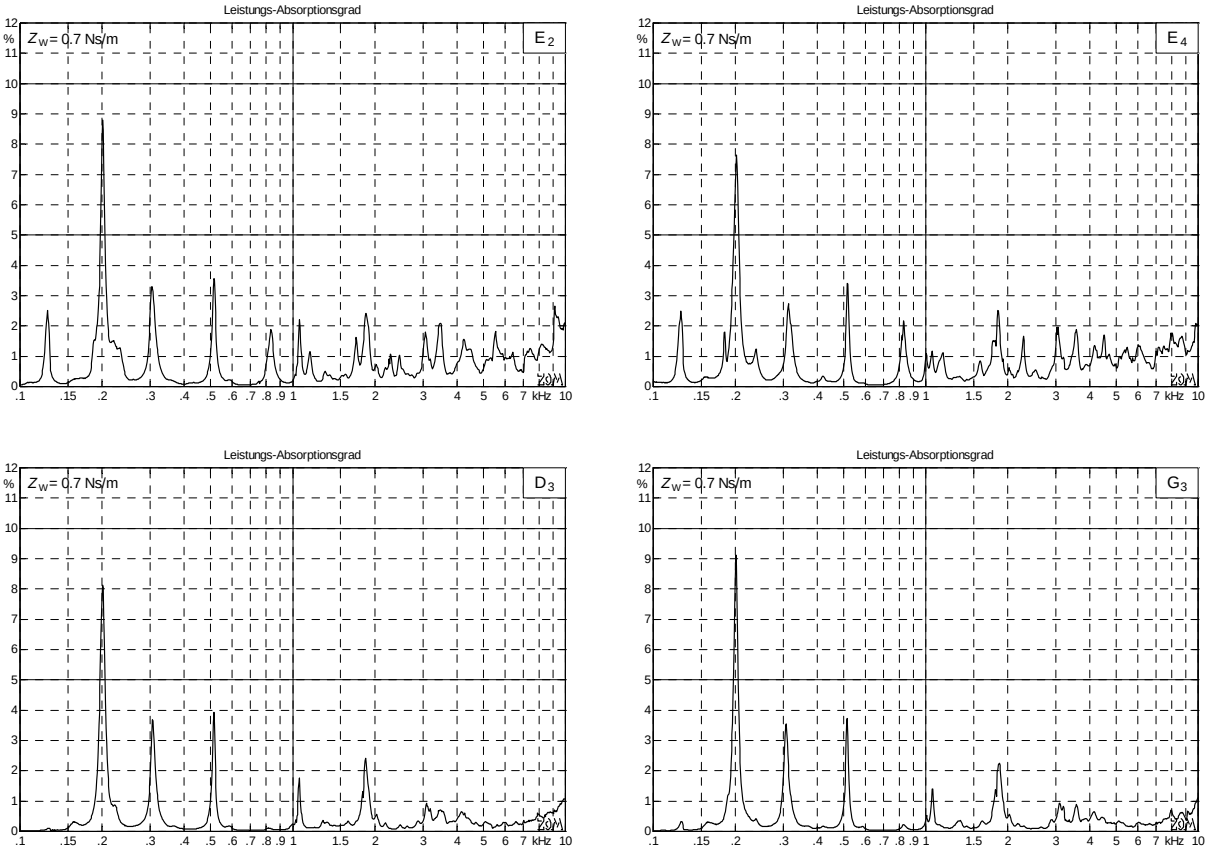


Abb. 7.45: Gibson Les Paul Standard: Für den Kopfsattel ermittelte Absorptionsgrad-Spektren.

Wenn man Sattelabsorptionen analysiert, darf ein wesentlicher Absorber nicht vergessen werden: **Der Gitarrist**. Zur Ermittlung der o.a. Absorptionsspektren war die Gitarre dämpfungsarm auf dem Steintisch gelagert, im Folgenden werden auch externe Absorber berücksichtigt.

♣ Mesial: zur Mitte hin angeordnet; distal: nach außen hin angeordnet.

© M.Zollner 2004

Im Wesentlichen wirken zwei **externe Absorber** auf die Gitarre ein: Mit einem Teil ihrer Rückseite liegt sie am Körper des Gitarristen an, außerdem wird ihre Halsrückseite durch die Greifhand bedämpft. Um diese Absorber ungefähr nachzubilden, wurde die Gitarre so auf den Steintisch gelegt, dass ihre kraniale Rückseitenhälfte großflächig auf einen weichen Mousepad auflag, zusätzlich umfasste eine Hand den rückwärtigen Gitarrenhals am 5. Bund. Die Auswirkungen dieser Zusatzdämpfung sind in **Abb. 7.46** dargestellt.

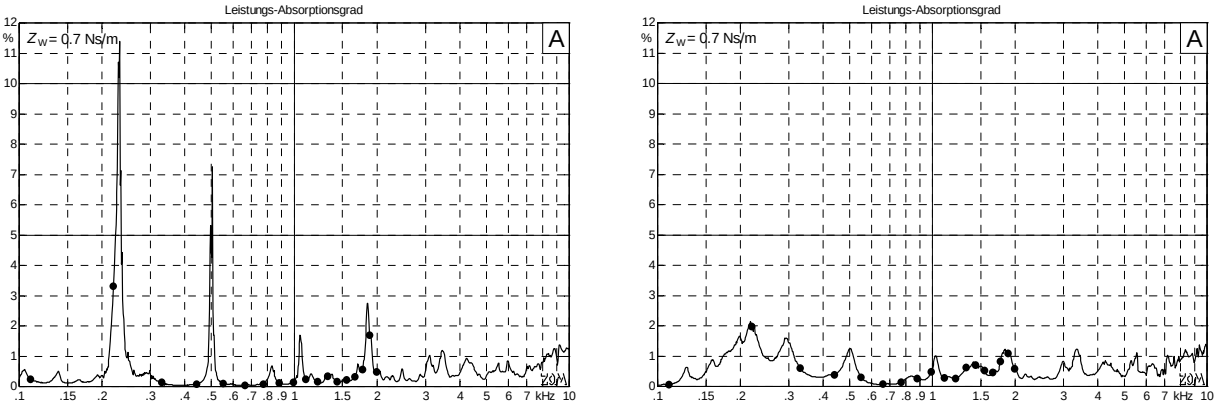


Abb. 7.46: Gibson Les Paul Standard: Für den Kopfsattel ermittelte Absorptionsgrad-Spektren (A2-Rille). Linkes Bild: Gitarre dämpfungsarm gelagert. Rechtes Bild: Mit typischen externen Absorbern. Einige Teiltonfrequenzen der A-Saite sind mit Punkten markiert (f_G = 110Hz).

Die Zusatzabsorber verkleinern die Maxima des Absorptionsgrad-Spektrums, und verbreitern die Zacken. Inwieweit die Absorber das Ausschwingen der Saite beeinflussen, darf aber nicht aus den Absorptionsmaxima abgeleitet werden – vielmehr ist (zumindest näherungsweise) der Absorptionsgrad an den mit Punkten markierten Teiltonfrequenzen die relevante Größe. Speziell bei der dämpfungsarm gelagerten Gitarre ist gut zu erkennen, dass bereits eine geringfügige Verstimmung der Saite eine deutliche Änderung im Absorptionsgrad bewirken kann. Dies gilt selbstverständlich auch bei einer Modifikation der Korpus- / Halsparameter.

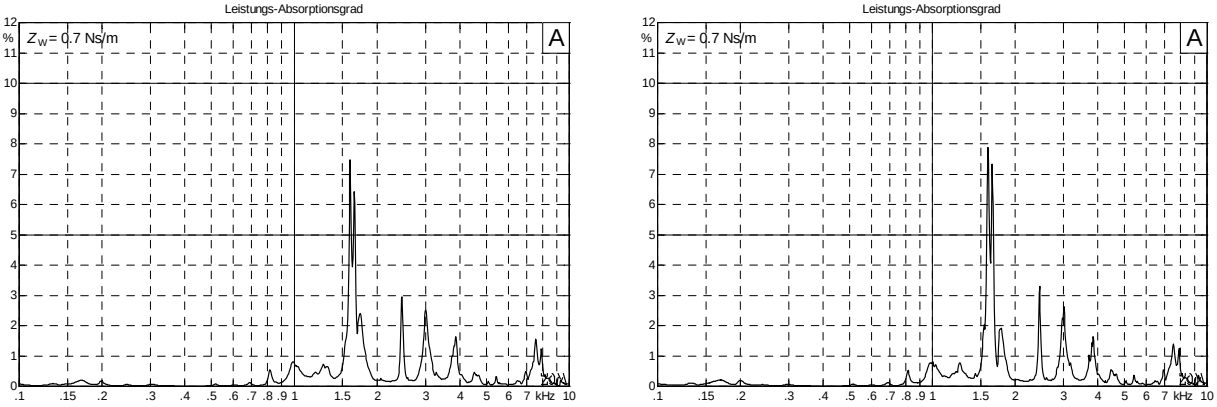


Abb. 7.47: Gibson Les Paul Standard: Für den Stegsattel ermittelte Absorptionsgrad-Spektren (A2-Reiter). Linkes Bild: Gitarre dämpfungsarm gelagert. Rechtes Bild: Mit typischen externen Absorbern.

Das Absorptionsverhalten des Stegsattels (**Abb. 7.47**) lässt sich hingegen praktisch nicht vom Gitarrist beeinflussen, weil der Steg beim Gitarrespielen nicht berührt wird. Hingegen ändern sich einige Absorptionsmaxima, wenn der Steg im Rahmen seines toleranzbedingten Spiels verschoben wird (vergl. mit Abb. 7.40).

© M.Zollner 2004

Durch Kombination von Steg- und Kopfsattelabsorption gelangt man zum Gesamt-Absorptionsgrad einer Saite, also zu der Größe, die den Energieverlust pro Grundschwingungsperiode angibt (Abb. 7.48).

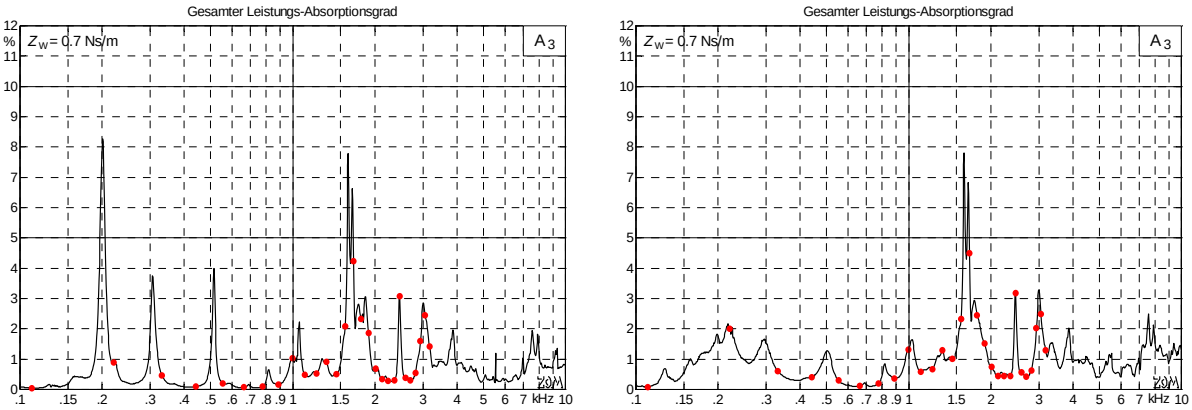


Abb. 7.48: Gibson Les Paul Standard: Gesamt-Absorptionsgrad der A-Saite, ohne (links) bzw. mit (rechts) Handdämpfung. Aus Konduktanzmessungen berechnete Frequenzabhängigkeit.

In **Abb. 7.48** ist der Gesamt-Absorptionsgrad für zwei Fälle dargestellt: Für einen frei schwingenden Gitarrenhals, und für einen durch die Greifhand bedämpften Hals. Die A_2-Saite hat eine Grundfrequenz von 110 Hz, also eine Grundperiode von 9.1 ms. Wenn die Saite pro Grundperiode 8% ihrer Schwingungsenergie verlöre, fiele ihr Schwingungspegel pro Sekunde um 40 dB ab – das wäre schon eine starke Bedämpfung. Für 1% Verlust ergäben sich 4.8 dB, für 0.1% Verlust 0.5 dB Pegelabfall pro Sekunde. Hierbei sind aber noch zwei weitere Prozesse zu beachten: Der Absorptionsgrad ist nur an den Frequenzstellen von Bedeutung, an denen Eigenschwingungen (Teilschwingungen, Teiltöne) der Saite auftreten, und außer der Lagerabsorption wirken noch weitere Absorptionsmechanismen (Kap. 7.7).

Der unbedämpfte Hals der hier untersuchten Gitarre hat ein ausgeprägtes Konduktanz- bzw. Dämpfungsmaximum bei 200 Hz – das ist nahe beim 2. Teilton (220 Hz) der A_2-Saite. Falls sich diese Resonanzfrequenz (oder, z.B. beim Tieferstimmen, die Teiltonfrequenz) auch nur um wenige Prozent verstimmt, ändert sich die Absorption für diesen Teilton wesentlich. Alle im Bild erkennbaren Maxima sind relativ schmalbandig, so dass die sich letztlich ergebende Teiltondämpfung stark von winzigen Verstimmungen abhängt. Hält man die Greifhand an die Rückseite des Gitarrenhalses – beim Spielen nicht ungewöhnlich – so verbreitern sich die tieffrequenten Zacken, die extreme Frequenzabhängigkeit nimmt etwas ab. Die Dämpfung der ersten 5 Teiltöne wird hierdurch aber vergrößert.

Zuletzt soll nicht unerwähnt bleiben, dass bei umsponnenen Saiten die exakten Frequenzen der Saiten-Teilschwingungen (Teiltöne) sowohl vom Saitendurchmesser, als auch vom Verhältnis Kern- zu Umspinnungs-Durchmesser abhängen. Der Inharmonizitäts-Parameter (*b* in Abb. 1.7) bestimmt die Spreizung des Spektrums, und damit die genaue Lage der einzelnen Teiltöne. **Die Dämpfung eines bestimmten Teiltons ist deshalb eine sehr fragile, von vielen Parametern abhängige Größe, die nicht als Gitarren-Konstante anzusehen ist**.

Kap. 7.7 und 7.12 beschäftigen sich eingehender mit den einzelnen Dämpfungsmechanismen.

© M.Zollner 2004

7.6 Schwingungsmesstechnik

Jede theoretische Beschreibung muss sich der Evaluierung durch die praktische Anwendung stellen. Natürlich wird eine Schwingungsgleichung niemals die Bewegungen einer realen Saite vollständig erfassen können – das muss sie aber auch nicht, denn sonst wäre sie unendlich kompliziert. Vielmehr bietet die Mathematik theoretische Modelle an, und es ist Aufgabe der Praxis, die Grenzen dieser Modelle zu erkennen. Die folgenden Kapitel sollen helfen, dass diese praktische Evaluierung nicht selbst zum Unsicherheitsfaktor wird.

7.6.1 Impedanz- / Admittanzmessungen

Die mechanische Impedanz $\underline{Z} = \underline{F} / \underline{v}$ ist der Quotient aus Kraft und Schnelle, die Admittanz $\underline{Y}$ ist der Kehrwert hiervon. Ein typischer Sensor zum Messen der Impedanz ist der Impedanzmesskopf, ein im Falle des B&K 8001 fingerhutgroßer Zylinder, der in seinem Innern zwei Piezokristalle zum Messen der Kraft und der Beschleunigung enthält, die, zeitlich integriert, die Schnelle ergibt. Nun verändert aber jede Messung die zu messende Größe: Manchmal so gut wie gar nicht (Strahlungsdruck bei berührungslosen Lasermessungen), manchmal in erheblichem Umfang, wie z.B. bei Impedanzmessungen. Der Kraftsensor sitzt nämlich nicht direkt am Messpunkt, sondern *im* Impedanzkopf. Vom Kraftsensor geht es über eine gummigelagerte Mutter an die Außenwelt, und da es keine masselose Mutter geben kann, müssen ca. 1 g parasitäre Masse m_0 berücksichtigt werden. Und, so man hochfrequent messen möchte, weitere Artefakte. Eine Messung am unbelasteten Impedanzkopf zeigt **Abb. 7.49**:

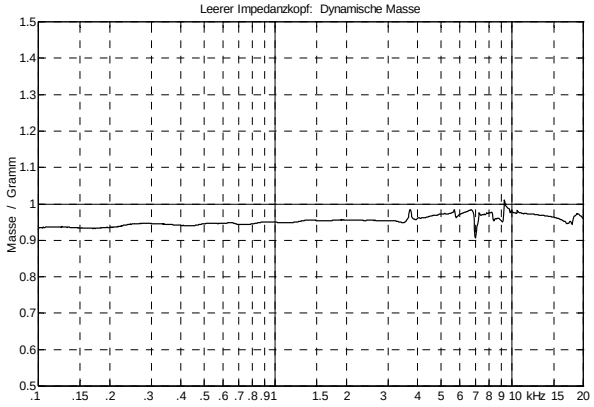
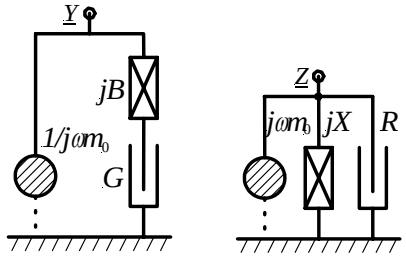


Abb. 7.49: Links: Betrag der mitschwingenden komplexen Masse $\underline{F}/\underline{a}$ des Impedanzkopfes. Unten: Kraftflussdiagramm der Ersatzsysteme.



Hier ist der Betrag der komplexen Masse dargestellt, die knapp 1g beträgt. Durch einen in die Mutter eingeschraubten Taststift wird die parasitäre Masse noch vergrößert, so dass insgesamt z.B. 1,3 g parasitäre Masse auftreten, die scheinbar *vor* dem Messobjekt (zwischen Messkopf und Messobjekt) wirken. Im Kraftflussdiagramm ist m_0 aber parallel zum Messobjekt anzusetzen, weil sich die Flussgröße Kraft [3] auf zwei Wege aufteilt: Die Trägheitskraft für m_0, und die Kraft $\underline{F}_M$ in das Messobjekt: $\underline{F} = \underline{a} \cdot m_0 + \underline{F}_M$. Die Impedanz $\underline{Z}_M$ des Messobjektes wird hierdurch vergrößert: $\underline{Z} = \underline{Z}_M + j\omega m_0$. Diese Problematik war auch dem Hersteller bekannt, deshalb wurde eine **Massenkompensationseinheit** B&K 5565 angeboten. Ihr Gebrauch ist nicht ohne Tücken, doch auf diese Details soll hier nicht mehr eingegangen werden, da sie aus heutiger Sicht als veraltet gilt. Auch auf Polaritäts-Wunderlichkeiten (der B&K 2625 invertiert, der B&K 2623 nicht) soll nur mit diesem einen Satz hingewiesen werden, obwohl ihre Missachtung den halben Urlaub kosten kann …

© M.Zollner 2004

Eine zeitgemäße Variante der Massenkompensation wurde schon in Kap. 6 vorgestellt, deshalb sollen an dieser Stelle nur mehr die Auswirkungen einer nicht kompensierten parasitären Masse erläutert werden. Zerteilt man die **Impedanz** $\underline{Z}$ in ihren Realteil R und ihren Imaginärteil X, erkennt man, dass durch ωm_0 nur die Reaktanz X vergrößert wird. Falls also nur die Resistanz R interessiert, kann auf eine Massenkompensation gänzlich verzichtet werden. Bei der **Admittanz** $\underline{Y}$ hat ωm_0 aber Auswirkungen auf Suszeptanz B und Konduktanz G:

$$\underline{Y} = \frac{1}{1/\underline{Y}_M + j\omega m_0} = \frac{G + jB}{(1-\omega m_0 B) + j\omega m_0 G} = \frac{G + jB(1-\omega m_0 B)}{(1-\omega m_0 B)^2 + (\omega m_0 G)^2}; \quad \text{mit } \underline{Y}_M = G + jB.$$

Aus der Konduktanz $G = \mathrm{Re}(\underline{Y}_M)$ des Messobjektes wird ein komplizierter Term, der nur in Ausnahmefällen näherungsweise G entspricht (Nenner $\rightarrow 1$). Generell wird die Abweichung um so kleiner, je kleiner die parasitäre Masse m_0 ist, und je niedriger die Frequenz ist. In **Abb. 7.50** ist die Auswirkung einer 2-g-Masse auf eine Konduktanzberechnung zu sehen. Da nur schwer vorhergesagt werden kann, wie groß die Messfehler ohne Massenkompensation werden, sollten Admittanzen generell nur mit Massenkompensation gemessen werden.

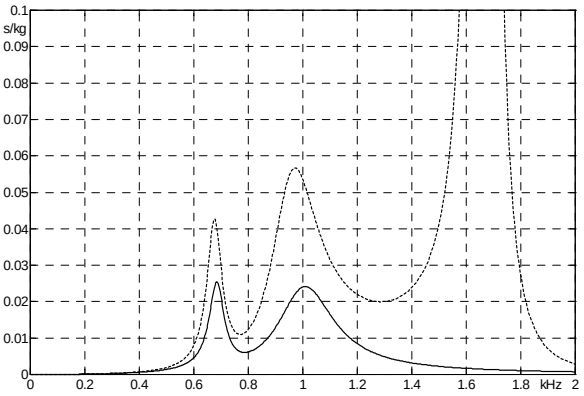


Abb. 7.50: Konduktanz ohne (——) und mit (----) 2 g parasitärer Zusatzmasse. Bei 1,7 kHz entsteht aus dem Zusammenwirken von Lagerfederung und Zusatzmasse eine zusätzliche Resonanzspitze.

Für alle hier vorgestellten Analysen wurden das Kraft- und das Beschleunigungssignal des Impedanzkopfes mit einer Cortex-Workstation (CF-100) aufgezeichnet; die Massenkompensation erfolgte rechnerisch über die Hilbert-Transformation. **Abb. 7.51** zeigt das typische Rauschspektrum des Messaufbaus: Wie man sieht, ist das **Eigenrauschen** der Workstation gegenüber dem Sensorrauschen vernachlässigbar. Mit 400 mV/N und 35 mV/g war der verwendete Impedanzkopf ausreichend empfindlich, um auch kleine Signale messen zu können, hierzu war aber eine problemangepasste Dynamikoptimierung unerlässlich.

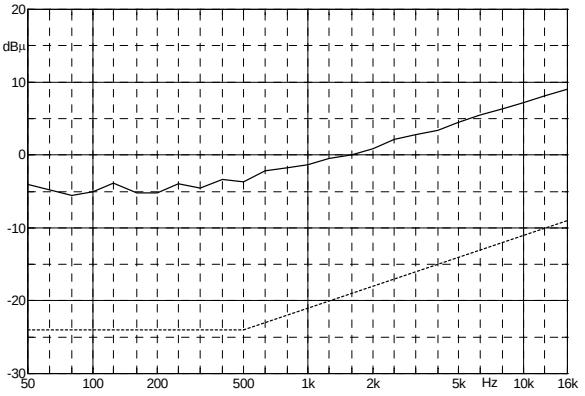


Abb. 7.51: Terzanalyse des Systemrauschens: Impedanzkopf mit Ladungsverstärker (——); Analysator Cortex CF-100 (----). 0 dBµ ↔ 1 µV.

© M.Zollner 2004

Dynamikoptimierung bedeutet, die Signaldynamik an die Systemdynamik anzupassen. Also einerseits verhindern, dass schwache Nutzsignale im Rauschen untergehen, und andererseits Übersteuerungen vermeiden. Dies gelingt meist gut, wenn nur bei einer Frequenz gemessen werden soll, kann bei Breitbandmessungen aber schwierig werden. In **Abb. 7.52** sind für den unbelasteten Impedanzkopf Kraft und Beschleunigung dargestellt; beide Größen ändern sich über der Frequenz nur um 1:20, das ist gut beherrschbar.

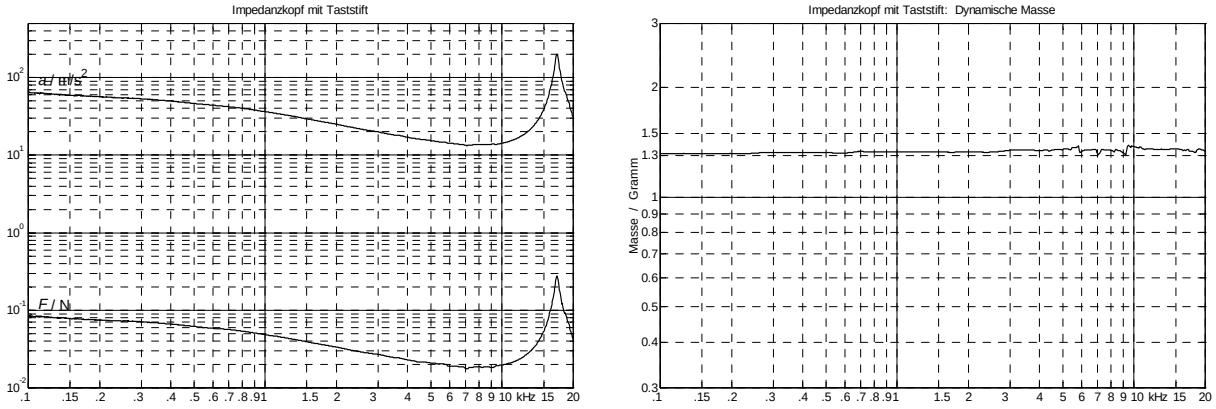


Abb. 7.52: Mech. Leerlauf: Kraft und Beschleunigung (links), Dynamische Masse (rechts); $U_{\text{Shaker}} = 2\ V_{\text{eff}}$.

Ein unbelasteter Impedanzkopf (Leerlauf, Lastimpedanz = 0) stellt das eine Extrem dar, das andere Extrem ist der festgebremste Kopf (Kurzschluss, Lastimpedanz = ∞). Im Leerlauf offenbart sich die parasitäre Masse, im Kurzschluss wird die Steifigkeit der Tastkopfspitze erkennbar – allerdings nur näherungsweise, denn ein völlig bewegungsloses Widerlager ist nicht realisierbar. Zur Messung der Steifigkeit wurde die Tastkopfspitze gegen einen 200 kg schweren Steintisch gerichtet, das Ergebnis zeigt **Abb. 7.53:** Es ergibt sich eine Feder mit einer Steifigkeit von s = 6 MN/m, die zusammen mit der parasitären Masse (1,3 Gramm) eine Resonanz bei 11 kHz erzeugt. Die Kraft variiert bei dieser Messung um 1:1000, was angesichts der Analysator-Dynamik (100 dB) kein Problem sein dürfte. Berechnet man allerdings die für 1 mN vom Sensor (400 mV/N) erzeugte Spannung, erhält man nur 400 µV – das geht bei der Breitbandmessung im Rauschen des bei dieser Messung verwendeten älteren Ladungsverstärkers (2625) unter. Die auf die Hilbert-Transformation folgende kohärente Mittelung schafft es dann aber doch noch, bei 11 kHz eine Resonanz zu finden. Nicht korrekt wiedergegeben wird bei der Breitband-Messung hingegen das Kraft-Minimum: Hier detektiert die Messung (Abb. 7.53) nur noch Sensorrauschen. (Selektive Messung → Abb. 7.56a).

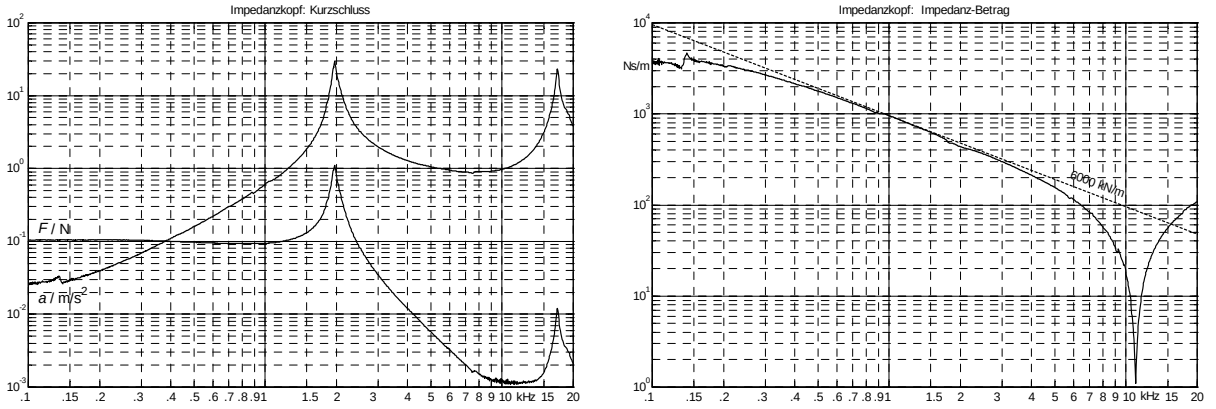


Abb. 7.53: Mech. Kurzschluss: Kraft und Beschleunigung (links), Impedanz-Betrag (rechts); $U_{\text{Shaker}} = 0{,}1\ V_{\text{eff}}$. Die Impedanzmessung (rechts) erfolgt frequenzselektiv, F und a (links) werden breitbandig gemessen.

© M.Zollner 2004

Ab welcher Anregungsamplitude eine Struktur wesentliche **Nichtlinearitäten** erzeugt, ist nur schwer vorhersehbar. Keinesfalls darf die im Shaker-Datenblatt spezifizierte Aussteuerungsgrenze als Richtwert für lineares Verhalten angesetzt werden. Die dort angegebene maximal zulässige Betriebsspannung von 7 V_{eff} (B&K 4810) ist ein thermischer Grenzwert, der im vorliegenden Fall zu völlig unbrauchbaren Ergebnissen geführt hätte. Selbst mit nur 0,25 V_{eff} zeigten sich im Bereich der 1,9-kHz-Spitze schon deutliche Nichtlinearitäten, erst bei 0,1 V_{eff} waren die nichtlinearen Verzerrungen ausreichend klein – das Rauschen allerdings bereits zu groß. Was zu der Frage führt, welches Steuersignal hierfür optimal ist.

Die beiden klassischen Anregungssignale zur Frequenzgangmessung sind der Sweep und das Pseudo-Rauschen. Beim **Sweep** (Gleitsinus) erhöht sich die Frequenz eines Sinustones über der Zeit, die Amplitude bleibt konstant. **Pseudo-Rauschen** ist ein spezielles Rauschen, das sich nach der Periodendauer T wiederholt. Sein Dichtespektrum ist konstant (weiß), seine Periodendauer entspricht der Blocklänge der Analyse-DFT, also z.B. bei 48 kHz Abtastfrequenz und $N = 4096 \Rightarrow T = 85{,}3$ ms. Wegen der starken Zeitvarianz des Kurzzeitspektrums muss (!) auf zeitliche Gewichtungsfenster verzichtet werden, was aber keinen Nachteil darstellt, da die Analyse wegen Periodengleichheit leakagefrei ist. Auch rein stochastisches (z.B. normal- oder gleichverteiltes) weißes Rauschen ist geeignet, dann sind aber Fensterung und Mittelung erforderlich.

Sehr grundsätzlich betrachtet kann die Frequenzabhängigkeit der Signal- und Systemgrößen auf drei Arten ermittelt werden: Selektive Anregung und breitbandige Messung, breitbandige Anregung und selektive Messung, sowie selektive Anregung und selektive Messung. Die typische Sweepmessung gehört zur ersten Gruppe, die typische Rauschanregung zur zweiten. Beide Messverfahren haben ihre Nachteile, wenn das System wesentliche Nichtlinearitäten zeigt. Wird bei Sweepanregung breitbandig gemessen, können Rauschstörungen das Erfassen selektiver Minima verhindern, wie in Abb. 7.53 um 11 kHz bei der Kraft deutlich wird. Rauschanregung, gepaart mit selektiver Analyse, liefert hier bessere Ergebnisse, kann bei Verzerrungen aber zu falschen Schlüssen verleiten: Eine bei 1 kHz auftretende Signalbegrenzung verändert das Analyseergebnis bei anderen Frequenzen. In **Abb. 7.54** wird als Beispiel am Ausgang eines Bandpass-Systems eine arctan-Funktion als **Nichtlinearität** eingefügt; die durch eine DFT ermittelte Übertragungsfunktion verbiegt sich mit zunehmender Verzerrung immer mehr – aber nicht in erster Linie bei 1 kHz, sondern bei 3 kHz (k_3), sowie tieffrequent (Differenztöne). Würde diese Nichtlinearität im Signalfluss vor den Bandpass gesetzt, wäre sogar das gesamte Messergebnis unbrauchbar.

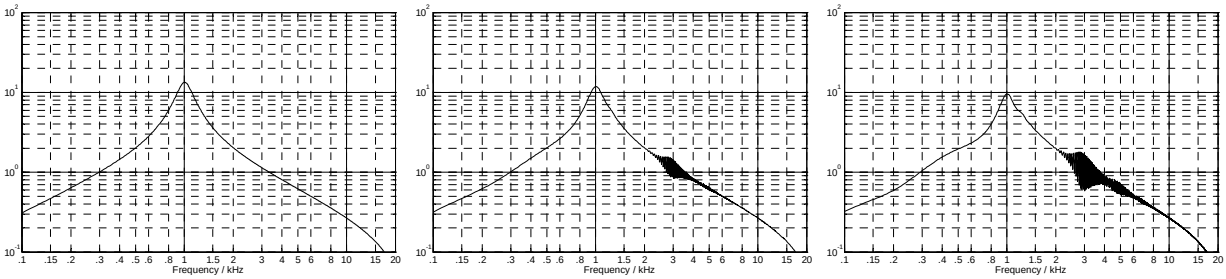


Abb. 7.54: Systemanalyse mit Pseudo-Noise und DFT: Keine/schwache/stärkere Nichtlinearität (v.l.n.r.).

Wenn mechanische Systeme über mehrere Frequenzdekaden analysiert werden sollen, kann die gemessene Größe um 10^5 variieren; ein Klirrfaktor von "nur" 0,1% ist dabei schon ein ernstes Problem. Der Analysator mag ja 0,001% Klirrfaktor haben, der Sensor eher nicht. Und die Verzerrungen des Aktors können sogar 1% überschreiten.

© M.Zollner 2004

Begrenzt man den Gleitsinus der **Sweepmessung** durch die arctan-Funktion (Nichtlinearität *vor* der Systemresonanz), erhält man ein ganz anderes Ergebnis: Für Frequenzen um 333 Hz verstärkt die Resonanz die durch die Nichtlinearität entstandene 3. Harmonische, hingegen ist der höhere Frequenzbereich frei von selektiven Fehlern (**Abb. 7.55**). Erfolgt die nichtlineare Begrenzung *nach* der Systemresonanz, werden Maxima tendenziell zu klein dargestellt.

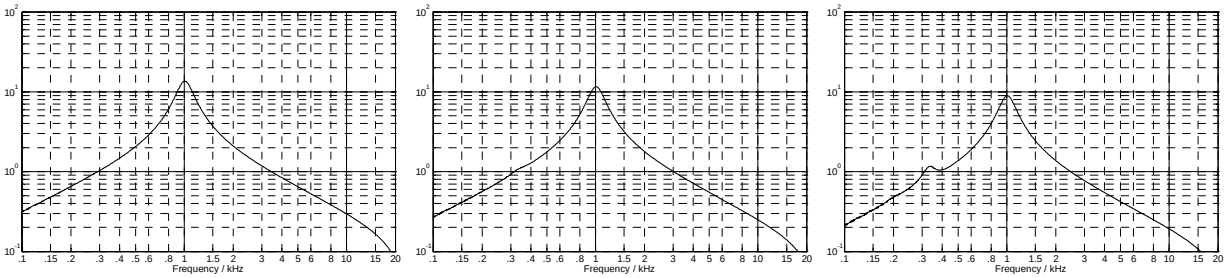


Abb. 7.55: Systemanalyse mit Sweep: Keine/schwache/stärkere Nichtlinearität *vor* der Resonanz (v.l.n.r.).

Am wenigsten reagiert die Sweepmessung auf Nichtlinearitäten, wenn das Ausgangssignal des zu messenden Systems mit einem **Mitlauffilter** schmalbandig gefiltert wird (selektive Anregung, selektive Messung). Bei besonders großer Signaldynamik kann zusätzlich die Frequenzabhängigkeit der Sweep-Amplitude an das System angepasst werden. Natürlich ist auch beim Pseudorauschen eine dementsprechende Filterung möglich, die Periode wird hierdurch ja nicht geändert. In **Abb. 7.56a** ist der Vergleich zwischen einer Sweep-Messung *mit* bzw. *ohne* Mitlauffilter dargestellt – das Ergebnis spricht für sich.

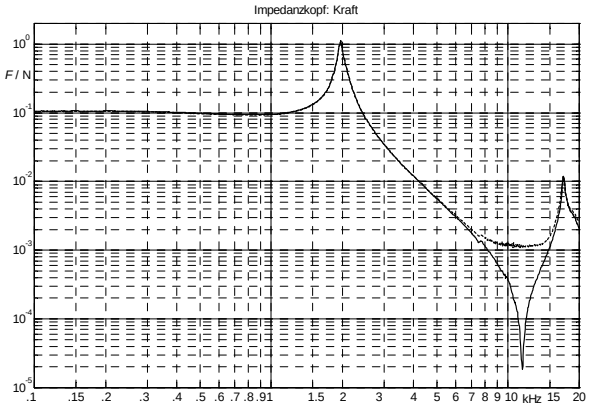


Abb. 7.56a: Kraftmessung, Tastkopfspitze gegen den Steintisch gerichtet. Ohne (----) bzw. mit (——) Mitlauffilter. Die Kraft ändert sich über der Frequenz um 1:70000; ein derart großer Dynamikbereich ist nur mit selektiver Messung beherrschbar.

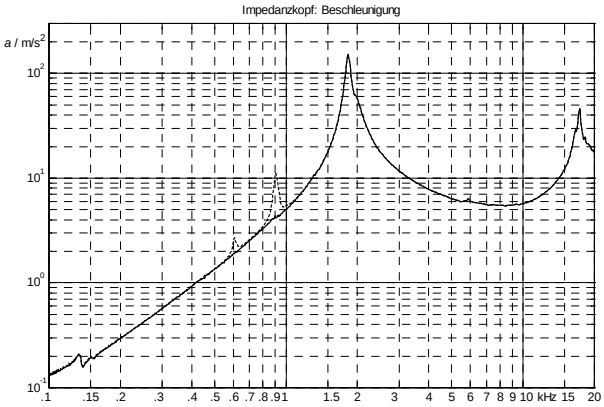


Abb. 7.56 b: Beschleunigungsmessung, wie 7.6.8a. Ohne (----) bzw. mit (——) Mitlauffilter. Bei 600Hz und 900Hz regen Nichtlinearitäten die 1800-Hz-Resonanz an.

Ein besonderes Problem bei mechanischen Impedanzmessungen sind Kraftfluss-Unterbrechungen. Der Shaker-Taststift kann ja nicht mit dem Gitarren-Steg (bzw. -Bund) verschweißt werden, er wird stattdessen durch eine konstante **Vorlast** aufgedrückt. Die größte zulässige Kraft ist beim B&K 4810 ca. 6 N; hierbei wird aber der Schwingtisch schon an seine Grenze ausgelenkt, und arbeitet stark nichtlinear. 3 N Vorlast wäre der theoretisch optimale Wert, hierbei darf eine Wechselkraft von maximal 2 N_{eff} überlagert werden. Verringern der Vorlast erhöht die Gefahr, dass der Taststift abhebt, Vergrößern der Vorlast produziert einseitige Kraftbegrenzungen, d.h. Nichtlinearitäten. Mitunter besteht auch die Möglichkeit, durch Zusatzfedern eine Vorlast zu erzeugen – diese Federkraft sollte aber nicht mitgemessen werden.

© M.Zollner 2004

7.6.2 Das Spektrum abklingender Teiltöne

Das **Spektrum** einer idealen, unbedämpften Saitenschwingung ist harmonisch, es kann ohne großen Aufwand mit der Fourier-Reihe dargestellt werden. Bei der **realen Saite** wirken aber gleich mehrere Dämpfungsmechanismen: Die Saite selbst strahlt Schall ab, in ihrem Innern wird Wärme erzeugt, und in den Lagern wird der Saitenschwingung Wirkleistung entzogen. Die Teiltonamplituden, die bei der Fourier-Reihe Konstante sind, werden zeitabhängig, die Saitenschwingung ist nicht mehr periodisch. Das Standard-Werkzeug für die Analyse nichtperiodischer Schwingungen ist das **Fourier-Integral** mit spezieller Fenstergewichtung. Bei der Auswahl der Analyseparameter trifft man allerdings auf einen klassischen Zielkonflikt, der nicht immer zur Zufriedenheit gelöst werden kann: Bei kurzer Fensterdauer verbreitert der Leakage-Effekt die Spektrallinien, bei langer Fensterdauer wird die Zeitauflösung zu schlecht. Wären alle Teiltöne regulär gespreizt (Kap. 1.3), könnte man noch einen akzeptablen Kompromiss finden, die allpassbedingte Erzeugung von Zusatztönen erfordert jedoch eine möglichst schmalbandige Analyse (vergl. Abb. 7.39).

Die Spektrallinie eines Dauertones, im Dichtespektrum als Dirac dargestellt, wird zum kontinuierlichen (unendlich breiten) Spektrum, sobald die Amplitude zeitvariant wird [6]. Für den exponentiellen Abklingvorgang muss die Dirac-Linie mit der Fourier-Transformierten der *e*-Funktion gefaltet werden, deren Parameter die **Zeitkonstante** τ ist:

$$u(t) = e^{-t/\tau} \cdot \cos(\omega_0 t); \qquad \underline{U}(j\omega) = (j\omega + 1/\tau) \big/ [(j\omega + 1/\tau)^2 + \omega_0^2]$$

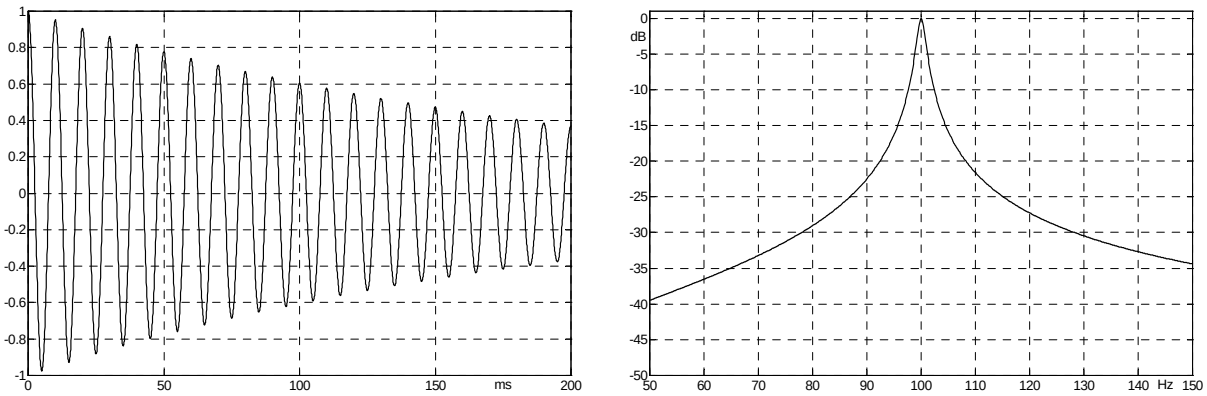


Abb. 7.57: Zeitfunktion und Spektrum eines exponentiell abklingenden Kosinus-Tones; f = 100 Hz, τ = 200ms.

Je schneller der Ton abklingt, d.h. je kleiner τ, desto breiter wird das Spektrum im relevanten Pegelbereich. In **Abb. 7.57** sind Zeitfunktion und Spektrum eines abklingenden 100-Hz-Tones dargestellt. Zugunsten einer guten Darstellung ist die Zeitkonstante mit 200 ms relativ kurz gewählt – bei Gitarrensaiten sind Werte bis über 5 s möglich. Die Aufweitung des Spektrums in Abb. 7.57 darf nicht mit dem typischen DFT-Leakage verwechselt werden, sie ergibt sich alleine aus der zeitlichen Amplitudenabnahme. Wird aus der bei t = 0 beginnenden, unendlich dauernden Zeitfunktion ein DFT-**Frame** (Block, Rahmen) herausgeschnitten und in den Spektralbereich transformiert (Kurzzeit-Spektrum), bewirkt diese zeitliche Gewichtung eine zusätzliche Faltung im Frequenzbereich: Das ist das **Leakage**, ein zusätzliches Auseinanderfließen des Spektrums, das sich hauptsächlich im Bereich der Spitze bemerkbar macht. Je kürzer der DFT-Frame, desto stärker die spektrale Verbreiterung, wobei als weiterer Parameter die zeitliche Gewichtungsfunktion (Fenster-Funktion) zu berücksichtigen ist.

© M.Zollner 2004

Anstatt eine Spektrallinie zweimal zu falten, ist es meistens einfacher, die DFT als Filteranalyse zu interpretieren. Übertragungsfunktion des Analysefilters ist die Fouriertransformierte der Fenster-Funktion. In **Abb. 7.58** sind das Spektrum eines abklingenden Zweitonsignal und der Filterfrequenzgang des Kaiser-Fensters[♣] dargestellt; einmal für eine 4-k-DFT, daneben für eine 16-k-DFT. Man sieht deutlich, dass die 4-k-DFT nicht imstande sein wird, die nahe benachbarten Linien zu trennen, und auch eine 16-k-DFT kann kein perfektes Ergebnis liefern. Aus zwei Gründen: Die Fensterkeule ist immer noch relativ breit, und dann überlappen sich ja die Spektren der beiden abklingenden Töne. Je geringer deren Frequenzabstand und je schneller deren Abklingen, desto schwieriger die Analyse. Gut zu sehen ist in der Abbildung auch ein weiteres Problem speziell dieses Kaiser-Fensters: Die Nebenmaxima. Ihre Höhe kann durch Wahl eines größeren Fenster-Parameters (β) zwar reduziert werden, dadurch verbreitert sich aber die Fensterkeule noch mehr.

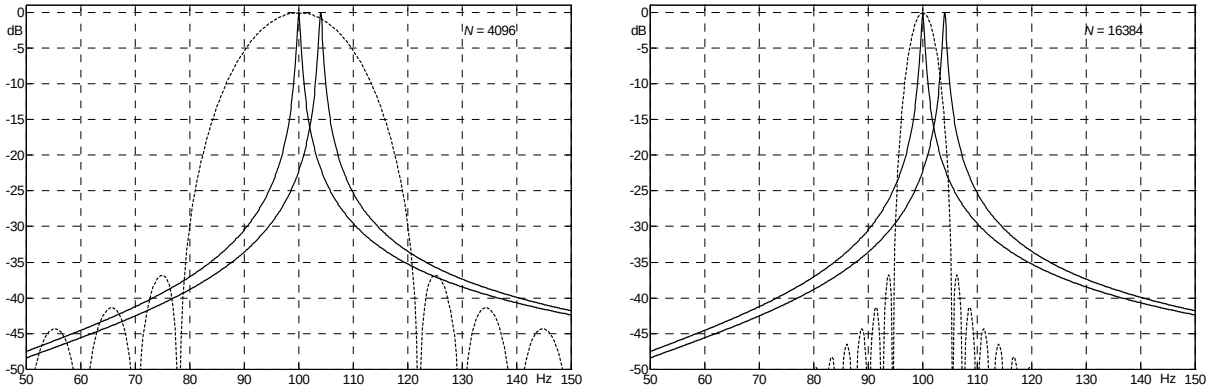


Abb. 7.58: Zweitonsignal (100 Hz, 104 Hz, τ = 0.5s), Kaiser-Fenster (β = 5), Abtastfrequenz 48 kHz.

Ein abklingender Teilton lässt sich durch vier Parameter beschreiben: Frequenz, Pegel, Phase und Zeitkonstante. Die **Phase** realer Gitarrentöne ist für den Klang von eher untergeordneter Bedeutung (vergl. Kap. 8.5), alle anderen drei Parameter sollten durch eine Spektralanalyse aber in guter Genauigkeit ermittelbar sein. Dass sie's doch nicht sind, liegt in der Regel nicht am verwendeten Analysator, sondern am Messprinzip.

Jede DFT weist spezielle **Pegelfehler** auf, die beim Hanning-Fenster durchaus 1,4 dB betragen können; dies ist bekannt und wird zumeist akzeptiert. Falls nicht: Es gibt ein Vielzahl an Alternativen, deren Pegelfehler kleiner als 1 dB ist. Bei Dauertönen! Denn bei allen anderen Signalen können wesentlich größere Pegelfehler entstehen – sonst würde man ja immer nur mit dem Flat-Top-Fenster arbeiten. Jedes Fenster hat spezifische Vor- und Nachteile, deren Kenntnis den Experten auszeichnet. Gut bewährt haben sich die Blackman-Harris-Fenster, sowie die Kaiser-Fenster, deren Parameter aber nicht einheitlich spezifiziert wird. Nicht alle Fenster haben einen derartigen **Parameter**. Sofern er existiert, kann mit ihm ein Kompromiss zwischen hoher Nebenmaxima-Dämpfung und kleiner Fenster-Bandbreite gesucht werden. Vergrößerung des Parameters vergrößert die Messdynamik, verschlechtert aber die spektrale Selektivität. Deshalb sollte der Parameter nur so groß gewählt werden, dass ca. 40 – 60 dB Dynamik erreicht werden.

Die folgenden **Tabelle** gibt einen kurzen Überblick über einige wichtige Fenster-Parameter, für weitergehende Details existiert Spezialliteratur.

♣ Parameter-Definition wie bei MATLAB üblich

© M.Zollner 2004

Tabelle: Daten gebräuchlicher DFT-Fenster [aus M. Zollner: Signalverarbeitung, HS-Regensburg, 2010].

	SLA dB	*MLW* Linien	Ripple dB	*BW* dB	*FM*	*PM*
Rechteck	13.26	1.62	3.92	0	1.000	1.000
Dreieck	26.52	3.24	1.82	1.25	0.500	0.333
Exponential $\alpha = 1$	12.6	1.72	3.65	0.34	0.632	0.432
2	10.8	2.16	3.03	1.18	0.432	0.246
3	–	–	2.35	2.19	0.317	0.166
4	–	–	1.77	3.17	0.246	0.125
Hanning	31.47	3.37	1.42	1.76	0.500	0.375
Hamming	42.68	3.83	1.75	1.34	0.540	0.397
Rosenfeld	48.4	5.78	0.90	2.81	0.381	0.277
Gauss $\alpha = 2.50$	(40)	(5.9)	1.58	1.60	0.495	0.354
3.16	60	7.1	1.06	2.53	0.396	0.281
3.76	80	10.4	0.76	3.27	0.333	0.235
4.32	100	13.9	0.57	3.87	0.290	0.205
Blackman exact	68.24	5.87	1.15	2.29	0.427	0.308
" approx	58.11	5.64	1.10	2.37	0.420	0.305
Blackm.-H. 3/62	62.05	5.38	1.27	2.07	0.450	0.326
3/71	70.83	5.91	1.13	2.33	0.423	0.306
4/74	74.39	6.43	1.03	2.54	0.402	0.290
4/92	92.01	7.88	0.83	3.02	0.359	0.258
Nuttall 3/47	46.74	5.78	0.86	2.89	0.375	0.273
3/64	64.19	5.88	1.05	2.49	0.409	0.296
4/61	60.95	7.79	0.62	3.64	0.313	0.226
4/83	82.60	7.88	0.73	3.27	0.339	0.244
4/93	93.22	7.92	0.81	3.06	0.356	0.256
4/98	98.17	7.33	0.85	2.96	0.364	0.261
Kaiser-Bessel 1.74	40	3.84	1.63	1.49	0.533	0.385
2.60	60	5.45	1.16	2.26	0.431	0.313
3.42	80	7.03	0.91	2.81	0.378	0.272
4.22	100	8.60	0.75	3.25	0.340	0.245
Flat-Top 40	40	5.34	0.05	4.44	0.299	0.247
60	60	7.01	0.05	4.97	0.260	0.212
80	80	8.78	0.05	5.40	0.233	0.188
100	100	10.29	0.05	5.69	0.216	0.173
Dolph-Tsch. 2.4	40	3.80	1.78	1.55	0.537	0.412
3.4	60	5.26	1.29	2.07	0.450	0.326
4.4	80	6.68	1.03	2.61	0.395	0.285
5.4	100	8.06	0.88	3.04	0.356	0.256
Barcilon-T. 2.21	40	3.71	1.74	1.38	0.536	0.395
3.26	60	5.18	1.27	2.12	0.446	0.324
4.27	80	6.60	1.01	2.65	0.391	0.282
5.30	100	7.98	0.85	3.08	0.353	0.254

SLA = Nebenmaximumdämpfung (Sidelobe Attenuation)
MLW = Hauptkeulenbreite (Mainlobe Width)
Ripple = Pegelfehler
BW = Leistungsbandbreite in dB
FM = Fenstermittelwert
PM = Leistungsmittelwert

© M.Zollner 2004

Die Fenster-Parameter können entweder aus der zeitlichen Fensterfunktion $w[\vartheta]$ oder aus der spektralen Fensterfunktion $W[\nu]$ berechnet werden. Die zeitlichen Fensterfunktionen sind immer **amplitudennormiert**, d.h. ihr Maximalwert ist 1. Der Zeitnullpunkt liegt bei allen symmetrischen Fenstern in der Fenstermitte, bei unsymmetrischen Fenstern am Anfang. Der Begriff **Polynomfenster** bezeichnet symmetrische Fenster, deren Zeitfunktion als Überlagerung von Kosinusschwingungen beschrieben werden kann:

$$w[\vartheta] = a_0 + \sum_{k=1}^{n} a_k \cdot \cos[k 2\pi\vartheta] \qquad -0.5 \le \vartheta < +0.5$$

Formeln für Polynomfenster
⇓

Fenstermittelwert *FM:*

$$FM = \frac{1}{N}\sum_{\vartheta=1}^{N} w[\vartheta] \qquad\qquad FM = a_0$$

FM ist der lineare Mittelwert. Max*(w)/FM* heißt in der englischen Literatur *coherent gain.*

Leistungsmittelwert *PM:*

$$PM = \frac{1}{N}\sum_{\vartheta=1}^{N} w^2[\vartheta] \qquad\qquad PM = a_0^2 + \frac{1}{2}\sum_{k=1}^{n} a_k^2$$

PM ist der Mittelwert über die Quadrate der Gewichtsfunktion

Effektive Bandbreite B_{eff} :

$$B_{eff} = \frac{\sum w^2}{\left(\sum w\right)^2} \cdot f_a = \frac{PM \cdot \Delta f}{FM^2} \qquad\qquad B_{eff} = \left(1 + \frac{1}{2a_0^2}\sum_{k=1}^{n} a_k^2\right) \cdot \Delta f$$

Häufig wird B_{eff} auf die Linienbreite Δf bezogen: $BW_L = B_{eff} / \Delta f$; $BW_{dB} = 10\lg(BW_L)$dB.

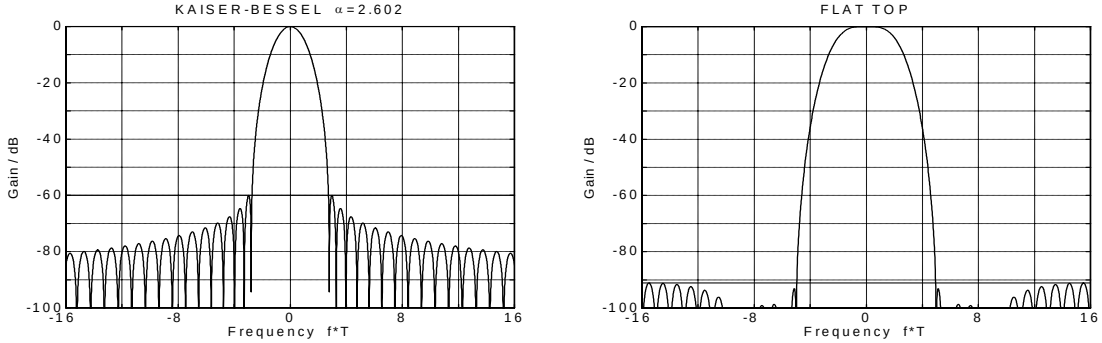
Effektive Dauer T_{eff} :

$$T_{eff} = \frac{\sum w^2 \cdot \Delta t}{\left(\mathrm{Max}(w)\right)^2} = PM \cdot T \quad [\text{für Max}(w)=1] \qquad\qquad T_{eff} = \frac{a_0^2 + \frac{1}{2}\sum_{k=1}^{n} a_k^2}{\left(\sum_{k=0}^{n} a_k\right)^2} \cdot T$$

Häufig wird T_{eff} auf die Fensterdauer T bezogen: $T_{\%} = T_{eff} \cdot 100\% / T$.

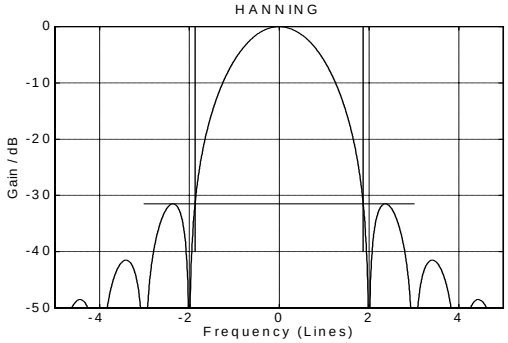
© M.Zollner 2004

Nebenmaximumdämpfung (Sidelobe attenuation) *SLA:*



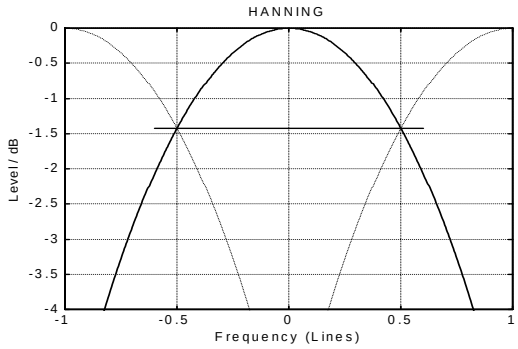
Bei dem dargestellten Kaiser-Bessel-Fenster ist SLA = 60dB; beim Flat-Top-Fenster 91 dB.

Hauptkeulenbreite (Mainlobe width) *MLW:*



MLW wird als Vielfaches des Linienabstandes angegeben, im Beispiel *MLW* = 2·1.87 = 3.74

Pegelfehler ΔL (Ripple, Scallop loss):



Der Pegelfehler wird beim halben Linienabstand bestimmt, im Beispiel ΔL = 1,4 dB

Weiterführende Literatur:

Brigham E.:	FFT - Schnelle Fourier Transformation, Oldenbourg 1985
Gade S.:	Use of weighting functions in DFT-Analysis, B&K T. Rev. 387
Harris F.:	Use of windows for harmonic analysis, Proc. IEEE, Vol.66, 1/1978[Δ]
Papoulis A.:	The Fourier Integral and its Applications, McGraw-Hill, 1962
Zollner M.:	Signalverarbeitung, Hochschule Regensburg, 2010
Zollner M.:	Frequenzanalyse, Hochschule Regensburg, 2010.

[Δ] Diese an sich sehr gute Veröffentlichung enthält einige Schreib- und Zeichenfehler!

© M.Zollner 2004

Die Frequenz eine Teiltones vermutet man, so man der DFT vertraut, bei lokalen Maxima des Betragsspektrums. Dass dies nicht zwangsläufig der Fall sein muss, verdeutlicht **Abb. 7.59**: Das Spektrum dieses abklingenden Zweitonsignals enthält tatsächlich zwei Maxima, die aber nicht exakt bei den beiden Teilton-Frequenzen liegen. Und dass bei $t = 0$ beide Teiltöne gleichen Pegel haben, wird auch nicht ersichtlich. In der Theorie stimmt's natürlich schon: Weil der höherfrequente Teilton schneller abklingt, ist seine Energie im DFT-Frame geringer. Das lässt sich ohne Kenntnis des Signals dem Bild aber nicht entnehmen. Und es dürfte die Regel sein, dass *unbekannte* Signale analysiert werden.

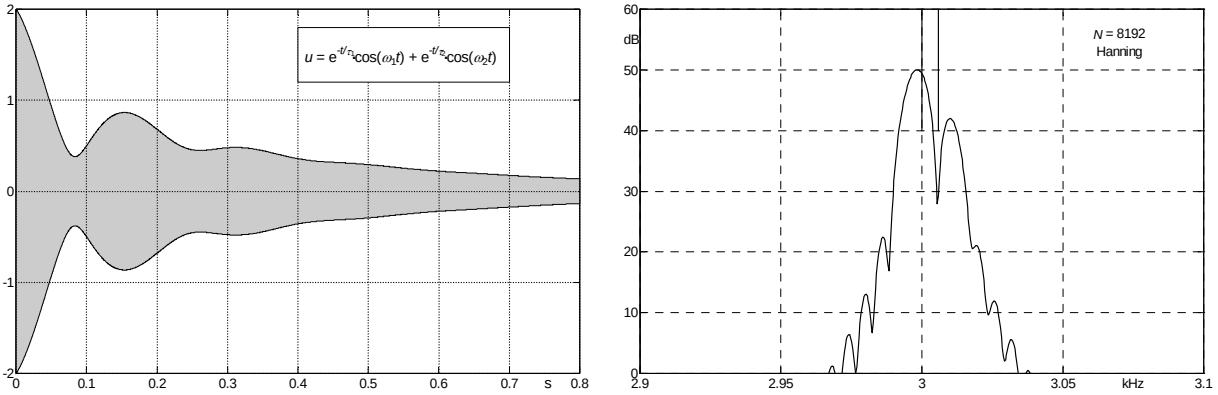


Abb. 7.59: Abklingendes Zweitonsignal: $f_1 = 3000$ Hz, $\tau_1 = 0.4$ s, $f_2 = 3006$ Hz, $\tau_2 = 0.1$ s; $u = u_1 + u_2$. Das linke Bild zeigt die zeitliche Hüllkurve, das rechte das Pegelspektrum. Die Frequenzen der beiden Teiltöne sind im rechten Bild durch zwei senkrechte Striche markiert.

Die Abklingzeitkonstante kann *einem* Spektrum auch nicht entnommen werden, wiewohl sie darin irgendwie enthalten sein muss – aber eben nicht offensichtlich. Deshalb erstellt man ein spektrales **Array**, in das der Pegel als Funktion von Frequenz und Zeit eingetragen wird. Das Fenster wird hierzu (ggf. mit Überlappung) längs der Zeitachse verschoben, die Verschiebung ergibt den Abszissenwert für die Darstellung des Pegelabfalls. Hierbei tritt eine Schwierigkeit auf: Für einem Zeit*punkt* kann kein sinnvolles Spektrum angegeben werden (das Spektrum des Diracs ist weiß), nur über einen Zeit*bereich*, nämlich den Frame, ist Spektralanalyse sinnvoll. Wenn man also das Abklingen eines Teiltonpegels aus der DFT ermittelt, muss man wissen, ob die Zeitachse dem Beginn, der Mitte, oder dem Ende des Frames zugeordnet ist. Im Folgenden ist immer die Fenstermitte der Bezug. Mit der Konsequenz, dass der Pegelabfall nicht ab $t = 0$ dargestellt werden kann. Bei 48 kHz Abtastfrequenz ergeben 8192 Abtastpunkte nämlich schon eine Fensterdauer von 170 ms, das erste Spektrum muss folglich $t = 85$ ms zugeordnet werden. Dies offenbart die grundsätzliche Problematik jeder Kurzzeit-DFT: Für eine gute Zeitauflösung muss der Frame kurz sein (z.B. $N = 256$), dann ist aber die spektrale Auflösung schlecht. Für gute spektrale Auflösung muss der Frame lang sein (z.B. 32-k-DFT), dann ist aber die zeitliche Auflösung schlecht.

Um nicht zu lange bei synthetischen Signalen zu verweilen, sollen nun Aufnahmen einer **realen Gitarrensaite** ($\varnothing = 0{,}7$ mm, $M = 68$ cm, $f = 152$ Hz) analysiert werden. Diese war auf einen Steintisch gespannt, als Stege dienten Stahlzylinder ($\varnothing = 3$ mm), der Knickwinkel betrug 17°. Die Querschwingung wurde 9 mm von einem Steg entfernt mit einem Laser-Vibrometer gemessen, knapp neben dem anderen Steg wurde die Saite impulsartig angeschlagen. Saite, Anschlagrichtung und Laserstrahl lagen in derselben Ebene. Das Lasersignal wurde mit 48 kHz abgetastet und aufgezeichnet, die weiteren Auswertungen erfolgten mit MATLAB. Die tiefen Teiltöne zeigen hierbei reguläres Abklingen, ab ca. 3 kHz beginnen Irregularitäten.

© M.Zollner 2004

Abb. 7.60 zeigt links oben den Ausschnitt aus einem Pegelspektrum, und daneben den aus dem DFT-Array ermittelten Abfall des 3633-Hz-Teiltones. Allein aus diesem Spektrum wäre nicht zwingend zu erkennen, dass dieser Ton irregulär abklingt, die Kurzzeit-DFT zeigt hingegen heftige Schwebungen. Ändert man jedoch die DFT-Parameter, wobei hier nur die Punktezahl verändert werden soll, entstehen ganz andere Abklingkurven. Die wieder anders aussehen, wenn man zusätzlich auch noch den Fenstertyp variiert. Mit N = 8192 sieht man bei 3633 Hz nicht nur einen Teilton, sondern zwei – die zugehörigen Pegel klingen aber immer noch nicht linear ab, sondern schwebend, also müssen noch mehr Teiltöne vorhanden sein. Die sich jedoch selbst mit N = 32768 nicht trennen lassen. Hierbei beträgt die Fensterdauer schon 0.68 s, und da bleibt für ein zeitliches Verschieben innerhalb des 1 s dauernden Signals nicht mehr viel Platz. Dass die Minima nicht genau reproduziert werden, darf übrigens nicht stören: Sie entstehen als Interferenz, die sehr sensibel auf Dämpfungsunterschiede reagiert. Und es ist ja gerade ein Charakteristikum eines Fensters, Teiltöne zu bedämpfen.

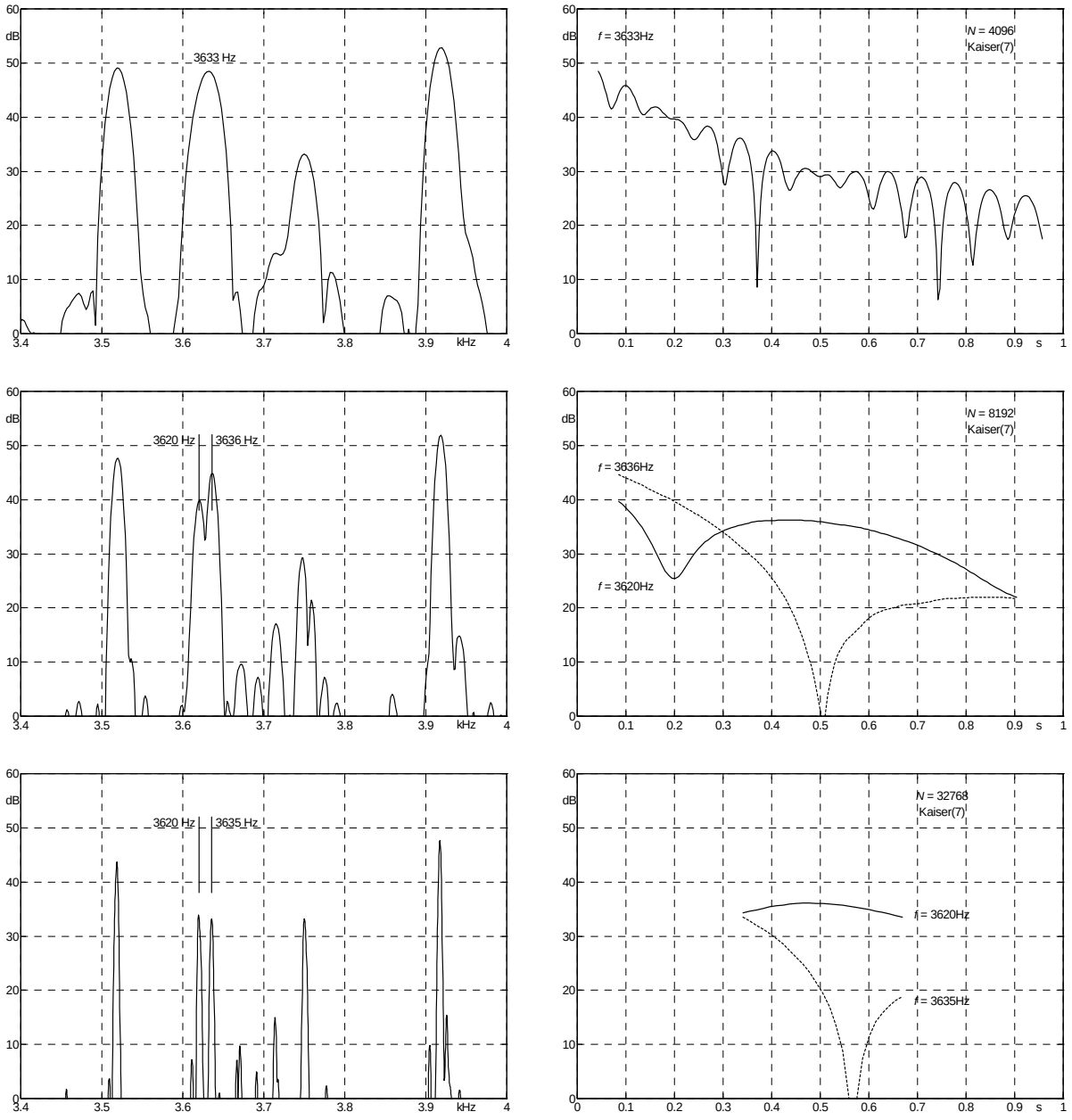


Abb. 7.60: Spektrum (links). Pegelabfall (rechts) einzelner DFT-Linien. Kaiser-Fenster (MATLAB).

© M.Zollner 2004

Welches Spektrum ist nun das richtige? Jedes natürlich, es gibt unendlich viele (und richtige) Kurzzeitspektren. Welches ist zweckmäßig? Diese Frage ist schon sehr viel schwerer zu beantworten. Gegenfrage: Zu welchem Zweck? Ursachen- oder Wirkungsforschung, Mechanik oder Psychoakustik? Zur Bestimmung von Eigenfrequenzen wird meist eine DFT mit hoher Punktezahl gewählt, für den Klangeindruck ist jedoch die genaue Frequenz eines Teiltones nur indirekt von Bedeutung: Zwei Töne in geringem Frequenzabstand werden nicht als verstimmt, sondern als schweben gehört, d.h. als temporaler, und nicht als spektraler Effekt. Deshalb wird man für Klangforschungen eher auf die zeitliche Struktur schauen, und kurze DFT-Längen bevorzugen. Wohl wissend, dass sich die **Psychoakustik** mit derart komplexen Schallen immer noch schwer tut. Auf dem Markt der Psychoakustik-Analysatoren konkurrieren nach wie vor Geräte mit sehr unterschiedlichen Analysefiltern miteinander, werden Gammatonfilter als scheinbar äquivalent neben terzähnliche Frequenzgruppenfilter gestellt, werden spezifische Lautheiten über 6-polige Normterzfilter oder über echte Frequenzgruppenfilter berechnet, wird der Filterphase generell keine Bedeutung geschenkt. Die grobe Richtung ist damit bestimmbar, subtile Klangunterschiede nicht. Das Innenohr ist ein zeitvariantes, nichtlineares System, dessen Übertragungscharakteristik (d.h. Betrags- und Phasengang) vom Schallsignal beeinflusst wird. Demgegenüber verwenden handelsübliche Analysatoren zeitinvariante Filter, und rechnen, wenn überhaupt, die nichtlineare Auffächerung der oberen Verdeckungsflanke nachträglich als Korrektur in den Signalfluss. Dies funktioniert bei relativ einfachen Signalen, liefert bei komplexen Klängen aber nur mehr Orientierungswerte.

Da es offensichtlich nicht möglich ist, alle Teiltöne eines Gitarrentons messtechnisch zu ermitteln, ist es nicht empfehlenswert, mit immer höherer DFT-Punktezahl eine immer bessere Frequenzauflösung erreichen zu wollen. *Stattdessen könnte man überlegen, ob es überhaupt sinnvoll ist, ein Signal, das modellgemäß aus abklingenden inharmonischen Teiltönen besteht, in eine Reihe nichtabklingender harmonischer Teiltöne entwickeln zu wollen*! Denn genau das macht der DFT-Algorithmus: Das Suchtonverfahren des Fourier-Integrals sucht Dauertöne, und bestimmt deren Amplitude, Frequenz und Phase – von Abklingzeitkonstante ist da nicht die Rede. Bei kausalen Zeitfunktionen, deren Fourier-Transformierte auf der $j\omega$-Achse keine Pole enthält (Gitarrentöne gehören dazu) kann alternativ zur Fourier-Transformierten die Laplace-Transformierte angegeben werden, und damit besteht theoretisch die Möglichkeit der Residuensuche, und daraus abgeleitet die Beschreibung durch Pole der komplexen p-Ebene. MATLAB bietet (u.a.) mit dem **Prony-Algorithmus** eine Möglichkeit, aus einem Zeitsignal direkt die Pole und Nullstellen eines ARMA-Modells (IIR/FIR-Filter) zu bestimmen, und somit Eigenfrequenzen und Dämpfungsfaktoren einzelner Teiltöne zu ermitteln. Um diesen Algorithmus nicht allzu sehr zu strapazieren, erscheint es sinnvoll, das Signal zuerst durch ein Bandpassfilter zu schicken, damit nur wenige (schwer trennbare) Teiltöne übrigbleiben. Es darf jedoch nicht erwartet werden, dass hiermit nun alle Signale wunschgemäß zu analysieren sind: Jedes Verfahren hat systemimmanente Artefakte, und produziert mit zunehmender Signalkomplexheit zunehmend komplexere Artefakte[♣].

Aber um nicht zu sehr im Nebel des Spekulativen zu versinken, zwei Empfehlungen: Zur Analyse der niederfrequenten Teiltöne ist die DFT gut geeignet, sie kann auf den Basssaiten bis ca. 1 kHz, und auf den Diskantsaiten bis ca. 2 kHz eingesetzt werden. Im höheren Frequenzbereich kann es zweckmäßig sein, neben der DFT auch eine Terzanalyse durchzuführen, die für Zeiteffekte besser anpassbar ist. Unzweckmäßig ist die Lautheitsanalyse des Tonabnehmersignals: Es erreicht in dieser Form nicht das Gehör!

[♣] Diese sehr pauschale Aussage lässt sogar Raum für die philosophisch anmutende Frage, ob denn nun ein Rechteck sehr komplex sei, weil bekanntermaßen aus unendlich vielen Sinustönen zusammengesetzt, oder ob nicht doch der Sinuston der kompliziertere ist, weil aus unendlich vielen Rechtecken summierbar.

© M.Zollner 2004

Die Bandbreiten der **Terzfilter** (23%) entsprechen im Bereich $f > 500$ Hz näherungsweise den Bandbreiten der Gehörfilter (ca. 20%), das Zusammenfassen benachbarter Teiltöne zu einem Analysekanal ruht damit auf ähnlichen Grundlagen. Und immerhin teilt ja das Terzfilter mit dem Frequenzgruppenfilter die Gemeinsamkeit, Phasengängen eine sehr niedrige Priorität zuzuweisen.

Eine übersichtliche, wenngleich etwas willkürliche Darstellung liefert das **Volagramm**[♣]: Das Abklingen einzelner Teiltöne (oder eigentlich: DFT-Linien) wird hier als Differenzspektrum dargestellt: $L(f, t + \Delta t) - L(f, t)$. Einen Eindruck vermittelt **Abb. 7.61**: Aus 4 DFT-Spektren, für 0 / 170 / 340 / 510 ms ermittelt, wurden Pegeldifferenzen errechnet und durch Linienzüge dargestellt. Das linke Bild zeigt ein ziemlich reguläres Teiltonabklingen, mit fortschreitender Zeit fächert der Linienzug nach unten auf, weil höherfrequente Teiltöne schneller abklingen als tieffrequente. Im rechten Bild sind stärkere Irregularitäten zu erkennen, die ihre Ursache u.a. in fluktuierenden Teiltonhüllkurven haben. Die Darstellung ist nicht eindeutig, da sowohl die Fensterart als auch die Zeitabstände willkürlich gewählt sind, sie bietet aber eine schnelle visuelle Orientierung über kritische Frequenzbereiche.

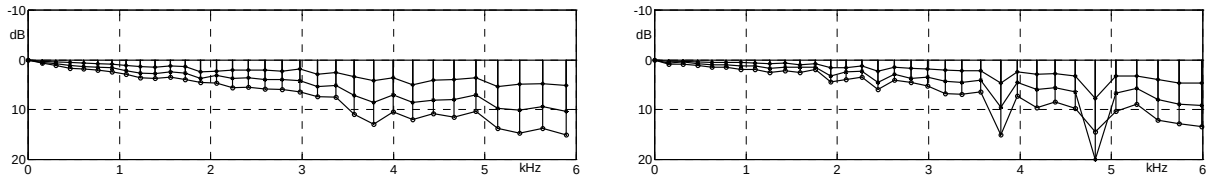


Abb. 7.61: Volagramme: Saite auf dem Steintisch gelagert; Enden geklemmt (links), gestützt (rechts). 0,7-mm-Saite, f_G = 150 Hz, Δt = 170 / 340 / 510 ms, N = 4096, Matlab-Kaiserfester (β = 12). Als Ordinate ist die Dämpfung dargestellt, mit fortschreitender Zeit fächert der Linienzug nach unten auf.

7.6.3 Die Abklingzeit T_{30}

Es gibt mehrere Möglichkeiten, die Dämpfung eines Resonanzkreises quantitativ zu beschreiben: Dämpfungsgrad, Zeitkonstante, Verlustfaktor, logarithmisches Dekrement, Abklingmaß, Güte. Die Schwingung eines durch Stokes'sche Reibung bedämpften Feder-Masse-Systems klingt nach Impulsanregung exponentiell ab:

$$v(t) = e^{-t/\tau} \cdot \cos(\omega_0 t)\,; \qquad \tau = \text{Zeitkonstante}$$

Die in dieser Formel verwendete Zeitkonstante heißt mit vollem Namen Amplituden-Zeitkonstante, weil sie die Abnahme der Amplitude beschreibt. Auch die Leistung nimmt bei dieser Schwingung exponentiell ab, da aber Leistungen quadratisch von Amplituden abhängen, ergibt sich für die Leistungsabnahme eine andere Zeitkonstante – diese sog. Leistungs-Zeitkonstante ist halb so groß wie die Amplituden-Zeitkonstante. Beispielsweise ist die bei normgemäßen Schallmessungen in der Mittelungsart "Fast" verwendete 100-ms-Zeitkonstante eine Leistungs-Zeitkonstante; die zugehörige Amplituden-Zeitkonstante beträgt 200 ms. Eine Zeitkonstante spezifiziert die Zeitspanne, während der die damit charakterisierte Größe auf $1/e = 0.368$ abgefallen ist. Alternativ kann man aber auch den Abfall auf andere Kennwerte angeben, wie dies z.B. die Raumakustik mit der **Nachhallzeit** T_N praktiziert. Während T_N fällt der Signalpegel um 60 dB, die Amplitude also auf 1/1000. Weil ein derart großer Abfall für musikalische Töne praxisfern ist, hat Fleischer [9] 30 dB als **Abklingzeit** T_{30} vorgeschlagen.

♣ volare = schwinden, volatil = flüchtig, abklingend (lat.); graphein = zeichnen (gr.).

© M.Zollner 2004

Die Abklingzeit darf nun aber nicht so verstanden werden, dass die Saite angeschlagen wird, und dann wartet man, bis der Pegel um 30 dB abgenommen hat. Vielmehr ist im $L(t)$-Diagramm eine **Glättungsgerade** zu bilden, und deren Steigung ergibt die Abklingzeit. In **Abb. 7.62** ist im ersten Bild ein perfekter linearer Pegelabfall dargestellt. Wenn die Amplitude exponentiell über der Zeit abfällt, nimmt der Pegel (die logarithmierte Amplitude) linear über der Zeit ab. Das **Abklingmaß** (Decay-Rate) als negative Steigung der Kurve beträgt in diesem Beispiel 8.7 dB/s, die Zeitkonstante ist 1 s, die Abklingzeit 3.45 s.

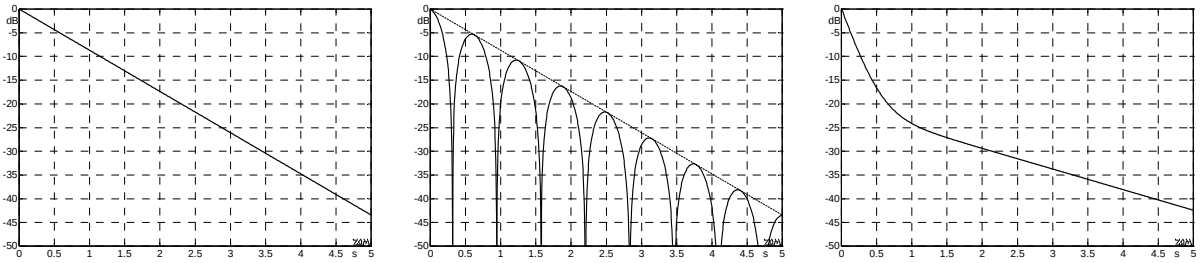


Abb. 7.62: Verschiedene Abklingvorgänge.

Im mittleren Bild ist der Pegelabfall einer Schwebung dargestellt: Nach 0.31 s hat der Pegel das erste Mal (gegenüber dem Anfangswert) um 30 dB abgenommen. Doch das ist nicht die Abklingzeit, die beträgt, wie im ersten Beispiel, 3.45 s, errechnet aus der gestrichelt eingezeichneten Hüllkurve. Derartige **Schwebungen** entstehen, wenn zwei Teiltöne gemeinsam abklingen, und beide denselben Startwert, dieselbe Dämpfung, aber leicht unterschiedliche Frequenz haben. In diesem Beispiel ist es nicht schwer, über die Kurvenmaxima eine Hüllkurve zu legen, und deren Steigung zu bestimmen. Schwieriger wird die Aufgabe, wenn die Schwebungsperiode sehr lang ist, wenn z.B. das erste Minimum erst nach 5 s erreicht wird. Die Pegelwerte der folgenden Maxima lassen sich dann u.U. nicht mehr ermitteln, weil das Signal schon zu klein geworden ist (und in den immer vorhandenen Störungen untergeht).

Noch problematischer wird die Abklinganalyse, wenn zwei Teilschwingungen mit sehr unterschiedlichen Zeitkonstanten abklingen (rechtes Bild). Man könnte T_{30} aus der Anfangssteigung ermitteln (wie das z.B. in der Raumakustik bei der Early-Decay-Time gemacht wird), oder aus der Endsteigung, oder man nimmt doch den Zeitpunkt, bei dem L durch –30 dB geht. Was bei einer Kombination von Schwebung und unterschiedlichen Zeitkonstanten aber leicht einen unbrauchbaren T_{30}-Wert ergeben kann. In den meisten Fällen ist die Abklingzeit eine gut brauchbare Größe zur Beschreibung des Abklingvorgangs bzw. der Dämpfung, in einigen Sonderfällen ist sie jedoch unzweckmäßig. Insbesondere bei Programmen, die automatisch T_{30} berechnen, ist deshalb Vorsicht anzuraten.

© M.Zollner 2004

7.7 Dämpfung der Saitenschwingung

Beim Anzupfen erhält die Saite einige mWs potentielle Energie zugeführt, die beim anschließenden Ausschwingen in Wärme umgewandelt werden. Dieser **Dissipation** liegen mehrere Mechanismen zugrunde, die ihre Ursache teils in der Saite selbst, teils in ihrer unmittelbaren Umgebung haben. Hatten Kap. 1 und 2 noch die unbedämpfte Wellenausbreitung zum Inhalt, so soll nun ausführlicher auf die einzelnen Dämpfungsmechanismen eingegangen werden. Gemäß der in Musikerkreisen vorherrschender Meinung ist das **Korpusholz** die Ursache für die Saitenbedämpfung: Wünschenswert ist langes **Sustain**, d.h. langdauerndes Nachklingen einer angezupften Saite, jedoch kooperieren angeblich nicht alle Hölzer in gewünschter Weise mit dem Musiker. Ob das Holz tatsächlich die Hauptursache für die Saitenbedämpfung (und damit für einen Teil der Klangformung) darstellt, ist Thema der folgenden Kapitel.

7.7.1 Strahlungsdämpfung

Die Schwingungsenergie der Saite wird u.a. dadurch verringert, dass bei ihrer Bewegung in Luft ein Reibwiderstand zu überwinden ist – würde die Saite im Vakuum schwingen, wäre dieser Widerstand nicht vorhanden (d.h. null). Man kann diesen Wirkwiderstand als Realteil der komplexen **Strahlungsimpedanz** betrachten, und ihren Imaginärteil (eine winzige Masse) ignorieren. Der Realteil bedämpft die Saitenschwingung, weswegen auch von *Luftdämpfung* gesprochen wird. Legt man eine gedämpfte Schwingung mit exponentiell abklingender Amplitude zugrunde, lässt sich die Abklinggeschwindigkeit mit der **Zeitkonstante** τ oder dem hierzu reziproken **Abklingkoeffizient** $\delta = 1/\tau$ definieren, der einen konstanten (D_0) und einen frequenzabhängigen Term ($D_{1/2} \cdot \sqrt{f}$) enthält. Nach Stokes (Kurzfassung in [1]) erhält man:

$$D_0 = \frac{4 \cdot \rho_{air} \cdot \nu_{air}}{\rho \cdot D^2}; \qquad D_{1/2} = \frac{4 \cdot \rho_{air} \cdot \sqrt{\pi \cdot \nu_{air}}}{\rho \cdot D}; \qquad \delta(f) = D_0 + D_{1/2} \cdot \sqrt{f}$$

Hierbei sind ρ_{air} und ν_{air} Dichte bzw. kinematische Viskosität der Luft, ρ ist die Saitendichte, und D ist der Saitendurchmesser. Fletcher/Rossing [1] fassen beide Dämpfungsterme zu einer Formel zusammen, in der sie die Energie-Abklingzeitkonstante angeben. Weil hierbei jedoch Verwechslung droht, soll im Folgenden nur die **Abklingzeit**[♣] $T_{30} = 3.45/\delta$ verwendet werden.

Mit der für Stahl nicht unüblichen Dichte von 7.9 g /cm^3 für Massivsaiten bzw. 7.1 g / cm^3 für umsponnene Saiten erhält man die in **Abb. 7.63** links dargestellten Frequenzabhängigkeiten der Teilton-Abklingzeiten T_{30}. Nach der o.a. Formel hängt T_{30} näherungsweise reziprok von der Wurzel aus der Frequenz und reziprok vom Saitendurchmesser ab – dickere Saitensätze haben (diesbezüglich!) längeres Sustain. Hiermit ergibt sich für den Grundton der E_2-Saite (0.046") die Abklingzeit zu ca. 80 s, die der E_4-Saite (0.009") zu 6.8 s. Diese Modell-Ergebnisse dienen im Folgenden aber lediglich als Orientierungswerte, es soll nicht näher untersucht werden, ob die Strahlungsimpedanz des oszillierenden Zylinders nicht doch zu modifizieren wäre, weil ja mit Korpus und Griffbrett Reflektoren in unmittelbarer Nachbarschaft angeordnet sind. Doch auch ohne ausufernde Theorie: Fast **unendliches Sustain**, wie einigen Wundergitarren angedichtet, ist allein schon aufgrund der Strahlungsdämpfung (die man umgangssprachlich als "Luftreibung" bezeichnen könnte) unmöglich.

[♣] Während T_{30} nimmt der Pegel um 30 dB ab [Fleischer 2000].

© M. Zollner 2010

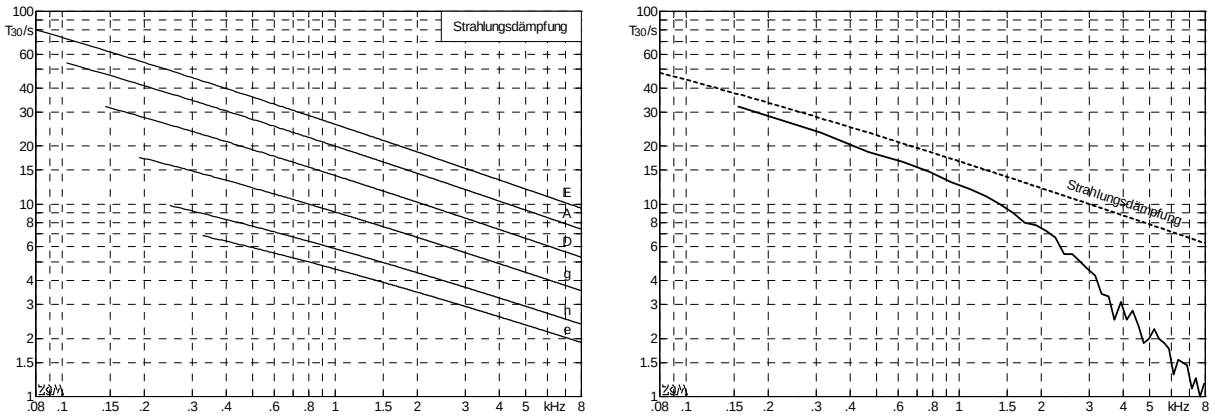


Abb. 7.63: Durch Strahlungsdämpfung (= Luftdämpfung) hervorgerufene Abklingzeit T30 für Gitarrensaiten (Hybrid, 9/46). Das rechte Bild zeigt die gemessene Abklingzeit einer auf einem Steintisch eingespannten Stahlsaite (∅ = 0.7 mm), sowie die hierzu berechnete Strahlungsdämpfung. Nur das tieffrequente Abklingverhalten ist hiermit näherungsweise erklärbar.

Die Strahlungsdämpfung kann das bei Messungen (re. Bild) gefundene Abklingverhalten nur im tiefen und mittleren Frequenzbereich erklären, und da auch nur, wenn die Auflagerdämpfung sehr gering ist. Im Bereich höherer Frequenzen wirkt sich zusätzlich ein im Innern der Saite stattfindender Verlustmechanismus aus, der im nächsten Abschnitt diskutiert wird.

7.7.2 Innere Dämpfung

Beim Schwingen verändert die Saite ihre Form, d.h. ihre Krümmung und Länge, und hierfür ist Energie erforderlich. Überwiegend **Blindenergie**, die als potentielle Energie in der federnden Saite vorübergehend gespeichert wird, aber auch **Wirkenergie**, die die Saite minimal erwärmt. Die Wirkenergie ist für den Schwingungsvorgang verloren, weswegen neben dem Begriff *Dämpfungsmechanismen* auch von *Verlustmechanismen* gesprochen wird. Und da diese Verluste in der Saite stattfinden, heißen sie auch **innere Verluste**. Die Mechanik definiert Verlustbeiwerte als *imaginären* Teil der komplexen Federimpedanz (bzw. -admittanz), ganz im Gegensatz zur Elektrotechnik, die z.B. einer Induktivität einen *reellen* Verlustwiderstand zuweist. Beide Wege führen zum Ziel, denn in beiden Fällen ist Orthogonalität gewährleistet.

In Maschinenakustik und Werkstofftechnik beschreibt man innere Verluste üblicherweise mit dem **Verlustfaktor** d, der Imaginärteil E_2 und Realteil E_1 des komplexen Elastizitätsmoduls $\underline{E}$ miteinander verbindet: $\underline{E} = E_1 + \mathrm{j}\cdot E_2$, $d = E_2 / E_1$. Jedoch ist es sehr schwierig, belastbare Aussagen über d zu finden. Dies mag daran liegen, dass die Aufteilung von $\underline{E}$ in nur zwei Komponenten eben nur ein sehr einfaches Modell darstellt, aber auch daran, dass z.B. Stahl in unterschiedlichen Arten vorkommt, die nicht alle mit demselben Verlustfaktor gekennzeichnet werden können. Deshalb ist der Verlustfaktor und das darauf aufbauende Dämpfungsmodell nur als erste Näherung brauchbar. Fleischer [2000] setzt $d = 0.001$[§] an, mit dem zur Vorsicht gemahnenden Hinweis "tentatively estimated", und verringert diesen Wert einige Jahre später auf 0.0004 [Fleischer 2006]. Lieber[♣] spezifiziert $d = 0.00017$, Kollmann[♥] $d = 0.0001$,

[§] Bei Fleischer heißt der Verlustfaktor η, wie in der älteren Literatur üblich.

[♣] Lieber, E.: Vibration of stretched strings, acta acustica 1996 Suppl. Vol. 82, p.187.

[♥] Kollmann F. G.: Maschinenakustik, Springer 1993.

© M. Zollner 2010

Cremer/Heckl [11] geben $0.2 - 3 \cdot 10^{-4}$ an. Cuesta/Valette[♣] ergänzen die o.a. Formel des Abklingkoeffizienten um zwei weitere Terme und berücksichtigen damit auch Versetzungsvorgänge im kristallinen Gefüge sowie Wärmeleitung (Dehnung kühlt, Kompression erwärmt):

$$D_1 = d; \qquad D_3 = \frac{\pi^3 \cdot E \cdot \rho \cdot D^2 \cdot d}{4 \cdot \sigma^2}; \qquad \delta(f) = D_0 + D_{1/2} \cdot \sqrt{f} + D_1 + D_3 \cdot f^3$$

Hier steht E für den Elastizitätsmodul und σ für die Normalspannung des Saite. Setzt man in diesen Gleichungen für den Verlustfaktor $d = 0.7 \cdot 10^{-4}$, ergibt sich die in **Abb. 7.64** links dargestellte Kurve. Gemessen wurden die Teilschwingungs-Abklingzeiten T_{30} eines auf einen schweren Steintisch in zwei Stützlager gespannten Stahldrahts (∅ = 0.7 mm).

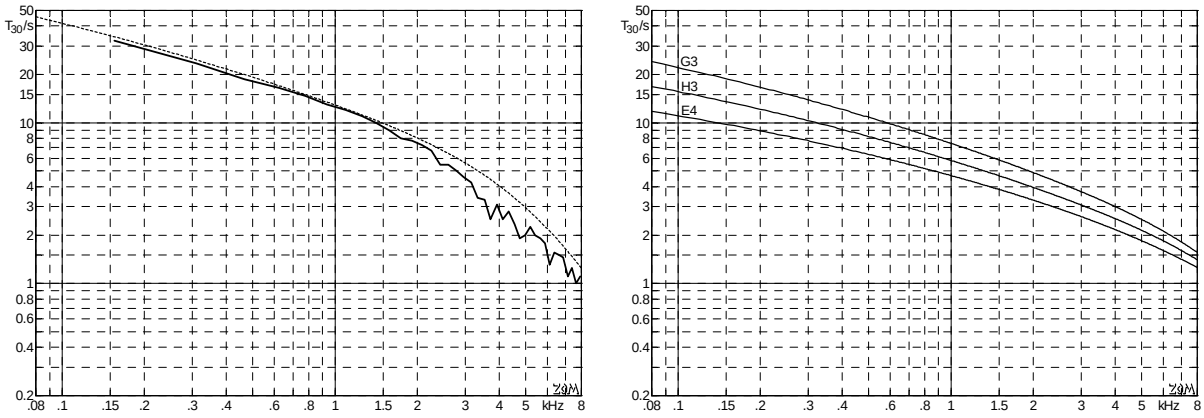


Abb. 7.64: Links: Vergleich Messung vs. Modellrechnung. Rechts: Orientierungslinien (10/13/16 plain).

Die mit dem Modell berechneten Abklingzeiten dürfen durchaus *größer* sein als die gemessenen, denn neben Strahlungsdämpfung und innerer Dämpfung verkürzen weitere Dämpfungsmechanismen die Abklingzeit (Kap. 7.7.3). Es liegt jenseits der Zielsetzung dieser Arbeit, die einzelnen Komponenten der Schwingungsdämpfung auf werkstoffspezifische Ursachen zurückzuführen. Die Materie ist komplex, wie schon aus berufenerem Munde verlautete: *Die physikalischen Vorgänge, die die innere Dämpfung von Metallen bewirken, sind sehr verwickelt und auch noch nicht ganz erforscht. Hinzu kommt noch, dass es gar nicht leicht ist, die oft sehr geringen Verlustfaktoren zu messen, und dass daher manche in der Literatur angegebenen Werte nicht die Verluste im untersuchten Material, sondern in der Messapparatur oder durch Schallabstrahlung wiedergeben [11]*. Im Folgenden werden deshalb sehr pragmatisch lediglich **Orientierungslinien** angegeben (Abb. 7.64 rechts), anhand derer die an Gitarren gemessenen Abklingzeiten eingeordnet und bewertet werden können. Als Arbeitshypothese wird angenommen, dass das in den Orientierungslinien angegebene Abklingverhalten überwiegend von Strahlungsdämpfung und innerer Dämpfung bestimmt wird – verbunden mit dem Angebot, diese Kurven weiter nach oben zu schieben, wenn ergänzende Erkenntnisse vorliegen. Für die **Diskantsaiten** (G-H-E_4) sind diese Orientierungslinien eine gut brauchbare Arbeitsgrundlage, bei den umsponnenen **Basssaiten** (E_2-A-D) sind jedoch größere Diskrepanzen zu erwarten, weil zur Berechnung der inneren Verluste kein massiver Stahlzylinder angenommen werden darf. Stattdessen sind drei Dämpfungsmechanismen zu berücksichtigen: Dämpfung im Kerndraht (Stahl), Dämpfung in der Umspinnung (Nickel oder Stahl), und Fugendämpfung an den Kontaktflächen. Zeitvariant – natürlich.

[♣] Cuesta C., Valette C.: Evolution temporelle der la vibration des chordes der clavecin, Acustica Vol. 66, 1988.

© M. Zollner 2010

7.7.3 Wicklungsdämpfung

Wenn man sich Gedanken zur inneren Dämpfung einer Saite macht, muss man auch deren Aufbau berücksichtigen. Massivsaiten (häufig E4, H3, G3) bestehen immer aus Federstahldraht, die Basssaiten (E2, A2, D3) sind hingegen umwickelt (umsponnen). Die G-Saite kann massiv (plain) sein, oder umwickelt (wound). Streng genommen bezeichnet der Begriff "innere Dämpfung" nur die Dissipationsverluste *im Metall*. Innerhalb der umsponnenen Saite liegen aber auch die Berührungsflächen Kerndraht/Umspinnungsdraht, und auch hier (sowie zwischen den Windungen der Umspinnung) entsteht **Reibung**, also Dämpfung. Messungen des Abklingverhaltens neuer Saiten ergaben, dass die Teilton-Abklingzeiten der *massiven* Saiten nahe bei den Modellwerten lagen, dass aber die *umsponnenen* Saiten nicht mit der in Kap. 7.7.2 angegebenen Formel beschrieben werden können. Setzt man wie bei Massivsaiten den Außendurchmesser an, ergibt die Berechnung hochfrequent viel zu kurze Abklingzeiten, nimmt man einen verringerten "effektiven" Durchmesser, ist das Ergebnis willkürlich.

Dass es bei umsponnenen Saiten gar keine einfache Formel geben kann, zeigt der folgende Versuch: Auf einer USA-Stratocaster wurde die fabrikneuen D-Saiten zweier verschiedener Hersteller vermessen (**Abb. 7.65**). Obwohl beide Saiten nacheinander auf derselben Gitarre und in derselben Sattelkerbe analysiert wurden, differieren die Abklingzeiten ganz wesentlich, was nur damit erklärt werden kann, dass ihre Wicklungen gravierende Unterschiede aufweisen. Es liegt weit jenseits der Ziele dieser Arbeit, die werkstoff- und aufbauspezifischen Gründe für diese Unterschiede zu erforschen. Stattdessen werden in den folgenden Diagrammen empirisch gefundene **Bestcase-Messwerte** angegeben, die Orientierung und Bewertung der Ergebnisse erleichtern. Der größte Teil der gemessenen Abklingzeiten war kürzer als die angegebenen Orientierungswerte, in Einzelfällen wurden sie aber auch leicht überschritten.

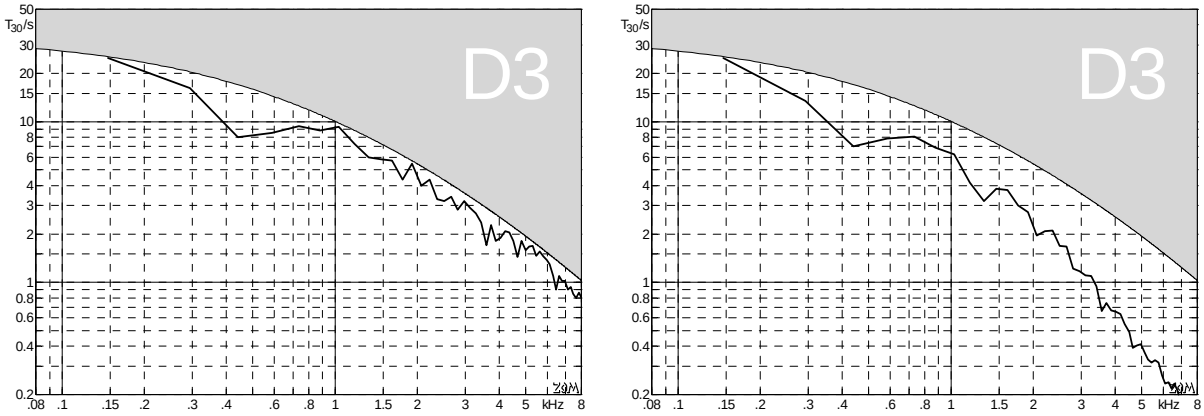


Abb. 7.65: Teilton-Abklingzeiten, Stratocaster; Vergleich zweier D-Saiten (je 0.026", umsponnen, fabrikneu).

In **Abb. 7.66** sind für alle 6 Saiten eines 10/46-Satzes (10, 13, 17, 26, 36, 46) die Teilton-Abklingzeiten der leeren Saiten angegeben. Wie in Kap. 7.7.4.1 noch zu erläutern sein wird, ist es zweckmäßig, die Schwingungsdämpfung aus der energetischen Summe der griffbrettnormalen und der griffbrettparallelen Schwingung abzuleiten – die Kurven aus Abb. 7.66 wurden auf diese Art ermittelt. Ferner wurden die selektiven Minima entfernt, deren Ursache bekannt ist – auf sie wird im Folgenden ausführlich eingegangen. Ursachen der in Abb. 7.66 dargestellten globalen Abklingvorgänge sind bei den massiven Saiten im Wesentlichen Strahlungsdämpfung und innere Dämpfung, bei den umsponnenen Saiten zusätzlich Wicklungsdämpfung. Steg-, Hals und Korpusdämpfung äußern sich in kleinen, frequenzselektiven Zacken – ihnen ist ein eigener Abschnitt gewidmet.

© M. Zollner 2010

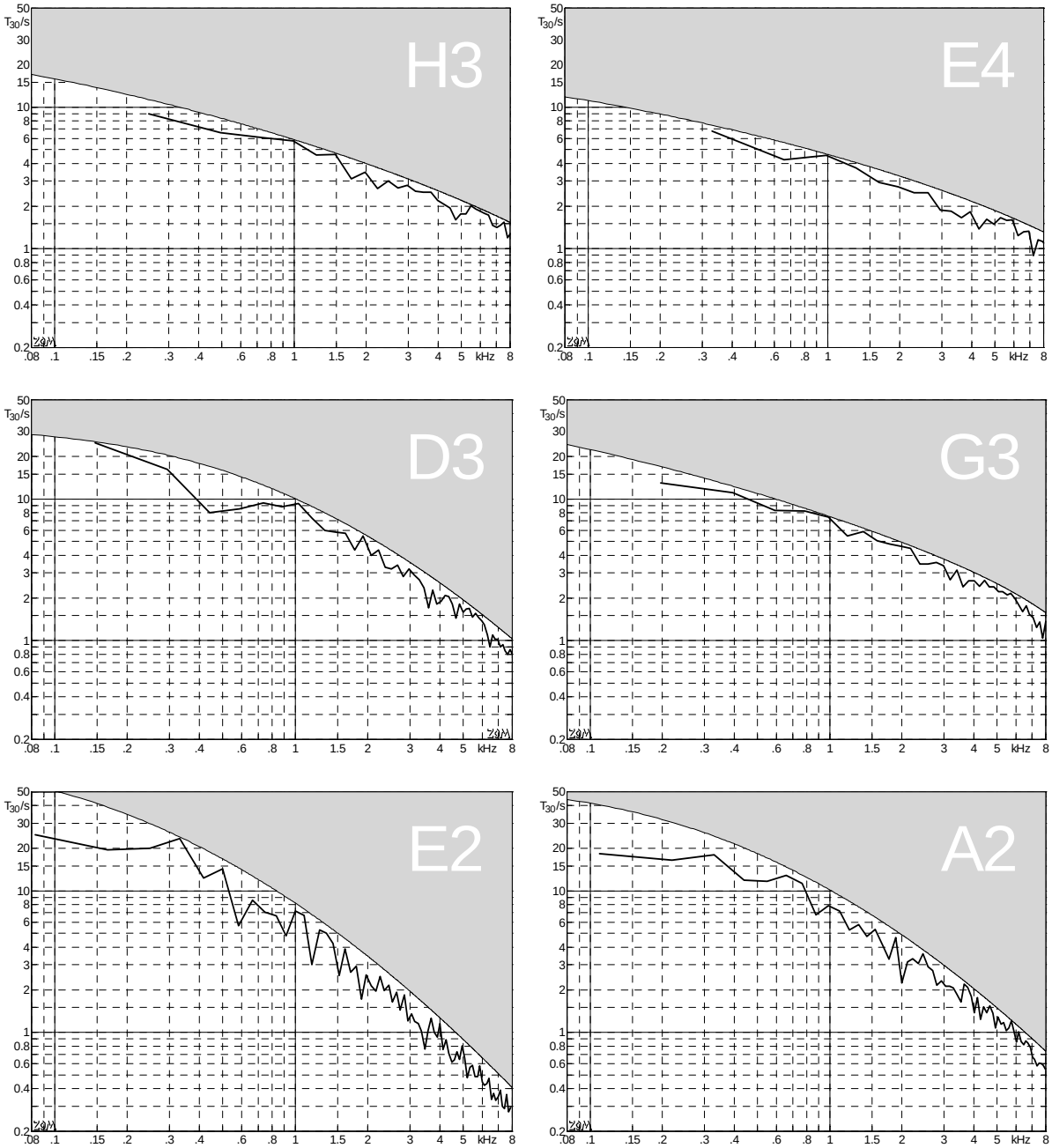


Abb. 7.66: Teilton-Abklingzeiten, USA-Stratocaster, Best-Case. Neue Saiten (10, 13, 17, 26, 36, 46). Der grau abgesetzte Bereich wurde bei Messungen so gut wie nie erreicht ("Orientierungslinie").

Um Missverständnisse zu vermeiden, sei nochmals daran erinnert, dass **Abb. 7.66** keine Spektren, sondern Abklingzeiten darstellt. Während der Abklingzeit T_{30} nimmt der Teilton-Pegel um 30 dB ab. Im Falle der tiefen E-Saite (E_2) dauert es 25 s, bis der Pegel des Grundtons (82.4 Hz) um 30 dB abnimmt. Etwa ebenso lange dauert es, bis der Pegel des 4. Teiltons (330 Hz) um 30 dB abnimmt, während es beim 12. Teilton (1 kHz) nur 7 s dauert. Wie laut diese Teiltöne sind, oder besser: mit welchen Pegel sie beginnen, sagt diese Grafik nicht aus. Der Pegel eines Teiltons lässt sich leicht durch z.B. Filter ändern, die Abklingzeit hingegen nicht – insofern ist die Abklingzeit ein viel gitarrenspezifischerer Parameter als das Spektrum. Gitarrenspezifisch, aber auch saitenspezifisch. Die globale Tendenz des schnellen Höhenabfalls ist eindeutig saitenspezifisch, nur den kleinen Schwankungen im Kurvenverlauf kann ein Bezug zu Gitarrenspezifika zugeordnet werden. Dies ist das Thema von Kap. 7.7.4.

© M. Zollner 2010

7.7.4 Auflagerdämpfung

In Kap. 2 wurde ausführlich dargelegt, dass die Saite modellmäßig als mechanische Leitung beschrieben werden kann, auf der Wellen entlang laufen. Der an den beiden Auflagern (Steg und Kopfsattel) stattfindende Reflexionsvorgang wird vom **Wellenwiderstand** der Saite und von der jeweiligen **Auflagerimpedanz** (bzw. -admittanz) bestimmt. Typischerweise sind die Lager unnachgiebig (besitzen also eine sehr große mechanische Impedanz), wodurch fast die gesamte Wellenenergie reflektiert wird. Ein kleiner Prozentsatz wird jedoch am Lager absorbiert, und hier kommen nun Steg- und Sattelaufbau ins Spiel, sowie die hierbei verwendeten Materialien. Danach ist des Gitarrenhalses und seiner Resonanzen zu gedenken [Fleischer], und dann, ganz am Ende, kann man sich auch noch über das Korpusholz Gedanken machen. Zunächst muss aber der Begriff "Auflagerdämpfung" präzisiert werden, denn mit einer einfachen Punktimpedanz ist es nicht getan. Vielmehr lassen sich mehrere Absorptionsvorgänge trennen, die in eigenen Unterkapiteln zu diskutieren sind.

7.7.4.1 Transversalwellenkopplung

Der in Elektrogitarren üblicherweise verwendete Magnettonabnehmer wandelt vor allem die griffbrettnormale Saitenschwingung (GBN) in eine elektrische Spannung um (Kap. 5). Es ist folglich naheliegend, bei Schwingungsmessungen die Saite griffbrettnormal anzuschlagen, und diese GBN-Komponente z.B. mit dem Laser-Vibrometer zu messen. Im einfachen Modell unterstellt man hierbei exponentielles Abklingen der Teilton-Schnelle:

$$v(t) = v_i \cdot \exp(-t/\tau) \qquad \tau = \text{Amplituden-Zeitkonstante}$$

Da die Momentanleistung dem Quadrat der Schnelle proportional ist, muss ihr Abklingen mit einer Leistungs-Zeitkonstante beschrieben werden, die halb so groß ist wie die Amplituden-Zeitkonstante. Wenn folglich nur von "Zeitkonstante" die Rede ist, besteht Verwechslungsgefahr. Eindeutig ist hingegen die Angabe der **Abklingzeit T_{30}**, während derer der Pegel um 30 dB abnimmt; sie wird im Folgenden verwendet. Die Abklingzeit T_{30} ist das 3.45-fache der Amplituden-Zeitkonstante bzw. das 6.9-fache der Leistungs-Zeitkonstante. Allerdings zeigen nicht alle Teiltonanalysen rein exponentielles Abklingen. In **Abb. 7.67** ist das an einer Stratocaster gemessene Abklingen des 4. Teiltones einer H-Saite dargestellt. Eine über 2 s gehende Analyse zeigt eine progressiv abnehmende Kurve, der man schlecht eine einzige Steigung zuordnen kann – beiden gestrichelt eingezeichneten Näherungsgeraden haftet reichlich Willkür an. Erhellung im wahrsten Sinn brachte ein zweites Laser-Vibrometer, das den laboreigenen Aufbau zum **2D-Messplatz** erweiterte. Die energetische Summe von griffbrettnormaler und griffbrettparalleler Saitenschwingung ergänzt sich perfekt zu einem (lehrbuchhaften) exponentiellen Abfall, dessen Abklingzeit (5.7 s) wesentlich länger ist als die zunächst vermutete.

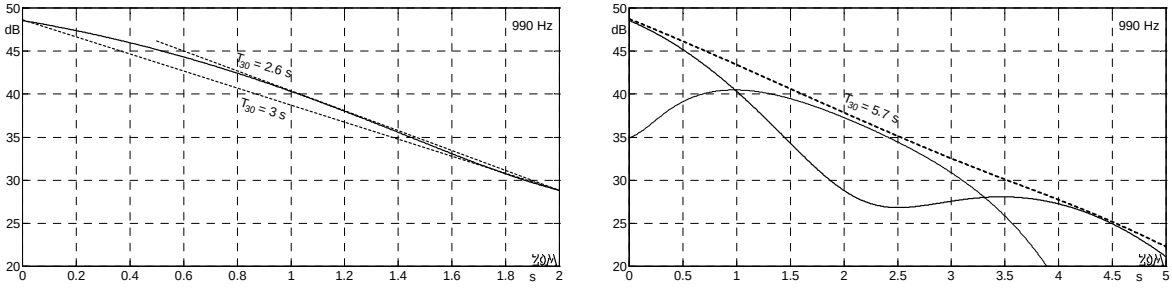


Abb. 7.67: Abklingen des 4. Teiltones einer H-Saite (Stratocaster). Im rechten Bild ist ergänzend der Pegel der griffbrettparallelen Schwingung eingezeichnet, sowie der Summenpegel (----).

© M. Zollner 2010

Die Interpretation dieser Messergebnisse kann je nach Fragestellung sehr unterschiedlich ausfallen. Die vom Tonabnehmer abgenommene GBN-Schwingung – und nur diese ist für den Klang relevant – erreicht nach 2.5 s ein Minimum. Den damit zusammenhängenden Pegelverlust von 22 dB darf man aber nicht einem Energieverlust von 99.4% gleichsetzen, denn ein Teil der Energie ist noch nicht "verloren", sondern nur im orthogonalen Schwingungsmodus zwischengespeichert. Nach weiteren 2.5 s ist der Pegel deshalb nicht um insgesamt 44 dB, sondern nur um 26 dB abgefallen. Dem Gitarrist, der einen 2.5 s dauernden Ton spielen möchte, hilft das allerdings gar nichts, der empfindet das **Sustain** dieses speziellen Teiltones einfach nur als zu kurz. Und unterstellen wir ruhig, dass gerade dieser eine Teilton für den Sound ganz besonders wichtig ist, und halten wir fest: Die in einer Schwingungsebene gemessene Abklingzeit darf nicht unbesehen in Dissipationsparameter umgerechnet werden.

Bei den Abklinganalysen der untersuchten American-Standard-**Stratocaster** fiel auf, dass gerade der H-Saite starke Teilton-Schwebungen anhafteten. Nun weiß man natürlich, dass eben diese Schwebungen, dieses 'choruslike Warble', zum spezifischen Charme dieses Instrumentes gehören, und man kennt auch die vermeintliche Ursache: Die Magnete sind's, ziehen sie doch ungebührlich an der Saite und 'behindern sie am freien Ausschwingen'. Nur den Urheber der hierfür erfundenen mäßig intelligenten Bezeichnung '**Stratitis**' kennt man nicht, doch das ist auch besser so. Kap. 4.11 hatte schon erläutert, dass Tonabnehmermagnete tatsächlich die Ausschwingcharakteristik einzelner Teiltönen ändern können, allerdings ist hiervon vor allem der Grundton betroffen. Zur Sicherheit waren vor der in Abb. 7.67 dargestellten Analyse die Tonabnehmer weit heruntergedreht worden, mit anderen Worten: **Die Magnete** sind nicht verantwortlich für diese Schwebung. **Abb. 7.68** zeigt weitere Teiltonpegel dieser H-Saite, alle sind mit unterschiedlichen Schwebungen behaftet. Hat man nicht grenzenlose Möglichkeiten zur Modalanalyse, (und man hat nicht, der Freistaat muss nach dem Hypo-Alpe-Adria-Desaster noch mehr sparen), bleiben nur einfache Lösungsansätze zur Ursachenforschung. Die gehen in diesem Fall so: Man hebt die H-Saite aus ihrem Kopfsattel, legt sie einen Millimeter daneben, stimmt neu und wiederholt die Messungen. Und siehe da: Schwebung war gestern. Wären doch alle Analysen so einfach.

Im Originalzustand (**Abb. 7.68** links) erzeugt die H-Saite der untersuchten Stratocaster hörbare Schwebungen, die man lieben oder hassen kann. Nur: Dem speziell ausgesuchten, lange gelagerten Gehölz dieses amerikanischen Traumes darf man diese Eigenschaft definitiv nicht zuschreiben, die kommen ganz banal vom **Kopfsattel**. Und sage keiner, dieser sei mit Liebe bzw. genialer Handwerkskunst genau so zugefeilt worden, dass genau diese Schwebungen entstehen, weil nur das den authentischen Stratsound gewährt. Nach erfolgter Messung durfte die H-Saite wieder in ihre angestammte Rille zurück, wurde neu gestimmt, und tatsächlich: Die Schwebungen waren wieder da. Allerdings – es waren nicht mehr genau dieselben, bei genauer Betrachtung zeigten sich Abweichungen in Schwebungsfrequenz und -stärke. Somit muss dieses Soundcharakteristikum als zufällig und fragil bezeichnet werden, als Auswirkung einer eben immer toleranzbehafteten Fertigung. Bei der untersuchten Stratocaster zeigte nur die H-Saite derart starke Schwebungen, alle anderen Saiten verhielten sich unauffällig. Es ist jedoch zu erwarten, dass unter den bisher gebauten Strats nicht wenige sind, bei denen mehr als eine Saite stärkere Schwebungen produzieren, und vielleicht sind ja gerade diese die heiligen Kühe, für die Unsummen bezahlt werden. The top nut, stupid ...

Nein, natürlich ist der Kopfsattel nicht die alleinige Ursache für ein bestimmtes Klangcharakteristikum, aber er ist wesentlich an der Klangformung beteiligt. Noch zu Beginn des 21. Jh. wird in Ehren ergrauter Damen gedacht, die Fenders erste Tonabnehmer (von Hand!!) bewickelten (Mary, Gloria, Abigail), dem Sattelschlitzer wird diese Ehre jedoch verweigert. Er hätte sie, bei Leo, auch verdient.

© M. Zollner 2010

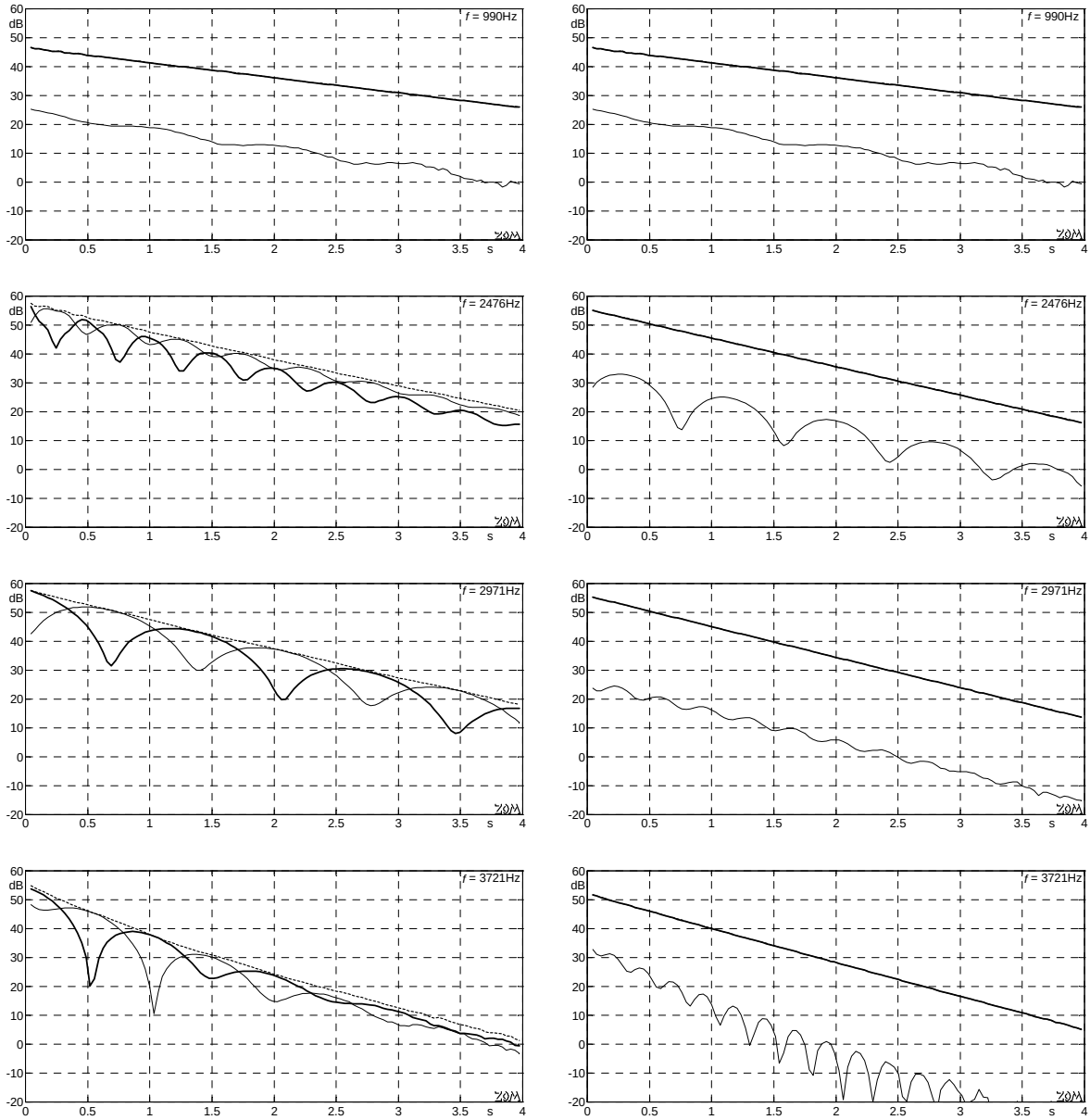


Abb. 7.68: Teiltonpegel, H-Saite, Stratocaster. Links: Saite im Kopfsattelrille, rechts: Saite neben der Rille. Dicke Linie: griffbrettnormale Saitenschwingung, dünn: griffbrettparallele Saitenschwingung, ---- = Summe.

Ehe man überlegt, wie das Korpusholz die Saitenschwingung beeinflussen könnte, sollte man die Teile berücksichtigen, die direkten Kontakt zur Saite haben. Und das sind nun einmal Kopfsattel und Stegböckchen, und nicht Esche- oder Erlebretter. Liegt die Saite nicht auf einer zur Längsachse rechtwinkligen Linie auf, kann eine Verkopplung der Schwingungsebenen entstehen. Gleiches kann passieren, wenn die Nachgiebigkeit der Unterlage richtungsabhängig ist. Die am Saitenauflager verursachte Kopplung der Transversalschwingungen ist in **Abb. 7.69** als **Orbit-Diagramm** (Abszisse = griffbrettparallele Schwingung, Ordinate = griffbrettnormale Schwingung) dargestellt. Im linken oberen Bild sieht man, wie die Saite in Bildmitte zunächst vertikal anschwingt, aber danach zuerst nach links und dann nach rechts die Schwingungsebene dreht. Nach ca. 370 ms ist die Vertikalschwingung fast auf null abgeklungen, und die Schwingungsenergie zum überwiegenden Teil an die Orthogonalkomponente übergeben. Ganz anders bei der *neben* der Kopfsattelrille gelagerten H-Saite: Sie behält ihre Schwingungsebene weitgehend bei, weil die Kopplung zwischen den beiden Schwingungsmoden viel geringer ist (untere Bildzeile).

© M. Zollner 2010

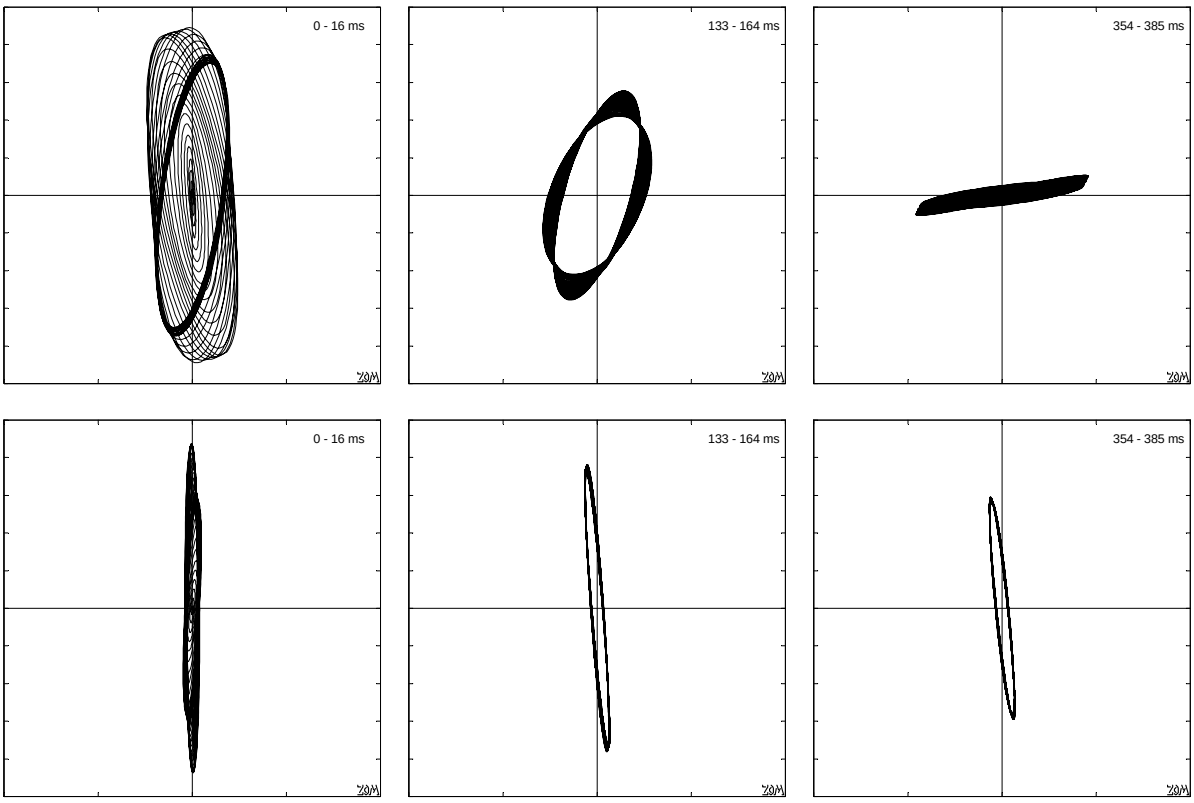


Abb. 7.69: Orbit-Diagramme (Vertikal- gegen Horizontalbewegung). H-Saite, Lagerung im Kopfsattel (oben), Lagerung neben dem Kopfsattel (unten). Stratocaster, 10. Teilschwingung der H-Saite (2476 Hz). Die Analysen wurde an Signalen durchgeführt, die ähnlich, aber nicht identisch mit Abb. 7.68 waren.

Untersucht man Dissipationsprozesse, muss man beide Schwingungsebenen analysieren, will man wissen, welche Spannung am Tonabnehmer entsteht, ist nur die griffbrettnormale Komponente maßgeblich. Dass übliche Magnettonabnehmer nicht nur Transversal-, sondern auch Longitudinalschwingungen abnehmen können, wird in Kap. A.2.3 erläutert, ihre Richtcharakteristik in Kap. 5.11.

Die in diesem Beispiel gefundenen Modenkopplungen am *Kopfsattel* der H-Saite sind natürlich nur von Bedeutung, solange die leere Saite gespielt wird. Sobald ein Finger die Saite auf das Griffbrett drückt, übernimmt der danebenliegende Bund die Auflagerfunktion. Genauso gut können entsprechende Kopplungen aber auch am *Stegsattel* stattfinden, und die wirken sich auch bei gegriffenen Saiten aus. Die **Steg-Konstruktionen** der meisten Elektrogitarren legen die Vermutung nahe, dass sich die Konstrukteure keinerlei Gedanken zur Modenkopplung machten, sondern vor allem die Verstellbarkeit der Saitenlage als Aufgabe sahen. Und möglichst geringe Produktionskosten. Leo Fender führte bei der (als Top-Model geplanten) Jazzmaster die Saiten am Steg in Schrauben-Gewindegängen – aber nicht etwa in Schrauben mit sechs unterschiedlichen Gewindesteigungen, nein, drei Steigungen mussten reichen. Dass die Saiten bekanntermaßen sechs unterschiedliche Durchmesser aufweisen, und die Passungen somit sehr unterschiedlich ausfallen, äh, Passungen? Gibson führt bei der Tune-O-Matic-Bridge die Saiten über Reiter, die verdächtig gleichartig aussehen – alle sechs! Rickenbacker legt die Saiten in kleine Rollen, und hoffte vermutlich, die Fugendämpfung möge nicht allzu groß werden. Und natürlich: Sechs identische Rollen! Die schwingungstechnische Funktion eines Steges war offensichtlich nicht allen E-Gitarrenbauern in gleichem Maße bekannt.

Mehr Details zu den einzelnen Stegkonstruktionen sind in Kap. 7.10 zusammengestellt.

© M. Zollner 2010

7.7.4.2 Dehnwellendämpfung

Kap. 7.7.4.1 hatte gezeigt, dass an Steg- und Kopfsattel eine Kopplung der transversalen Saitenschwingungen stattfindet. Zusätzlich tauschen aber auch Transversal- und Longitudinal-Schwingungen einen Teil ihrer Schwingungsenergie aus (Kap. 1.4 und Kap. 7.5.2). Die hierdurch angeregten Dehnwellen zeigten bei Abklingmessungen hohe Verlustfaktoren, wodurch einzelne Teiltöne schnell abklingen, d.h. kleine Abklingzeiten aufweisen. Für die folgenden Schwingungsmessungen wurde eine **Fender USA-Standard-Stratocaster** verwendet, deren Tremolo (aka. Vibrato) genretypisch schwebend (*floating*) eingestellt war. Die untersuchte Saite wurde am Kopfende griffbrettnormal angeschlagen, am stegseitigen Ende erfolgte eine Schwingungsanalyse mit dem Laser-Vibrometer.

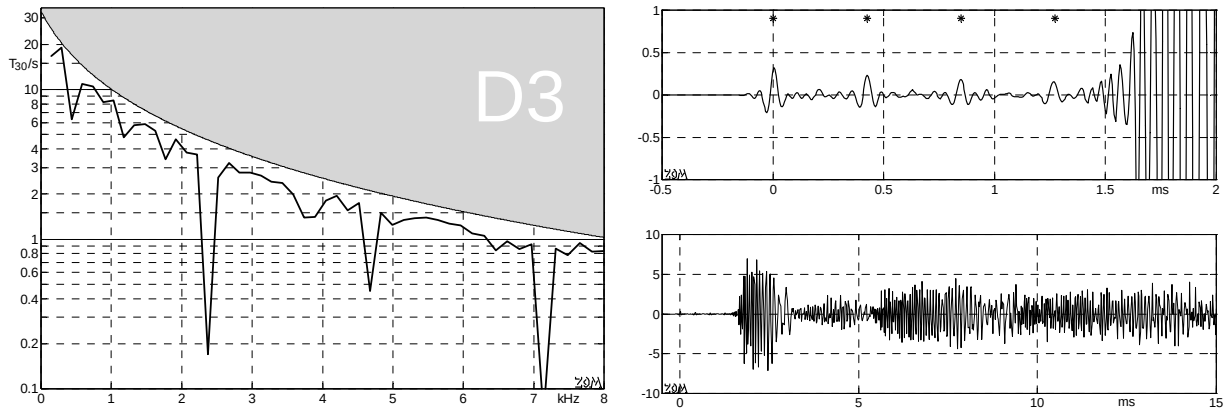


Abb. 7.70: Abklingzeit (links), sowie Zeitfunktionen der GBN-Saitenschnelle. Dehnwellenperiode = 0.42 ms.

Das linke Bild der **Abb. 7.70** zeigt die D_3-Teiltonabklingzeiten der griffbrettnormalen (GBN) Schnelle. Bei 2.36, 4.7 und 7.1 kHz sind Dämpfungsmaxima (d.h. T_{30}-Minima) zu erkennen, als deren Ursache **Dehnwellenresonanzen** zu vermuten sind. In der Zeitfunktion sieht man, dass (noch ehe die Transversalwelle am Messpunkt eintrifft) kleine Impulse mit einer Periode von 0.42 ms auftreten. Zwar kann das für Saitenquerschwingungen sensible Laser-Vibrometer die Dehnwelle selbst nicht detektieren, wohl aber deren Sekundärwellen (Kap. 1.4). In der umsponnenen D-Saite werden Dehnwellen offenbar effizient absorbiert, sodass bei 2.36 kHz (und Vielfachen) eine selektive Dämpfung entsteht.

Diese Dehnwellendämpfung kann stark oder schwach ausgeprägt sein, je nachdem, wie gut Dehnwellen-Resonanzfrequenz und Teiltonfrequenz übereinstimmen. Die bisher durchgeführten Messungen lassen vermuten, dass vor allem die GBN-Schwingung ihre Energie auf die Dehnwelle übertragen kann; Ursache könnte die Saitenkrümmung am Auflager sein (Kap. 7.5.2). In **Abb. 7.71** sind Teiltonpegelabfälle der D-Saite dargestellt: Bei 2364 Hz nimmt die GBN-Schwingung sehr schnell ab, während die GBP-Schwingung eine Abklingzeit wie bei den Nachbartönen aufweist.

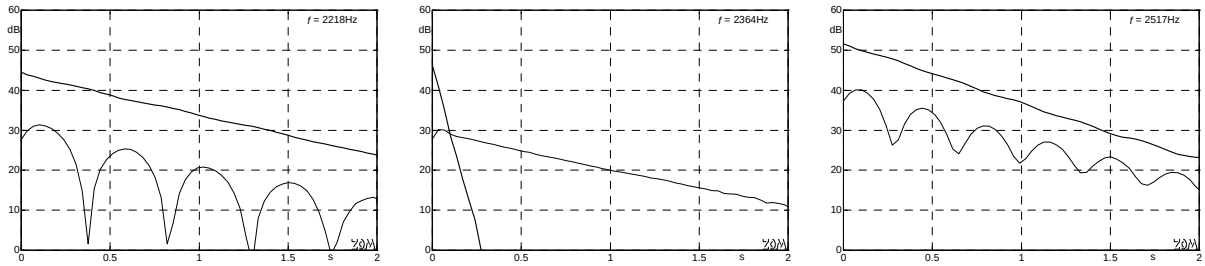


Abb. 7.71: Teiltonpegelabfall; dicke Linie = griffbrettnormal (GBN), dünn = griffbrettparallel (GBP).

© M. Zollner 2010

7.7.4.3 Residualdämpfung

In aller Regel endet die Saite nicht am Steg- bzw. Kopfsattel, sondern läuft über diesen hinweg bis zum eigentlichen Befestigungspunkt. Diese jenseits des Saitenhauptstückes liegenden **Restsaiten** (Residualsaiten) stellen u.U. wirksame Absorber dar, die der Hauptsaite Schwingungsenergie entziehen können. Dies wird als Residualdämpfung bezeichnet.

Würde die Saite eine reine Transversalbewegung ausführen, sie könnte keine Energie über das unbewegliche Stützlager hinweg auf die Residualsaite übertragen. Wie aber schon in Kap. 2.7 erläutert, findet in der Saite auch eine **Biegebeanspruchung** statt, und das damit zusammenhängende Biegemoment wirkt über das Lager hinweg und erregt die Residualsaite. Auch die in der Saite auftretenden Längskräfte (→ Dehnwelle) können zumindest teilweise über das Lager hinweg wirken, weil – insbesondere bei kleinem Knickwinkel – die Saite relativ leicht in Längsrichtung über die Auflagefläche rutschen kann.

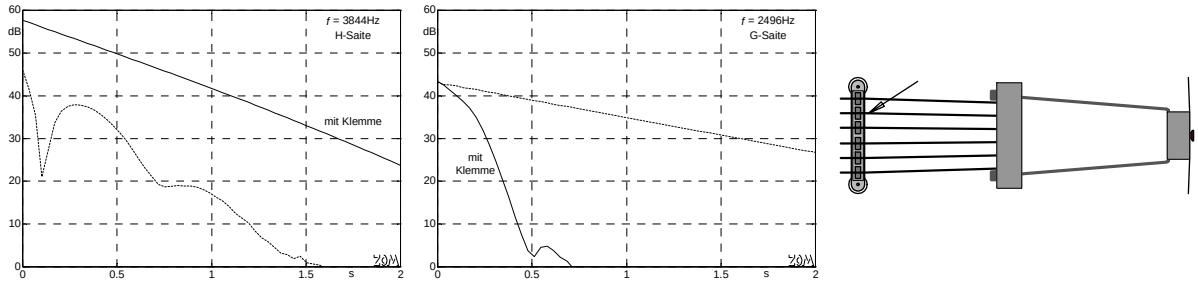


Abb. 7.72: Änderung des Teilton-Abklingens durch Massebelastung der Steg-Restsaite; Gibson ES-335 TD.

Um die Auswirkungen dieser Residualdämpfung an zwei Beispielen zu quantifizieren, wurde eine Saite einer ES-335 nahe des Kopfsattels griffbrettnormal angeschlagen; nahe des Stegsattels erfolgte die Messung der GBN-Schnelle mit dem Laser-Vibrometer. Als Modifikation wurde nahe des Steges eine kleine Klemme auf die Restsaite aufgesteckt (**Abb. 7.72**, Pfeil). Die Messungen erfolgten an der H- und G-Saite (wobei immer die angeschlagene Saite gemessen und modifiziert wurde). Bei vielen Teiltönen ergab sich kein nennenswerter Effekt, in einigen Fällen wurde aber das Abklingen beeinflusst. Und zwar auf unterschiedliche Art: Bei dem im linken Bild dargestellten Teiltonpegel der H-Saite verbessert die Zusatzmasse Sustain und Pegel, beim anderen Beispiel wird die Schwingung durch die Zusatzmasse rapide abgewürgt♣.

Es ist schwierig, diese Dämpfungsmechanismen analytisch zu formulieren, weil zwei Transversalmoden und eine Dehnwelle zusammen auftreten – und zwar auf beiden Seiten des Stegsattels! Die Beispiele dienen deshalb nur als Nachweis, dass die Wirkung der Restsaiten nicht generell vernachlässigt werden darf. Da sich jedoch nur wenige Teiltöne im Ausschwingverhalten ändern, bleiben die klanglichen Auswirkungen eher gering. Bei der untersuchten ES-335 konnte beim "elektrischen Klang" kein hörbarer Unterschied festgestellt werden, wenn während des Spielens die Restsaiten mit dem Handballen bedämpft wurden.

Es ist offensichtlich, dass ein derartiger Dämpfungsmechanismus bei Messungen am leeren Stegsattel (Sattel ohne Saite) nicht gefunden werden kann. Andererseits lässt sich die Sattelkonduktanz (Kap. 7.7.4.4) nur ohne Saite ermitteln, denn der Platz für die Saitenlagerung ist nur einmal zu vergeben. Das wussten schon die alten Philosophen: Wo schon etwas ist, kann nichts anderes mehr sein.

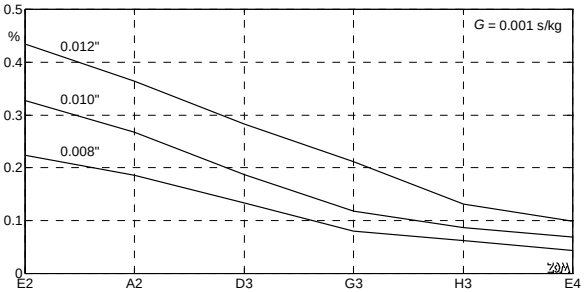
♣ Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, dass auch zwischen den einzelnen Saiten und deren Teiltöne Kopplungen und damit Dämpfungen auftreten können – dieser Effekt wird hier nicht weiter untersucht.

© M. Zollner 2010

7.7.4.4 Auflager-Konduktanz

Alle bisher betrachteten Dämpfungsmechanismen hatten ihre Ursachen in der Saite oder in der umgebenden Luft – die Gitarre und insbesondere ihr edles Klangholz waren bis jetzt an der Klangformung unbeteiligt. Aber natürlich beeinflussen auch sie die Saitenschwingung, und deshalb erfolgt nun eine genauere Analyse der mechanische Eigenschaften der beiden Saitenlager. Die Betrachtung der Saite als Wellenleiter (Kap. 2) zeigt Reflexionsvorgänge, die sich näherungsweise durch den Wellenwiderstand der Saite und die Lagerimpedanz beschreiben lassen. Der **Wellenwiderstand** ist eine saitenspezifische Größe (Kap. A.5), die Lagerimpedanz wird von Kopf- und Stegsattel gebildet. Jedoch nicht alleine davon, sondern in Kombination mit deren Unterbauten, also Steg, Hals, Korpus. Die **Lagerimpedanz** ist der mechanische Widerstand $\underline{Z} = \underline{F}/\underline{v}$, den eine die Saite entlang laufende Welle am Lager vorfindet. Bei einem unbeweglichen Lager ist dessen Schnelle $\underline{v} = 0$, und deshalb ist die Lagerimpedanz des idealen Lagers unendlich. Ein derartiges Lager würde perfekt, d.h. verlustfrei reflektieren, doch das geht nur im idealen Modell. Jedes reale Lager absorbiert einen kleinen Teil der ankommenden Wellenenergie (z.B. 1%), sodass nur z.B. 99% reflektiert werden. Je öfter diese Absorption pro Sekunde passiert, desto schneller klingt die Saitenschwingung ab. Nimmt man bei einer mit 100 Hz schwingenden Saite für jedes Lager 1% Energieverlust an, so hat eine Welle, die in einer Sekunde 200 mal an einem Lager reflektiert wurde, nur noch 0.99^{200} = 13% ihrer anfänglichen Energie; ihr Pegel hätte um 8.7 dB abgenommen. Bei einer mit 200 Hz schwingenden Saite wäre nach 1 s die Energie auf 1.8% abgefallen (um 17.4 dB).

Eine Größe zur Beschreibung der Lagerabsorption ist die **Lager-Konduktanz** G, das ist der Realteil der **Lager-Admittanz** (Admittanz = 1 / Impedanz, genauer in Kap. 7.5.3). Je größer die Konduktanz, desto mehr absorbiert das Lager, desto kürzer ist das "Sustain". Der Leistungsabsorptionsgrad eines Lagers ist einerseits proportional zum Saiten-Wellenwiderstand, und andererseits proportional zur Lager-Konduktanz. Und da der Wellenwiderstand jeder Saite proportional zu ihrem quadrierten Durchmesser ist, folgt: Je dicker eine Saite, desto mehr wirkt sich die Lagerdämpfung auf die Saitenschwingung aus. In **Abb. 7.73** ist für drei Saitensätze der prozentuale **Leistungs-Absorptionsgrad** für G = 0.001 s/kg angegeben.



$$W = D^2 \cdot \rho \cdot M \cdot f_1 \cdot \pi / 2$$

$$a^2 \approx 4 \cdot W \cdot G$$

W = Wellenwiderstand
D = Saitendurchmesser
ρ = Stahldichte
f_1 = Saiten-Grundfrequenz
a^2 = Leistungs-Absorptionsgrad

Abb. 7.73: Leistungs-Absorptionsgrad a^2 für drei verschiedene Saitensätze.

Eine die E_2-Saite entlang laufende Transversalwelle verliert an einem Lager, dessen Konduktanz 0.001 s/kg beträgt, je nach Saitendicke 0.22% – 0.44% ihrer Leistung, ein E_4-Saite hingegen nur 0.04% – 0.1%. Zum Vergleich: Beim E-Bass ergäbe sich unter diesen Bedingungen für die E_1-Saite ein Leistungsverlust von ca. 1%! Allerdings muss berücksichtigt werden, dass die Wellen-Ausbreitungsgeschwindigkeit mit abnehmender Frequenz ebenfalls abnimmt – auf der E_1-Saite eines Elektro-Basses erreicht die Transversalwelle wesentlich seltener das absorbierende Lager als auf der E_4-Saite einer Elektrogitarre. Die Frequenzabhängigkeit der Abklingzeit wird deshalb von zwei gegenläufigen Prozessen dominiert: Der von den Bass- zu den Diskantsaiten abnehmenden Absorption, und der zunehmenden Absorptionshäufigkeit.

© M. Zollner 2010

Im einfachen Modell ist die durch eine konstante Konduktanz (z.B. G = 0.001 s/kg) hervorgerufene Lagerabsorption für alle Teiltöne einer Saite gleich groß: Sowohl der Wellenwiderstand als auch die Konduktanz sind hierbei konstant. Und da sich im einfachen Modell (d.h. bei Vernachlässigung der Dispersion) alle Teilschwingungen einer Saite mit derselben Wellen-Geschwindigkeit ausbreiten, zeigt auch die hiervon verursachte Abklingzeit keine Frequenzabhängigkeit. Bei Gesamtbetrachtung mehrerer Absorptionsmechanismen wird die für konstantes G definierte frequenzunabhängige Lagerabsorption also vor allem in den Frequenzbereichen wirken, in denen die anderen Absorptionsmechanismen schwach ausgeprägt sind – d.h. im tieffrequenten Bereich, und auf den tiefen Saiten. Bei realen Saitenlagern ist die Konduktanz nicht konstant, sondern frequenzabhängig. **Abb. 7.74** zeigt hierzu Messwerte, die am Kopfsattel einer **Les Paul** (ohne E_4-Saite) in der Sattelrille gemessen wurden. Nur an den durch Punkten markierten Stellen sind Eigenschwingungen der leeren Saite möglich, und nur die dort gemessenen Konduktanzwerte sind für die ausschwingende E_4-Saite maßgeblich.

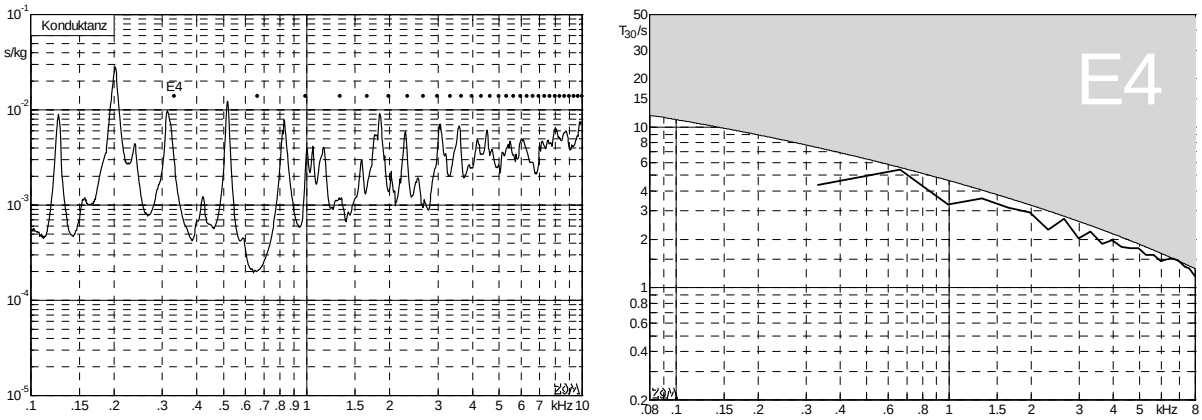


Abb. 7.74: Les Paul Historic, E4-Saite: Konduktanz am Kopfsattel (links), berechnete Abklingzeiten (rechts).

Das rechte Bild zeigt berechnete Abklingzeiten für die Teiltöne der E_4-Saite, unter Berücksichtigung der Strahlungsdämpfung, der inneren Dämpfung, und der Lager-Konduktanz. Nur *einer* Lager-Konduktanz, denn noch ist der Stegsattel nicht berücksichtigt. Der grundsätzliche Verlauf dieser berechneten Kurve hält dem Vergleich mit Messkurven durchaus stand, was nicht weiter verwundert – schließlich wird T_{30} zum überwiegenden Teil von Strahlungsdämpfung und innerer Dämpfung bestimmt. Nur wenn ein Konduktanz-Maximum nahe bei einer Teiltonfrequenz zu liegen kommt, dominiert die Lagerdämpfung, und dann entsteht ein selektives Dämpfungsmaximum, d.h. ein selektives T_{30}-Minimum. Beim Grundton der E_4-Saite (330 Hz) ist dieser Fall fast erreicht: Würde man die E_4-Saite nur um ca. einen Halbton tiefer stimmen, die Grundton-Abklingzeit wäre auf die Hälfte (2.2 s) reduziert. Andererseits kann man die Grundton-Abklingzeit auch auf über 7 s verlängern, wenn man z.B. die Gitarre zur Konduktanzmessung anders auf den Messtisch legt (Abb. 7.75). Hierdurch wird aber nur die Grundton-Dämpfung verändert, alle anderen T_{30}-Minima bleiben praktisch gleich.

Fleischer [8] hat für mehrere Gitarren eine Vielzahl verschiedenartiger Impedanzgebirge veröffentlicht, wobei nicht nur am Sattel, sondern auch an jedem Bund gemessen wurde. Diese, sowie weitergehende Untersuchungen [Fleischer 2001, 2006], weisen als Ursache der tieffrequenten Lagerabsorptionen Biege- und Torsionsschwingungen des Gitarrenhalses nach. Lagerung der Saite in einem Hals-Schwingungsknoten ergibt kleine Konduktanz und langes Sustain, Lagerung in einem Schwingungsbauch gibt hohe Konduktanz und "dead Spots". Und wieder einmal ist gezeigt, dass "fühlbares Resonieren" des Gitarrenhalses zwar den Tastsinn erfreuen mag, langdauerndem Ausklingen aber abträglich ist.

© M. Zollner 2010

Abb. 7.75 zeigt, wie die Kopfsattel-Konduktanz verändert werden kann, ohne der Gitarre bleibende Schäden zuzufügen. Für beide im linken Bild dargestellten Messungen wurde die Gitarre auf einem **Steintisch** gelagert, und unterhalb des Hals/Korpus-Überganges durch ein weiches **Mousepad** unterstützt. Die andere Lagerstelle (Korpuskante am hinteren Gurtpin) wurde für die eine Messung direkt auf den Steintisch aufgelegt, für die andere Messung über ein weiteres Mousepad bedämpft. Unterhalb von 400 Hz kommt es dadurch zu deutlichen Resonanzverschiebungen, im darüber liegenden Frequenzbereich ändert sich praktisch nichts. Dies weist einerseits auf gute Reproduziergenauigkeit hin, andererseits zeigt sich, dass niedrige Halsmoden von der Gitarrenlagerung abhängen – für einen Schwingungstechniker nicht direkt unerwartet.

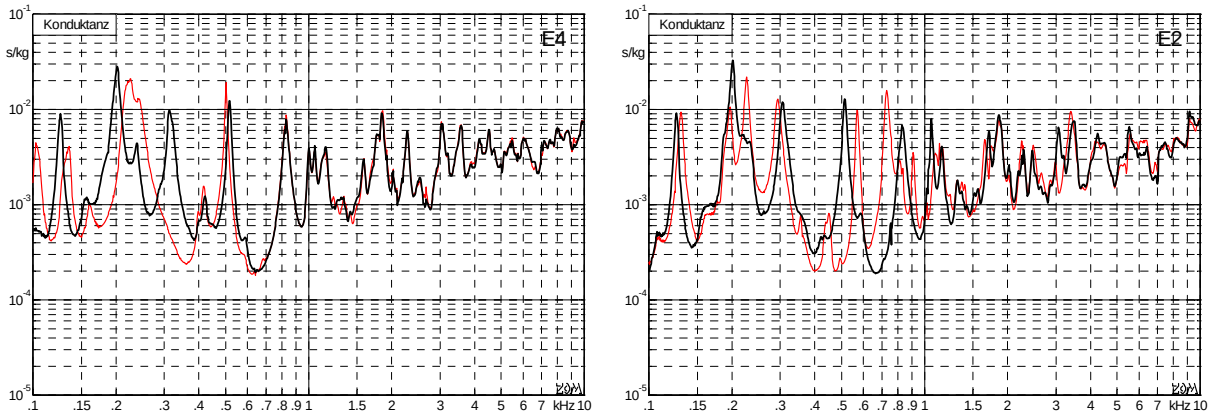


Abb. 7.75: Les Paul Historic, Kopfsattel-Konduktanz: E4 (links), E2 (rechts). Mechanische Modifikationen.

Die im rechten Bild dargestellten Unterschiede rühren von einer **Schraubzwinge** her, die an der Kopfplatte befestigt wurde. Dies ist nun eine Maßnahme, die in unmittelbarer Nähe der Saitenlagerung angreift, und deshalb sind die Auswirkungen größer als beim linken Bild. Beide Maßnahmen können weder als Verbesserung, noch als Verschlechterung interpretiert werden, denn beide haben Auswirkungen auf alle Saiten. Auch wenn sich in Abb. 7.75 die Abklingzeit eines Teiltones verlängert, ist zu befürchten, dass sich gleichzeitig die Abklingzeit eines anderen Teiltones verkürzt.

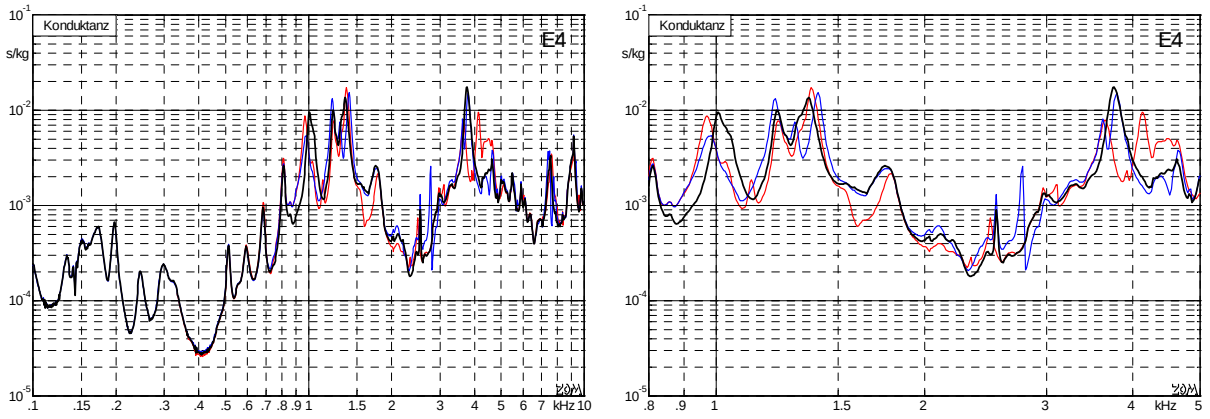


Abb. 7.76: Les Paul Historic, Stegsattel-Konduktanz, E4. Modifikationen = Klemme am Steg montiert.

Die **Stegsattel**-Konduktanz der Les Paul, gemessen am E_4-Böckchen, ist in **Abb. 7.76** dargestellt. Fleischer kommt bei seinen Schwingungsmessungen zu dem Schluss, dass der Hals einer Massiv-Gitarre relativ nachgiebig ist, während der Steg ziemlich unbeweglich bleibt.

© M. Zollner 2010

Eigene Messungen bestätigen dies für den von Fleischer untersuchten Frequenzbereich bis 700 Hz. Bei mittleren und höheren Frequenzen kann aber – je nach Bauart – der Steg einer Massiv-Gitarre durchaus veritable Eigenschwingungen ausführen und zum effizienten Absorber werden. In **Abb. 7.76** sind drei Messkurven übereinander gezeichnet: Einmal für die Gitarre im Originalzustand, und zweimal für einen durch eine aufgesteckte Klammer modifizierten Steg. Gerade die für die Saitendämpfung wichtigen Konduktanz-Maxima reagieren auf diese Modifikationen, was zu dem Schluss führt, dass diese Maxima **Stegresonanzen** sind! Diese Hypothese ließ sich mit einem Laser-Vibrometer untermauern, das bei den kritischen Frequenzbereichen deutliche Stegschwingungen offenbarte. Tieffrequent ist der Steg fast unbeweglich, da stört es auch nicht, wenn man an ihm eine **Zusatzmasse** befestigt. Zwischen 1 und 1.5 kHz sowie um 4 kHz liegen jedoch ausgeprägte Stegresonanzen, und die verstimmen sich beim Anbringen einer Zusatzmasse.

Ergänzende Erkenntnisse zur Wirkung der Steg-Konstruktion auf das Abklingen der Saiten-Teilschwingungen erbrachten Messungen an einer **Non-Trem-Strat**. Als Stegsattel sind zwei Varianten gebräuchlich: Bei den frühen Strats wurde die Saite durch ein S-förmig gebogenes Blech (das **Vintage-Böckchen**) geführt, das mit drei Stellschrauben justiert werden konnte. Erst Ende 1971 erfolgte der Wechsel zum massiven, auch heute noch üblichen Spritzguss-Böckchen [Duchossoir]. Für beide Böckchen wurde das Abklingen der Teiltöne einer 0.013" H-Saite analysiert und als Abklingzeit dargestellt (**Abb. 7.77**, linkes Bild). Lässt man die kleineren Kurvenschwankungen zunächst beiseite, findet man bei der im Spritzguss-Böckchen gelagerten Saite (durchgezogene Linie) einen Kurvenverlauf, der sich gut der durch Strahlungsdämpfung und innerer Dämpfung vorgegebenen Orientierungslinie nähert, wohingegen die Abklingzeit der im Vintage-Böckchen gelagerten Saite hochfrequent nur etwa halb so groß ist. Und die Erklärung liegt auf der Hand: Die Blechböckchen lassen sich leichter verbiegen, und deshalb absorbieren sie stärker als die massiven. Also: Bild ins Internet – und wieder ein unausrottbares Gerücht mehr.

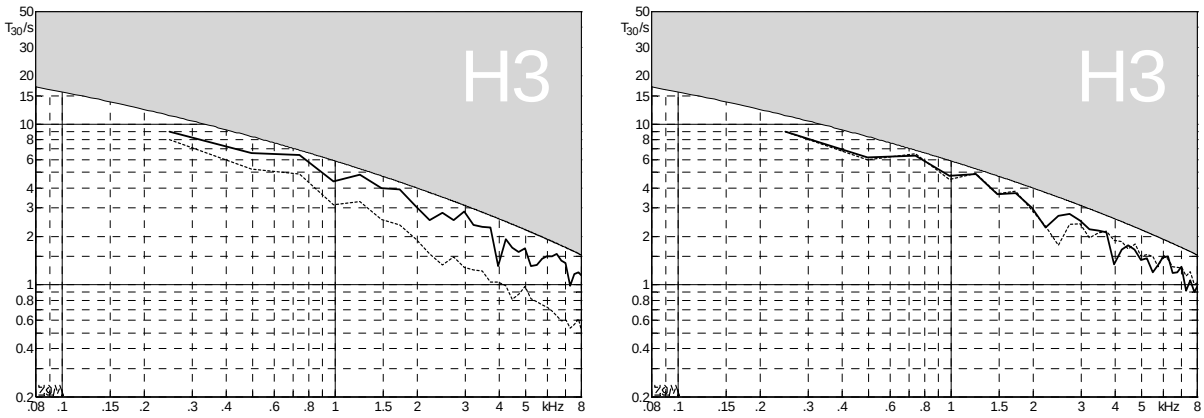


Abb. 7.77: Teilton-Abklingzeiten der H3-Saite einer Non-Trem-Stratocaster. Links: Massivböckchen (——) bzw. Vintage-Böckchen (---). Rechts: Massivböckchen (——), anderes Vintage-Böckchen (---).

Zur Kontrolle wurde nochmals das Massivböckchen montiert, die Messkurve (rechtes Bild) ist durchaus vergleichbar. Dann kam nochmals ein Blechböckchen, diesmal aber nicht mehr dasselbe, sondern ein anderes – und schon erhält man andere Ergebnisse. Abb. 7.77 dokumentiert unmissverständlich, dass das Stegböckchen einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf das Ausschwingen der Saite ausübt, und damit an der Klangformung wesentlich beteiligt ist. Ganz offensichtlich gibt es bei diesen Böckchen eine nicht unerhebliche **Fertigungsstreuung**, was bei einem genauen Blick auf die spezielle Konstruktion auch nicht verwundert: Schreibt doch Kollmann [1993] sehr überzeugend, dass *die Fugendämpfung der*

© M. Zollner 2010

wichtigste Dämpfungsmechanismus der Maschinenakustik ist. Fugen gibt's beim Stratocaster-Steg reichlich, wie z.B. zwischen dem Steg-Böckchen und seinen drei Schrauben, zwischen diesen und der Trägerplatte, und natürlich zwischen der Saite und dem Böckchen. Die ganze Konstruktion erweckt nicht den Eindruck, als sei sie von einem Experten bezüglich ihrer Dämpfungseigenschaften optimiert worden, und deshalb ist fast schon zu erwarten, dass jeder Steg sein individuelles Eigenleben bzw. seine individuellen Dämpfungen entwickelt.

Um es nochmals zu präzisieren: Bei derart hohen interindividuellen Streuungen kann eben nicht mehr behauptet werden, dass das Vintage-Böckchen signifikant anders absorbiert als das Massiv-Böckchen. Stattdessen kann nur gefolgert werden, dass sich auch bauartgleich Böckchen in ihren Dämpfungseigenschaften unterscheiden können.

Die bisher vorgestellten Dämpfungsvorgänge sollen nun in einem Beispiel zusammengefasst werden. Die Messungen erfolgten an einer **Gibson ES-335**, die vorher mit neuen Saiten (9/46) ausgestattet worden war. Die A_2-Saite wurde nahe des Kopfsattels griffbrettnormal angeschlagen, ihre Schwingungen wurden nahe des Stegsattels zweidimensional mit zwei Laser-Vibrometern aufgenommen. **Abb. 7.78** zeigt im linken Bild eine Auswertung der Teilton-Abklingzeiten. Bis ca. 1 kHz sind die Minima Halsresonanzen zuzuordnen, die beiden Einbrüche zwischen 1.5 – 2 kHz sind auf Dehnwellen- bzw. Stegresonanzen zurückzuführen.

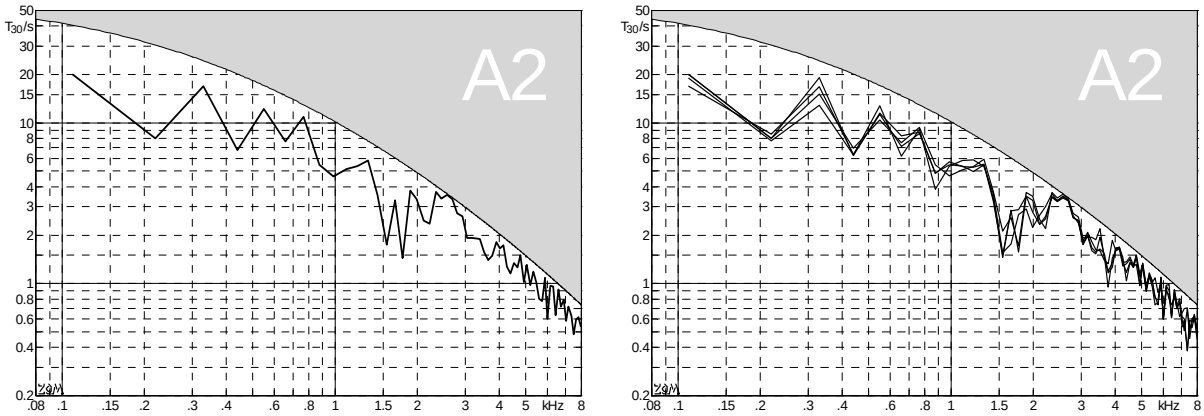


Abb. 7.78: Teilton-Abklingzeiten der leeren A2-Saite einer Gibson ES-335; unterschiedliche Stegpositionen.

Der **Steg der ES-335** ist die berühmte "Tune-O-Matic-Bridge". Aber wie so oft bei Berühmtheiten: Mit unübersehbarer Tendenz zur Labilität. Der Steg ist nämlich höhenverstellbar, und weil hierfür reichlich Spiel vorgesehen wurde, auch seitlich verschiebbar. Das rechte Bild in Abb. 7.78 zeigt eine Kurvenschar, die entsteht, wenn man den Steg seitlich verschiebt. Die grobe Tendenz bleibt erhalten, im Detail zeigen sich jedoch Unterschiede. Bei einer Les Paul (Abb. 7.76) wurde schon demonstriert, wie durch das Aufsetzten einer kleinen Klammer die vom Steg verursachte Saitendämpfung modifiziert werden kann, ergänzend zeigt **Abb. 7.79** einen weiteren Nachweis: Im linken Bild ist die Abklingzeit der A_2-Saite dargestellt, einmal für die Gitarre im Originalzustand, einmal modifiziert (Klammer auf der Steg-Restsaite). Vor allem um 1 kHz ändert sich das Teilton-Abklingen, was die Kombination Steg/Restsaite als mögliche Dämpfungsursache nahe legt. Im rechten Bild ist ein Schnelle-Spektrum dargestellt, aufgenommen mit einem Laser-Vibrometer, dessen Strahl direkt neben dem A_2-Böckchen auf den darunter liegenden Steg gerichtet war. Zur Messung wurde die A_2-Saite nahe des Kopfsattels griffbrettnormal angeschlagen. Zwischen 1.5 und 2 kHz zeigt sich ein Schwingungsmaximum, weil hier offenbar eine Stegresonanz vorliegt. Und wieder einmal ist bestätigt, was in Gitarren-Zeitschriften nicht geglaubt wird: Stegschwingung = Saitendämpfung.

© M. Zollner 2010

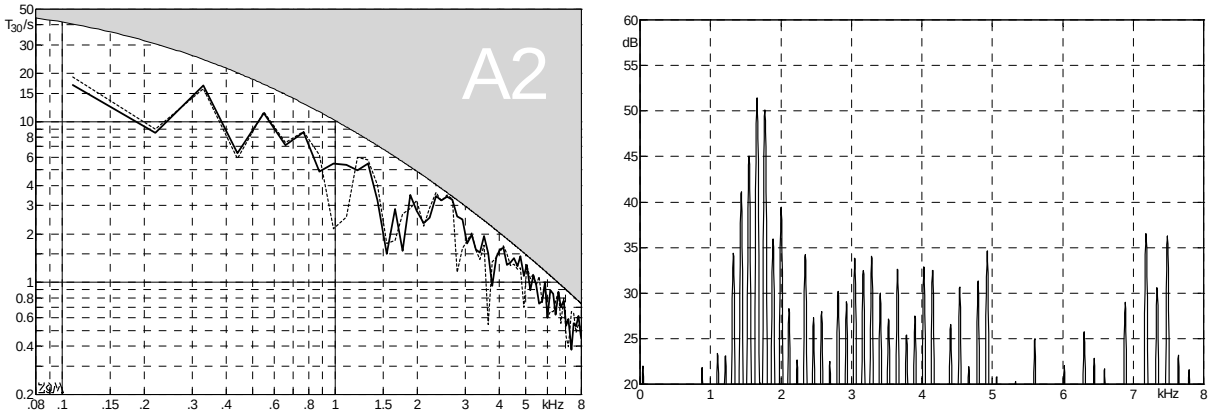


Abb. 7.79: Teilton-Abklingzeiten der leeren A2-Saite einer Gibson ES-335. Links: Originalzustand (——), kleine Klammer auf der Steg-Restsaite (---). Rechts: Schnelle-Spektrum des Steges, neben dem A2-Böckchen.

Bei 1.8 kHz liegt die Grundfrequenz der A_2-Dehnwellenresonanzen, und auch diese können zur Dämpfung beitragen (3.6 kHz). Gegenüber der grau abgesetzten Fläche, die den globalen Verlauf der Saitendämpfung markiert, zeigt die Abklingzeit bei der ES-335 charakteristische Abweichungen. Die noch etwas markanter werden, wenn man die Saitenschwingung nicht zweidimensional auswertet, sondern (wie auch der Tonabnehmer) nur die griffbrettnormale Saitenschwingung analysiert. Deren Abklingzeit ist in **Abb. 7.80** dargestellt. Dass sich zwischen den beiden Analysearten Unterschiede ergeben, ist auf nichtexponentielles Ausschwingen zurückzuführen (Kap. 7.6.3), Schwebungen bzw. Knickkurven führen zu Mehrdeutigkeiten. Die Unterschiede zwischen der in Abb. 7.80 analysierten ES-335 und der Stratocaster sind bezüglich zweier Schwerpunkte zu diskutieren: Bis ca. 1 kHz bestimmen Halsresonanzen die Saitenbedämpfung, im darüber liegenden Frequenzbereich sind es vor allem steg- und saitenspezifische Prozesse. Das 1.5–2-kHz-Loch der ES-335 hat seine Ursache eindeutig in einer Stegresonanz, u.U. verstärkt durch eine Dehnwellenresonanz. Die Minima bei 3.7 und 5.4 kHz sind mit hoher Wahrscheinlichkeit ebenfalls auf Dehnwellenresonanzen zurückzuführen. Abstrahiert man hiervon, bleiben im Bereich über 1 kHz nur mehr kleine Unterschiede übrig, die ihren Detailreichtum auch noch verändern, wenn man kleinere Verschiebungen am Stegböckchen vornimmt. Daraus folgt: Obwohl sich diese beiden Gitarren in ihrem Aufbau ganz wesentlich unterscheiden (Strat = Massivgitarre, ES-335 = Halbresonanzgitarre), wird der Höhenbereich nur von der Saite und deren Lager, aber praktisch nicht vom Holz bestimmt. Unterhalb von ca. 1 kHz bestimmen Halsresonanzen die Saitendämpfung, und nur hier hat das Holz Auswirkungen. **Das Holz des Halses**! Der Korpus als Halswiderlager ist zwar auch beteiligt, maßgeblich sind jedoch die Biege- und Torsionsresonanzen des Halses.

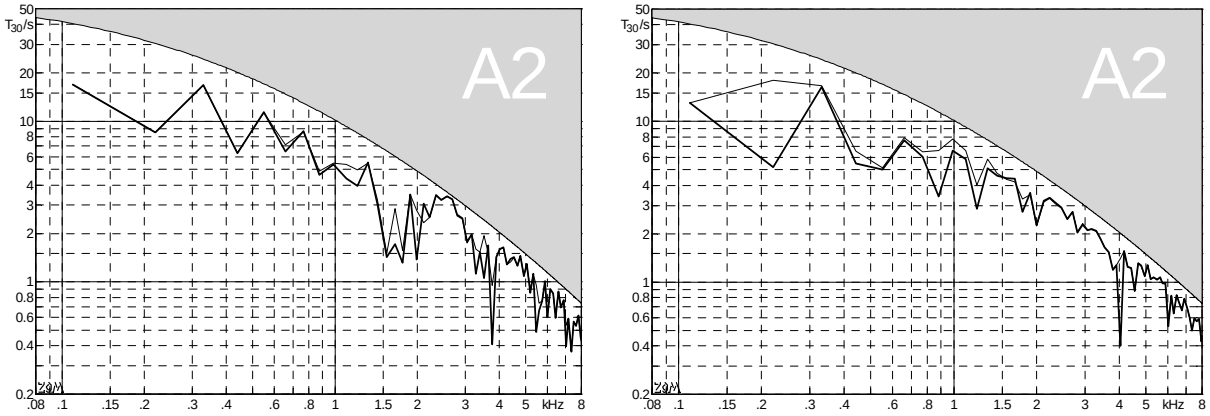


Abb. 7.80: Teilton-Abklingzeiten einer Gibson ES-335 (links), bzw. einer Fender Stratocaster (rechts). Die dicke Linie gehört zur griffbrettnormalen Saitenschwingung, die dünne zur zweidimensionalen Analyse.

© M. Zollner 2010

Abb. 7.81 zeigt einen ähnlichen Vergleich, nun aber für die E_4-Saite. Bei der 2D-Analyse ergeben sich nur kleine Unterschiede, die z.T. auch darin begründet sein mögen, dass die Saitendurchmesser unterschiedlich waren. Bei der Stratocaster klingen einige Teiltöne schwebend ab, was zu den bereits erläuterten Diskrepanzen führt. Die im direkten Vergleich gerade eben hörbar werden, ihre Ursache aber weder in den (für diese Messung ganz herunter gedrehten) Tonabnehmermagneten haben, noch im Korpusholz, sondern alleine in den Saitenlagern. Auf den abgestrahlten **Luftschall** hat der Korpus durchaus einen erheblichen Einfluss, für die vom Tonabnehmer erzeugte Spannung ist er aber unwesentlich, solange typische Konstruktionsregeln nicht gröblichst verletzt werden.

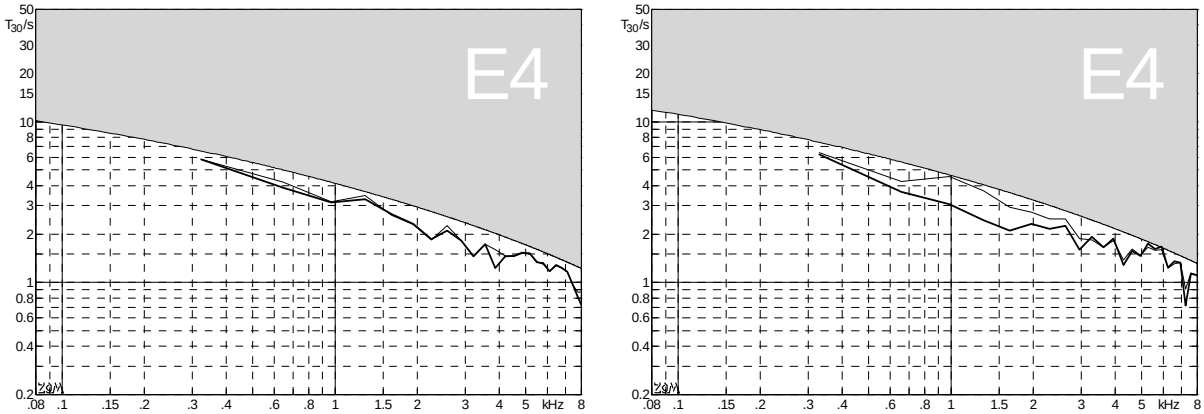


Abb. 7.81: Teilton-Abklingzeiten einer ES-335 (E4, 0.009", links), bzw. einer Stratocaster (E4, 0.010", rechts). Die dicke Linie gehört zur griffbrettnormalen Saitenschwingung, die dünne zur zweidimensionalen Analyse.

Die bisher gefundenen T_{30}-Unterschiede sollen nochmals mit Berücksichtigung musikalischer Anforderungen diskutiert werden. Wie relevant ist der Unterschied zwischen z.B. T_{30} = 3.0 s und 2.5 s? Für 0.5 s Tondauer (Viertel bei 120 Bpm) erfolgt bei T_{30} = 3.0 s ein Pegelabfall um 5.0 dB, bei T_{30} = 2.5 s sind's 6.0 dB. Demgegenüber kann sich ein Teiltonpegel um 10 dB (oder noch um viel mehr) ändern, wenn die Saite ein paar Zentimeter näher am Steg angezupft wird! Das soll nicht heißen, dass eine kurze Abklingzeit generell mit einem höheren Pegel kompensiert werden kann. Nein, zunächst sind das voneinander unabhängige Größen, die aber durch das **Gehör** ihre spezielle Bewertung erfahren. Definiert man als "**Attack**" die ersten ca. 100 ms des Gitarrentones, so wählt man damit eine Zeitspanne, die der Integrationsdauer des Gehörs entspricht [12]. Während dieser Zeit ist tatsächlich ein psychoakustisches "Trading" zwischen Anfangspegel und Abklingzeit möglich. Die Veränderung des Ortes, an dem die Saite angezupft wird, hat aber wesentlich größere klangliche Auswirkungen als z.B. in Abb. 7.81 dargestellten Unterschiede, wie Hörversuche beweisen: Man hört praktisch immer Unterschiede, die aber in den weitaus meisten Fällen auf leicht variierenden Anzupfort oder leicht unterschiedliche Plektrumhaltung zurückzuführen sind. Dass zwischen T_{30} = 1.5 s und T_{30} = 0.4 s (Abb. 7.80) wesentliche physikalische Unterschiede bestehen, soll gar nicht in Abrede gestellt werden – wenn diese Unterschiede bei 4 kHz auftreten, ist ihre auditive Relevanz aber nur sehr gering. Das Gehör fasst in der zugehörigen Frequenzgruppe nämlich ca. 7 Teiltöne zur gemeinsamen Verarbeitung zusammen, da spielt der Pegelabfall eines einzelnen Teiltones nicht die große Rolle. Und dann darf nicht vergessen werden, dass die bisher dargestellten Abklingzeiten alle an fabrikneuen Saiten gemessen wurden – schon wenige Minuten mehr oder weniger virtuoses Spiel sorgt bei den umsponnenen Saiten für Haut- und Fettablagerungen, wodurch die Abklingdauer ganz erheblich abnimmt, und sich noch weniger von den Korpusparametern beeinflussen lässt. Also: **Die Finger sind's**, in jeder Beziehung.

© M. Zollner 2010

7.7.5 Finger-, Hand- und Kapodaster-Dämpfung

Legt man die Gitarre zum Messen auf einen schweren Steintisch, ist i.d.R. eine gute Reproduzierbarkeit gewährleistet, weil keine zitternde Hand das Untersuchungsobjekt bewegt. Sehr praxisnah ist eine derartige Lagerung aber nicht, denn natürlich werden die Saiten beim Spielen "gegriffen": Dabei liegt die Greifhand an der Rückseite des Gitarrenhalses an, und ein Finger drückt die Saite gegen den Bund. Aus Sicht der Schwingungstechnik ist der Gitarrenhals ein Biege- / Torsionsbalken, ein zwar steifes Gebilde, das aber dennoch gebogen und verdreht werden kann. Nicht viel, aber wesentlich. Der Kontakt zu Hand und/oder Finger verändert die mechanischen Schwingungsparameter des Halses, und nimmt Einfluss auf Resonanzfrequenzen und deren Dämpfungen. Der bieg- und drehbare Gitarrenhals schwingt mit, sobald eine Saite schwingt, und leitet Schwingungsenergie in die Hand bzw. den/die Finger. Je mehr Schwingungsenergie Hand oder Finger aufnehmen, desto stärker wird die Saite bedämpft. Auf die genauen Unterschiede zwischen Wirk- und Blindenergie soll nicht näher eingegangen werden, die Messergebnisse sind selbsterklärend.

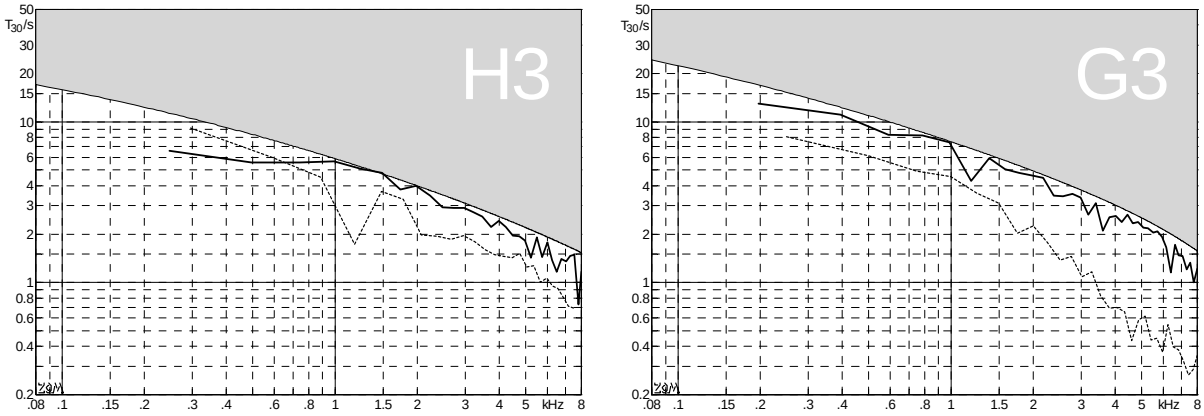


Abb. 7.82: Teilton-Abklingzeiten, Stratocaster. Die gestrichelten Kurven wurden mit Kapodaster gemessen, der auf der H-Saite am 5. Bund, auf der G-Saite am 4. Bund aufgesetzt war.

Im Interesse möglichst ruhiger Gitarrenlage wurde als Ersatz für die Greifhand ein Shubb-**Kapodaster** an den Hals einer Stratocaster montiert (Abb. 7.82). Wie bei den anderen Analysen wurde die zu messende Saite neben dem Kapodaster griffbrettnormal angeschlagen, die Messung der Saitenschnelle erfolgte zweidimensional in Stegnähe. Vermutlich spielen die genaue Kapodaster-Position und seine Anpresskraft eine Rolle, ausführliche Untersuchungen waren an dieser Stelle aber nicht geplant. Stattdessen sollte die prinzipielle Auswirkung demonstriert werden, was mit **Abb. 7.82** gut gelingt: Der Kapodaster wirkt vor allem als zusätzlicher Dämpfer, er verringert die Abklingzeit insbesondere im hochfrequenten Bereich. Ähnliche Ergebnisse zeigten sich bei Versuchen mit einer von hinten an den Gitarrenhals gelegten Hand, die hiervon verursachten Dämpfungen wirken u.U. noch stärker als die vom Kapodaster erzeugten. Da sich beim Anlegen des Kapodasters Saitentonhöhe und Auflagestelle ändern, ergeben sich andere Paarungen zwischen Teiltonfrequenzen und Halsresonanzen, als deren Folge selektive Resonanzeinbrüche auftreten können. Angesichts dieser gravierenden Effekte erscheint es nicht sinnvoll, über kleine Zacken der T_{30}-Kurve nachzudenken, denn die durch Spielhand (Plektrum) und Greifhand hervorgerufenen Klangänderungen dominieren gegenüber den meisten auflagerbedingten Dämpfungsmechanismen. Nur wenige Steg-, Hals- oder Saiten-Resonanzen sind in der Lage, die Abklingzeit einzelner Teiltöne erheblich zu verkürzen – Hörversuche hierzu sind in einem eigenen Abschnitt zusammengefasst.

© M. Zollner 2010

7.7.6 Alte Saiten

Die in Kap. 7.7 bis hierher dargestellten Abkling-Diagramme wurden alle an neuen Saiten gemessen – ein Zustand, der nicht lange anhält. Vor allem drei Prozesse verändern die mechanischen Eigenschaften einer Saite: Die Oberfläche korrodiert, der Querschnitt ändert sich, und auf der Saite lagern sich Fett- und Hautreste ab. Massivsaiten (oft G_3, H_3, E_4) sind immer aus zugfestem Federstahl gefertigt, die magnetischen und mechanischen Anforderungen lassen wenig Spielraum bei der Herstellung. Umsponnene Saiten (E_2, A_2, D_3) bestehen im Kern (in der "Seele") ebenfalls aus Federstahl, die Umspinnung kann Nickel- oder Stahldraht sein. Nur bei der Akustikgitarre findet man messing- oder bronzeumsponnene Saiten, das sind jedoch unmagnetische Materialien, die am Magnettonabnehmer zu wenig Spannung erzeugen.

Bei Spielen wird die Saite gegen die Bünde gedrückt, und mit virtuosem Fingervibrato darauf hin- und herbewegt. Auch wenn die Saite aus hartem Stahl besteht: Im Lauf der Zeit schleifen sich dadurch in ihre Unterseite **kleine Rillen** ein, und die beeinträchtigen die Ausbreitung der beim Anzupfen erzeugten Wellen. Jede Rille ist eine Unstetigkeit, eine lokale Änderung des Wellenwiderstandes, die zu unerwünschten Reflexionen, Teiltonverstimmung und Schwingungsdämpfung führt. Die gravierendste Ursache für die Änderung der Saitenparameter ist aber die **Anlagerung** von Haut-, Fett- und Staubresten, insbesondere, wenn dies zwischen den Lagen der Umspinnung passiert. Diese Anlagerungen sind effiziente Absorber, die der Saite weit mehr Schwingungsenergie entziehen können als alle bisher vorgestellten Absorptionsprozesse. In **Abb. 7.83** ist im linken Bild die Teilton-Abklingzeit der A-Saite einer Les Paul Classic dargestellt. Einer "nicht mehr ganz neuen" A-Saite, deren Geschichte sich nicht präziser ermitteln ließ. Gegenüber einer neuen A-Saite ist die Abklingzeit auf das 0.2 – 0.5-fache zurückgegangen, vor allem die Höhen fallen wesentlich schneller ab. Im Vergleich zu diesem effizienten Dämpfungsmechanismus können sich nur mehr zwei Schwingungstilger behaupten: Eine Halsresonanz bei 220 Hz, und die bekannte Stegresonanz um 2 kHz. Schon ab wenigen Minuten arttypischen Gitarrespielens können Fett- und Hautablagerungen zu messbaren Auswirkungen führen, deshalb sind Vergleiche nur mit ganz neuen Saiten möglich!

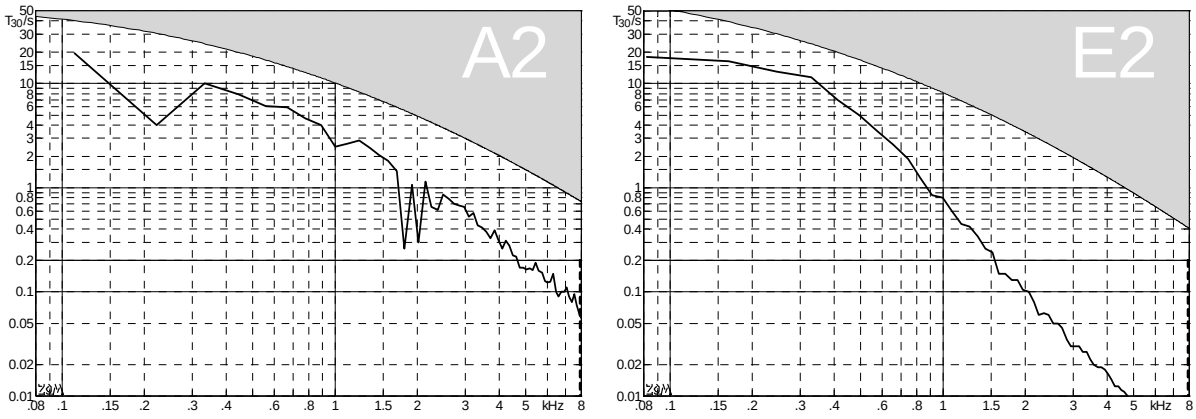


Abb. 7.83: Teilton-Abklingzeiten, Les Paul Classic (links), Steintisch (rechts). Erweiterter Ordinatenbereich!

Das rechte Bild zeigt die Teilton-Abklingzeit für eine auf einen Steintisch aufgespannte, sehr alte E_2-Saite. Die im Moment des Anzupfens noch enthaltenen hochfrequenten Signalanteile verlieren augenblicklich ihre Energie, der T_{30}-Höhenabfall erfolgt mit f^3. Gänzlich unbrauchbar ist so eine Saite trotzdem nicht, zusammen mit einem Verzerrer entstehen wieder neue Höhen.

© M. Zollner 2010

7.7.7 Flatwound-Saiten

Die Basssaiten der E-Gitarre sind umsponnen, um Biegesteifigkeit und Inharmonizität zu reduzieren (Kap. 1.2). Gleiten die Finger bei Spielen über die Rillen der Umspinnung, entstehen charakteristische Kratzgeräusche, die man als typisch und/oder störend empfinden kann. Flatwound-Saiten werden deshalb nicht mit Runddraht, sondern mit einem flachen Band umsponnen, das eine fast glatte Saitenoberfläche ermöglicht. Die so erzeugte Wicklung ist häufig zweilagig: Die innere Umspinnung erfolgt mit Runddraht, die äußere mit Band (**Abb. 7.84**).

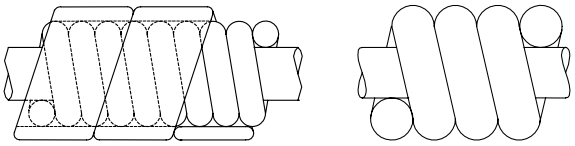


Abb. 7.84: Flatwound (links), roundwound (rechts).

Die an einem Flatwound-Satz gemessene Abklingzeit ist in **Abb. 7.85** dargestellt. Außer bei der G-Saite, die bei diesem Satz nur einlagig mit Runddraht umsponnen ist, erkennt man eine stärkere Höhenbedämpfung, was auf größere saiteninterne Reibungsverluste zurückzuführen ist. Neben der Reduktion der Greifgeräusche verursacht die Bandumspinnung also auch einen Brillanzverlust, wie er in ähnlicher Weise bei alten Saiten anzutreffen ist.

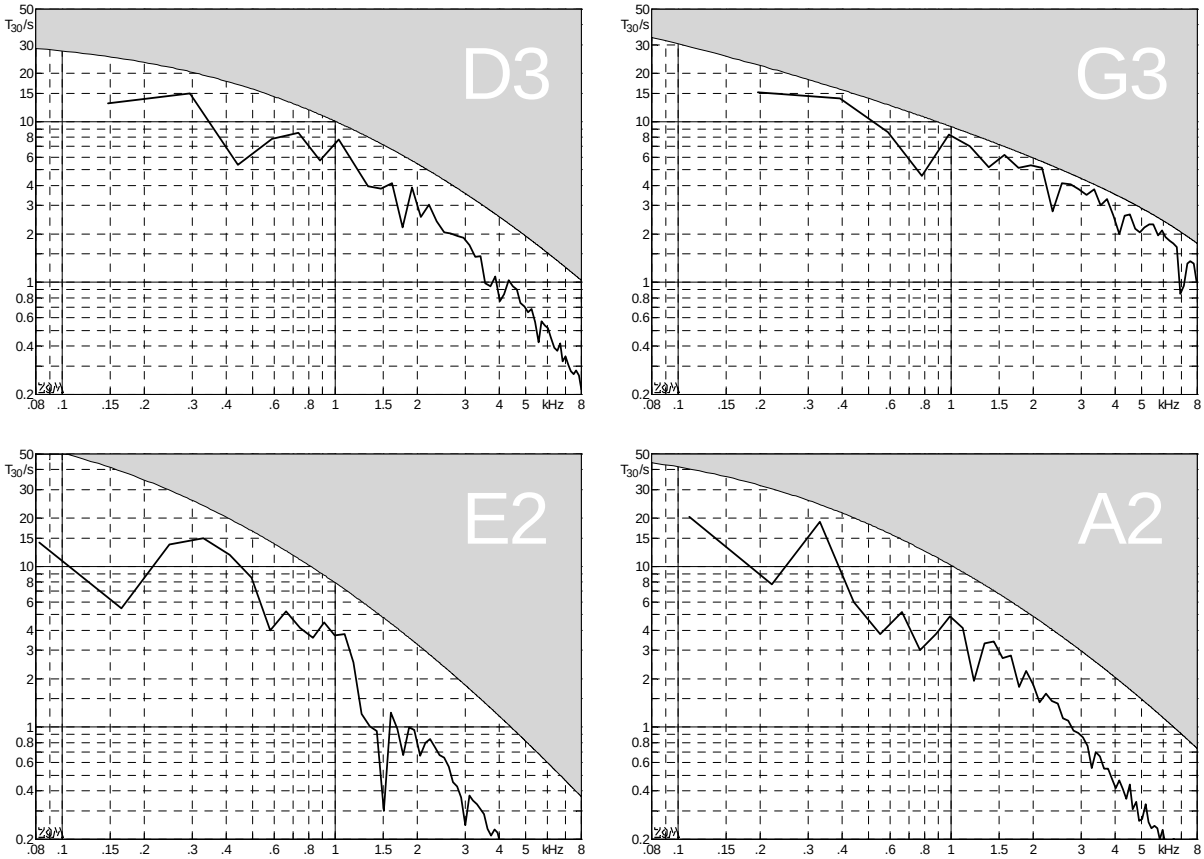


Abb. 7.85: USA-Stratocaster, neuer Flatwound-Satz (22 / 30 / 40 / 50). G3 = round-wound.

© M. Zollner 2010

7.8 Fachjournalismus

"Schreibe nur über Sachverhalte, die Du verstanden hast!" So oder ähnlich steht es in jedem Handbuch des Journalismus, oder zumindest: müsste es stehen. Warum schreibt dann aber der renommierte Neurobiologe: "*Vermutlich* sind aufgrund der homogenen und überall gleichen Strukturen des Neokortex ..."? Wenn er verstanden hat, wie Neuroplastizität funktioniert, müsste er doch keine Vermutungen anstellen – und wenn er's nicht verstanden hat, sollte er kein Buch darüber schreiben? Tja, wenn das einer so genau wüsste! In den Grenzbereichen der Forschung, am Übergang zur Terra incognita, sind Vermutungen durchaus erlaubt. Und so publiziert man eine neue Idee in der Hoffnung auf baldige Beweise, und gilt, so man mehrere dieser Ideen hat, als genialer Vordenker. Und sollte sich doch eines Tage herausstellen, dass die Erde mehr als die von Kopernikus vermuteten 6 Planeten umkreisen, so bleibt dessen Buch doch *einer der größten, je in der Erkenntnis der Naturvorgänge gemachten Schritte*[♣].

Reicht das als Legitimation für die in Gitarren- und Bass-Fachmagazinen aufgestellte Behauptung, die Schwingung der Saite müsse möglichst vollständig in den Korpus geleitet werden? Wobei hierbei die Einschränkung "vermutlich" gar nicht mehr auftaucht, offenbar ist das *common Konsens*. Oder heißt das *common Nonsens* – bei Fremd- und Fachwörtern ist man in diesen Kreisen ja bekanntermaßen zwanglos: Man verwechselt Induktivität mit Induktion[⊗], Feldstärke mit Flussdichte, Oersted mit Gauß, Steifigkeit mit Druckfestigkeit, bifilare Wicklung mit Kreuzwicklung, da führt der Schaltungs-"Experte" sich mit den netten Worten ein: *Und ich kann auch oft nicht auseinanderhalten, wann Ströme 'fließen' und Spannungen 'anliegen'*. Macht doch nichts, man darf trotzdem Monat für Monat über Schaltungsdetails von Röhrenverstärkern kolumnieren, man darf das ungestüme und *bis in den Bauch* spürbare Vibrieren der Gitarre als Qualitätsmerkmal rühmen, man schreibt über Relaxationseffekte bei Gitarrenkabeln, sobald man dieses Wort unfallfrei buchstabieren kann. Sind das alles Grenzgebiete der Forschung, hat wirklich noch niemand den Energiesatz, die Permeabilität, den Elastizitäts-Modul oder die Suszeptibilität entdeckt? Doch, man hat, und zwar schon vor langer Zeit. Vermutet man trotzdem, Tonholz würde sich erst bleibend verformen, wenn das Gewicht von 9 Leo-Panzern auf die Fläche eines Euro-Stückes drückt, macht man sich lächerlich; dann ist man nicht Fachjournalist, sondern Universal-Dilettant.

Ein Journalist sollte Wissen vermitteln, nicht Dummheit. Wieso bekommt jemand Ausgang, der allen Ernstes behauptet, die Tonabnehmerspannung einer Les Paul würde sich 'wesentlich' ändern, wenn deren hauchdünne Lackschicht ein paar Risse bekommen hat? Oder dass die Farbe (!) der Drahtisolierung Auswirkungen auf den Klang habe. So etwas darf man denken, aber nicht öffentlich. Der Leser muss nicht wissen, was beim Tonabnehmer Induktivität ist, und was Induktion: Nichtwissen ist ja oft die Motivation zum Lesen. Der Autor muss es hingegen schon wissen – andernfalls sollte er das Publizieren bleiben lassen.

Ein Mythos, der immer wieder durch die Gitarrenliteratur geistert, ist Thema der beiden folgenden Unterkapitel: Angeblich hat auch der Korpus einer massiven Elektro-Gitarre einen "**Primärton**", der den Klang so formt, dass Tonabnehmer nur mehr Nuancen hinzufügen können. Das darf man vermuten, das darf man aber nicht mit so haarsträubend falschen Thesen untermauern wie im "Stratone"-Artikel geschehen. Nein, werter Autor, hier ist der Rubikon überschritten: If you're looking for trouble, you came to the right place. Ab jetzt wird nicht mehr nur gewürfelt.

[♣] Der große Herder, Band 7

[⊗] Ein ähnlich kleiner Unterschied wie zwischen Astronomie und Gastronomie

© M. Zollner 2010

7.8.1 Die Mär vom Primärton

Unterscheiden wir zunächst zwei Kategorien von Parametern, die den Klang (Primärton) einer Gitarre entscheidend beeinflussen. Da ist einmal die grundsätzliche Substanz, die durch die Holzauswahl, die Geometrie und die Handwerkskunst des Erbauers bestimmt wird. Diese (fixen) Parameter sind unveränderlich. Die zweite Kategorie beschreibt die (flexible) Abstimmung der Hardware sowie den beschriebenen Einspielprozess der Gitarre [G&B 11/05]. Holzart, Geometrie und Bearbeitung – sicher wesentliche Elemente der E-Gitarre. Das teure, aber wenig feste Balsaholz ist für Gitarrenhälse so ungeeignet wie ein 5 mm dickes Fichtenbrett als alleiniger Korpus, und millimeterbreite Leimfugen zwischen Hals und Korpus zeugen nicht gerade von großer Handwerkskunst, auch wenn sie selbst bei teuren Instrumenten zu finden sind [G&B 1/09]. Doch welche Bedeutung haben Unterschiede, die innerhalb der ausgetretenen Pfade jahrzehntealter Tradition vorkommen? Esche vs. Erle, Polyester- vs. Nitrolack, 3.1 vs. 4 kg, Messing vs. Alu? Die Meinungen hierzu reichen von *völlig unwichtig* bis *fundamental,* die Begründungen sind ebenso inkonsistent wie die proklamierten Dogmen: *Der sog. Old-Wood-Ton der 50s Les Pauls ist von solcher Güte, dass diese Ikonen heute bekanntlich ein Vermögen kosten [Pipper, G&B 10/08]. Ich persönlich glaube allerdings, dass an der Legende vom alten Holz nicht viel dran ist [Pipper, G&B 2/07]. Eine echte 59er ist eben der Heilige Gral, der unsere Ohren verzaubert. Da ist offenbar wirklich etwas dran [Pipper, G&B 3/08]. Der sogenannte Vintage-Markt ist eine Vorurteils-Schleuder bester Güte [Pipper, G&B 4/06]. Der Klang liegt zunächst in der Holzauswahl [Pipper, G&B 3/06].*

Das **Holz** also, natürlich: *Die Strom-Brettgitarre ist in erster Linie ein akustisches Instrument. Die Hölzer machen den Klangcharakter aus, die Pickups nur zu ganz geringem Teil [Klinkhammer, G&B 02/00].* Verändert man das Holz, müsste sich folglich der Klang ändern. Der Primärklang, also der von der Gitarre abgestrahlte Luftschall, und als Konsequenz auch der "elektrische Klang", also das, was aus dem Lautsprecher tönt. Dass der Elektroklang untrennbar mit dem Korpusklang verbunden ist, das ist so selbstverständlich, dass in Testberichten oft gar nicht näher darauf eingegangen wird, was denn da nun als 'schmatzend', 'kehlig' oder 'funky' bezeichnet wird. Aber ist es denn wirklich so, dass die 'trocken' gespielte Gitarre schon 'alles' offenbart? Die Theorie widerspricht heftigst – jedoch lässt sich so ein richtiger Old-Wooder, der gerade den Wert eines Kleinwagens in selektierte Premium-Bretter investiert hat, von so etwas Praxisfernem wie der Schwingungslehre nicht von seiner Meinung abbringen. Nun gut, lasset uns experimentieren. Weil es praktisch (!) unmöglich ist, eine E-Gitarre nach dem Auswechseln des Korpus mit ausreichender Reproduziergenauigkeit zu spielen, wurde ein anderer Weg gewählt: Eine Stratocaster (American Standard) wurde im Reflexionsarmen Raum abwechselnd mit bzw. ohne Körperschallkontakt zu einem (offenen) Holzgehäuse gespielt. **Mit Kontakt** bedeutet: Die untere Korpuszarge wurde auf das Holzgehäuse aufgesetzt, **ohne Kontakt** heißt, dass die Gitarre einige Zentimeter vom Gehäuse entfernt war. Mit dieser Versuchsmethodik war es möglich, den Gitarrenkorpus um einen 75x39x25 (je cm) großen Resonator zu vergrößern, bzw. sein Gewicht mehr als zu verdoppeln. Der Luftschall wurde mit einem Präzisionsmikrofon (B&K 4190) 10 cm vor dem Hals-Tonabnehmer aufgenommen, parallel dazu wurde auch die vom Hals-Tonabnehmer erzeugte Spannung aufgezeichnet. Wie bei dem Stratone-Bericht [G&B 5/07] spielte ein erfahrener Gitarrist immerfort einen E-Dur-Akkord in der untersten Lage. Wie nicht anders zu erwarten, war der Wechsel mit/ohne Kontakt beim Luftschall ganz deutlich zu hören: Mit Kontakt klingt die Gitarre kräftiger und voller, aus der Strat wurde durch den drastisch vergrößerten Korpus eine Art Halbresonanz-Gitarre. Und weil der Akustikklang ja schon 'alles' über den Primärton dieser modifizierten Strat aussagt, müsste sich beim Elektroklang ein ähnlicher Unterschied zeigen. Unsicher geworden, liebe Holzfreaks? Ein kleiner Unterschied? Wenigstens eine Tendenz? Immerhin: Den Strat-Korpus um einen halben Quadratmeter vergrößert! Hören wir, und messen wir:

© M. Zollner 2010

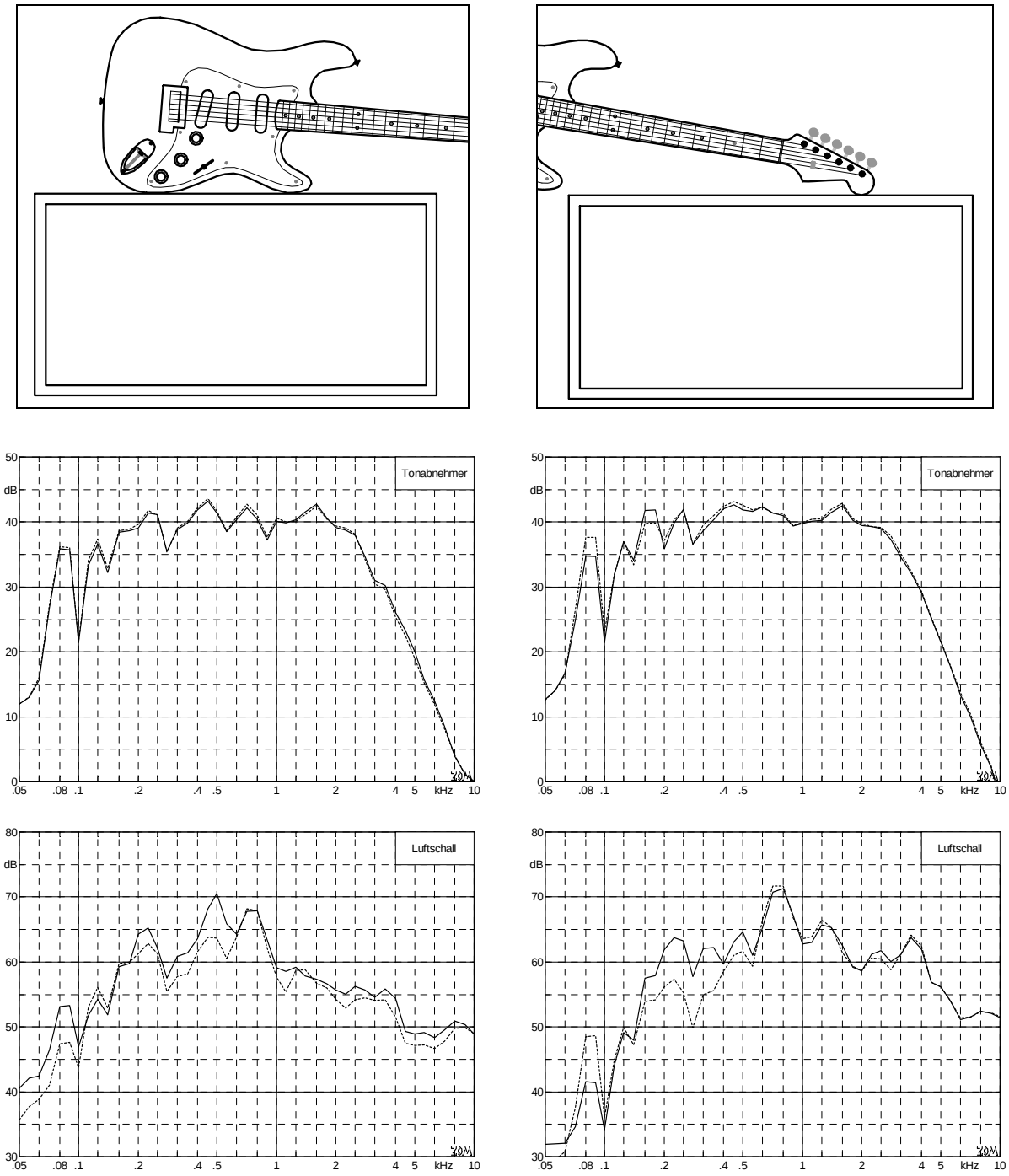


Abb. 7.86: Stratocaster. Links: Kiste mit (——) bzw. ohne(----) Korpuskontakt, rechts mit/ohne Halskontakt.

In **Abb. 7.86** sind in der linken Spalte Terzspektren von der Tonabnehmerspannung und vom Luftschall dargestellt. Die Standardabweichung der Terzpegel über je 20 Akkorde mit/ohne Kontakt beträgt ca. 1 dB, die im Bild sichtbaren minimalen Unterschiede beim Tonabnehmer-Spektrum sind also definitiv nicht signifikant – die Unterschiede beim Luftschall hingegen schon. Doch soll's ja nicht zu theoretisch werden, deshalb gleich zum Hörtest: Hört man die Mikrofonaufnahmen ab, bemerkt man jeden einzelnen Kontaktwechsel, hört man das Tonabnehmersignal ab, hört man keinen einzelnen Wechsel. 100% gegenüber 0%, eindeutiger geht's nicht. Das Vergrößern des Strat-Bodies ändert den Luftschall (den Primärton) so *dramatisch,* dass selbst der Laie den Unterschied bemerkt. **Beim Tonabnehmersignal hört hingegen selbst der Experte keinerlei Unterschiede heraus**.

© M. Zollner 2010

Sicherheitshalber wurde der Versuch am nächsten Tag wiederholt, diesmal mit 2x32 Akkorden – mit gleichem Ergebnis: Beim Kontaktwechsel sind die Luftschalländerungen sehr deutlich zu hören, im Tonabnehmersignal kann man hingegen nicht erkennen, ob die Gitarre Kontakt zur Holzkiste hatte oder nicht. Die Erklärung ist sehr einfach: Die Rückwirkung vom Korpus auf die Saite ist so gering, dass sich die Tonabnehmerspannung nur unwesentlich ändert. Sehr theoretisch betrachtet muss sie sich natürlich schon ein klein wenig ändern, doch die Theorie soll ja außen vor bleiben, ihrer wurde z.B. in Kap. 1.6 ausführlicher gedacht. Oder bei Fleischer [8], der die Unterschiede zwischen Akustik- und Elektrogitarre auf den Punkt bringt: *Während bei der elektrischen Gitarre die Saiten am Steg möglichst unbeweglich gehalten werden sollen, müssen sie bei der akustischen Gitarre am Steg ein bewegliches Auflager vorfinden. Anders wäre es gar nicht möglich, ohne elektroakustische Hilfsmittel auf rein mechanischem Wege das Saitensignal in Schall umzusetzen.* Bei der **Akustikgitarre** mit ihrer effizienten Kopplung zwischen Saitenschwingung und Luftschall sollte dem Material der Decke große Aufmerksamkeit zuteil werden, denn sie muss den Hauptteil des Luftschalls abstrahlen. Demgegenüber ist die Korpusschwingung der massiven Elektrogitarre von untergeordneter Bedeutung. Das heißt nun nicht, für die E-Gitarre eigne sich jedes Material, und der Korpus sei völlig unwichtig: Gummi könnte tatsächlich unzweckmäßig sein, aber ob Erle oder Esche, das rückt doch sehr in den Hintergrund, wenn das Ankoppeln eines halben Quadratmeters Tischlerplatte keinerlei hörbare Auswirkungen auf den Elektrosound hat.

Außer dem Korpus existiert noch ein weiterer Resonator, der Gegenstand jeder Gitarrenbewertung ist: Der **Gitarrenhals**. Durch seine lange und relativ dünne Form ist er für Eigenschwingungen prädestiniert, und auch über seine Materialien wird ausgiebig spekuliert. Also wurde in einer zweiten Versuchsreihe die Kopfplatte der Stratocaster auf die Holzkiste aufgesetzt, oder nicht: Mit bzw. ohne Kontakt. In der rechten Spalte von **Abb. 7.86** sind die Ergebnisse zu sehen, und diesmal könnte man einen kleinen Effekt konstatieren: An zwei Stellen im Tonabnehmerspektrum zeigen sich kleine Unterschiede, die so gerade eben signifikant sein könnten. Theoretisch betrachtet – denn im Hörversuch ist beim Tonabnehmersignal wieder kein Unterschied zu hören, beim Mikrofonsignal hingegen schon. Gegenüber den vielen Terzpegeln, die (im Mittel) praktisch gleich bleiben, fallen die beiden kleinen Änderungen offenbar nicht ins Gewicht. Den Schwingungstechniker überrascht nicht, dass beim Körperschall-Kontakt Hals/Holzkiste etwas deutlichere Unterschiede im Tonabnehmer-Spektrum zu sehen sind: Der Hals könnte als Transformator (Hebel) wirken, und die Quellimpedanz besser an die Holzkiste anpassen. Zur Absicherung dieser Hypothese müsste man aber ergänzende Schwingungsmessungen durchführen, was bislang unterblieb – zu gering sind die Effekte.

Somit lautet ein erstes **Fazit**: Wer mit Begeisterung Luftschallaufnahmen seiner Massivgitarre macht, wer gar derlei Tun als Hauptzweck derartiger Gitarren sieht, tut gut daran, auf Korpus-Material und -Ausführung zu achten. Wir anderen Gitarristen aber, die wir unsere Gitarren in Verstärker einstöpseln, die wir dann auch aufdrehen, sollten nur ans Holz denken, wenn's um Gewicht oder Optik geht – der Gitarrenbauer wird schon nicht gleich Dämmstoffplatten verbaut haben. Leo Fender zersägte Holz, das billig und in Reichweite war – weder Esche noch Erle sind klassische Klanghölzer, und müssen's auch nicht sein. Bei der Akustik-Gitarre hingegen ist vieles anders: Wer käme etwa auf die Idee, in seine Prewar-Martin ein *Stahlblechgehäuse mit den Maßen einer externen 2,5-Zoll-Festplatte* zu schrauben? Nun, Fender tut's bei der VG-Stratocaster, und keinen stört's, *die Gitarre erfüllt unsere Erwartungen voll und ganz [G&B 7/07]*. Und ein Loch fürs Batteriefach haben sie auch noch reingefräst, und trotzdem: Klasse! Ja, warum auch nicht – das Ding funktioniert, solange nur Steg und Hals festen Halt am Korpus finden. Bei einer Martin, um beim Beispiel zu bleiben, wäre das anders – aber eine solchene ist die VG halt nicht.

© M. Zollner 2010

Würde die E-Gitarre die gesamte durch das Plektrum zugeführte Energie in Schall umwandeln, am Ohr des Gitarristen entstünde ein Schallpegel von mehr als 90 dB. In Wirklichkeit sind's aber nur ca. 60 dB, einem **Wirkungsgrad** von 0.1% entsprechend! Zwar ist die Luftschallenergie ein Teil der ursprünglichen Saiten-Schwingungsenergie, und deshalb bedeuten Änderungen beim Luftschall Änderungen bei der Saitenbedämpfung, aber in völlig unbedeutender Größenordnung. Nimmt man vereinfachend die Hörschwelle bei 10 dB an, und eine Abklingzeit von 6 s, so wird ein Gitarrenton, der mit 40 dB beginnt, nach 6 s unhörbar. Wenn nun ein in der E-Gitarre angebrachter Hohlraum (Resonator) die Abstrahlung auf 50 dB verbessert, hört man *bei gleicher Abklingzeit* den Ton 8 s lang. Verstärkt man die Tonabnehmerspannung und lässt einen Lautsprecher 70 dB produzieren, hört man die Saite 12 s lang. Da stecken zwar mehrere Vereinfachungen drin, aber das Grundprinzip wird klar: Wie lange man die Saiten der unverstärkten Gitarre klingen hört, sagt weder etwas über deren mechanische Bedämpfung, noch über das Sustain der über Verstärker gespielten Gitarre.

Das Schwingungsverhalten des Gitarrenkorpus ändert sich wesentlich, wenn man für die Tonabnehmer Löcher in den Korpus fräst, die man hinterher mit einem **Schlagbrett** (Pickguard) abdeckt. Bei der Stratocaster (Abb. 7.86) bedeckt das Schlagbrett fast die Hälfte der Korpusoberseite, es muss die Schallabstrahlung beeinflussen. Natürlich ist bei einer Vorsatzschale neben ihrer Größe auch noch die örtliche Verteilung der Schnelle wichtig, doch da beginnen die Schwierigkeiten: *Dass* das Schlagbrett schwingt, ist unstrittig, aber *wie* schwingt es? Im Lauf der Jahre änderten sich Dicke und Material, mal gab's ein Alublech zwischen Holz und Schlagbrett, mal nur eine Abschirmfolie, und sogar die Anzahl der Befestigungsschrauben variierte. In späteren Zeiten wurden die Ausfräsungen vergrößert, um Platz für Humbucker zu schaffen, bis hin zur Boot-Fräsung, einem Riesenloch zwischen Steg und Hals. Spielt für den Klang aber alles keine Rolle, solange nur Erle verbaut wird. Oder Esche. Denn das Holz bestimmt den Klang. Angeblich.

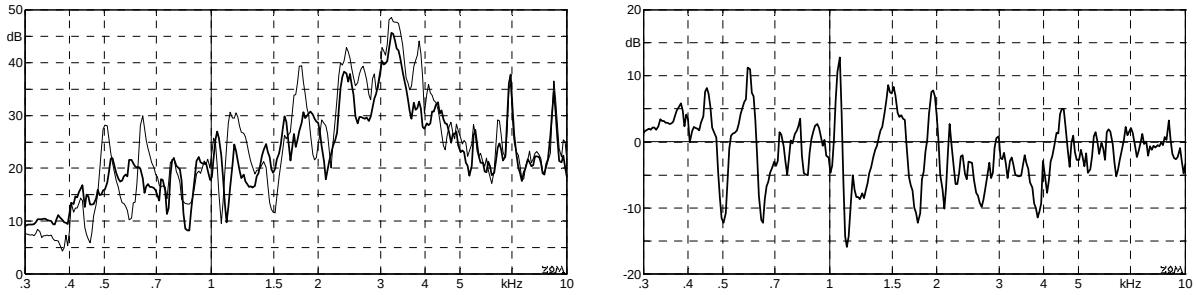


Abb. 7.87: Übertragungsmaße von der Anregungskraft zum Schalldruck (dick = mit Schlagbrett, dünn = ohne). Rechts: Pegelunterschied; positive Werte = Schlagbrett verstärkt, negative Werte = Schlagbrett dämpft.

Die Wirkung des Schlagbretts demonstriert ein einfacher Versuch: Im Reflexionsarmen Raum wurde eine Stratocaster mit einem Shaker (B&K 4810) in Stegnähe angeregt, den abgestrahlten Luftschall nahm (vor dem Korpus) ein Präzisionsmikrofon (B&K 4190) auf. Das Übertragungsmaß von der Anregungskraft zum Luftschalldruck zeigt **Abb. 7.87**: Einmal mit Schlagbrett, einmal ohne. Ganz offensichtlich verändert das Schlagbrett die Abstrahlung um mehr als ±10 dB, was von einer elffach verschraubten Vorsatzschale auch nicht anders zu erwarten ist. Ändert man das Anzugdrehmoment der Befestigungsschrauben, ändert sich die Abstrahlung. Schleift man die Auflagefläche plan, ebenso. Für die Tonabnehmerspannung ist dies alles völlig ohne Bedeutung, für den Trockentest ist es relevant. Nur: Der Trockentest selbst ist irrelevant.

© M. Zollner 2010

7.8.2 "Stratone"

Zitat aus der Zeitschrift Gitarre & Bass, 05/2007: *Für den Klang sind Dichte, Elastizität und Härte entscheidend. Die Erle besitzt (im Vergleich zu Esche) eine um ca. 10 – 20% geringere Dichte, d.h. ein geringeres Gewicht im Verhältnis zum Volumen, woraus eine schnellere Ansprache resultiert. Die von der Gitarrensaite angeregte Schwingung durchfährt weniger Masse. Aus der geringeren Masse der Erle ergibt sich zudem eine höhere Eigenresonanz des Korpus. Resonanzen verzehren besonders viel Schwingungsenergie, womit diese Frequenzen als erstes untergehen. Die Esche klingt dagegen heller und obertonreicher.*

Die zuvor erwähnte schnellere Ansprache der Erle wird zudem durch ihre höhere Elastizität unterstützt. Während die Dichte die Masse pro cm^3 ausdrückt, beschreibt das Elastizitätsmodul den maximalen Druck, den das Holz einer einwirkenden Kraft entgegensetzen kann, ohne dass sich das Holz dauerhaft verformt.

Die höhere Elastizität der Erle gegenüber der Esche bewirkt ein Abfedern der Schwingung und somit den Entzug von Energie aus der Saite, woraus eine Verkürzung der Einschwingzeit, also ein härterer Attack, aber auch ein kürzeres Sustain resultiert.

Die Härte des Holzes betrachtet man unter klanglichem Aspekt zusammen mit der Dichte. Härtere Hölzer, insbesondere solche mit hoher Dichte, reagieren deutlich träger auf Schwingungen als weichere, und entziehen der Saite weniger Energie. Die Saite schwingt langsamer ein, erhält die Schwingungsenergie aber länger. Im vorliegenden Fall ist die Esche als mittelhart bis hart (also sustainreicher), und die Erle als weich einzustufen.

Die Esche- klingt gegenüber der Erle-Stratocaster obertonreicher und hat ein längeres Sustain. Die Ansprache der Erle ist dafür direkter, sie reagiert dynamischer.

Soweit der erste, mit *Korpus* überschriebene Teil. *Erle besitzt gegenüber Esche eine geringere Dichte* – ist das schon falsch? Nein, das kann man schon so sagen, insbesondere in einem Zeitschriftenartikel, dessen Umfang ja sehr überschaubar bleiben muss. Natürlich gibt es gar nicht "die" Erle bzw. "die" Esche, sondern Schwarz-, Weiß-, Grün- und Roterle, sowie Schwarz-, Weiß- und Grünesche, die auch Rotesche oder Sumpfesche heißt, und natürlich variieren die klimatischen Bedingungen, unter denen die Bäume aufwachsen, und als Folge davon auch die physikalischen Parameter. Will man aber nicht schon im ersten Absatz untergehen, weil es lt. Spezialliteratur ja nicht nur drei, sondern "65 verschiedene Eschenarten" gibt, bleibt nur die radikale Vereinfachung, und der zufolge besitzt Erle eine um 10 – 20% geringere Dichte: 0.55 g/cm^3, gegenüber 0.69 g/cm^3. Untertänigst ergänzt um den Hinweis, dass es lt. Datenblatt auch schweres Erlenholz mit 0.86 g/cm^3 gibt, und leichtes Eschenholz mit 0.41 g/cm^3. Lufttrocken jeweils, denn auch die Feuchte beeinflusst die Dichte.

Ob allerdings aus einer geringeren Dichte eine schnellere **Ansprache** resultiert, ist eine unbegründete Spekulation. *Die von der Gitarrensaite angeregte Schwingung durchfährt weniger Masse.* Ja und? Eine Masse alleine definiert noch keine Einschwingzeitkonstante. Und vor Allem: Der Tonabnehmer der hier betrachteten Stratocaster tastet die Saitenschwingung ab, nicht die Korpusschwingung. *Aus der geringeren Masse der Erle ergibt sich zudem eine höhere Eigenresonanz des Korpus.* Wie dieses? Eine Resonanzfrequenz hängt von Masse und Steifigkeit ab, und über diese ist bis dato noch nichts ausgesagt. Korpusresonanzen sind vorhanden, keine Frage. Allerdings schon ab wenigen hundert Hertz, und ihr Einfluss auf die Saitenschwingung bleibt in dem Workshop-Artikel zunächst rein spekulativ.

© M. Zollner 2010

Die zuvor erwähnte schnellere Ansprache der Erle wird zudem durch ihre höhere Elastizität unterstützt. Während die Dichte die Masse pro cm³ ausdrückt, beschreibt das Elastizitätsmodul den maximalen Druck, den das Holz einer einwirkenden Kraft entgegensetzen kann, ohne dass sich das Holz dauerhaft verformt. Nun verlassen wir den Bereich der journalistischen Freiheit und treffen auf den ersten gravierenden Fehler, der den Autor als Ignorant bloßstellt, dem offenbar wesentliche Kenntnisse fehlen. Dass es eigentlich der **Elastizitätsmodul** ist, der hier erläutert wird, wäre entschuldbar, dass aber Elastik mit Festigkeit verwechselt wird, darf nicht passieren. Eine der elastomechanischen Kenngrößen ist der E-Modul, der in voller Länge *Elastizitäts*modul heißt. Elastizität ist eine Eigenschaft fester Körper, einer durch äußere Kräfte hervorgerufenen Verformung zu widerstehen. Hierbei wird lineares, reversibles Verhalten vorausgesetzt. Der E-Modul ist nicht etwa die Grenze des linearen Verhaltens, sondern spezifiziert das Verhalten weit unterhalb der Linearitätsgrenze (bei geringer Belastung). Zwar hat der E-Modul mit N/mm² dieselbe Einheit wie der Druck, er spezifiziert aber keinen maximal erlaubten Druck. Lieber junger Freund, der Sie hier so unbekümmert über Grenzwerte schreiben: Haben Sie einmal überlegt, dass dieser vermeintliche Maximaldruck bei Esche ungefähr dann erreicht wird, wenn die Masse eines Autos (1300 kg) auf 1 mm² drückt? Bzw. 9 Kampfpanzer auf die Fläche eines Euros – das soll Eschenholz ohne bleibende Verformung aushalten? Niemals, das hält nicht einmal hochbelastbarer Stahl aus. Nein, der E-Modul ist eine Art spezifische Steifigkeit, bei Erle ca. 9000 N/mm², bei Esche ca. 13000 N/mm². *Die höhere Elastizität der Erle gegenüber der Esche bewirkt ein Abfedern der Schwingung und somit den Entzug von Energie aus der Saite, woraus eine Verkürzung der Einschwingzeit, also ein härterer Attack, aber auch ein kürzeres Sustain resultiert.* Tatsächlich kann man der Erle einen kleineren E-Modul, also eine geringere Steifigkeit, und damit eine größere Nachgiebigkeit bescheinigen, die man auch Elastizität nennen könnte, aber dann wird's schon wieder falsch: Energieentzug, also **Dissipation**, tritt nur in resistiven Elementen (Reibwiderständen) auf, nicht in Federn. Und mit dem E-Modul wurde halt eine Kenngröße der Federsteifigkeit ausgewählt, und keine Verlustgröße. Wie schnell die Saitenenergie in Wärme umgewandelt wird, hängt von mehreren Parametern ab (Kap. 7.7), nur mit einem E-Modul alleine kommt man da nicht weiter.

Und weil wir jetzt neben der volumenspezifischen Masse (= Dichte) auch eine spezifische Steifigkeit (= E-Modul) zur Verfügung haben, soll nochmals die Resonanzfrequenz aufgegriffen werden. Nimmt man an, dass ein Esche- und ein Erlestück dieselben Abmessungen haben, so wird die Masse des Eschestücks größer sein als die des Erlestücks – zumindest unter den oben getroffenen Vereinfachungen. Aber nicht nur die Masse der Esche wird größer sein, auch ihre Steifigkeit ist größer, und weil die Resonanzfrequenz vom Quotient aus Steifigkeit und Masse abhängt, bleibt die Resonanz in erster Näherung unverändert. Alle weiteren Spekulationen über Resonanzänderungen verbieten sich, weil sowohl Dichte als auch E-Modul variieren – das Erlenstück hat also nicht generell die höherfrequente Korpusresonanz.

Die Härte des Holzes betrachtet man unter klanglichem Aspekt zusammen mit der Dichte. Härtere Hölzer, insbesondere solche mit hoher Dichte, reagieren deutlich träger auf Schwingungen als weichere, und entziehen der Saite weniger Energie. Die Saite schwingt langsamer ein, erhält die Schwingungsenergie aber länger. Im vorliegenden Fall ist die Esche als mittelhart bis hart (also sustainreicher), und die Erle als weich einzustufen. Eschenholz ist härter als Erlenholz, das stimmt. Die Verknüpfung mit Ausgleichsvorgängen (so nennt der Systemtheoretiker Ein- und Ausschwingvorgänge) ist aber total spekulativ und unbegründet. Nochmals: Ein Ausgleichsvorgang kann nicht mit einem Werkstoffparameter erklärt werden, und überhaupt: Welches Systeme soll denn einschwingen – die Saite, oder der Korpus? Wenn der Korpus träge einschwingt, müsste doch die Saite schnell einschwingen können, oder?

© M. Zollner 2010

Die Esche- klingt gegenüber der Erle-Stratocaster obertonreicher und hat ein längeres Sustain. Die Ansprache der Erle ist dafür direkter, sie reagiert dynamischer. Das ist jetzt endlich einmal eine Aussage, die ohne pseudophysikalische Begründung daherkommt, und deshalb ist sie als subjektive Meinung wenig angreifbar. Wenn der Autor das so empfindet, soll er's auch so hinschreiben. Aus den noch folgenden Ausführungen muss aber geschlossen werden, dass hier der unverstärkte, vom Massivkorpus abgestrahlten Schall gemeint ist – der ist aber so unwichtig, dass man nicht lang überlegen muss, ob die Beschreibungen korrekt sind.

Was bleibt als erste **Zwischenbilanz**, ehe es mit Mutmaßungen über den Gitarrenhals weitergeht? Tendenziell richtige Aussagen zu Dichte, Steifigkeit und Härte, unbegründete oder sogar falsch begründete Vermutungen über Resonanzen und Ausgleichsvorgänge, Spekulationen über die heiligste aller Kühe, das Sustain, ohne mit einem Wort auf materialspezifische Dämpfungsparameter einzugehen. Doch sehen wir weiter:

*Ab 1959 wurde wegen der höheren Beständigkeit ein Palisander-**Griffbrett** verwendet. Die höhere Dichte und Härte des Palisanders lässt für sich betrachtet auf einen höheren Obertongehalt schließen, jedoch ergibt sich aus der Gesamtkonstruktion aufgrund des aufgeleimten Griffbretts eine zusätzliche Unterbrechung für die Schwingungsausbreitung im Hals, womit die Saite langsamer und weicher einschwingt. Aus diesem Grund ist der mit Palisander-Griffbrett bestückte Hals weicher klingend als ein reiner Ahornhals*. Ja wird denn die Saite vom Korpus angeregt? Man könnte fast meinen, der Gitarrist haut auf die Gitarre, deren Korpus muss einschwingen und seinerseits die Saite in Schwingung versetzen. Um das hier mal klar zu stellen: Der Gitarrist lenkt mittels Plektrum, Fingernagel o.ä. die Saite aus, und sobald er sie loslässt, "schwingt sie ein". Das geht sehr, sehr schnell, und in den ersten Millisekunden völlig unabhängig vom Korpus. Dass eine Saite *langsamer und weicher einschwingt*, weil der Halsaufbau geändert wurde, ist Unsinn. *Von 1959 – 1962 war die Schnittfläche zwischen dem Ahornhals und dem Palisander-Griffbrett eben, und (noch) nicht gewölbt (Slab-Board). Der Klang wird besonders fleischig und fett und verleiht den charakteristischen Mitten eine enorme Tiefe.* Bei Day/Rebellius liest sich das aber ganz anders: *Das "Slab-Board" ist eines der Geheimnisse des hoch gerühmten, alten, kristallklaren Vintage-Sounds speziell von Fender-Gitarren*. Man findet aber auch andere Erkenntnisse: *Der direkte A/B-Vergleich Pappel-Strat mit einteiligem Ahorn-Hals gegen Esche-Strat mit Ahorn/Palisander-Hals bringt in der Tat nur winzige Unterschiede zu Tage (G&B Fender-Heft)*. Noch radikaler Lemme: *Ein One-Piece-Maple-Neck klingt genauso wie ein Hals mit Griffbrett [Lemme, 2003]*.

Weiter geht's mit dem **Einspielen**: *Ein langes Bespielen eines Saiteninstruments bedeutet physikalisch zunächst, dass das Instrument für längere Zeit Schwingungen ausgesetzt wurde*. Völlig korrekt, ist das denn zu fassen! Offensichtlich nicht: *Die Folgen sind analytisch kaum zu fassen, da ein Holzstück, das mit entsprechenden Schwingungen angeregt wird, mit einem exakt identischen, welches nur gelagert wurde, verglichen werden müsste*. Oder: Man müsste eine Vorrichtung bauen, die (nach der Beschallung) ein (gegenüber dem Status quo ante) reproduzierbares Anzupfen ermöglicht. Sicher nicht unmöglich, aber auch nicht ganz trivial. Es sei aber daran erinnert, dass die vom Gitarrist an die Saite übergebene Energie sehr gering ist (typisch einige mWs pro angezupfter Saite). Nimmt man die vorangegangenen Mutmaßungen über bleibende Verformungen ernst (was jetzt, zugegeben, polemisch ist), so würden sich erst bei mehr als 13000 N/mm^2 *dauerhafte Verformungen* einstellen. Also: Keine Sorge, tatsächlich drücken ja nur etwa 0.1 N/mm^2 aufs Holz, und das ist sogar noch weniger als die in Datenblättern spezifizierte Druckfestigkeit (um 50 N/mm^2). Dass Gitarristen nach dem Einspielen eine unerhörte Klangverbesserung hören, sei nicht generell in Abrede gestellt, die Ursachen hierfür können aber sehr vielfältig sein.

© M. Zollner 2010

Soweit zum ersten Teil dieses "Fachartikels" über die Stratocaster, der mit der unverhohlenen Drohung endet: *In den nächsten Ausgaben werde ich über die Entwicklung der mechanischen Bauteile sowie der Elektronik der Stratocaster berichten*. Das liest sich dann so: *Bis zum Anfang der 1970er Jahre wurde für die **Saitenböckchen** gebogener Stahl verwendet. Das aufwendige Herstellungsverfahren brachte ein besonders dichtes Material hervor. Danach kamen Messingböckchen, danach Saitenreiter aus beschichtetem Zinkguss. Klanglich relevant ist die – mit jeder späteren Ausführung der Böckchen abnehmende – Dichte der Materialien. Das dichteste Material ist also der Stahl. Zinkguss ist noch leichter als Messing. Nach der allgemein gültigen Materialkunde absorbiert ein weniger dichter Stoff weniger Energie als ein dichterer.* Hä? Die Dichte von Messing beträgt, gemäß allgemein gültiger Materialkunde-Bücher, 8.1 – 8.6, die von Stahl 7.7 – 8.0, die von Zinkguss ca. 6.7, jeweils kg/dm^3. Wie viel Energie ein Stoff absorbiert, also in Wärme umwandelt, hängt nicht primär von seiner Dichte, sondern von seinen inneren Dämpfungsparametern ab. Die werden aber nirgends spezifiziert, stattdessen gibt's Spekulationen über die Frequenzabhängigkeit: *Weniger Dichte und Masse bedeutet weniger Obertöne*. Ergo: Höhere Dichte ergibt mehr Obertöne. Nun liest man aber ein paar Zeilen weiter: *Eine Strat mit Stahlböckchen, die zu twangy und scharf klingt, kann durch Messingböckchen milder und ausgewogener klingen*. Wie dieses? Messing ist in dieser Gruppe das Material mit der höchsten Dichte! Man kann sich des Eindrucks nicht erwehren, dass der Begriff "Dichte" missverstanden wird. Was passiert, wenn man ein Material zusammenpresst? Es wird dichter! Und woraus bestanden – lt. Duchossoir – bei der alten Strat die Böckchen? Aus "**pressed steel**!" Aha – gepresster Stahl, mächtig dicht? Mitnichten, das ist schlicht falsch übersetzt. *Pressed Steel* ist ein gestanztes und (im Gegensatz zu punched) auch noch gebogenes Stahlblech. Und genau daraus bestanden die alten Strat-Böckchen, im Gegensatz etwa zu den späteren Quadern, die schon allein aufgrund ihres viel größeren Volumens viel mehr Masse aufweisen. Dieser Umstand wird allerdings völlig ignoriert, ebenso wie die vielen Passungen mit ihren unvermeidlichen Spaltreibungen.

Es kommt noch schlimmer: *Gegenüber einem Gussstahl-Block, wie er seit den 70er Jahren verbaut wird, enthält der frühere, geschnittene, weniger Sauerstoffanteil und somit mehr Masse*. **Sauerstoff** in einem Stahlblock, das hat der Metallurge gar nicht gern, und irgendwelche Erinnerungsreste schalten bei Sauerstoff+Eisen die rote Warnlampe an: Rost! Die allgemeingültige Materialkunde meint hierzu: Der an die Eisenatome gebundene Sauerstoff liegt nach Erstarrung der Schmelze als FeO-Schlacke vor, er kann bei der Desoxidation teilweise an andere Metalle (z.B. Al) abgegeben werden. In jedem Fall ist aber der im Stahl verbleibende Sauerstoffanteil so gering, dass er keine wesentlichen Auswirkungen auf die Dichte hat. Sagt die Materialkunde. Der Stratone-Autor sagt hingegen: *In erster Linie macht sich der geschnittene Stahlblock klanglich in zusätzlichen Obertönen und mehr Attack bemerkbar*. Nebenbei erfahren wir noch, dass der Gussstahl-Block um 2 mm dünner ist als der geschnittene. Könnte auch Einfluss auf die Masse haben, oder? Es soll ja gar nicht in Abrede gestellt werden, dass der Tremoloblock den Klang beeinflusst, mit haarsträubenden Vermutungen (*es verhält sich beim Metall ähnlich wie beim Holz*) kommt man aber nicht weiter. Lustigerweise meint ein anderer Experte in G&B 7/2005, **Titan** sei das beste Material für den Trem-Block. Nun hat Titan aber mit 4.5 kg/dm^3 eine noch geringere Dichte als Zinkguss, und deshalb müsste man hiermit Höhen verlieren. Doch weit gefehlt: *Durch den Titan-Vibratoblock wird der Sound obertonreicher*. Obwohl der Titanblock doch, exakt ausgewogen, *rund 120 Gramm leichter ist als das Original*. Sehr seltsam. Gilt nun also *weniger Masse = mehr Obertöne* (G&B 7/2005), oder *weniger Masse = weniger Obertöne* (G&B 6/2007)? Vor allem gilt wohl weniger Masse = mehr Geld, denn Titanen waren noch nie billig. 330 Euro, um genau zu sein. Nicht für die Gitarre – nur für den Trem-Block. Mit Edelstahlschrauben, denn Titanschrauben hätten angeblich zusätzliche 40 Euro gekostet.

© M. Zollner 2010

Ehe nun dieses G&B-Chaos zusammengeklaubter Mutmaßungen durch Spektren untermauert wird, kommt ein kleiner Exkurs über Schwingungstechnik dazwischen: *Der **Sattel** soll die Schwingungsenergie möglichst vollständig auf den Hals übertragen*. Ja, klar doch: Der Hals soll mächtig viel schwingen, und die Saite ihre Schwingungsenergie möglichst vollständig auf den Hals übertragen, und – das sagt nun (auch so eine bekannte physikalische Regel) der Energiesatz – zu schwingen aufhören. Denn wenn die Saite ihre Schwingungsenergie auf den Hals übertragen hat, hat sie selbst keine Schwingungsenergie mehr. Schade eigentlich, wir hätten's ihr gegönnt. Z.B. wegen Sustain, der heiligsten aller Kühe. Doch davon später mehr.

Der Stratone-Autor belässt es ja nicht bei Vermutungen über die physikalischen Ursachen der Klangunterschiede, er beschafft sich 7 verschiedene Strats, und analysiert ihre Klänge: *Für die Aufnahmen der Gitarren ohne Verstärker wurde ein Rhøde NT2 Kondensatormikrofon in ca. 10 cm Abstand gerade zwischen den Hals-Tonabnehmer und den Halsansatz ausgerichtet.* Und dann wird mittels Kurzzeit-DFT analysiert. Bei den im Heft abgebildeten Spektren ist jedoch die Ordinate nicht skaliert, und deshalb können sie nicht sinnvoll ausgewertet werden. Doch zusätzlich gibt's die Schalle auch unter www.gitarrebass.de, und davon lassen sich skalierte Analysen erstellen. Ob es überhaupt sinnvoll ist, den rein akustischen Klang dieser E-Gitarren zu analysieren, soll zunächst nicht bewertet werden, sehen wir uns einfach mal an, inwieweit Messungen und G&B-Aussagen zusammenpassen.

Analysiert werden Erle-Strats von 1959, 1962, 1972, 1974, sowie Esche-Strats von 1972 und 2005. Die auch aufgenommene 1995er Erle-Strat wurde nicht ausgewertet – ihr File weicht zu stark von den anderen ab. In den folgenden Analysen werden die **Esche-Strats** mit S gekennzeichnet, die **Erle-Strats** mit L. Auf den Prüfstand kommt die G&B-Aussage: *Die Esche- klingt gegenüber der Erle-Stratocaster obertonreicher und hat ein längeres Sustain.* Hierzu sind in **Abb. 7.88** Analysen über die ersten 4.5 s dargestellt. Hier beginnen bereits die Probleme: Gespielt wird ein über alle 6 Saiten angeschlagener E-Dur-Akkord, nur war sich der Autor leider nicht bewusst, dass er die Saiten aller 6 Gitarren möglichst gleichartig anschlagen sollte. Und so bleibt das Plektrum mal an dieser oder jener Saite etwas hängen, mal schlägt es nach getaner Arbeit hörbar an der Abdeckung (Pickguard) an. Mit diesen Unzulänglichkeiten muss man nun leben, andere Aufnahmen sind hierzu nicht veröffentlicht. Zur ersten Aussage: *Die Esche- klingt gegenüber der Erle-Stratocaster obertonreicher.* Die über die ersten 4.5 s gemittelten Terz-Spektren bestätigen diese Vermutung nicht, die kräftigsten Höhen zeigt das Spektrum der 1972er Erle-Strat. Auch beim Summenpegel kann die Vermutung über das Sustain nicht bestätigt werden: Nur zwischen 0.5 – 1.2 s hat eine Esche-Strat die Nase vorn, ab dann ist kein Unterschied mehr zwischen 2 Esche- und 2 Erle-Strats. Da bei allen Gitarren die hohen Teiltöne tendenziell schneller abfallen als die tiefen, ist (etwas vereinfacht) bei brillantem Klang ein schnellerer Abfall des Gesamtpegels zu erwarten: Je mehr hohe Teiltöne den Gesamtschall definieren, desto schneller klingt dieser ab.

Gegen diese Analysen kann man natürlich einwenden, dass sowohl der Summenpegel, als auch die Mittelung über 4.5 s wenig Aussagekraft haben. Doch bei der schmalbandigen Pegelmessung tauchen andere Probleme auf: Die Pegel einzelner Teiltöne klingen nur im Ausnahmefall nach einfachen *e*-Funktionen ab, häufig findet man Schwebungen, deren Ursachen zirkulare Wellenpolarisation und schwingrichtungsabhängige Lagerimpedanzen sind (Kap. 1.6). Dazu kommen Interaktionen zwischen den Teiltönen der einzelnen Saiten, die zu kräftigen Schwebungen führen können. In **Abb. 7.89** sind für die einzelnen Gitarren Terzpegelverläufe dargestellt. Der 80-Hz-Terzpegel erfasst näherungsweise die E_2-Grundschwingung (82 Hz), die sowohl bei Erle- als auch Esche-Strats mit oder ohne starke Schwebungen abklingen kann. Dass die Esche-Strats ein längeres Sustain haben, bestätigen diese Messungen nicht. Ganz anders sieht der Vergleich bei 125 Hz aus: Mit einer Ausnahme fallen alle

© M. Zollner 2010

Terzpegel praktisch gleich schnell ab. Wieder anders beim 160-Hz-Pegel: Hier unterscheiden sich alle 6 Messkurven erheblich, wie auch bei der 500-Hz-Messung. Bei derartig starken Pegelschwankungen sind Pauschalaussagen im Sinne von *Esche-Strats haben ein längeres Sustain* nicht möglich. Und es macht auch keinen Sinn, die Schwebungsparameter auszumessen, denn: Verstimmt man eine oder mehrere Saiten auch nur minimal, ändern sich die

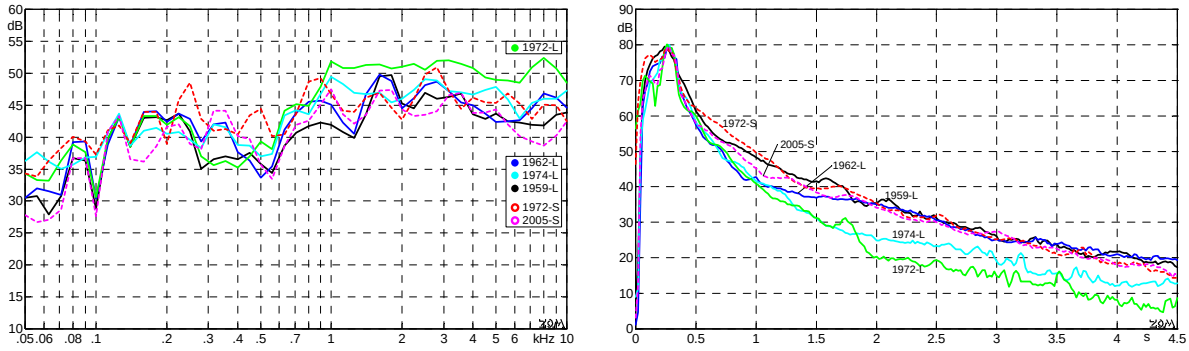


Abb. 7.88: Terzspektren (links) und Gesamtpegel (rechts); Soundfiles gemäß G&B 5/2007 S.212, normiert.

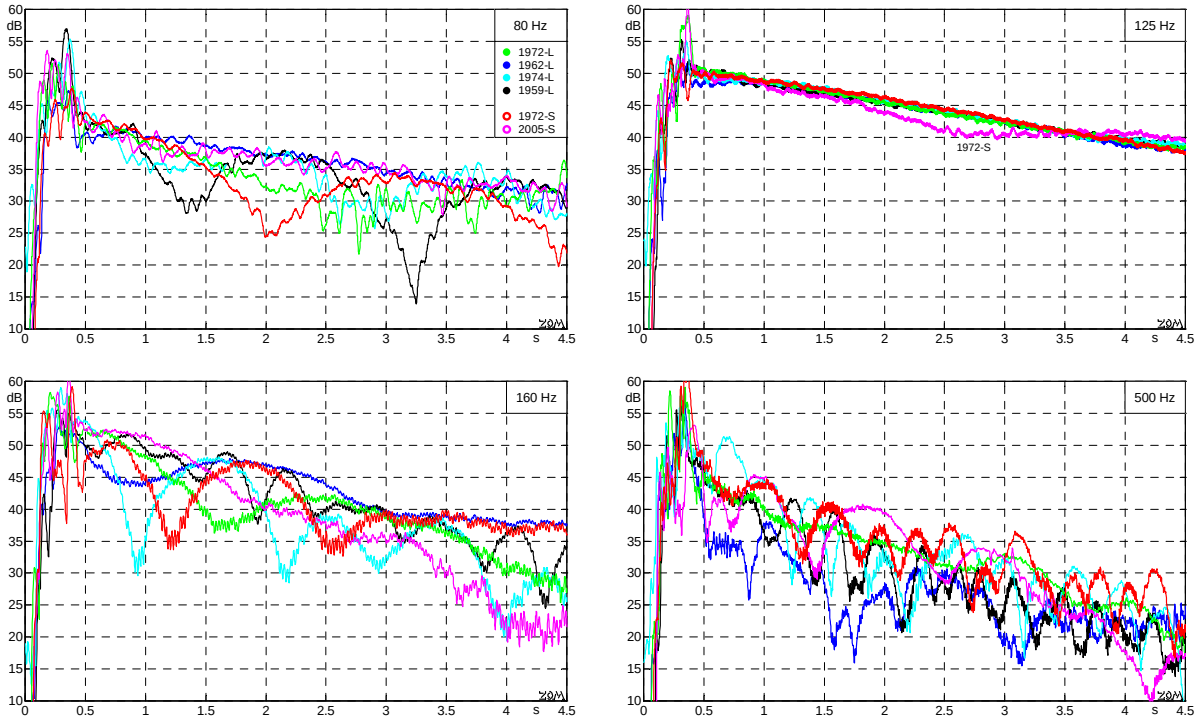


Abb. 7.89: Abklingen einzelner Terzpegel. Da bei diesen Kurven nur das Abklingen, d.h. die Steigung interessiert, wurden sie für möglichst gute Auswertbarkeit vertikal verschoben.

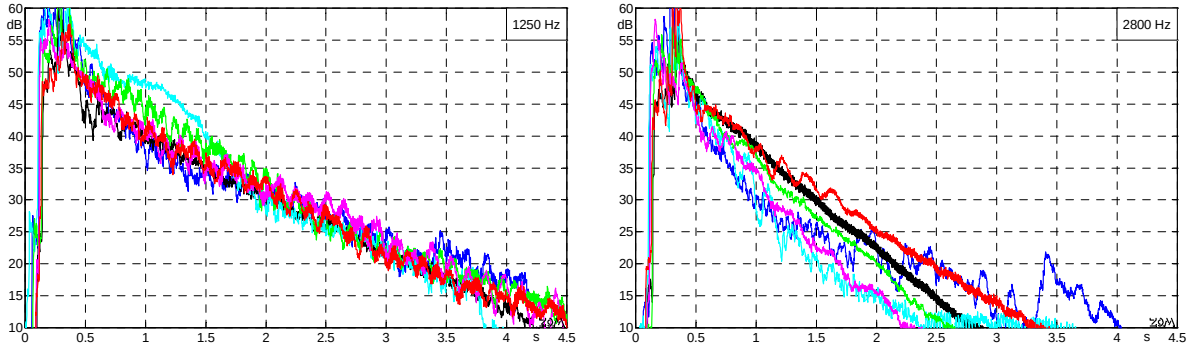


Abb. 7.90: Abklingen einzelner Terzpegel, vergl. Abb. 7.89.

© M. Zollner 2010

Schwebungen. Auch die im G&B-Artikel veröffentlichten Wasserfall-Spektren zeigen solche Schwebungen, dort allerdings unskaliert. Geht man zu höheren Frequenzen (**Abb. 7.90**), nimmt die Stärke der Schwebungen ab (viele Teiltöne pro Terz), doch auch hierbei kann die Aussage zum Sustain-Unterschied nicht bestätigt werden: Bei 1.25 kHz entsprechen die Esche-Strats zwei Erle-Strats, bei 2.8 kHz unterscheiden sich bereits die beiden Esche-Strats (rot / magenta) wesentlich voneinander. **Fazit:** Die Pegelmessungen können einen signifikanten Sustain-Unterschied zwischen Esche und Erle nicht belegen. Noch bevor man also zur Kernfrage durchdringt, was den, bitteschön, Luftschallparameter mit dem Tonabnehmersignal zu tun haben, muss man erkennen, dass selbst die über die Luftschallparameter gemachten Aussagen einer objektiven Überprüfung nicht standhalten. Deshalb, liebe Strat-Analysten: Bei künftigen Spektralanalysen immer die Ordinate skalieren, dann seht ihr das auch.

Es ist ja löblich, dass Aussagen zum Holz aus Versuchsergebnissen abgeleitet werden. Aber dann müssen auch die Rahmenbedingungen dieser Versuche passen, dürfen sich die untersuchten Gitarren auch nur im Holz unterscheiden. Tun sie natürlich nicht, wie auch der G&B-Autor angibt. Ganz wichtig für das Ausschwingen der Saite ist ihr Abstand zu den Bünden, sowie ihre Anfangsauslenkung. Über Art und Zustand der Bünde erfährt man rein gar nichts, so dass man nur vermuten kann, die Gitarren waren vor den Versuchen nicht neu bundiert worden. Nicht einmal zur Saitenlage gibt's Informationen, und über das Saitenalter schweigt sich der Autor auch aus. Was also soll das Ganze? Wenn man derartige Versuche vorhat, ist es unabdingbar, auf alle Gitarren gleichartige neue Saiten aufzuziehen, und die Saitenlage möglichst gleichartig einzustellen. Die Saiten müssen mit einer Vorrichtung reproduzierbar angezupft werden, und selbst die Lagerung der Gitarre ist wesentlich: Schon das leichte rückseitige Umschließen des Gitarrenhalses mit Daumen und Zeigefinger (ohne die Saiten zu berühren) ändert das Abklingverhalten ganz wesentlich (vergl. Kap. 7.7). Doch selbst wenn alle Randbedingungen perfekt wären: Was hat der 10 cm vor der Gitarre aufgenommene Luftschall mit der an der Buchse entstehenden Spannung zu tun? Die Frage schlechthin, deren Beantwortung aber zurückgestellt wird, denn zur Gitarrenelektrik gibt's ja auch noch eine Menge Text: *Das Signal durchläuft den Kondensator, dessen Wert aktuell 0,022 µF beträgt. Dieser wirkt zusammen mit der Spule als Bandpass*. Nun ja, nahe dran, aber topologisch ist's ein Tiefpass (Läng-L und Quer-C). *Nach unseren Vergleichen begünstigt die massivere Bauweise (des Kondensators) eine musikalischere Wirkung durch weniger Frequenzauslöschung im Durchlassband. Das Klangbild des größeren Kondensators erscheint voller und dichter*. Quatsch, hier schreibt der Blinde von der Farbe. Das Durchlassband (Filtertheorie) ist ja gerade dadurch gekennzeichnet, dass Signale durchgelassen, und nicht ausgelöscht werden. Und was ist überhaupt das Durchlassband dieses *Band*passes? Und was heißt massivere Bauweise? Kleiner, also weniger Volumen? Oder Keramik statt Folie? Oder schwerer? Rätselhaft!

Zum **Tonabnehmer**: *Klangrelevant ist nicht nur die Hauptresonanz, wie sie mathematisch auszurechnen ist, sondern auch die unzähligen Nebenresonanzen und Auslöschungen. Dafür verantwortlich ist vor allem die Wicklung ... Früher war es üblich, den Draht in der Weise zu führen, dass Überlappungen entstanden, also nicht alle Windungen genau parallel verliefen. Diese Methode nennt man biphilares Wickeln*. So, nachdem wir uns alle wieder hingesetzt haben und sichergestellt ist, dass beim Vom-Stuhl-Fallen keine bleibenden Schäden entstanden sind: Eine bifilare Wicklung erstellt man, wenn Induktion unerwünscht ist – kurz gesagt. Sie heißt bifilar (und nicht biphilar), weil zwei "Fäden" aufgewickelt wurden (filum = Faden). Mit heutiger Terminologie würde man sagen: Man wickelt zwei parallele Drähte auf, deren Anfänge verbunden sind. Die beiden Enden bilden dann die Anschlusspole. Hierdurch entsteht eine Spule mit zwei gegenläufigen Wicklungen, also (idealisiert) ohne Induktivität.

© M. Zollner 2010

Wäre der Tonabnehmer bifilar gewickelt, könnte keine Spannung induziert werden. Was der Autor meint, ist "wildes Wickeln", oder "Kreuzwickeln", im Gegensatz zum "Lagenwickeln". Dass es im Wicklungsaufbau Unterschiede zwischen alten und neuen Spulen gibt, ist unbestritten, aber keine war je bifilar. *Dennoch ist eine eindeutige klangliche Tendenz der biphilaren Wicklung erkennbar: Unsere Untersuchungen haben ergeben, dass das Magnetfeld homogenere Eigenschaften annimmt als das einer maschinengewickelten Spule. Gewisse Pegelwerte der Resonanzen werden einfach nicht überschritten*. Pegelwerte der Resonanzen? Meint er etwa Resonanzgüte? Warum schreibt er's dann nicht hin? Und was sind das überhaupt für Resonanzen, derer es angeblich *unzählige* gibt. Sie mögen ja nicht abzählbar sein, wenn man bis zur Unendlichkeit vordringt, aber beim Tonabnehmer ist doch spätestens bei 10 kHz Schluss. Und auch wenn man 20 kHz für nötig erachtet: Unzählige sind's nicht. Zwar kann nicht jeder Tonabnehmer als System zweiter Ordnung (= 1 Resonanz) dargestellt werden, aber mit vierter oder gar 10. Ordnung kommt man schon sehr weit. Doch offenbar ist etwas anderes gemeint: *Das Resultat der Maschinenwicklung ist ein Frequenzbild mit sehr schmalbandigen und sehr lauten Pegelspitzen ... Zudem ist die Spule von Hand lockerer gewickelt, was mehr Resonanzfrequenzen in den Höhen zur Folge hat*. Der Verdacht drängt sich auf, dass da beim Betrachten unverstandener Spektren die von den Saiten-Teiltönen erzeugten Maxima als Tonabnehmer-Resonanzen interpretiert werden. Oder meint er: Die von Hand gewickelte Spule hat eine kleinere Wicklungskapazität, woraus eine höherfrequente Hauptresonanz resultiert? Doch der Begriff Wicklungskapazität taucht nirgendwo auf, dafür findet man: *Aus einer höheren Induktivität resultiert eine nach oben verschobene Hauptresonanzfrequenz*. Wiederum falsch, mit steigender Induktivität sinkt die Resonanzfrequenz. Wieso muss man eigentlich unbedingt in einem sog. "Fachmagazin" einen "Fachartikel", schreiben, wenn man von diesem Fach absolut keine Ahnung hat?

Dann kommt der **Draht** dran: *Mit einem Durchmesser von 0,0030" war der Draht vor 46 Jahren (also 1961) 0,0004" dicker als heute. Daraus ergibt sich, zusammen mit der Tatsache, dass heute rund 400 Umdrehungen mehr gewickelt werden, eine geringere Induktivität, also eine kleinere Ausgangsspannung des alten Tonabnehmers*. Ob der Durchmesser mit oder ohne Isolierung gemeint ist, bleibt unklar. Duchossoir meint, von den 50ern bis zu den 90ern wurde immer 42-AWG verwendet, also 63,5 µm Cu – möge der Bessere gewinnen. Und die Windungszahlen ändern sich über die Jahre so stark (lt. Duchossoir von 7600 – 9600), dass man "400" großzügig interpretieren sollte. Letztlich noch die **Isolierung**: *Nicht nur die Dicke der Beschichtung, sondern auch das Material der Beschichtung wirkt sich auf den Klang aus, da das das Kupfer umgebende Material in der Spule als Dielektrikum wirkend direkten Einfluss auf das Magnetfeld hat*. Nein, wieder knapp dran vorbei: Dielektrika wirken polarisierend im elektrischen Feld, im magnetischen Feld ist die Permeabilität die direkt beeinflussende Größe. *Der aus einer Harzverbindung bestehende Formvar-Mantel sorgt für einen offeneren und lebendigeren Klang als die chemische Polysol-Schicht*. Natürlich: Chemie klingt nicht. Doch was sagt der Chemiker zu Formvar? Formvar-Lacke enthalten Polyvinyl-Acetal, dem Phenolharz zugesetzt wird. Und Phenolharz zählt zu den – chemischen Kunststoffen.

Es bleibt einem Gitarren-Tester unbenommen, als Fazit seiner Arbeit zu schreiben: *Mir gefällt die 1962er Strat am besten*. Sobald diese subjektive Bewertung aber mit falsch verstandenen physikalischen Prinzipien untermauert wird, beginnt die Leserverdummung. Fehler passieren, natürlich. Die Admitanz, die Kahtodyn, das E-Modul – selbst biphilar wäre keine Zeile wert, wenn's denn so wäre. Angesehene Fachzeitschriften haben ein Lektorat, das die meisten der kleineren Fehler ausbügelt. Und sie haben einen Reviewer, der auf fachspezifische Unzulänglichkeiten hinweist. Ja, angesehene Fachzeitschriften haben so etwas.

© M. Zollner 2010

7.8.3 Flachjournalismus

Thorbi hatte Ungeheuerliches entdeckt. Eigentlich war er zwar völlig privat unterwegs, aber was heißt schon privat – ein Starfotograf ist praktisch immer im Dienst. Eigentlich ... eigentlich sollte um 21:00 der Liedermacher Wol Amboss im Zirkus Krone eines seiner zahlreichen Comebacks performen, doch nun war's schon 21:30, und das Volk wurde langsam unruhig. Also schlenderte Thorbi, der diesen Act der Nachwelt ganz privat in Bild (legal) und Ton (nun ja) erhalten wollte, schlenderte also Richtung Bühne, Backstage. So ganz dicht kam er zwar nicht ran, konnte sich aber (man kennt sich ...) einen relativ guten Platz direkt bei der Inneren Security erobern, von dem aus er Amboss fast sehen konnte. Weil's aber eben nur fast war (wozu man auch sagen hätte können, es war überhaupt nichts zu sehen), scannte sein Gehör die unmittelbare Umgebung, und da wurde er Zeuge eines journalistischen Komplotts, das er seiner GuitarLicks&Tricks-Redaktion unbedingt mitteilen musste.

Direkt neben ihm überlegten nämlich zwei arbeitslose Chemie-Abbrecher, wie sie zu Geld kommen könnten. Das wäre zwar im Grunde so alltäglich, dass kein Mensch hingehört hätte, doch im Gedränge hatte sich Thorbis Recorder eingeschaltet, ein Segen, wie sich alsbald herausstellen sollte. "*... geben wir eine neue Zeitschrift heraus ... Zange&Tupfer .... so mit Medizinberichten und Tablettentests und so* ..." Thorbi rückte näher, um besser hören zu können. "*Nee, der Titel ist Scheiße, besser was mit Anspruch, Health&Care vielleicht*?" "*Das können wir ja noch später, wenn wir die ersten Entwürfe fertig haben. Aufs Cover kommt immer ein Foto der getesteten Tabletten, dazu ein Interview mit einem Chefarzt, eine Kolumne 'Das haut rein', weil der Piepenbrink ja auch noch keine Stelle hat, dazu viel Pharma-Reklame, und zweimal im Jahr einen Bericht von der EITA. Geil, oder*?" Ehe eine Bewertung erfolgen konnte, öffnete sich eine Backstagetüre, und eine dickliche, schwarz kostümierte Blonde lief heraus, etwas angewidert einen Lappen von sich weghaltend. Ganz automatisch brachte Thorbi die Minikamera in Position, und vergaß für einen Augenblick das Tabletten-Komplott, doch – wie erwähnt – der Recorder recordete sowieso schon. Durch die geöffnete Türe konnte man sehen, dass Amboss nicht etwa, wie der Hallensprecher mehrfach durchgesagt hatte, im Berufsverkehr festsaß, nein, er war schon da. Teilweise, zumindest, das Physische jedenfalls lag in voller Größe am Boden. Ein Unfall? Thorbi musste mehr wissen, und stupfte Moski, den nahe im stehenden Security-Boliden, mit einem fragenden Blick an. "*Hat was Falsch's gessn*" war die wenig ergiebige Antwort, doch die begleitende Handbewegung lies keine Zweifel offen. Später erfuhr Thorbi, dass WA eine zufällig rumstehende Flasche mit einem Mikrofon verwechselt hatte, probehalber reinsingen wollte, von der dabei rauslaufenden Flüssigkeit so überrascht wurde, dass ihm ein kleines ... äh ... Missgeschick passierte, auf dem er dummerweise ausrutschte und der Länge nach hinfiel. Als Profimusiker sollte man wirklich mehr drauf achten, was man vor dem Gig isst ...

Im Raum, dessen Türe immer noch offen stand, liefen mehrere wichtige Leute hin und her, und ein Oberwichtl rief mehrmals "*so könn ma den net rauslassn, der Siggl soll sofort kommen*". Der kam postwendend, sein Gesicht hinter einem Bass versteckend, (Fender, Shortscale), und verschwand flugs in der Türe, doch Thorbis Nachbarin hatte ihn schon erspäht. Ihr "*mei is der kloa*" war etwas deplaziert, und ihr "*is die Nikoll aa do*?" attestierte ihr eine gewisse Ignoranz, die dem Münchner Opernpublikum aber auch nachgesagt wird und stadttypisch ist. Denn der Eine hatte mit dem Anderen rein gar nichts zu tun, hier erhielt gerade eine im Stadtwesten bekannte Boygroup die Chance, groß rauszukommen, doch das ist eine andere Story. Von Backstage war nur mehr "*zwoa extra starke Kaffee für'n Barny*" zu hören, dann wurde die Tür zugeworfen, und Thorbi hatte wieder Ohren für seine Nachbarn.

© M. Zollner 2010

"*... hab ich schon Vorarbeiten für einen MAO-Hemmer-Test durchgeführt, etwa in der Art: Auf dem Zettel steht zwar, mit etwas Flüssigkeit nehmen, aber ich mache zuerst immer einen Trockentest. Schon dabei fühlt man eine Art Vibrieren, das den ganzen Körper durchdringt und selbst im Bauch spürbar ist. Nimmt man beide Tabletten zusammen, entsteht so eine Art glockiges, glasiges Gefühl, man durchlebt alle Höhen auf einmal, während die Einzeldosis, (und zwar die Tablette, die am Rand der Cartridge sitzt), mehr ein erdiges, die Gefühle verzerrendes Erlebnis bringt. Unsere Messung ergab, dass diese Tablette etwas schwerer war als ihre Kollegin: 3 gegen 2 Gramm. Dass die Anzeige der Küchenwaage in beiden Fällen zwischen 2 und 3 hin- und hersprang, müssen wir ja nicht dazuschreiben, oder?*" "*Und das geht so einfach, ich meine, so ganz ohne großes Drumrum?*" "*Natürlich, und am Ende schreiben wir noch eine plus/minus-Bewertung drunter ... und das einmal pro Monat.*" "*Aber wenn sich nun jemand auf unsere Bewertung verlässt, und das Zeugs kauft, ich meine – wir sind doch noch keine Profi-Pharmakologen, wenn da ein Fehler drin ist, kann's da keine Schadensersatzforderungen geben?*" "*Tja, Kohle will ich keine rausrücken, dann nehmen wir halt ein anderes Sujet ...*" er sah sich prüfend um, bis sein Blick an einem Musiker hängen blieb, der, leicht schwankend, '*wo's mei Ka...ffee*' lallte, und dabei Halt an einer Gitarre suchte (Fender, Strat, weiß, relic). "*Eine alte Stratocaster, das ist eine noch bessere Idee, wir könnten doch auch ein Fachmagazin für Gitarren herausgeben, oder?*" "*Aber so richtig Ahnung davon...*" "*Das macht nix, die anderen haben doch auch keine Ahnung. Ich schreib meinen Tabletten-Test über die MAO-Hemmer leicht um, Tonabnehmer statt Tablette, Henry statt Gramm, und du ...*" er unterbrach einen Moment, weil die Türe aufging, und eine Gestalt heraushuschte, hinter einem Fender-Shortscale Schutz suchend, "*du machst die Bass-Testberichte. Vielleicht kriegen wir ja noch ein Interview mit'm Amboss. Wenn der schon wieder einen Auftritt verkackt, kann er froh sein, wenn sich noch irgendjemand für ihn interessiert.*" "*Ja, aber besser erst morgen, wenn sich sein Zustand wieder normalisiert hat.*" "*Lieber keine Vermutungen, was bei dem normal ist. Wie heißt eigentlich die Ersatzband, die jetzt gerade einläuft*?" "*Irgendeine regionale Boygroup, irgendein Murphy, der Sänger wahrscheinlich.*" Und weil aus dem Hintergrund ein 'Basedow' zu hören war, kam's zu der viel beachteten Headline: AMBOSS WIEDER INDISPONIERT, MURPHY BASEDOW RETTET DEN ABEND MIT BAYERISCHEM POP. Das mit dem gründlichen Recherchieren werden sie schon noch lernen, den Umgang mit den Anwälten auch. Letztlich waren sie dann froh, dass (dank Thorbis dezenter Vermittlung) bei GuitarLicks&Tricks zwei neue Stellen geschaffen wurden, und so begannen zwei neue journalistische Karrieren ...

Amboss kam übrigens doch noch auf die Bühne, gerade als "Murphy Basedow" seine erste Zugabe spielte, war aber leider nur zu sehen, und nicht zu hören, weil er in eine zufällig rumliegende Flasche sang, die er für ein Mikrofon hielt. Umstehende sagten später, derartige Verwechslungen hätten auch ihr Gutes, aber das waren vermutlich fanatische Murphinisten. Die verstehen ja auch nicht, warum zwei Tage später in ebay ein Putzlumpen (*"nicht neu, mit Gebrauchsspuren, backstage im Beisein des Künstlers versiegelt"*) für 18 Euro versteigert wurde. Ja gut, man hatte sich mehr erhofft, aber dank prophetischer Weissagungen war man vorgewarnt gewesen: ... es is scho oos und du hast glaabt es fangt erst oon ...

© M. Zollner 2010

7.9 Das Holz bestimmt den Klang?

Mahagoni! Ahorn! Palisander! Gewöhnlich glaubt der Mensch, wenn er nur Worte hört, es müsse sich dabei auch etwas denken lassen. Die übliche Denke lautet: *"Die E-Gitarre ist ein hölzernes Musikinstrument. Bei jedem hölzernen Musikinstrument bestimmt das Holz den Klang. Je edler das Holz, desto edler der Klang."* Goethes Hexenküche – ein passender Ort für Blendwerk und Magie – birgt noch mehr Glaubensgrundsätze, doch soll, fernab aller Alchemie, der Physik Priorität eingeräumt werden: Wie schwingt der Gitarrenkorpus, und auf welche Weise beeinflusst die Korpusschwingung den Klang?

Jeder Gitarrenbauer lernt im Materialkunde-Unterricht, dass es verschiedenartige Tonhölzer gibt, deren Materialparameter den Klang bestimmen: *"Je dichter das Holz, desto brillanter, höhenreicher der Klang; je höher die Steifheit, desto länger das Sustain (P. Day)."* Bei diesen und ähnlichen Aussagen wird wie selbstverständlich angenommen, dass Erkenntnisse, die für Geigen und Akustik-Gitarren gelten mögen, auch für E-Gitarren zutreffen. Fügt man nun noch den Expertenrat hinzu, E-Gitarren zuallererst unverstärkt gespielt anzuhören, landet man schnell bei einen Konglomerat von Lehrmeinungen, die widersprüchlicher nicht sein können. Dabei würden zwei einfache Grundsätze weiterhelfen:

1) Die Elektro-Gitarre funktioniert ganz anders als die Akustik-Gitarre. Erkenntnisse, die bei der einen Gitarrenart gewonnen wurden, dürfen keinesfalls unbesehen auf die andere Gitarrenart übertragen werden.

2) Zwischen der Saitenschwingung und dem von der E-Gitarre direkt abgestrahlten Schall besteht ein Zusammenhang. Zwischen der Saitenschwingung und dem vom Lautsprecher abgestrahlten Schall besteht auch ein Zusammenhang – aber ein ganz anderer.

Die grundsätzlichen Unterschiede zwischen A- und E-Gitarre werden deutlich, wenn man den Energiefluss betrachtet: Die Gitarrensaite erhält beim Anzupfen Schwingungsenergie, die teils in Schallenergie, teils in Wärmeenergie umgewandelt wird. Die nicht untypische Anregungsenergie E = 3.6 mWs entspricht gerade einem Milliardstel Kilowattstunde – sehr wenig im Vergleich zu Haushaltsgeräten, aber genug, um gut hörbaren Schall zu produzieren. Mit einer A-Gitarre lässt sich hiermit am Ohr des Gitarristen ein Schallpegel von ca. 94 dB erzeugen, die Les Paul erreicht mit dieser Anregung nur ca. 64 dB. 30 dB Pegeldifferenz bedeuten ein Leistungsverhältnis von 1000:1, und damit wird quantitativ bestätigt, was qualitativ bekannt war: Die E-Gitarre ist eine sehr ineffiziente Schallquelle, zumindest, was ihren direkt abgestrahlten Primärschall betrifft. Die E-Gitarre wurde aber auch nicht zur Primärschallerzeugung gebaut, sie soll eine elektrische Spannung produzieren. Der große Unterschied zwischen diesen beiden Betriebsarten: Bei der A-Gitarre muss die Schallenergie "durch" den Korpus, also "durch" das Holz, bei der E-Gitarre wird hingegen der Teil der Schwingungsenergie abgenommen, der "vom Holz zur Saite reflektiert" wird. Alle Vermutungen, dass (auch) bei der E-Gitarre die Schwingungsenergie bestmöglich in den Korpus geleitet werden müsse, sind falsch: *"Der größte Teil der Saitenschwingungen soll an den Korpus weitergeleitet werden. Wird selbiger nämlich mit ungehemmter Schwingungsenergie versorgt, entwickelt sich ein Maximum an Ton und Sustain [G&B 12/05]."* Wie soll die Saite lange nachschwingen (ein langes Sustain haben), wenn ihre Schwingungsenergie im Korpus gelandet ist? Energie, so besagt es der Energiesatz, entsteht nicht aus dem Nichts. Die Anregungsenergie ist nur einmal vorhanden; der Teil, der hiervon in den Korpus geleitet wird, fehlt der Saite. Ein Beispiel für ein Instrument, das der Saite in kurzer Zeit viel Schwingungsenergie entzieht, ist das Banjo: Dessen Klang ist aber nun wirklich nicht E-Gitarren-ähnlich.

© M. Zollner 2010

Systemtheoretisch stellt die Saite eine **mechanische Leitung** dar, auf der sich Wellen ausbreiten. Treffen diese Wellen auf den Steg- oder Kopfsattel, wird ihre Energie teils reflektiert, teils vom Sattel (und der angrenzenden Struktur) absorbiert. Auch hierbei gilt der Energiesatz: Die Summe von reflektierter und absorbierter Energie entspricht der zum Sattel laufenden Wellenenergie. Hohe Absorption wird erreicht, wenn Wellenwiderstand und Sattelimpedanz vergleichbare Werte aufweisen, geringe Absorption tritt auf, wenn Wellenwiderstand und Sattelimpedanz sehr unterschiedlich sind. Der **Wellenwiderstand** der Saite (Kap. 2) hängt von deren Durchmesser und Material ab, typisch sind 0.2 Ns/m (E_4-Saite) bis 1 Ns/m (E_2-Saite). Dies sind sehr kleine Werte, verglichen mit typischen Sattelimpedanzen (100 – 1000 Ns/m). Die Situation ist vergleichbar einer Luftschallwelle, die auf eine Betonmauer trifft: Weil sich auch hier die Wellenwiderstände um mehrere Zehnerpotenzen unterscheiden, wird fast die gesamte Schallenergie reflektiert. So auch bei der Saite: Die Saitenschwingung wird nicht zum größten Teil in den Korpus geleitet, sondern zum größten Teil reflektiert. Bei der massiven E-Gitarre sind für tieffrequente Teiltöne 99.9% **Reflexionsgrad** nicht untypisch: Von der am Sattel ankommenden Schwingungsenergie werden 99.9% reflektiert, und nur 0.1% wird absorbiert. Anders könnte auch gar keine lang dauernde Schwingung entstehen: Würden bei einer E_2-Saite bei jeder Reflexion 50% der Energie absorbiert, nach nur 10 Reflexionen wären nur noch 0.1% der Anfangsenergie vorhanden. Und 10 Reflexionen sind bei der E_2-Saie schon nach 60 ms durchlaufen! Bei 99.9%-iger Reflexion sind hingegen nach 1000 Reflexionen (6 s) immerhin noch 37% der Anfangsenergie vorhanden♣. Zwischen der Nachklingdauer (dem **Sustain**) und dem Absorptionsgrad besteht somit ein einfacher Zusammenhang: Je größer die Absorption, desto kürzer das Sustain. Und genau hier setzt nun eine Erklärung an, die nicht so leicht zu widerlegen ist: Wenn der Klang vom Sustain abhängt, und das Sustain von der Absorption, und die Absorption von Sattel und Korpus, dann bestimmt doch das Korpusholz, wie die E-Gitarre klingt?

Angesichts der heftigen und kontroversen Diskussionen zum Thema Tonholz bei E-Gitarren soll Platz für ein paar grundsätzliche Überlegungen sein: Wenn eine Saite nur einmal angeschlagen wird, nimmt ihre Schwingungsenergie im Lauf der Zeit ab. Die Hauptgründe hierfür: Direkte Schallabstrahlung, innere Absorption, und Lagerabsorption. Der *erste* Effekt ist so gering, dass er zumeist vernachlässigt wird. Der *zweite* Effekt ist bei Massivsaiten im mittleren und hohen Frequenzbereich wesentlich, wie in Kap. 7.7 ausführlicher erläutert. Der *dritte* Effekt ist der einzige, der mit den Korpusparametern in Verbindung gebracht werden kann. Vernachlässigt man die ersten beiden Effekte, wird die Saitenschwingung – und damit eine Komponente des Klangs – tatsächlich vollständig vom Korpus bestimmt. Wobei aber "Korpus" hier sehr allgemein definiert ist, und alles beinhaltet, was an die Saite angrenzt. Also auch den Steg, der z.B. Gibson-typisch aus immerhin 18 Einzelteilen besteht (ABR-1). Allenthalben findet man ausufernde Elegien, dass die unendlich seltenen Tonhölzer der frühen Les-Pauls heute nicht mehr verfügbar seien, und deshalb der Klang dieser Originale auch nie mehr dupliziert werden könne. Erstaunlicherweise wird so gut wie nie gefragt, wie gut denn die Einzelteile der **ABR-1-Bridge** entgratet waren, und wie gut der Kraftschluss zwischen den verschiebbaren Stegreitern und ihrem Unterbau ist. Das Abklingen einzelner Teiltöne wird von den Lagerimpedanzen des Steg- und insbesondere des Kopfsattels mitbestimmt: Ehe die Schwingungsenergie im Korpus ankommt, muss sie durch Kopf-/Stegsattel; je stärker diese die Schwingung reflektieren, desto unwichtiger wird das Korpusmaterial.

Das alles gilt nun aber auch für die Akustik-Gitarre – was unterscheidet ihre Schallerzeugung so grundlegend von der einer Elektro-Gitarre?

♣ Andere Absorptionsmechanismen werden hierbei vernachlässigt.

© M. Zollner 2010

Bei der A-Gitarre muss **der abzustrahlende Schall** erst einmal vom Sattel durch den Korpus an die abstrahlende Oberfläche des Instruments gelangen; damit wirkt sich der Korpusaufbau von der ersten Millisekunde an auf den Schall aus. Die Decke der A-Gitarre, ihre Beleistung, ihre Form, die Stegposition, all das beeinflusst den abgestrahlten Luftschall vom ersten Moment an. Die Rückwirkung dieser Details auf den Reflexionsgrad ist aber eher gering. Muss gering sein, damit überhaupt eine Schwingung entstehen kann. Genau hier ist der erfahrene Gitarrenbauer gefordert: Die Optimierung dieses hölzernen Übertragungsfilters erfordert viel Fachwissen, und – unbestritten – spezielle Materialien. Während nun der Korpus den *abgestrahlten* Schall vom ersten Moment an formt, geschieht *auf der Saite* etwas ganz anderes: Ihre Schwingung wird zu Beginn vom Korpus eher wenig beeinflusst, erst im Lauf der Zeit kann die Lagerabsorption Einfluss nehmen. Deshalb klingen zwei E-Gitarren, die mit gleichem Magnettonabnehmer und gleicher Saite ausgestattet sind und identisch angezupft werden, im ersten Moment sehr ähnlich. Egal, aus welchem Holz sie sind[♣]. In ihrem akustischen Klang könnten sie sich schon unterscheiden, das mechano-akustische Übertragungsfilter kann u.U. sehr unterschiedlich sein, seine Rückwirkung auf die anfängliche Saitenschwingung ist aber bei üblichen E-Gitarren eher gering. Und es ist nicht zielführend, jetzt die berühmte Gummigitarre zu zitieren, deren Klang miserabel gewesen sein soll (so sie überhaupt Realität wurde): Vermutlich liegt ihre Sattelimpedanz eben nicht um Zehnerpotenzen über dem Wellenwiderstand, vermutlich ist ihr Absorptionsgrad größer als 0.1%, vermutlich ist die Gummigitarre reine Fiktion.

Die grundsätzlichen Unterschiede zwischen "elektrischem" und "akustischem" Klang bei E-Gitarren soll ein **Beispiel** erläutern: Zwei E-Gitarren reflektieren bei 300 Hz in gleicher Weise 99.9% der Wellenenergie, bei 600 Hz soll die eine Gitarre (Git_1) 99.9% reflektieren, die andere (Git_2) soll 99.6% reflektieren; die der Saite entzogene Energie soll (idealisiert) vollständig als Luftschall abgestrahlt werden. Bei identischer Saitenanregung werden dann beide Gitarren bei 300 Hz dieselbe Schallenergie abstrahlen, bei 600 Hz wird sich ihre abgestrahlte Schallenergie hingegen um den Faktor 4 unterscheiden: Git_2 strahlt den 600-Hz-Bereich lauter ab, vierfache Energie entspricht einer Pegeldifferenz von 6 dB. Die unterschiedliche Absorption bewirkt neben Unterschieden im abgestrahlten Luftschall aber auch ein unterschiedlich schnelles Abklingen der Saitenschwingung: Bei Git_1 sind nach 50 Reflexionen noch 95% der anfänglichen Schwingungsenergie vorhanden, bei Git_2 sind's nur mehr 82%. Im Pegelmaß ausgedrückt: Bei Git_1 fällt der 600-Hz-Pegel während der ersten 50 Reflexionen um 0.22 dB, bei Git_2 um 0.87 dB. Der akustische Klang offenbart somit vom ersten Moment an 6 dB Unterschied, der elektrische Klang ist zunächst identisch, und ändert sich während der ersten 50 Reflexionen um 0.6 dB. Lässt man jetzt noch die idealisierende Annahme fallen, dass alle absorbierte Energie zu Luftschall wird, und erlaubt **Dissipation** (die absorbierte Energie wird teilweise in Wärme umgewandelt), so könnte man im Luftschall sowohl größere, als auch kleinere Pegelunterschiede produzieren. Um es auf die Spitze zu treiben: Beide Gitarren werden durch einen kleinen Aktor in identischer Weise angezupft, aber die eine liegt in einem geschlossenen Gitarrenkoffer (dessen Deckel die Saiten nicht berührt). Wie werden sich jetzt wohl die elektrischen Klänge unterscheiden? Und wie die akustischen??

Das **Fazit** dieser Betrachtungen kann somit nur lauten: Korpusgeometrie und -materialien formen den abgestrahlten Luftschall vom ersten Moment an – auf den für die Klangwahrnehmung wichtigen Attack des "elektrischen Klanges" haben sie aber nur einen untergeordneten Einfluss. Der von einer E-Gitarre abgestrahlte Luftschall korreliert zwar mit der Tonabnehmerspannung, aber auf sehr individuelle Weise.

[♣] Vorausgesetzt, die Saite kann frei schwingen, und prallt nicht auf die Bünde.

© M. Zollner 2010

Wie sehr sich das Luftschallspektrum bei identischem Tonabnehmerspektrum ändern kann, verdeutlicht das folgende Beispiel: Bei einer Strat-ähnlichen **Squier Super-Sonic** wurden gleichzeitig das Tonabnehmersignal und zwei Mikrofonsignale aufgezeichnet (**Abb. 7.91**). Ein Mikrofon war an der Position, an der sich üblicherweise das Ohr des Gitarristen befindet, das andere Mikrofon nahm den Luftschall 50 cm vor der Gitarre auf. Die beiden Luftschalle unterscheiden sich deutlich, weil die Gitarre in mehreren Frequenzbereichen als Dipol wirkt: Vorder- und Rückseite strahlen gegenphasig ab, in der Korpus-Ebene kommt es zu destruktiven Interferenzen (Auslöschungen). Diese Klangunterschiede werden auch hörbar, wenn man beim Spielen die Gitarre etwas um ihre Längsachse dreht: Sofort ändert sich der akustische Klang. Dass sich hierbei der elektrische Klang nicht ändert, müsste auch dem größten Skeptiker klar sein. Ein letztes Beispiel: Der akustische Klang der Squier ändert sich auch hörbar, wenn man den Gitarrenkorpus beim Spielen auf eine Tischplatte aufsetzt, da hierbei die abstrahlende Fläche vergrößert wird. Man könnte auch sagen, weil hierbei der Korpus vergrößert wurde. Den elektrischen Klang beeinflusst diese Änderung aber nicht hörbar.

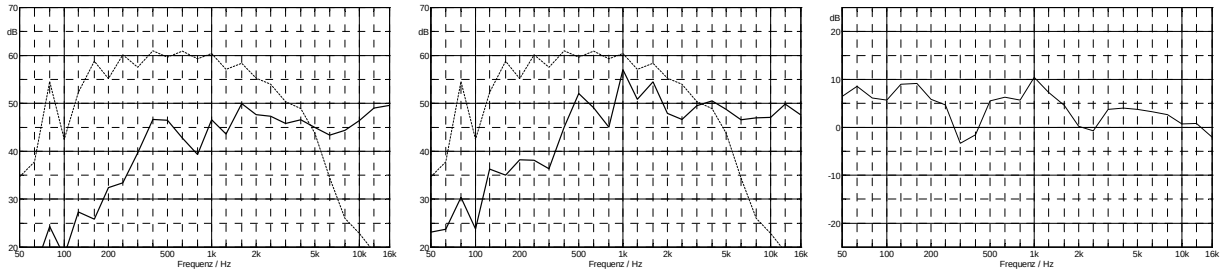


Abb. 7.91: Terzspektren einer Squier Super-Sonic: Luftschall (——), Tonabnehmerspannung (----).
Mikrofon in Korpusebene (li.), Mikrofon vor der Gitarre (Mitte), Pegelunterschied der Luftschallspektren (re.).

Hätte das Korpusholz wesentlichen Einfluss auf den "elektrischen Klang" einer E-Gitarre, so müsste man in der entsprechenden Fachliteratur klare Zuordnungen zwischen Holzart und Klangattributen finden. Die finden sich auch, aber in erstaunlicher Meinungsvielfalt, z.B. für **Erle**: *Lieblich; weich; warm; viele Obertöne; zurückhaltender Höhenanteil; zart; fette Bässe; eher dezenter Bassanteil; kräftige Mitten; runder Mittenanteil; viel Sustain; akzentuiert; schwammig; präsent; undifferenziert; ausgeglichen; voller Ton; dünner im Sound als Linde.* Wie kann ein Holz sowohl einen akzentuierten, als auch einen schwammigen Ton erzeugen? Wie gleichzeitig fette Bässe mit eher dezentem Bassanteil? Natürlich: Das schreibt nicht ein und derselbe Autor, das ist eine Tour d'Horizon quer durch viele Fachartikel. Es gibt mehrere Erklärungen für diese offensichtlichen Gegensätze: Da wird erst gar nicht erläutert, ob der elektrische oder der akustische Klang der E-Gitarre gemeint ist, weil ja (vermeintlich) sowieso jeder weiß, dass da kein großer Unterschied besteht: *Die Strom-Brettgitarre ist in erster Linie ein akustisches Instrument. Die Hölzer machen den Klangcharakter aus, die Pickups nur zu ganz geringem Teil. Und so kann ein Humbucker der Strat mit Erle- oder Eschekorpus noch lange nicht die charakteristische Klang- und Attack-Entfaltung austreiben [Udo Klinkhammer, G&B 2/00]*. Oder es werden Anleihen beim **Geigenbau** genommen, weil: Was bei der Geige stimmt, kann bei der Gitarre nicht falsch sein. Natürlich: Die Saitenanzahl differiert geringfügig, und auch Größe und Gewicht sind, zugegeben, unterschiedlich. Und, ja gut, Strom-Brettgeigen hat Stradivari auch noch nicht gebaut, und Bünde hat sie auch nicht. Aber: Beide sind aus Holz! Jedoch: *Die offenbar gültige Formel, dass altes Holz immer auch gutes Holz sei, ist nur teilweise richtig. Man muss schon etwas genauer hinschauen, und das führt uns geradewegs zu den italienischen oder alpinen Geigenbauern. ... Nur sogenanntes Klangholz bringt nach der Bearbeitung schließlich saubere Vokaltöne, eine dynamische und prompte Ansprache sowie diese betörende Tragweite oder Durchsetzungskraft [G&B 1/06]*.

© M. Zollner 2010

Tragweite! Bei der E-Gitarre! Denn die Bilder zum oben zitierten Text zeigen eindeutig Les Paul und Stratocaster. Das Dogma vom Holzklang sitzt tief – so tief, dass so mancher Autor die Rolle rückwärts macht und gleichzeitig dafür und dagegen ist: *Jedes Stück Holz hat seinen Eigenklang*, liest man da etwa in einem Buch über E-Gitarren. Ein paar Seiten weiter meint derselbe Autor (im selben Buch): *Der Klang der E-Gitarre hängt weitgehend vom Pickup ab*, um dann in einer Neuauflage zu verkünden: *Der Korpus hat (auch bei der Solid-Gitarre) entscheidenden Einfluss auf den Sound.* Im selben Buch lesen wir dann 6 Seiten weiter hinten: *Der unterschiedliche Klang der E-Gitarren liegt zum großen Teil auch an den Tonabnehmern.* Noch extremer in einem anderen Buch: *Massive Gitarren können jedoch in nahezu allen Formen und Größen hergestellt werden, ohne dass dadurch bedeutende Auswirkungen auf den Klang zu erwarten wären*. 65 Seiten weiter hinten meint derselbe Autor: *Die Klangcharakteristik der E-Gitarre wird maßgeblich von der Auswahl der Hölzer bestimmt. Tonabnehmer und Verstärker unterstützen den Gitarrenklang, ändern, beeinflussen oder prägen ihn aber selten grundlegend*. Auch in Testberichten können die Texter nicht mehr aus dem selbstgeschnürten Korsett. Einerseits: *Die Korpushölzer prägen den Fender-Sound natürlich ganz entscheidend. Esche klingt heller und obertonreicher als Erle, und hat ein längeres Sustain*. Andererseits: Esche-Strat vs. Pappel-Strat: *Nur winzige Klang-Unterschiede*. Erle-Strat vs. Pappel-Strat: *Unterscheiden sich nur um feinste Abstufungen*. Mahagoni-Squier vs. Linde-Squier: *Nahezu identischer Klang* [Testberichte aus Gitarre & Bass].

Inwieweit tatsächlich das Korpusholz den (elektrischen) Klang einer E-Gitarre prägt, soll zunächst unter der Randbedingung untersucht werden, dass die Saite nach erfolgter Anregung frei Ausschwingen kann (d.h. nicht auf die Bünde prallt). Hierzu wurden Messungen an einer **Les Paul '59** (Historic Collection) durchgeführt, auf die als D-Saite eine massive 26-mil-Saite aufgezogen war (Grundfrequenz = 200 Hz). Diese Saite wurde knapp neben dem Kopfsattel mit einem kurzen Impuls angeregt, knapp neben dem Stegsattel erfolgte die Messung der griffbrettnormalen Schnelle mit dem Laser-Vibrometer. In **Abb. 7.92** sind Spektren der ersten 21 ms dieser Schnellesignale dargestellt. Die Kürze des Analyseintervalls bedingt ein relativ breites Leakage, d.h. eine Verbreiterung der Spektrallinien. Näherungsweise entspricht der Anregungsimpuls einer Sinushalbwelle, die spektrale Hüllkurve lässt sich dann als Überlagerung zweier si-Funktionen darstellen. Die zweite Bildzeile zeigt eine derartig vereinfachte Modellbetrachtung. Die Übereinstimmung ist relativ gut, nur an einigen Stellen weichen die Messergebnisse signifikant ab – diesen Abweichungen gilt die folgenden Betrachtung.

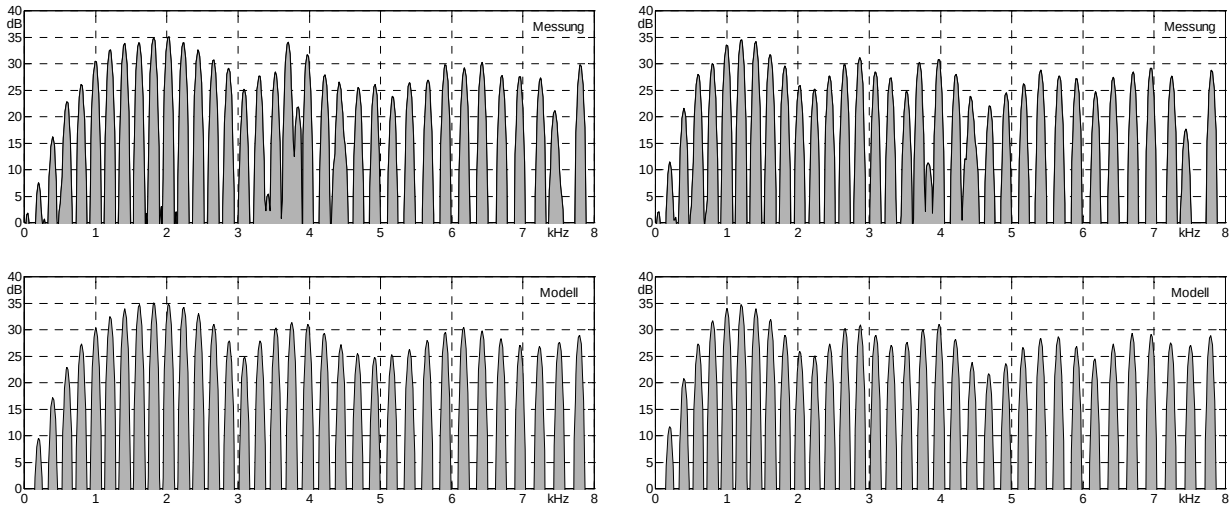


Abb. 7.92: Spektren über die ersten 21 ms nach dem Anschlag. Zwei verschiedene Anschläge (rechts/links). In der zweiten Bildzeile sind berechnete Spektren eines vereinfachten Modells dargestellt.

© M. Zollner 2010

Alle Messungen bestätigen die Hypothese, wonach das **Attack-Spektrum** im Wesentlichen von der Saitenanregung bestimmt wird. Der Unterschied zwischen den in Abb. 7.92 links bzw. rechts gezeichneten Spektren besteht lediglich darin, dass der Anregungsort auf der Saite um wenige Millimeter verschoben wurde, wodurch Impulsdauer und -hüllkurve verändert werden. An zwei Frequenzstellen (3.7 kHz, 7.4 kHz) weichen nun die Messungen in zweierlei Weise von der Modellhüllkurve ab: Sowohl Teilton*frequenzen* als auch Teilton*pegel* fallen aus dem Rahmen, und zusätzlich ist um 3.8 kHz ein Teilton zu sehen, der nicht in das Frequenzraster passt. Alle diese Abweichungen sind eindeutig auf die Saitenlagerung zurückzuführen – aber nicht zwangsläufig auf das Korpusholz. Abweichungen bei den Teiltonfrequenzen wurden schon in Kap. 2.5 erläutert: Ein federndes Lager verlängert die effektive Saitenlänge und erniedrigt die Schwingfrequenz, ein massebehaftetes Lager verkürzt die Saite und erhöht die Schwingfrequenz. Auch zusätzliche Teiltöne wurden schon in Kap. 2.5 und Kap. 7.5 als Auswirkung einer allpasshaltigen Lagerimpedanz hergeleitet. Die Lagerimpedanz ist eben nicht unendlich, sondern hängt in komplizierter Weise von der Frequenz ab. Ihr frequenzabhängiger Imaginärteil lässt die effektive Saitenlänge frequenzabhängig werden, was zu **Teilton-Verstimmungen** führt; ihr frequenzabhängiger Realteil ergibt frequenzabhängige **Teiltonabklingzeitkonstanten**. All dies sind saitenspezifische Lagerwirkungen, deren genaue Ursache durch die folgenden Abklinganalysen dokumentiert werden soll.

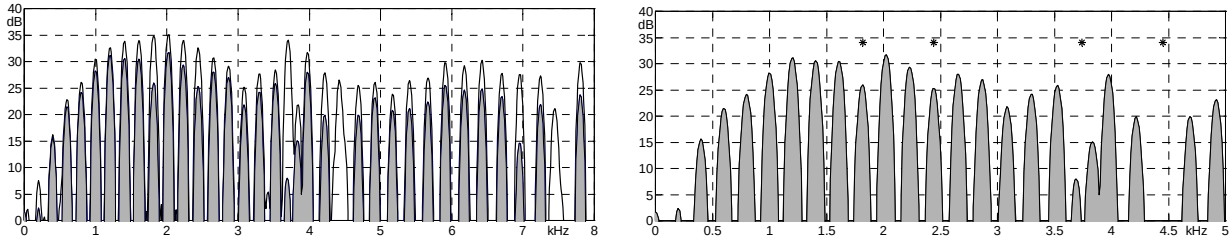


Abb. 7.93: Zwei übereinanderliegende Spektren, gemessen in 100 ms Abstand. Frame = 21 ms, Kaiser-Window. Im rechten Bild ist nur das nach 100 ms gemessene Spektrum dargestellt. * = Bereiche hoher Dämpfung.

In **Abb. 7.93** sind Messergebnisse einer Saiten-Abklinganalyse dargestellt. Direkt nach dem Anschlagen der Saite und 100 ms später wurde ein je 21 ms langer Signalausschnitt mittels DFT-Analyse in der Spektralbereich transformiert. Aus dem Vergleich der beiden Spektren (weiß gegen grau) erkennt man, welche Teiltöne besonders schnell abklingen: Die größte Dämpfung findet man bei ca. 4.4 kHz, sie wird gleich im Anschluss analysiert. Die zweitgrößte Dämpfung tritt **bei ca. 3.8 kHz** auf. Ihre Ursache erschließt sich, wenn man die ersten Millisekunden des Signals betrachtet (**Abb. 7.94**). Noch ehe die relativ langsame Biegewelle den Messpunkt erreicht hat (was bei ca. 1 ms der Fall ist), wird eine schnelle **Dehnwelle** mehrmals hin- und herreflektiert. Ihre Auswirkungen sind nur als evozierte Transversalwelle für das Laser-Vibrometer sichtbar, wie in Kap. 7.5.2 ausführlich erläutert. Da der Dehnwellenwiderstand ca. 20 mal so groß ist wie der Transversalwellenwiderstand [siehe Anhang], findet dieser Wellentyp am Lager wesentlich bessere Anpassungsbedingungen, d.h. eine wesentlich größere Dämpfung vor.

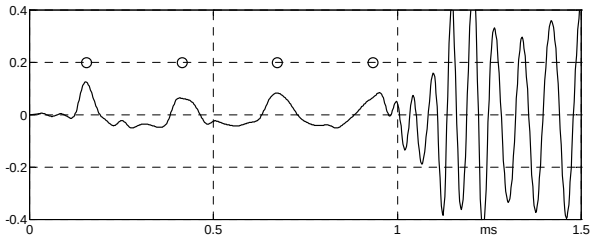


Abb. 7.94: Gemessene Querschnelle der Saitenschwingung. Die eingezeichneten Kreise markieren die Periode einer 3800-Hz-Schwingung.

© M. Zollner 2010

Die einfache Formel der Dehnwellen-Grundfrequenz bestätigt die ungefähre Frequenzlage, liefert gegenüber der Messung aber einen etwas zu großen Wert: Mit 63 cm Saitenlänge und ca. 5 km/s müssten sich ca. 4 kHz ergeben, und nicht 3.8 kHz. Zum einen sind aber Dichte und E-Modul der Saite nicht genau bekannt, zum anderen gilt auch für Dehnwellen: Die Lagerimpedanz bestimmt die Reflexionsphase und damit die genaue Schwingfrequenz. Zur Sicherheit wurde die Saitenlänge durch Aufsetzen eines Kapodasters um 6% verkürzt, worauf die Frequenz der betrachteten Irregularität von 3.8 kHz auf 4 kHz zunahm. Ganz allgemein gilt aber für diese und alle folgenden Interpretationen: Die untersuchten Irregularitäten entstehen nicht als abgegrenzte, isolierte Effekte, sondern beim Zusammenspiel vieler Komponenten; Monokausalität darf hierbei nicht generell erwartet werden.

Nun zu der extremen Dämpfung des **4.4-kHz-Teiltons**, dessen Pegel in den ersten 100 ms um bis zu 50 dB abnimmt. Ursache dieser Dämpfung ist die Querwellenresonanz des hinter dem Steg liegenden Saitenrestes. Bei der 59er Les Paul laufen die Saiten am Steg mit einem Knick über einen justierbaren, pultdachförmigen Reiter (= Stegsattel). Das daran anschließende Saitenreststück endet nach ca. 3 cm am Saitenhalter (Stop-Tailpiece). Da man den Stegsattel in erster Näherung für Querbewegungen als unnachgiebig annehmen kann, müsste eine Biegewelle eigentlich am Sattel reflektiert werden. Wegen der nicht ganz zu vernachlässigenden Biegesteifigkeit der Saite kommt es aber zu einer **Biegekopplung** der beiden Saitenteile, wie in Kap. 2 ausführlich erläutert. Dass die Grundfrequenz der Restsaite tatsächlich 4.4 kHz beträgt, lässt sich leicht bestätigen, wenn man den Messpunkt des Laser-Vibrometers auf die Restsaite richtet. Eine weitere Bestätigung liefert eine kleine Metallklammer, die auf die Restsaite aufgesetzt wird, und deren Eigenresonanzen verstimmt – hierdurch verschiebt sich die Dämpfung von 4.4 auf 4.6 kHz (**Abb. 7.95**).

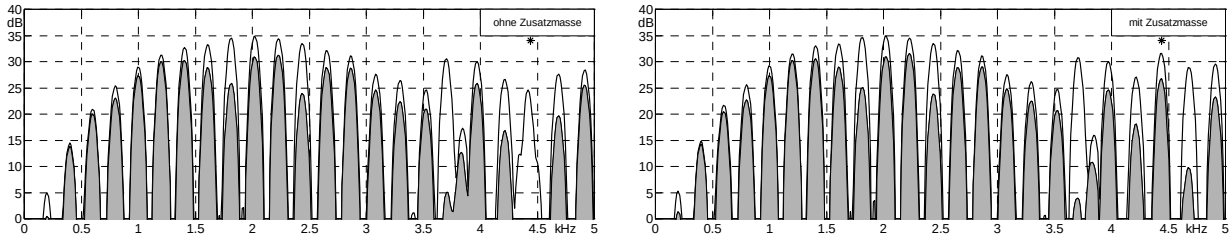


Abb. 7.95: Änderung der Teiltondämpfung durch Aufsetzen eine Zusatzmasse auf der Restsaite. ∗ = 4.44 kHz.

Als nächstes fällt die Dämpfung des 12. Teiltons (**2.44 kHz**) ins Auge. Mit ca. 10dB / 100ms schon nicht mehr so stark ausgeprägt wie bei den o.a. Teiltönen, aber immer noch deutlich stärker als bei den meisten anderen. Das Aufsetzen der Klammer auf die Restsaite hatte keine Auswirkung für diesen Teilton, Ursache seiner Dämpfung ist eine Eigenresonanz des vielgerühmten **Gibsonsteges** (ABR-1-Bridge), wie wiederum mit einer kleinen Klammer gezeigt werden kann – jetzt allerdings auf den Steg aufgesetzt (**Abb. 7.96**). Das Aufsetzen derartiger Zusatzmassen ist eine einfache und schnelle Alternative zu aufwändigen Scanning-Analysen. Zwar kann hiermit nicht die Schwingform des Steges ermittelt werden, seine Beteiligung an der Teiltondämpfung ist aber leicht nachweisbar. Vor dieser Messung war zur Optimierung der Oktavreinheit der Stegreiter leicht verdreht worden – auch das hatte bereits Auswirkungen auf das Abklingen mehrerer Teiltöne. Das Anbringen einer kleinen Klammer am ABR-1-Steg verstimmte die Stegresonanzen, was zu weiteren Änderungen im Teiltonabklingen führte. Sowohl die 2.44-kHz-Dämpfung als auch die 1.82-kHz-Dämpfung können mithilfe dieser Steg-Modifikationen auf Stegresonanzen zurückgeführt werden, die aber immer im Zusammenhang mit Restsaite und Tailpiece gesehen werden müssen.

© M. Zollner 2010

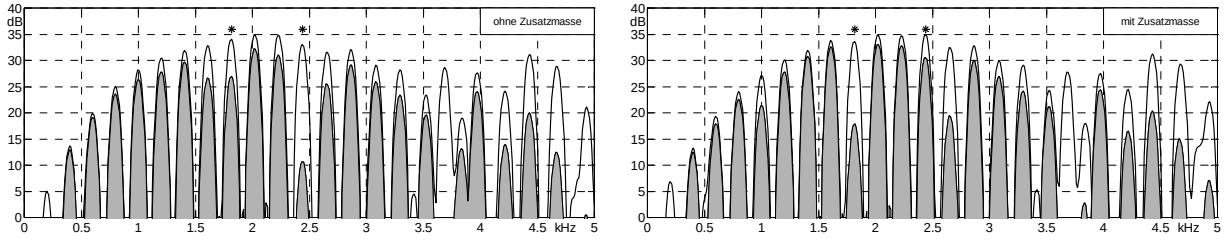


Abb. 7.96: Änderung der Teiltondämpfung durch Aufsetzen eine Zusatzmasse auf den Steg. ∗ = 1.82 / 2.44 kHz.

Wie schon so oft soll auch hier darauf hingewiesen werden, dass **Dämpfungen** bei Musikinstrumenten nicht generell schlecht sind. In individuellen Teiltondämpfungen kommt der Charakter des Instruments zum Ausdruck: Erst **Imperfektion ergibt Individualität**. Etwas vereinfacht: Anschlag und Tonabnehmer ergeben die spektrale Hüllkurve, die Saitenlager bestimmen das Abklingen der Teiltöne. Was hierbei gut oder schlecht klingt, entscheidet der Zuhörer, nicht der Analysator. Was überhaupt hörbar ist, auch. Denn nicht alle Effekte, die in einem FFT-Spektrum sichtbar werden, sind auch hörbar.

Ob Teiltöne überhaupt hörbar sind, hängt von so vielen Parametern ab, dass alleine darüber ganze Bücher geschrieben werden [12]. Wenn statt des 2.44-kHz-Teiltones der 2.66-kHz-Teilton schneller abklingt, so ist dies im Laborversuch eben hörbar. Eine Grundsatzdiskussion in Richtung gute/schlechte Gitarre darf man deswegen keinesfalls beginnen. Und, der Kapitelüberschrift gedenkend: Vom Korpusholz kommen alle diese Effekte nicht, das sind Saiten- und Steg-Artefakte. Durchaus erhebliche Artefakte, solange man die physikalischen Parameter betrachtet, aber "fast unerhebliche" Artefakte, wenn man zur subjektiven Wahrnehmung wechselt. Die Resonanzen des Gibson-Steges dämpfen die Teiltöne etwas unterhalb und etwas oberhalb von 2 kHz, und führen zu einer Verfärbung, der ein Sprachforscher eine Tendenz ins "ü-hafte" attestieren würde, weil der zweite ü-Formant in etwa in diesem Bereich liegt (Abb. 8.44). Noch höherfrequente Dämpfungen verlieren an einer humbuckerbestückten Gitarre schnell an Bedeutung: Hier endet der Übertragungsbereich dieser Tonabnehmer, so dass als Haupteffekt zunächst nur die Stegresonanzen auffallen. Und Halsresonanzen, wie die Messungen aus Kap. 7.7.4.4 gezeigt hatten. Es ist unmöglich, einen resonanzfreien **Hals** zu fertigen: Aus Dichte und E-Modul resultieren Massen und Federn, und daraus zwangsläufig Resonanzen. In **Abb. 7.97** sind drei Eigenformen eines einseitig eingespannten (geklemmten) Balkens dargestellt. Auf die Gitarre übertragen wäre links der Korpus, rechts die Kopfplatte. Gegenüber diesem Ideal weichen die realen Halsschwingungen etwas ab, weil der Korpus für den Hals kein völlig unbewegliches Lager darstellt, weil der Halsquerschnitt ortsabhängig ist, und weil außer den hier dargestellten Biegebewegungen auch eine Torsion (Verdrillung) des Halses stattfindet [Fleischer 2006].

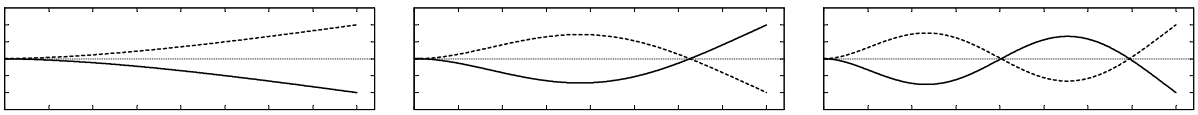


Abb. 7.97: Eigenschwingungsformen des einseitig geklemmten Balkens

Sieht man von überlangen Baritongitarren und kurzen 24"- oder 22.5"-Gitarre ab, so sind die Halslängen der meisten E-Gitarren sehr ähnlich, und deshalb ergeben sich auch ähnliche Eigenresonanzen. Nicht identische, aber ähnliche. Die Halsbreite mag mit ±5% variieren, die Halsdicke mit ±10%, dramatische Variationen sind das nicht. Auch Griffbrettmaterial und -dicke modifizieren die Halsresonanzen etwas, sowie Größe und Symmetrie der Kopfplatte.

© M. Zollner 2010

Fleischer identifiziert beim Vergleich unterschiedlicher Gitarren [2001] die Asymmetrie der Kopfplatte als Ursache von Torsionsresonanzen: *Unterhalb des tiefsten Gitarrentones (83 Hz) tritt eine Biegeschwingung auf, der hinsichtlich der Tonerzeugung keine unmittelbare Bedeutung zuzumessen ist. Oberhalb wurden zwei charakteristische Biegeschwingungsformen nachgewiesen, die bei weitgehend symmetrisch aufgebauten Gitarren Frequenzen von etwa 200 Hz bzw. 450 Hz haben. Erstere spaltet sich bei Gitarren mit asymmetrischem Wirbelbrett infolge zusätzlicher Torsionsschwingungen in zwei Varianten auf, deren Frequenzen um bis zu 50 Hz größer bzw. kleiner als die der "sortenreinen" Hauptschwingung sein können. Eine Aufspaltung der zweiten dieser Biegeschwingungsformen wurde nur bei einer extrem asymmetrischen Gitarre (Gibson Explorer) beobachtet.* Bei seinen Eigenfrequenzen lässt sich der Hals besonders leicht zum Mitschwingen anregen – aber nur, wenn nicht gerade in einem Schwingungsknoten angeregt werden soll. Fällt die Anregungsstelle (das Saitenlager) jedoch mit einem Schwingungsbauch zusammen, kann viel Schwingungsenergie von der Saite auf den Hals übertragen werden, wodurch die Saitenschwingung stark bedämpft wird. Bei der leer gespielten A-Saite tritt dieser Fall beim zweiten Teilton (220 Hz) auf: Die in Kap. 7.7 dargestellten Abklinganalysen zeigen ein relativ schnelles Abklingen dieses Teiltones, was seine Ursache in einer Halsresonanz hat. Aber halt nicht nur darin, denn auch die **Greifhand** kann als Absorber wirken, wenn sie die Halsrückseite berührt. Und selbst der **Bauch**, der ja immer in irgendeiner Weise den Gitarrenkorpus berührt. Hat eigentlich schon mal jemand die Bauch-Admittanz eines Heroin-Junkies mit der eines, sagen wir mal, in Ehren gealterten Blues-Blackies verglichen? Nein? Aber das Holz der 61er Strat mit dem der 64er, gell, das schon! *Ein echter Kenner hört etwa in einer 61er Strat völlig andere Eigenschaften als in einer späten 64er [G&B 3/06]*. Dabei haben wir doch gerade gelernt: Anregung eines Schwingungsbauches... Tschuldigung, B.B..

Fassen wir zusammen: Der Korpus hält Hals und Steg zusammen, und ist deshalb nicht völlig unbeteiligt am Geschehen. Für den Steg stellt er aber ein praktisch unbewegliches Fundament dar, solange es sich um die hier betrachteten Massivgitarren handelt. Für den Hals ist der Korpus nicht generell unnachgiebig, und deshalb hängt die exakte Frequenz einer Halsresonanz auch vom Korpus ab. Ehe man jetzt aber über Erle/Esche-Unterschiede spekuliert, sollte man sich die Halsbefestigung genauer ansehen: Lackreste oder gar untergelegte 'Shims', buckelige Kontaktflächen und lockere Schrauben sind ebenso potentielle Problemquellen wie hohl aufliegende und/oder schlecht gekerbte Sättel. Ein billiges Baumarktbrett kann Basis einer sehr guten Gitarre sein, 80 Jahre abgelagertes AAAAA-Holz kann hingegen zum Fiasko führen, wenn nur *ein* Fehler an einer wesentlichen Fuge passiert. Und 80-jähriges Gehölz, kombiniert mit fehlerfreier Lutery? Das schafft Freiräume für Fünfstelliges, warum nicht.

Je dünner eine Saite, desto weniger zeigt sie sich von der resistiven Komponente der Lager-Admittanz (bzw. -Impedanz) beeindruckt. Daraus folgt aber auch: Je dicker eine Saite, desto eher sind lagerbedingte selektive Einbrüche bei der Abklingzeit zu erwarten. Der auf die Akustik-Gitarre aufgezogene 12er-Satz wird in seinem Schwingungsverhalten vom Korpus stärker beeinflusst als der an die Strat geschraubte 9er-Satz. So man also in seine SJ-200 einen Strat-Tonabnehmer montiert, sind Klangunterschiede zur Original-Strat vorstellbar. Innerhalb der Gruppe der massiven E-Gitarren spielt das Korpusholz aber nur eine sehr untergeordnete Rolle für den E-Klang, da sind (nach dem Gitarristen) tatsächlich die Tonabnehmer mit großer Priorität klangbestimmend. Auf den folgenden Seiten sind nochmals die schon in der Einleitung vorgestellten Literaturzitate aufgelistet. Wäre das Holz der E-Gitarre tatsächlich klangbestimmend, die Meinungen dürften sich nicht so stark unterscheiden.

© M. Zollner 2010

Dickerer Hals = Klangliche Vorteile (G&B 8/02).
Extrem dünner Hals = runder, fetter Primärton **(**Jimmy-Page-Modell, G&B 10/05).
Ein dünner Hals hat keinerlei akzeptables Schwingungsverhalten (G&B 3/97).
Die Ibanez JEM 777 hat eine extrem **dünne Halskonstruktion**: Der Sound-Grundcharakter ist kraftvoll und erdig (Fachblatt, 6/88).
Dünne Hälse klingen nicht. Eine gut schwingende Masse im Hals macht mehr als 30% des Tons aus. So leicht bauen wie's geht, denn der beste Klang entsteht an der Leistungsgrenze der Materialien (LuK-Guitars, G&B 1/06).
Was überhaupt nicht stimmt ist, dass **dicke Hälse** besser klingen als dünne. Ich habe schon an dieselbe Gitarre einen dicken und einen dünnen Hals gebaut und konnte keinen Unterschied feststellen. Gitarrenbauer Thomas Kortmann (gitarrist.net).
Dünner Hals: Je weniger Masse zu bewegen ist, umso direkter und schneller kommen Ansprache und Tonentfaltung aus den Startlöchern (G&B 3/05).
Spritzig und direkt in der Ansprache, schnell und lebendig kommt jeder Ton trotz **immenser Halsmasse** (die ja erst Mal bewegt werden will) aus den Startlöchern (G&B 9/05).
Klanglich von Vorteil ist, dass der Hals **viel Masse** auf die Waage bringt (G&B Fenderheft).

Schraubhals = Klangverkürzung (Meinel).
Auch beim **angeschraubten** Hals kann man ein langes Sustain erhalten (Lemme).
Geleimter und geschraubter Hals haben durchaus gleichwertige Ausklingzeiten (G&B 3/97).

Insgesamt sind **Ahornhälse** ja dafür bekannt, den Instrumenten einen perkussiveren Touch zu verleihen (G&B 4/06).
Das "Slab-Board" (**Palisander-Griffbrett**) ist eines der Geheimnisse des hoch gerühmten, alten, kristallklaren Vintage-Sounds speziell von Fender-Gitarren (Day/Rebellius).
Der mit **Palisandergriffbrett** bestückte Hals klingt weicher als ein reiner Ahornhals (5/07).
Der Klang der **Slab-Boards** ist besonders fett, Mitten mit enormer Tiefe (G&B 5/07).
Ein **One-Piece-Maple-Neck** klingt genauso wie ein Hals *mit* Griffbrett (Lemme).
Für mich sind **Maple**-Griffbretter viel besser als die aus Rosewood, denn sie haben einen tighten, kräftigeren Ton (Eric Johnson, G&B Fender-Heft).
Das **Ahorn-Griffbrett** gibt den klareren Sound, das **Palisander**-Griffbrett klingt "meatier" (Duchossoir, Strat).

Unzweifelhaft trägt die Verwendung von **Brazilian Rosewood** für den Hals entscheidend zum Klang der PRS-513 bei (G&B, 2/05).
Dass **Rio-Palisander** eine 'ganze Oktave mehr Obertöne' produziert, ist durchaus nicht übertrieben (Day et al.).
Rio-Palisander ist wesentlich härter und schneller in der Ansprache als ostindische Sorten (Pipper, G&B 4/09).
Aber – das ist doch Horseshit, oder? Altes indisches Palisander klingt doch genau so gut wie **Rio-Palisander** (John Pearse, G&B 5/06).

Es scheint, als ob das **Halsmaterial** tatsächlich noch mehr Einfluss auf den Primär-Sound der Gitarre ausübt als das Korpus-Holz (G&B 4/08).

Massive Gitarren können jedoch in nahezu allen Formen und Größen hergestellt werden, ohne dass dadurch bedeutenden Auswirkungen auf den Klang zu erwarten wären (Day et al. S.140).
Wenn wir uns den Prozess der Klangentstehung einer E-Gitarre ansehen, wird schnell ersichtlich, dass die Beschaffenheit und Art der verwendeten **Hölzer** ebenso massiven Einfluss auf den Klang des Instrumentes nimmt wie seine Konstruktion. Derselbe, S.206.

© M. Zollner 2010

Holz hat keinen Einfluss auf den Klang (May S. 144).
Holz hat Einfluss auf den Klang (May S. 145).
Hochwertiges **Holz** ist unnütz (May. S.86).
Der Einfluss des **Holzes** auf den Klang sollte nicht unterschätzt werden (G&B 3/97).
Der Klang der E-Gitarre hängt weitgehend vom **Pickup** ab (Lemme).
Der Klang der E-Gitarre hängt relativ stark vom **Holz** ab (Meinel).
Die Experten sind sich einig, dass der Klang einer Solidbody vornehmlich durch die **Elekronik** bestimmt wird (Carlos Juan, Fachblatt Musikmagazin, 1996).
Der Klang hängt nicht in der Hauptsache vom Pickup ab, das **Holz** schafft vielmehr die Grundlage; deshalb die E-Gitarre erst ohne Verstärker anhören (Jimmy Koerting, Fachblatt).
Tonabnehmer wandeln die vorgefundenen Schwingungen in Ton und sind nicht selbst Ton bildend (Holtmann, G&B 5/06).
S.205: Die Konstruktion hat massiven Einfluss auf den **Klang**. S.140: Alle Größen und Formen bei Massivgitarren, ohne bedeutende Auswirkungen auf den **Klang**. (Beide: E-Gitarren).
Hölzer bestimmen nicht nur die Klangfarbe, sondern vor allem die **Informationen** der Saitenschwingung (Klinkhammer, G&B 02/00).

Dass **leichte Tonhölzer** besonders gute Schwingungs- und Klangeigenschaften besitzen, dürfte bekannt sein, gilt jedoch nicht uneingeschränkt. So hat sich schon manche 4½-Kilo-Gitarre als extrem resonanzfreudig entpuppt (G&B 2/06).
Je dichter das Holz, desto brillanter, höhenreicher der Klang; je höher die Steifheit, desto länger das Sustain (P. Day).
Je älter das Holz, desto trockener wird es. Der Mangel an Flüssigkeit sorgt für mehr Vibration, was gleichzusetzen ist mit mehr Sound (Marc Ford, G&B 8/07).
Ansonsten glaube ich schon, dass die Komponente **Holz** insgesamt überschätzt wird (Ulrich Teuffel, G&B 5/04).

Bob Benedetto, den viele (eigentlich alle) für den besten lebenden Gitarrenbauer halten, meint: "Die gängige Meinung verlangt nach Holz, das langsam gewachsen ist. (Langsames Wachstum zeigt sich in engen Jahresringen). Nach meinem Wissen ist das ein Mythos. ... Einige meiner besten Gitarren sind aus Fichte, die manche für minderwertig halten würden. Schau die alte Meisterwerke von Stradivari oder Guaneri an, auch die sind aus Holz mit weiten Jahresringen. Vielleicht sind wir nur jahrelang auf die Werbung in den Prospekten einiger Firmen hereingefallen, die eng gemasertes Holz angepriesen haben. ... Ich bin in Pennsylvania mal in eine Holzhandlung gegangen und habe das schlechteste Holz ausgesucht, das ich finden konnte. Daraus habe ich eine Gitarre gebaut, die hervorragend klingt – Scott Chinery hat sie gekauft." (G&B 9/02).
Ein Zusammenhang zwischen der Jahresringbreite und den akustisch wichtigen Eigenschaften von **Resonanzhölzern** kann nicht angegeben werden (D. Holz, IfM Zwota).
Jüngste Untersuchungen im Institut für Musikinstrumentenbau bestätigen dies im Wesentlichen (G. Ziegenhals, IfM Zwota).

Von **Bob Taylor** ist der Ausspruch überliefert, seine 300er-Einsteigerserie biete 90% vom Sound der 900er-Edelserie für nicht mal ein Drittel des Preises. Eine solche Aussage macht deutlich, dass es in erster Linie die Konstruktion und die Bauweise der Gitarre sind, die in einem viel größerem Ausmaß ihren Klang prägen als die verwendeten **Hölzer** (Gerken et al.).
Taylor baut gute Gitarren, weil wir wissen, wie das geht. Und um das zu beweisen, haben wir eine Akustik-Gitarre aus einer alten, vergammelten Palette aus dem Müll gebaut. Die Decke stammt aus einem Abfallbrett, dessen Holzart sich nicht näher bestimmen ließ. Sie wurde so kunstvoll aus 6 Brettchen verleimt, dass man das kaum sieht, und die Nagellöcher ... wurden

© M. Zollner 2010

mit eingesetzten Aluminiumscheibchen hervorgehoben. Diese Pallet-Guitar war eine der am meisten beachteten Gitarren der Winter-NAMM-Show (Bob Taylor, ISBN 3-932275-80-2).

Die Platinum Beast klingt kraftvoll, warm und ausgewogen, mit samtiger Brillanz und zarten Obertönen, die Evil Edge Mockingbird irgendwie schwachbrüstig, mittenarm, mit etwas prägnanteren Bässen, dafür aber deutlich brillanter und obertonreicher. Dank der heißen Humbucker hört sich das Ganze **am Verstärker wieder ganz anders** an, denn, kaum zu glauben, beide Instrumente tönen jetzt nahezu identisch (G&B 8/06).
Vergleich: Gibson New Century X-Plorer vs. V-Factor: Überraschenderweise zeigen sich die Klangunterschiede **am Verstärker** weit weniger deutlich als im Trockentest (G&B 7/06).

Esche-Strat vs. **Pappel**-Strat: Nur "winzige Unterschiede" (G&B Fender-Heft).
Erle-Strat vs. **Pappel**-Strat: Unterscheiden sich nur um "feinste Abstufungen" (G&B 10/04).
Squier-Stratocaster: Vergleich: **Mahagoni**-Korpus vs. **Linde**-Korpus: Mit Hals- bzw. Mittel-Pickup klingen die beiden Gitarren nahezu identisch (G&B 5/06).
"Der 94-Amber (Pickup) transportiert nämlich einen ausgeprägten **Strat-Ton** – und das bei voller Humbucker-Größe und eingepflanzt in eine 4 Kilo schwere Gibson **Les Paul** in der typischen Mahagoni/Ahorn-Kombination. ... Insbesondere der Hals-PU erinnert in seiner Tonfärbung an eine ultrafette, vom Texas-Blues geschwängerte Stratocaster – ein Klasse-Sound, den man nie und nimmer einer Les Paul zutraut" (G&B 11/07).
Aus einer **Strat** wird trotz **Humbucker** niemals eine Les Paul (G&B 2/00).
Mit Abstand der 'stratigste' Gibson-Sound, der mir je zu Ohren kam. Nighthawk (G&B 5/09).
Dennoch überrascht die PRS EG mit unglaublich authentischen **Strat-Sounds**; Mahagoni-Hals, Palisander-Griffbrett, Mahagoni-Korpus (G&B 9/05).

"Der rein **akustische Vergleich** bringt gegenteilige Erkenntnisse zu Tage als der der Mexico Classics beim damaligen Vergleich. Hier liefert die 50s Version das ausgeglichenere, offenere und spritzigere Klangbild, während die 60er mittiger, wärmer und irgendwie braver tönt." (G&B 2/02). Über die erwähnten Mexico Classics liest man: "Die 50er-Strat erzeugt ein kräftiges, mittiges Klangbild, gezeichnet von knackigen, prägnanten Bässen, feinen Obertönen und einer gewissen Wärme. Mit mehr Brillanz, lebendigerem Obertonspektrum offeneren Mitten und etwas dezenteren Bässen präsentiert sich die 60er-Strat." (G&B Fenderheft). Aber auch: "Der direkte A/B-Vergleich bringt in der Tat **nur winzige Unterschiede** zu Tage." (G&B Fenderheft, Mexico-Classics-Vergleich). In beiden Vergleichstest hat die 50er-Strat einen einteiligen Ahornhals, dessen Oberseite das Griffbrett bildet, während die 60er-Strat einen einteiligen Ahornhals mit Palisandergriffbrett hat.

Lack-Haarrisse sind für die Klangergebnisse von größter Bedeutung (Pipper, G&B 2/07).

Wir konnten ... eine 56er und eine **58er Les Paul Standard** ausleihen, und fertigten genaue Schablonen der Urformen und Konturen. Wir stellten dabei fest, dass das Historic-Collection-Modell leichte Abweichungen zu den beiden Originalen aufwies. ... Da man an der Silhouette (gemeint ist die Historic-Collection) nichts ändern kann, sollte wenigstens die Deckenkontur (Deckenwölbung) angeglichen werden. Mit einem Geigenbauer-Instrument nahmen wir die exakte Kontur der alten Les Pauls und formten schließlich ein genaues Vorbild aus Holz. Aus dieser Vorlage wurde wiederum die neue Kontur geformt. Eine aufwändige Prozedur, da man mit kleinsten Hobeln und Ziehklingen arbeiten muss (Pipper, G&B 12/06).
Und sie haben sich ein goldenes Kalb gegossen, es angebetet, ihm geopfert und gesagt: Das ist dein Gott (Bibel, der Herr zu Mose).

© M. Zollner 2010

Erle (Alder): Lieblich, weich, warm, zart, viele Obertöne, zurückhaltender Höhenanteil, fette Bässe, eher dezenter Bassanteil, kräftige Mitten, runder Mittenanteil, viel Sustain, akzentuiert, schwammig, präsent, undifferenziert, ausgeglichen, voller Ton, dünner im Sound als Linde, schnellere Ansprache als Esche.

Linde (Basswood): Weich, tiefe Mitten, schwammig, gute Ansprache, undifferenziert, leicht mittig, ähnlich wie Erle, relativ wenig Sustain, warmer Klang, dem es an Spritzigkeit fehlt, unauffällig, druckvoll, eher dumpf klingend.

Pappel (Poplar): Klare Höhen, luftiger als Linde, unauffällig, runder Ton, wie Linde, aber dünner, die Klangeigenschaften entsprechen denen von Linde, am ehesten mit Erle zu vergleichen, allerdings fehlen Wärme und Brillanz, crisper als Linde.

Ahorn (Maple): Attackreich, brillant, obertonreich, lebendig, viel Sustain, nicht warm, warme Bässe, fehlende Wärme, mittenbetonter Sound, harter Sound, singender Ton.

Esche (Ash): Weich, rockig, sanft, bassig, brillant, mittig, nicht ausgeprägte Mittenanteile, ausgewogen, lebhaft, druckvoll, stramm, warme Bässe, langes Sustain, trocken, luftig, hartholzig, attack-reich, große Durchsetzungsfähigkeit (denn Esche ist von steifer Struktur), spricht deutlich schneller an als Erle. Heller + obertonreicher + sustainreicher als Erle.

Sumpfesche (Swamp Ash): Ausgewogen, perfekte Balance von Brillanz und Wärme.

Mahagoni (Mahogany): Weich, tiefmittig, sehr bassig, gutes Sustain, feine Brillanz, lieblich, warmer Ton, warme Mitten,

Palisander (Rosewood): Kräftiger, harmonischer Klang, luftiger Grundcharakter, lockerer, voller Bassbereich, glänzende Höhen. Rio-Palisander produziert eine ganze Oktave mehr Obertöne.

Neil Young: Ich bin der festen Überzeugung, dass jede Note, die auf einer Gitarre gespielt wird, auch irgendwie in ihr bleibt. Sie kommt zwar als Klang aus dem Korpus, ist aber immer noch im Holz. Alles, was auf einer Gitarre passiert, bleibt in ihr und summiert sich zu einem Gesamterlebnis (G&B 12/05). **Chris Rea:** Es ist schon lustig: Oft klingen ja die billigsten Gitarren am allerbesten. ... Die Epiphone Byrdland ist 4000 Pounds billiger als die Gibson Byrdland, und ich fühle da keinen Unterschied – mal abgesehen vom Schriftzug auf der Kopfplatte (G&B 12/05). **Richie Sambora** zum Thema Sound: "Aber du hörst auch, dass **Hendrix** einfach nur direkt durch den Verstärker geht. Es sind seine Finger. Mit **Jeff Beck** ist es dasselbe: Du kannst zwar seine Anlage und seine Gitarre benutzen, aber du wirst nie klingen wie er. Es sind die Finger (G&B 11/02) **Van Halen**: Es liegt wirklich nicht am Equipment, es sind die Finger (G&B 7/04). **Eric Johnson**: Mehr als 75% des Sounds kommen aus den Fingern (G&B 5/01). **Jeff Beck:** Keine Faxen, kein Brimborium, nur die Finger (G&B 3/07). **Jaco Pastorius**: Piss off the amp and piss off the instrument. It's all in your hands (G&B 1/06). **Victor Bailey**: Ich hatte mal die Gelegenheit, **Jaco Pastorius'** Jazz-Bass zu spielen. Du kannst Dir nicht vorstellen, wie schlecht der war. Eine miese Saitenlage, und er sang kein Stück. Ich war total enttäuscht. Jaco merkte das, nahm den Bass, spielte, und es klang einfach tierisch: Der Bass sang und knurrte (G&B 1/06). Snowy White: **Peter Green** verkaufte seine Les Paul an **Gary Moore**. Ich habe mal mit ihm gejammt, und sie klang ganz gut. Aber seit sie nicht mehr in den Händen von Peter ist, ist es nur noch eine ordinäre Gitarre; nichts besonderes mehr. Eine Gitarre ist nur solange großartig, wie jemand Großartiges sie spielt (G&B 11/07). **Jan Akkerman**: Auf die Hände kommt es an (G&B 1/07).

© M. Zollner 2010

Der größte Teil der **Saitenschwingungen** soll an den Korpus weitergeleitet werden. Wird selbiger nämlich mit ungehemmter Schwingungsenergie versorgt, entwickelt sich ein Maximum an Ton und Sustain (G&B 12/05). Denn der Sattel soll die Schwingungsenergie möglichst vollständig auf den Hals übertragen (G&B 6/07).
Die Konstruktion zeigt beachtliche **Resonanzeigenschaften**, nach jedem Saitenanschlag schwingt sie intensiv und deutlich spürbar (G&B 9/06).
Schwingungstechnisch rangiert die MTM1 auf höchstem Niveau, denn die gesamte Konstruktion resoniert nach jedem Saitenanschlag intensiv bis in die letzten Holzfasern, woraus ein langsam und kontinuierlich abklingendes Sustain resultiert (G&B 8/06).
Obwohl die Lag nach jedem Saitenanschlag ausgesprochen intensiv und lebendig **schwingt**, dringt nur ein etwas kraftloses Klangbild ans Ohr. ... So dringt beispielsweise der Steg-PU kraftvoll und mit viel Durchsetzungsvermögen ans Ohr. ... Der Hals-Einspuler drückt kraftvoll im Low-End und den unteren Mitten (G&B 12/06).
Nimmt man die **Pensa-Suhr**-Gitarre in die Hand und spielt sie einmal unverstärkt, so hört ein einigermaßen geübtes Ohr sofort wo's langgeht. ... Sowohl im Stehen als auch sitzend spürt man schon im **Bauch** das phantastische Schwingungsverhalten der hervorragend aufeinander abgestimmten Hölzer (Fachblatt, 6/88).

Da hier eine relativ große **Korpusmasse** (3,9 kg) in Schwingung versetzt werden muss, erscheint die Ansprache etwas behäbig und die Töne kommen nicht ganz so schnell aus den Startlöchern (G&B 7/06)
Die Gitarre schwingt intensiv, spricht direkt und dynamisch an, jeder Akkord oder Ton entfaltet sich spritzig und lebhaft. Gewicht: 4,15 kg (G&B 8/06).
Weniger Masse lässt sich besser in Schwingungen versetzen (Kortmann, gitarrist.net).
Trotz enormer Holzmasse (3,85 kg) spricht nahezu jeder Ton spritzig und dynamisch an und entfaltet sich sehr zügig (G&B 7/06).
Dünnerer Korpus = weniger Bässe (G&B 4/04).
Korpus sparsam lackiert = runderer, prägnanterer Ton (G&B 7/05).
Ein schlanker Gitarren-Korpus macht auch einen schlanken Ton (G&B 7/02).

Der Ton einer **Vollresonanzgitarre** ist fragil und hat eine enorme Wucht (G&B 8/06).
Hohlkorpusgitarre = weicherer Klang (May).
Brian Setzer ist bekannt für seinen extrem druckvollen, eben knalligen Sound, den nur **Archtops** mit dafür geeigneten Pickups bieten können (G&B 8/06).
Halbmassive Gitarren klingen heller, transparenter, brillanter (E-Gitarren).
335-Sound: Ein warmer, fetter Ton, der durch die **semiakustische** Bausweise besonders im Anschlag und Ansprechverhalten Glanzlichter verliehen bekommt (G&B 1/07).
Die **335** klingt in Alex Contis Händen nicht viel anders als seine Les Paul. Die Finger machen wesentlich mehr aus, als man denkt (Richie Arndt G&B 9/07).
Danelectro: **Hohlkorpus**, ordentliches Sustain, das wohl dem Ahornhals mit seinem satten Palisandergriffbrett zu danken ist (G&B 12/06).

Hohlräume (in der Solidbody) haben keinen Einfluss auf den Klang (Lemme). To improve the body's resonance, the core body is drilled with eleven 1,5"∅ cavities". (Duchossoir, Tele).
Die Hohlräume in der Les Paul haben keinen Einfluss auf die Klangcharakteristik des Modells; wir haben das getestet (Henry Juskiewicz, Gibson-Präsident; Les PaulBook). Die Les Paul Custom Classic bekommt durch die Hohlfräsungen eine perkussive und knackige Note hinzuaddiert. Der Gibson Custom Shop bietet jetzt einige Modell auch als sog. Chambered-Varianten an. Was also dazumal aus dem einfachen Grund der Gewichtsersparnis eingeführt wurde, bekommt jetzt eine ganz neue, tonale Bedeutung (G&B 8/07).

© M. Zollner 2010

Die Strom-Brettgitarre ist in erster Linie ein **akustisches** Instrument. Die Hölzer machen den Klangcharakter aus, die Pickups nur zu ganz geringem Teil. Und so kann ein Humbucker der **Strat** mit Erle- oder Eschekorpus noch lange nicht die charakteristische Klang- und Attack-Entfaltung austreiben (G&B 02/00). **Edward van Halen**: Die Jungs in der Band mochten den Sound der Stratocaster nicht, weil er von Natur aus so dünn ist. Also baute ich einen Humbucker ein (G&B 9/02)
Gary Moore: Manche Leute glauben, dass in 'Ain't nobody' eine Stratocaster zu hören ist, in Wirklichkeit handelt es sich jedoch um meine eigene Signature Les Paul (G&B 7/06).
Jimmy Page hat das erste Led-Zeppelin-Album komplett mit einer **Telecaster** eingespielt; der Gitarrensound dieses Albums ist exakt wie der einer Les Paul (G&B Fender-Heft).
Mark Knopfler: Wenn ich einen dickeren Klang möchte, benutze ich meine Les Paul – was nicht heißt, dass ich das nicht auch mit einer Stratocaster machen könnte. Auch wenn **B.B. King** auf einer Fender spielt, klingt's trotzdem nach Gibson Lucille (G&B 9/06).

Les Paul Custom: Einteiliger Mahagoni-Korpus (The Gibson).
Die Gibson-Konstrukteure fertigten um 1952 herum Prototypen ihrer ersten Solidbody-Gitarre, der Les Paul an, die komplett aus Mahagoni bestanden. Diese Konstruktionen konnten sie klanglich jedoch nicht zufrieden stellen und animierten sie zu weiteren Versuchen mit anderen Hölzern. Das Ergebnis war ein Mahagoni-Korpus mit Ahorndecke (Day et al.).
Les Paul: Meine Idee war damals, die gesamte Gitarre – also Kopfplatte, Hals und Korpus – aus dem gleichen Stück Holz zu bauen. Sie haben es nicht gemacht. Als ich den Präsident von Gibson fragte, warum nicht, sagte er: "Weil es so preiswerter ist" (G&B 9/05).
Gibson Les Paul: "Auch die Wände von E-Fach und Schalterkammer bringen Erschreckendes zu Tage: Stellenweise regelrecht ausgefranst, entsteht der Eindruck, das zu entfernende Holz habe man herausgesprengt... Gerade noch tolerieren kann ich indes den aufgrund der Deckenwölbung völlig schief in seiner Kammer hausenden und die Fräsungswand berührenden PU-Schalter..." (G&B 12/06). Nur der Preis scheint im Sollbereich zu sein: 2655,-- Euro.
Lester Polfus auf die Frage, ob er sich je hätte vorstellen können, dass seine Les Paul eine solch erfolgreiche Gitarre wird: "Aber sicher. Ich habe von Anfang an diese Gitarre geglaubt" (G&B Gibson-Heft). Aber auch: "Überhaupt nicht. Dass diese Gitarre 60 Jahre später so populär sein würde, hätte ich nie gedacht." (G&B 9/05).

Das Image **alter Les Pauls** wurde von einschlägigen Händlern systematisch aufgebaut, die den Jahrgängen 1958/59 einfach einen legendären Sound andichteten (Carlos Juan, Vintage-Händler, im Fachblatt Musik-Magazin, 1996).
Bei genauerem Hinsehen bzw. Hinhören entpuppt sich "**Vintage**" weitgehend als leere Worthülse, die nicht selten dazu dienen soll, fragwürdige Produkte zu überhöhten Preisen zu verkaufen (Lemme).
Die meisten **Vintage**-Instrumente sind im Original-Zustand für eine seriöse Bühnen-Arbeit nicht brauchbar, und wenn man sie brauchbar macht, sind sie nicht mehr vintage. Die Meinung, dass alles gut oder besser wird, weil es 50 Jahre alt ist oder ein Spaghetti-Logo hat, ist längst reparaturbedürftig (Carlos Juan, Vintage-Händler, im Fachblatt Musik-Magazin, 1996).
Kevin Walker: Ich würde nie eine Gibson kaufen, die nach 1972 gebaut wurde ... Den einzig guten Sound hat das Vintage-Zeug (G&B 5/06).

Na ja, ein Stück Holz mit 6 Saiten drauf – das darf man nicht überbewerten. **Pat Metheny** über seine Gitarre (G&B 6/08).

Sicher ist, dass nichts sicher ist, und darum bin ich vorsichtshalber misstrauisch (**Valentin**).

© M. Zollner 2010

7.10 Gitarrenstege

Die Gitarrensaite liegt an zwei Lagern auf: Am Kopfsattel, und am Stegsattel. Der Begriff Stegsattel ist vor allem bei der Akustikgitarre gebräuchlich, bei der E-Gitarre wird auch gerne vom "Böckchen" oder "Reiter" gesprochen, einem kleinen, zylindrischen oder pultdachförmigen Träger. Zwischen dem Kopfsattel einer A-Gitarre und dem einer E-Gitarre kann ein Unterschied bestehen, in aller Regel sind sie aber gleichartig aufgebaut. Die Stegsättel unterscheiden sich hingegen, von Ausnahmen abgesehen. Häufig ist der Stegsattel einer A-Gitarre ein leichter (!) Knochen- oder Kunststoffstreifen, die Saiten der E-Gitarre ruhen hingegen auf massiven, aber verstellbaren Stahlkonstruktionen.

Der Steg einer A-Gitarre muss leicht sein, damit nennenswerte Schwingungsenergie auf die Gitarrendecke übertragen werden kann. Bei der E-Gitarre, deren Korpus nicht schwingen soll, kann der Steg demgegenüber massiv ausgeführt werden, da stören auch ein paar Verstellschrauben nicht. Offensichtlich, denn sonst wären sie ja nicht mit überbordender Begeisterung eingebaut worden. Ganz unnütz ist die Verstellmöglichkeit nicht, wie Kap. 1 und 2 erläutert hatten: Stahlsaiten erfordern für oktavreines Spiel Längenkorrekturen, die durchaus 5 mm betragen können. Also: Verschiebbare Böckchen, und Verstellschrauben. Bei seiner ersten Elektrischen, der "Broadcaster", hatte Leo Fender noch kräftig gespart, und jeweils zwei Saiten auf demselben Stahl- (später Messing-) Zylinder gelagert. Offenbar sollte man aber doch jede Saite individuell justieren können, denn das Nachfolgemodell "Stratocaster" hatte für jede Saite ein längs- und höhenverstellbares Blechböcken. Was kein Klassik-Gitarrist von seiner Ramirez fordert, ist bei E-Gitarren anscheinend unverzichtbar: Die Saitenlage muss einstellbar sein, am besten dreidimensional: Abstand der Saiten zueinander, Länge, Höhe.

Die **Verstellbarkeit** zog zwangsläufig eine Bauteile-Diversifikation nach sich: Was bei der A-Gitarre mit einem Brettchen und einem Knochenstreifen gelang, erforderte nun plötzlich Schrauben, Federn, Bügel, Drähte, Rändelmuttern, Rollen – ein Sammelsurium von 18 oder mehr Einzelteilen. Und wie schwingen die? Gemach, gemach, wir sind in den 50ern und 60ern, da fragt man so etwas noch nicht. Der 12er-Satz war Standard, den konnte man nicht so leicht aus der Rille werfen, wie das bei den nachfolgenden 9er- oder sogar 8er-Sätzen zum Problem wurde. *"The 'Floating Bridge' consists of a master bridge adjustable to varying heights. On it rest the six individual bridges each adjustable for string length and height, making possible extremely accurate adjustments for perfect intonation and custom playing action [Fender Jazzmaster, 1968]."* So hat man damals Fehlkonstruktionen beworben, und Raum geschaffen für "Retrofitter", die ihr Geld dann mit Zubehör zur Fehlerkorrektur verdienen konnten. Hauptsache: Verstellbar.

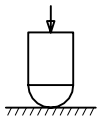
Zugegeben, das war nicht einfach, einen Steg zu konstruieren, der sowohl fest als auch beweglich sein sollte. Nicht wenige Gitarren bekamen nämlich ein **Vibrato-System** spendiert, einen federnd gelagerten Saitenhalter, bei dem mittels Hebel (Whammy-Bar) die Saitenlänge und somit -Tonhöhe veränderbar war. Bei sich ändernder Saitenlänge mussten diese aber irgendwie über den Steg rutschen – oder jener wurde in Längsrichtung beweglich gemacht und verschob sich mit den Saiten. Das war die 'Floating Bridge' der (u.a.) Jazzmaster, die mit dünnen Saiten ein ungeahntes Float-Potential entwickeln konnte – da half es auch nichts, dass Leo Fender den Vibrato-Effekt kurzerhand in **Tremolo** umbenannte, dieser Wackelpudding erzürnte nicht wenige Gitarristen. Alle anderen waren natürlich begeistert: *"Careful design and outstanding playing characteristics of the Jazzmaster have made it one of the favorites of guitarists around the world [Fender 1968]."* Cheers!

© M. Zollner 2010

7.10.1 Einfache Ersatzsysteme

Der Gitarrensteg ist das mechanische Bindeglied zwischen Saite und Korpus. Als mechanisches Schwingungs-System ist er Objekt der mechanischen Systemtheorie, die seine Bewegungen und Kräfte analytisch darstellt. Die über ein Kontinuum verteilten differentiell kleinen Massen, Steifigkeiten und Widerstände können jedoch nicht in völliger Exaktheit beschrieben werden – nur bei Beschränkung auf endlichen Aufwand ist eine vereinfachte Darstellung anhand eines Ersatzsystems möglich. Das **Ersatzsystem** besteht im Gegensatz zum Kontinuum aus nur einigen wenigen, diskreten Elementen, die (eine weitere Vereinfachung) nur eindimensional schwingen.

Die Grundelemente mechanischer Systeme sind Masse (Newton), Steifigkeit (Hooke) und Reibwiderstand (Stokes). Massen lassen sich als Produkt von Dichte und Volumen relativ leicht angeben, die analytische Beschreibung der Steifigkeiten und insbesondere der Widerstände ist hingegen schwierig. Als Beispiel ist in **Abb. 7.98** ein metallener Zylinderstift dargestellt, der mit seiner verrundeten Unterseite auf eine ebenen Fläche ruht. Seine Masse ist leicht zu ermitteln, die Steifigkeit eines axial belasteten Zylinders auch ($s_Z = ES/l$).



$$s_K = 0.82 \cdot \sqrt[3]{F \cdot R \cdot E^2}$$

Abb. 7.98: Kontaktsteifigkeit
F = Axialkraft, E = E-Modul,
R = Verrundungsradius

Mit dem Elastizitätsmodul $E = 2.1 \cdot 10^{11}$ Pa ergibt sich für einen 4 mm langen Stahlzylinder, dessen Durchmesser 2 mm beträgt, die **Axialsteifigkeit** zu s_Z = 165 MN/m. Die größte Verformung passiert aber nicht im zylindrischen Teil des Stiftes, sondern an der Kontaktstelle: Nimmt man eine kugelförmige Verrundung an, so kommt es aufgrund der axialen Anpresskraft zu einer Kugel-Abplattung mit kreisförmiger **Berührfläche**. Der Radius r dieser Berührfläche ist abhängig von der Anpresskraft, und auch die an der Kontaktstelle entstehende Steifigkeit ist kraftabhängig: Mit zunehmender Kraft nimmt auch die Steifigkeit zu. Unter den Stichworten *Kontaktproblem* und *Hertzsche Pressung* bietet die Fachliteratur [z.B. Szabó] Näherungswerte für die Verformung an, aus denen die Kontaktsteifigkeit s_K berechnet werden kann. Beim Gitarrensteg gibt es mehrere Kontaktstellen, und somit mehrere Steifigkeiten, deren Zahlenwert von zwei Variablen abhängt: Vom Verrundungsradius R, und von der Kraft. Sowohl die deckennormale Druckkraft als auch die deckenparallele Zugkraft hängen von der Saitenspannkraft ab, die 47 – 135 N betragen kann (beim 10er Satz als Richtwert 80 N). Beim Fender-Steg hängt die in den Höhenstellschrauben wirkende Axialkraft auch noch vom **Saiten-Knickwinkel** ab, der z.B. bei der Jazzmaster nur ca. 6° beträgt. Für 80 N Spannkraft ergibt sich daraus die Normalkraft zu 8.4 N, und weil jede Saite von zwei Schrauben gestützt wird, pro Schraube 4.2 N; mit R = 1mm somit eine Kontaktsteifigkeit von knapp 5 MN/m. Bei Stegen mit größerem Knickwinkel (z.B. Stratocaster) steigt die Kontaktsteifigkeit an, mit dicken Saiten kann sie bis zu 15 MN/m betragen. Das ist immer noch wesentlich kleiner als die zuvor abgeschätzte Axialsteifigkeit, sodass als Fazit für den o.a. Zylinderstift gilt: **Die Kontaktsteifigkeit ist die dominante der beiden Steifigkeiten**.

Neben der Anpresskraft steht aber auch noch der **Verrundungsradius** R unter der Wurzel, und da beginnen die Schwierigkeiten: Dieser Radius kann je nach verwendeter Schraube und deren Fertigungsqualität variieren, und damit variieren auch die davon abhängigen Resonanzfrequenzen! Ähnliches gilt für alle anderen Fugen, an denen zwei Teile aufeinanderliegen: Je nach Oberflächenrauhigkeit und mehr oder weniger überstehenden Bohrgraten entsteht eine undefinierte Lagerung, die sich beim Saitenwechsel auch noch ändern kann.

© M. Zollner 2010

Die **erste Fuge** entsteht zwischen Saite und Sattel (Reiter, Böckchen). Die Näherung mit kugelförmiger Oberfläche ist an dieser Stelle sicher unzweckmäßig, und auch eine walzenförmige Berührfläche (wie bei Wälzlagern) entspricht wegen der Saitenkrümmung nicht der Realität. Die Geometrie der Saite ist vorgegeben, und aufgrund ihrer großen Härte und Steifigkeit auch kaum veränderbar. Die Geometrie der Auflagefläche ist hingegen unbekannt. Die hohe E-Saite (E4, ∅ = z.B. 0.25 mm) liegt auf einem vielleicht 10 µm breiten Streifen auf, da wäre eine Produktionstoleranz von 1 µm anzuraten, was wohl "nicht jeder Hersteller erreicht". Die mechanischen Daten dieser Fuge können deshalb nur sehr grob abgeschätzt werden.

Die **zweite Fuge** entsteht zwischen Sattel und Stellschraube (das können pro Böckchen bis zu drei sein). Wo und mit welcher Steifigkeit in einem Gewinde Übergangsflächen entstehen, ist völlig undefiniert, welche Reibung dabei entsteht, auch. Bei höherem Alter sind auch der Grad der Verrostung und deren mechanische Parameter undefiniert.

Die **dritte Fuge** bildet sich zwischen Schraube und Steg (oder direkt zwischen Böckchen und Steg). Stellschrauben (sog. Madenschrauben) gibt es mit vier verschiedenen Endflächen: plan, kugelförmig (konvex), kegelähnlich oder konkav (**Abb. 7.99**). Diese Schrauben sind Massenware, deren Kontaktflächen nicht nach schwingungstechnischen Anforderungen optimiert werden, deshalb variiert die Kontaktsteifigkeit von Schraube zu Schraube. Und ändert sich, sobald diese verdreht wird (was ja Schicksal fast aller Schrauben ist).

Die **vierte Fuge** entsteht zwischen Steg und Korpus, und auch hier, sowie bei allen weiteren, gilt das oben gesagte: Fugensteifigkeit und -Widerstand sind weitgehend undefiniert, ihre Auswirkungen auf Stegresonanzen ebenso.

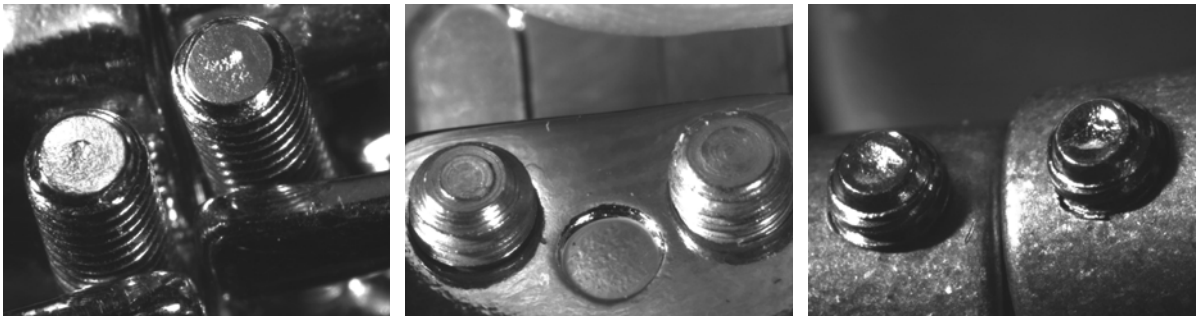
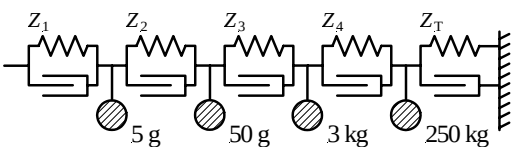


Abb. 7.99: Typische Steg-Justierschrauben.

Funktioniert dann überhaupt eine Gitarre? Schon, irgendwelche Steifigkeiten und Widerstände bilden sich immer aus, das o.a. "undefiniert" heißt nur, dass ihr Wert von Gitarre zu Gitarre variieren kann. Einige dieser Variationen bleiben vielleicht ohne große Auswirkungen auf den Klang, einige führen zu hörbaren interindividuellen Unterschieden. Da es sehr schwierig ist, zu einer bestimmten Gitarre die Fugenparameter zu ermitteln, wird im Folgenden ein anderer Weg beschritten: Modellmäßig sind einige Grundelemente zusammenmontiert (**Abb. 7.100**), und hierfür, sowie für Modifikationen, werden die Konduktanz-Frequenzgänge ermittelt.



$$s_1 = 20\,\text{MN/m},\quad W_1 = 10\,\text{Ns/m}$$
$$s_2 = 20\,\text{MN/m},\quad W_2 = 50\,\text{Ns/m}$$
$$s_3 = 7\,\text{MN/m},\quad W_3 = 40\,\text{Ns/m}$$
$$s_4 = 1\,\text{MN/m},\quad W_4 = 2000\,\text{Ns/m}$$

Abb. 7.100: Einfaches Ersatzsystem für die auf einem Steintisch gelagerte Gitarre.

© M. Zollner 2010

Abb. 7.101 zeigt Rechenergebnisse zu Abb. 7.100. Zwischen Saite und Böckchen ist dort das sehr einfache Kelvin-Voigt-Modell angesetzt, eine verlustbehaftete Feder ($\underline{Z}_1$). Auch wenn deren Werte unbekannt sind und hier nur hypothetisch angenommen werden: Sie wirkt sich (selbst bei Steifigkeits-Verkleinerung auf 1/10) nur im obersten Frequenzbereich aus, der bei Betrieb mit Magnet-Tonabnehmern relativ unwichtig ist. Zur Orientierung ist grau eine für die E_2-Saite rückgerechnete Konduktanz eingezeichnet; je weiter die Steg-Konduktanz unter dieser grauen Linie liegt, desto unbedeutender ist sie für die Gesamtdämpfung.

Etwas wichtiger ist die zwischen Böckchen und Steg liegende (bedämpfte) Feder (s_2, W_2). Von ihr wird die hochfrequente Resonanz beeinflusst, die für die o.a. Werte bei 7.5 kHz liegt. Es sei nochmals daran erinnert, dass diesen Werten keine Messungen zugrunde liegen, deshalb ist (z.B. für kleineren Widerstand W_2) ein Überschreiten der grauen Kurve möglich.

Besonders große Bedeutung hat in diesem Modell die Stegresonanz, näherungsweise von der Stegmasse (50 g) und der Stegsteifigkeit (s_3 = 4 MN/m) gebildet. Messungen an Gibson-Stegen zeigten ähnliches Resonanzverhalten und erhebliche Saitendämpfungen (Kap. 7.10.2).

Die nächste Feder dieses Modells befindet sich zwischen Korpus und Steintisch (s_4, W_4), sie beeinflusst vor allem tieffrequente Resonanzen. Den Abschluss bildet der Steintisch, dessen 250-kg-Masse aperiodisch bedämpft mit 2 Hz schwingt – für die Messungen unerheblich.

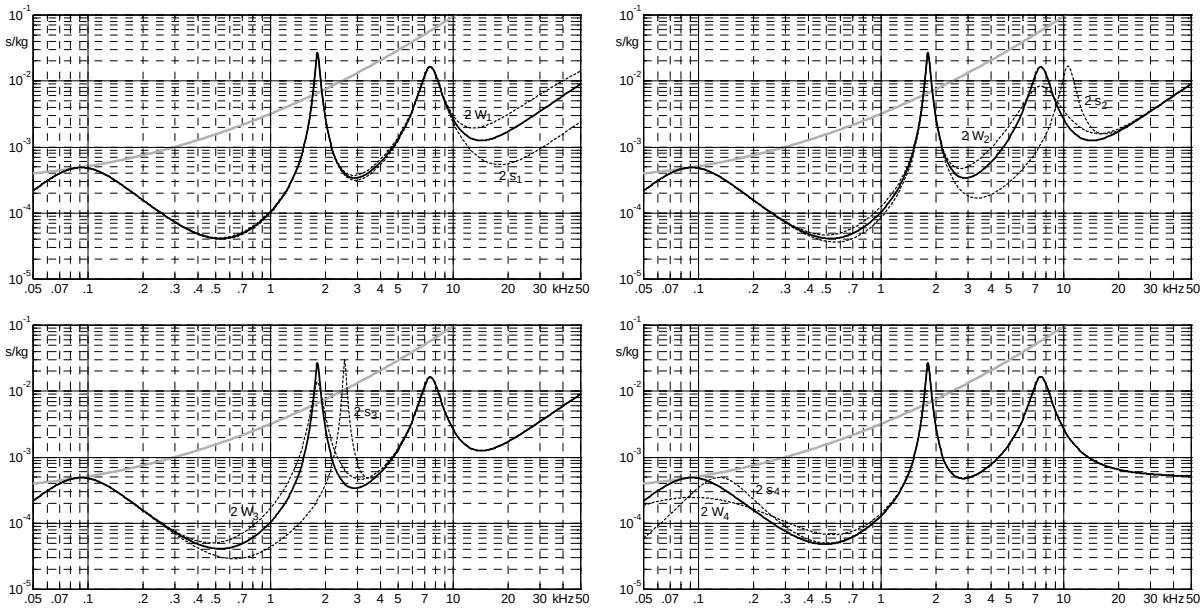


Abb. 7.101: Eingangs-Konduktanz des Systems nach Abb. 7.100, Systemparameter variiert. Die graue Kurve ist die aus Abb. 7.66 rückgerechnete Orientierungslinie (E2, insb. Strahlungsdämpfung und innere Dämpfung).

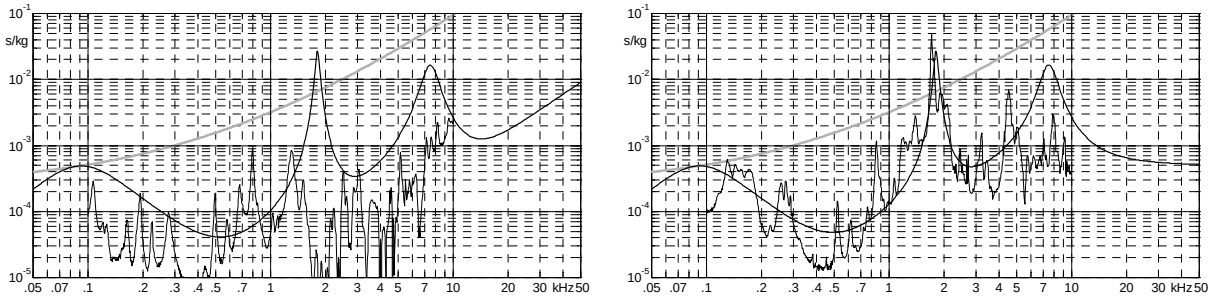


Abb. 7.102: Konduktanz-Messungen (dünne Linie); links: Les-Paul-Korpus, rechts: Les-Paul-Steg.

© M. Zollner 2010

In **Abb. 7.102** sind zum Vergleich Messergebnisse dargestellt. Die Größenordnung passt, die Vielzahl unterschiedlichster Resonanzen ist mit einem derart einfachen Ersatzsystem natürlich nicht nachbildbar. Man kann sich aber vorstellen, wie bei Ergänzung um weitere Resonatoren auch schmalbandige Spitzen in den Konduktanzfrequenzgang Eingang finden (**Abb. 7.103**).

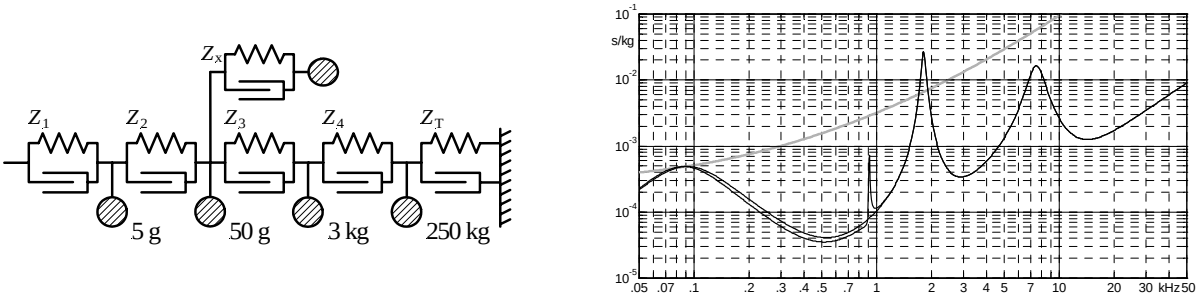


Abb. 7.103: Zusätzlicher Resonanzkreis (Z_X), Auswirkung auf den Konduktanzfrequenzgang.

Das in Abb. 7.100 vorgestellte Ersatzsystem ist kein vollwertiger Ersatz für eine Gitarre, es bildet nicht einmal annähernd die Vielfalt der Korpus- und Stegresonanzen nach. In Steg und Korpus können sich nicht nur (wie im Ersatzsystem) eindimensionale Schwingungen ausbilden, sondern dreidimensionale Biegeschwingungen, kombiniert mit Torsionsschwingungen. Gleichwohl lassen sich hiermit die ungefähren Größenordnungen der Steifigkeiten und Reibwiderstände abschätzen, und ihr ungefährer Einfluss auf die Stegsattel-Konduktanz. Dass diese (neben anderen Parametern) das Abklingen aller Teiltöne, und somit das **Sustain** beeinflussen kann, ist offensichtlich. Ist die Stegsattel-Konduktanz aber klein, z.B. 10^{-4} s/kg, hat der Steg, und alles was daran montiert ist (also auch der Korpus), praktisch keinen Einfluss auf das Abklingen! Die in Abb. 7.102 im rechten Bild dargestellte Messkurve trifft bzw. überschreitet nur zweimal die graue Linie: Zwischen 100 – 200 Hz, und bei 1.8 kHz. Fällt eine Teiltonfrequenz in diese Bereiche, nimmt die Stegabsorption Einfluss auf den Abklingvorgang. Den anderen Resonanzzacken kann man zwar auch einen theoretischen Einfluss zugestehen (alles ist von allem abhängig), praktische Bedeutung haben sie aber keine.

Die Überlegungen zum Kontaktproblem hatten gezeigt, dass Steifigkeit und Widerstand stark von Anpresskraft und Berührfläche abhängen, und beide ändern sich, wenn Gitarrenstege im Rahmen ihres toleranzbedingten Spiels verschoben werden. Die Böckchen einer Stratocaster können untereinander Kontakt haben – oder nicht. Die Stegreiter einer ABR-1 können an ihrer Unterseite einen Grat aufweisen, sie können ein- oder beidseitig aufliegen, oder kraftschlüssig durch die Stellschraube eingeklemmt sein. Die Kraft- und damit Steifigkeitsaufteilung auf die 6 Halteschrauben des alten Stratocaster-Steges ist undefiniert und von kleinsten Fertigungstoleranzen abhängig. Bzw. vom Verschleiß, was die Sache auch nicht einfacher macht. Änderungen dieser Kontaktparameter müssen nicht zwangsläufig zu Klangänderungen führen, sie sind aber potentielle Dämpfungsursachen, denen aufgrund ihrer Nähe zur Saite Aufmerksamkeit zu widmen ist.

Der Lack einer Massivgitarre ist hingegen weit von der Saite entfernt, seine Masse ist gering. Trotzdem, der Vollständigkeit halber: *Aber die Praxis hat uns in der Vergangenheit anhand zahlreicher Beispiele gelehrt, dass sehr sparsam lackierte Instrumente teils einen runderen, prägnanteren Ton hervorbrachten. [Pipper, G&B 7/05]. Haarrisse (im Lack) führen zur Entdämpfung des Resonanzkörpers [Pipper, G&B 1/06]. Ein Lack kann ein Instrument einschnüren und damit bedämpfen, oder sich den natürlichen Resonanzeigenschaften anpassen und mitschwingen [G&B 1/07]*. Das kann der Bierbauch aber auch.

© M. Zollner 2010

7.10.2 Stege ohne Vibrato

7.10.2.1 Gibsons ABR-1-Bridge

Orville Gibson war Gitarrist und Gitarrenbauer, Eigenschaften, die einem Leo Fender fremd waren (irgendwie war der zwar auch Gitarrenbauer, aber nicht im klassischen Sinn). Tom Mulhern schreibt im Gibson-Buch [Rittor 1996], Orvilles Ideen stammten häufig vom Geigenbau, und so verwundert es nicht, dass die berühmte Style-O-Gitarre eine gewölbte Decke aufweist, die nur einen Steg trägt – ohne Saitenhalter. Die Saiten werden in einem Trapez-Saitenhalter verankert, der seinerseits an der Zarge befestigt ist. Diese Trennung in Steg (Bridge) und Saitenhalter (Tailpiece) taucht auch ein halbes Jahrhundert später bei der ES-335 wieder auf, obwohl der nun ein ganz anderes Konstruktionsprinzip zugrunde liegt. Bei Orvilles Akustikgitarren musste die Gitarrendecke dünn sein, um Schall abstrahlen zu können. Konnte man Darmsaiten noch in einem auf die Decke geklebten Steg verankern, so wurde dies bei den von Musikern zunehmend geforderten Stahlsaiten zum Problem: Deren höherer Zug konnte den Steg abreißen und die dünne Decke zerstören. Nicht so bei einem an der Zarge befestigten Saitenhalter, denn damit wirkte nur mehr eine Normalkraft auf die Decke, was die, brückenbogenähnlich gekrümmt, auch aushielt.

Der Steg der Style-O-Gibson ist einteilig und unverstellbar, geigen-ähnlich eben. Doch schon bald finden zweiteilige Stege ihren Weg auf Gibsons Akustische, vermutlich um die mit zunehmendem Alter höherwerdende Saitenlage auszugleichen. Der zweiteilige Steg hat ein hölzernes Unter- und Oberteil, die durch Schraube/Rändelmutter auseinander gespreizt werden können. Von da ist es nur mehr ein kurzer Weg zu Gibsons patentierter Tune-O-Matic Bridge (US Patent 2,740,313, angemeldet 1952), deren metallenes Oberteil sechs einzeln verstellbare Sättel trägt. 6 Sättel, 6 Justierschrauben, ein Steg, zwei Pfostenschrauben, zwei Rändelmuttern, später kam noch ein Haltedraht hinzu, macht 18 Einzelteile. Kein Wunder, dass der Korpus so wenig Einfluss auf die Saitenschwingung nimmt, wenn zwischen ihm und der Saite so ein massives Bollwerk errichtet wird. Doch schlimmer: Die zwischen Saite und Korpus liegenden **Fugen** sind hochgradig undefiniert! Die T-förmigen Sättel liegen in einer Nut, zu der sie irgendwie Kontakt haben. Auch zwischen Steg und Rändelmutter ist der Kontakt undefiniert, so dass es nicht überrascht, wenn sich die mechanischen Eigenschaften ändern, sobald man leicht gegen den Steg drückt. Doch, das funktioniert schon, damit lässt sich trefflich Gitarre spielen, doch allen Gibsophilen, die begeistert um jedes goldene 1956er-Kalb herumtanzen, sei gesagt: Ehe man über die Hölzer sinniert, fasse man den Steg ins Visier. Das beginnt schon bei der Frage, wie herum der zu montieren sei. Bei der Mehrzahl der im Gibson-Buch abgebildeten Gitarren zeigen die Justierschrauben zum Tonabnehmer, aber bei nicht wenigen zeigen sie zum Saitenhalter. Man kommt mit dem Schraubenzieher halt leichter dran, wenn sie nach hinten zeigen, aber dann liegen die Saiten auf den Schrauben auf! Die Restsaiten, also die zwischen Steg und Saitenhalter, die, wie Kap. 7.7.4 gezeigt hatte, zur Schwingungsabsorption beitragen können. Deshalb: Nicht nur Lack-Haarrisse *"sind für die Klangergebnisse von größter Bedeutung [Pipper, G&B 2/07]"*, auch der Steg trägt dazu bei.

Die vom Saitenhalter aus gesehenen T-förmigen, von der Seite gesehen pultförmigen Sättel werden von den Saiten zum Schwingen angeregt, doch dieser Anregung sollten sie widerstehen, damit die Schwingungsenergie möglichst lange in der Saite bleibt. Die von der Saite in den Sattel eingeleitete Kraft teil sich in eine Trägheitskraft (zur Beschleunigung der Masse) und eine Restkraft, die an den Steg weitergeleitet wird. Zwischen Sattel und Steg befinden sich mehrere Fugen, deren mechanischer Widerstand (Impedanz) für die Sattelschwingung von Bedeutung ist. An die Fertigungsqualität dieser Teile wären also hohe Anforderungen zu stellen. So, diese Formulierung müsste auch bei Advokaten Zustimmung finden, oder?

© M. Zollner 2010

Wären Grate an einem Gibson-Sattel ("wären" drückt rein hypothetisch eine Möglichkeit aus), würde gar die auf Anschlag stehende Verstellschraube den Sattel halb aus seiner Verankerung hebeln, die Sattel/Steg-Impedanz würde sich gewaltig ändern. Wo liegt bei diesem Steg eigentlich die "Direttissima", die Kraftflusslinie zwischen Saite und Korpus? **Abb. 7.104** zeigt den Gibson ABR-1-Steg in mehreren Ansichten. Ein T-förmiger (bzw. von der Seite gesehen pultförmiger) Sattel ist mit einer Stellschraube in einer Nut verschiebbar; auf ihm ruht die Saite in einer kleinen Kerbe. Doch worauf ruht der Sattel?

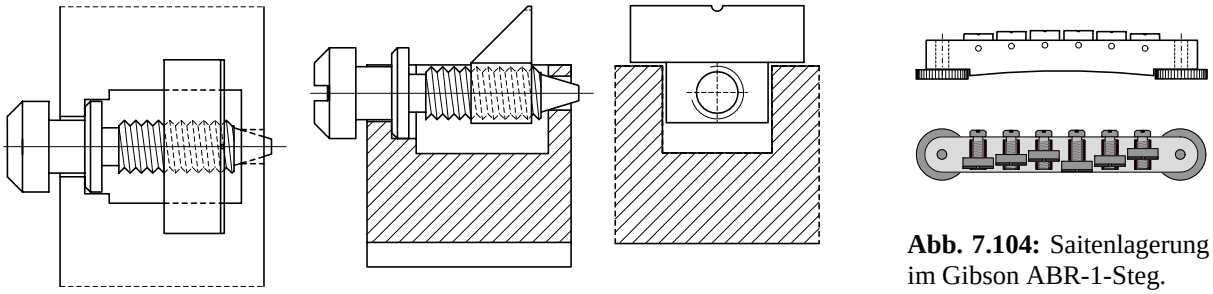


Abb. 7.104: Saitenlagerung im Gibson ABR-1-Steg.

Da das T-Mittelteil nicht bis auf den Grund der Nut hinabreicht, könnte man vermuten, der Sattel läge direkt auf dem Steg auf, das ist aber nicht der Fall. Jedenfalls nicht bei der untersuchten Historic-Les-Paul, und auch nicht bei der aus den 60er-Jahren stammenden ES-335. Jeder Maschinenbau-Student lernt im ersten Semester, dass Objekte, die sich nicht bewegen sollen, bezüglich dreier translatorischer und dreier rotatorischer Bewegungen fixiert werden müssen. **Translatorische Bewegungen** sind Längsverschiebungen (in Richtung der Saitenachse *z*), Querverschiebungen (*x*) und Höhenänderungen (*y*). In *z*-Richtung kann nur die Schraube Kräfte aufnehmen, aber mit Spiel. Drückt man den Sattel im Bild nach rechts, liegt der Schraubenkonus an, drückt man ihn nach links, gibt der abgeschrägte (angefaste) Kragen Kontakt. Vielleicht war das Ganze ja einmal als unter Spannung stehend und damit spielfrei geplant, die praktische Realisierung ist's aber nicht. In *y*-Richtung wird sofort klar, dass nur entweder die Schraube oder die Unterseite des T-Oberteils die Saiten-Druckkraft weitergeben können, und nicht beide (Kraftteilung wäre zufällig und fragil). Liegt das T-Oberteil direkt am Steg auf, hat die Schraube Spiel, nimmt die Schraube die Kraft auf, hat der Sattel Spiel. Nur sehr theoretisch könnte man über Schiebe- oder Presspassungen nachdenken – aber nur, wenn man noch nie in der Produktion gearbeitet hat. Nein, der T-förmige Sattel hat Spiel, und liegt irgendwo an, je nach Fertigungstoleranzen (**Abb. 7.105**).

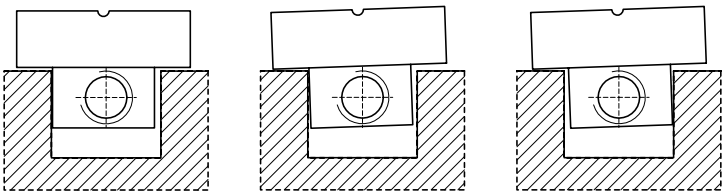


Abb. 7.105: Positionsveränderungen.

Dass der T-förmige Sattel nicht spielfrei am Steg aufliegt, wird offensichtlich, wenn man versucht, ein Blatt Papier dazwischenzuschieben: Das gelingt! Nicht überall, aber an einigen Stellen. Im schlimmsten Fall kann diese Labilität zu einer Torsionsbewegung führen, und dann ist die Saitenschwingung total im Eimer. Lieber Herr McCarty selig, wie hätte das funktionieren sollen? Griffbrettparallele Saitenbewegung bedeutet Torsionsanregung, wer hält da dagegen? Die Verkäufe sprechen für sich? Oh ja, Tschuldigung, das erklärt alles. Man kann hoffen, dass sich dieser Klapperatismus irgendwo verkeilt oder festrostet, und bei vielen Gitarren wird's wohl so sein, aber geplanter Kraftschluss sieht anders aus.

© M. Zollner 2010

In Abb. 7.100 war der Sattel/Steg-Übergang mit $\underline{Z}_2$ modelliert worden, die Auswirkung von Veränderungen zeigt Abb. 7.101. Dass bei Steifigkeits- und Dämpfungsänderungen nur der Bereich sehr hoher Frequenzen betroffen ist, mag erklären, warum dieser Steg nicht völlig unbrauchbar ist: Solange das Sattel-T irgendwo aufliegen oder anliegen kann und keine Torsionsbewegungen ausführt, halten sich hörbare Auswirkungen offenbar in Grenzen. Wenn die fertigungsbedingten Spalten aber eine Drehung um die Schraubenachse ermöglichen, wirkt das Sattel-T als Schwingungstilger. Diese *"epoch-making bridge" "was not designed for solid body guitars like the Les Paul models [Berger / Perrius]"*, sondern für akustische (!) Archtop-Gitarren, was die Sache noch problematischer macht, denn diese sollten ja wohl auch höherfrequente Teiltöne wiedergeben können? Egal, um 1954 fand dieses Jahrhundertwerk seinen Weg auf die Les Paul Custom, und dann gab's kein Halten mehr – im wahrsten Sinn des Wortes.

Die von der Saite in den Sattel eingeleitete Kraft wird (sofern sie nicht zur Massenbewegung dient), auf undefinierten Pfaden an den Steg weitergegeben, der sich gemäß seinem Namen vom einen "Ufer" zum anderen spannt. Die Gitarrenliteratur spricht auch von "Brücke", der Mechaniker vom beidseitig gestützten **Biegebalken**. Über Flächenträgheitsmoment, Balken-Geometrie, E-Modul und Dichte errechnet sich dessen tiefste Eigenfrequenz zu 1.6 kHz. Auch wenn der Steg an beiden Enden (Auflagern) unbeweglich unterstützt wird, dazwischen kann er schwingen. Und so er dazu angeregt wird, dämpft er die Saitenschwingung. Er wird, und zwar dummerweise von eben jener Saite, deren unbewegliches Lager er sein sollte. Um diese Schwingfreudigkeit nicht nur theoretisch zu berechnen, wurden Messungen an einem auf einem Steintisch liegenden ABR-1-Steg durchgeführt (**Abb. 7.106**). Bei 1.6 kHz steigt die Konduktanz auf fast 0.2 s/kg, was bei der E_2-Saite den Reflexionsgrad unter 60% drückt. Das bedeutet, dass von der am Steg ankommenden Schwingungsenergie bei jeder Reflexion über 40% absorbiert werden! Das ist nun nicht generell zu verdammen, denn nur durch Absorption kann der Gitarrenbauer individuellen Einfluss auf die Saitenschwingung nehmen, aber wenn es denn McCarty-spezifisch hätte werden sollen, müsste diese Absorption eine feste Größe für alle baugleichen Gitarren sein. Sie ist's nicht, schon beim leichten Verschieben des auch höhenverstellbaren Steges ändern sich dessen Dämpfungsparameter.

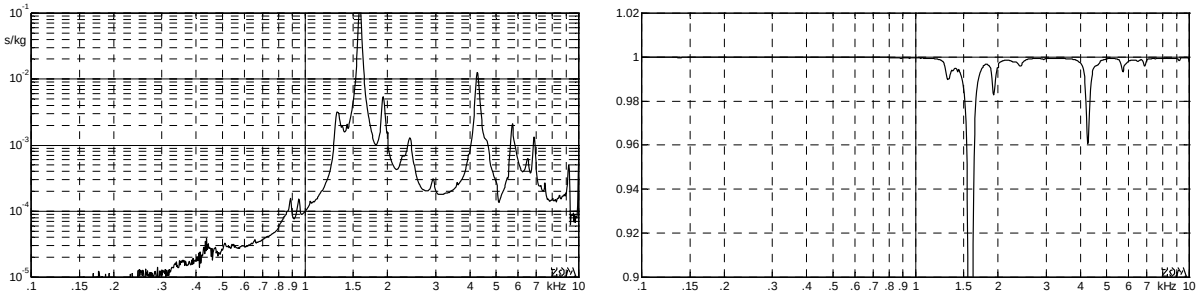


Abb. 7.106: Konduktanz (links) und Leistungs-Reflexionsgrad des auf dem Steintisch liegenden ABR-1-Steges.

Die Messungen zu Abb. 7.106 erfolgten an einem ABR-1-Steg, der über zwei Rändelmuttern direkt auf einem Steintisch lag. Bei der Les Paul leiten die beiden scheibenförmigen Rändelmuttern die Stegkraft an zwei Pfostenschrauben weiter, die senkrecht aus dem Korpus ragen. Die mechanische Übergangsimpedanz ($\underline{Z}_3$ in Abb. 7.100♣) zwischen Steg und Rändelschraube hängt von deren Oberflächenqualität (Bohrgrat!) ab, sowie vom Winkel zwischen Steg und Schraube; beim Verstellen der Steghöhe ändert sich die Auflagefläche, damit Steifigkeit und Dämpfung, und damit Resonanzfrequenz und -güte.

♣ Abb. 7.100 bildet den Steg als diskrete Masse nach und berücksichtigt (noch) keine Eigenmoden.

© M. Zollner 2010

Als Beispiel für die toleranzbedingten Unterschiede wurden die Teiltonabklingzeiten einer Gibson ES-335 analysiert (neue Saiten, **Abb. 7.107**). Diese von 1968 stammende Halbresonanz-Gitarre hat einen wie in Abb. 7.104 dargestellten Steg, über den die Saiten zum Trapez-Saitenhalter weiterlaufen. Dass die Abklingzeiten ein paar Minima aufweisen, darf man dieser Gitarre nicht vorwerfen – ein kleines Bisschen Individualität muss sein. Und dass sich diese Minima verändern, wenn man **den Steg** auf den Rändelschrauben um ein oder zwei Zehntel Millimeter **verschiebt**, ist halt der Verstellbarkeit geschuldet. Und sollte man gar auf der Idee kommen, an den **Sattel-Justierschrauben** zu drehen, weil die Oktave nicht ganz stimmt, verändert man die Abklingkurven wieder etwas. Gitarren-Gurus aller Länder, die ihr mit euren goldenen Ohren kleinste Details in der Holzzusammensetzung hören wollt, die ihr eure Gitarren gar in Gefrierschränke legt, damit der Lack ein paar Risse bekomme, auf dass der Korpus endlich "freier schwinge" und der Sound "aufblühe", erkennet die Zeichen: Wer da Monat für Monat in "Fach"-Zeitschriften Bullshit verzapfet, wird in selbigem noch ersaufen.

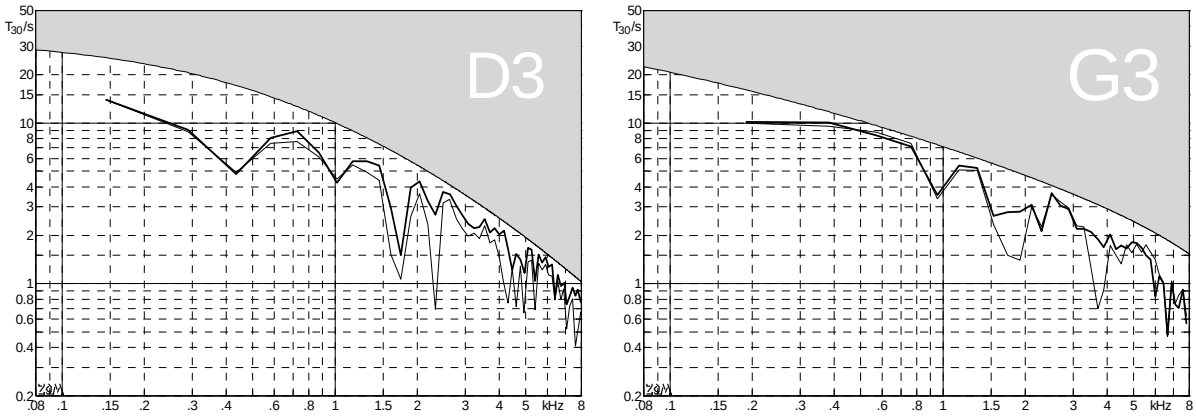


Abb. 7.107: Teilton-Abklingzeiten, ES-335; Steg im Rahmen des toleranzbedingten Spiels verschoben.

Gibsons ABR-1-Steg ist höhenverstellbar, und hat deshalb auch horizontal etwas Spiel. Verschiebt man den Steg in Rahmen dieses Lagerspiels, ändern sich die Lager- und Dämpfungsparameter. Viel Aufmerksamkeit wurde dieser sensiblen Kontaktfläche aber nicht zuteil: Bei dem in **Abb. 7.108** abgebildeten Gibson-Steg wird die Kontaktfläche zwischen Steg und darunter liegender Rändelmutter von zwei Bohrgraten beeinflusst, die ihrerseits natürlich die Kontaktsteifigkeit mitbestimmen. Man kann zu Gibsons Ehrenrettung anmerken, dass nicht alle Stege eine derart miserable Fertigungsqualität aufweisen, aber selbst ein anno 2010 für teures Geld erworbenes Exemplar ist nie an einem Entgrater (Senker) vorbeigekommen. Was nur die Vermutung zulässt, dass Gibson dieser Kontaktstelle keine große Bedeutung beimisst. Damit verlieren jedoch die kleinen Dämpfungszacken, die der Korpus verursacht, vollends an Relevanz. Das heilige Holz, um das sich Mythen ranken – nichts als Hype? Ja, das kann man so sehen. Das muss man so sehen, denn warum fertigt Gibson das wichtigste Bindeglied zwischen Saite und "Heiligem Gral" so schlampig, so wackelig, so unzuverlässig, wenn der Korpus wichtig wäre? Es bleibt nur die Erkenntnis: All die kleinen Zacken sind zwar messbar, haben aber auf den Klang kaum Einfluss. Mögen sie nun vom schlampig produzierten Grat kommen, oder vom Jahrzehnte gelagerten Holz. Goof rules.

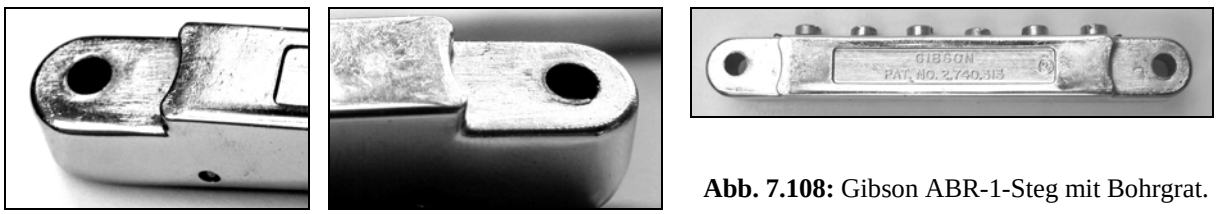


Abb. 7.108: Gibson ABR-1-Steg mit Bohrgrat.

© M. Zollner 2010

Der Glaube an den Heiligen Gral sitzt tief – so tief, dass in G&B 6/2010 eine Umbauanleitung angegeben wird, die aus einem "halbwegs" Heiligen einen "richtig" Heiligen macht: Aus der **52er Goldtop** eine **59er Les Paul**. Dumm nur: Wegen des speziellen Halswinkels passt der ABR-1-Steg nicht auf den Kandidat, deshalb: Ran an die Bandschleifmaschine (**Abb. 7.109**). Eine physikalisch korrekte Maßnahme, solange man nur die Bespielbarkeit vor Augen hat.

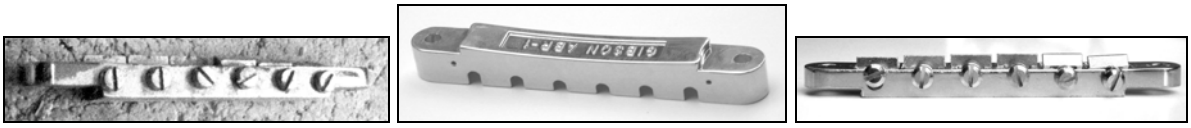


Abb. 7.109: ABR-1. Links das Vorbild (G&B 6/2010), Mitte/rechts der Nachbau vor bzw. nach dem Abfräsen.

Jedoch ist nicht nur die Bespielbarkeit das Ziel der Umbauaktion: *Die Goldene soll am Ende so klingen wie eine 1959er Les Paul*. Gleicher Klang, obwohl man ihr Allerheiligstes, das Bindeglied zwischen Saiten und Holz, aufs brutalste mit der Schleifmaschine entweiht hat? Werfen wir mal einen Blick auf die Konduktanz eines Original-ABR-1-Steges (**Abb. 7.110**). Nicht das in Abb. 7.106 analysierte Exemplar, sondern ein anno 2010 gekaufter Steg. Weil man's hat, nicht auf einem Bandschleifer minimiert, sondern auf einer Profi-Fräsmaschine. Das rigorose Ausdünnen verringert Masse und vor allem Steifigkeit, so dass am Ende die Hauptresonanz von 1400 auf 850 Hz rutscht. Der abgefräste Steg entfaltet seine schwingungstötende Absorption nun im Bereich zwischen 800 und 1000 Hz, und das wirft eine etwas peinliche Frage auf: Kann die damit ausgestattete Gitarre wie eine klingen, deren Steg seine maximale genuine Absorption um ca. 1500 Hz entwickelt?

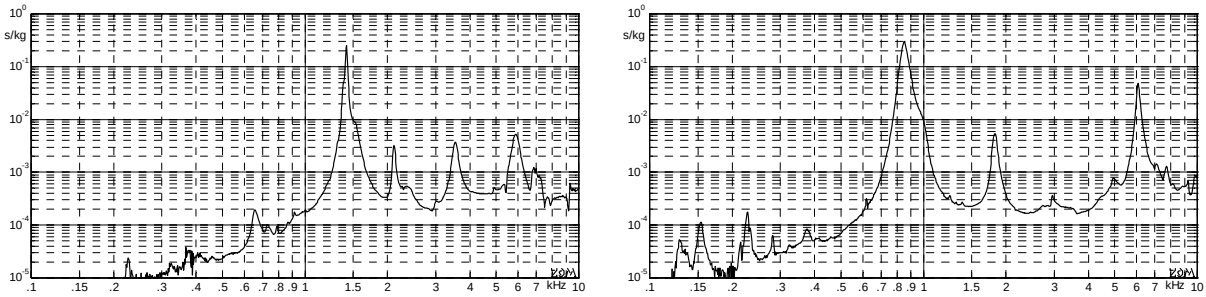


Abb. 7.110: Konduktanz des ABR-1-Steges. Originalzustand (links), nach dem Abfräsen (rechts). Steintisch, Rändelschrauben, Steg ohne Reiter; Messpunkt zwischen D- und G-Führungsschlitz.

Da die in G&B beschriebenen Umbauarbeiten von einem renommierten und anerkannten Gitarrenbauer vorgestellt werden, der über langjährige Erfahrungen verfügt, möchte man seine Wertung (gleicher Klang) nicht einfach als unqualifiziert abtun – da wird schon was dran sein. Also bleibt nur das Fazit: Wenn selbst derartig große Absorptionsunterschiede auf den subjektiv wahrgenommenen Klang kaum Auswirkungen haben, hat das Korpusholz, dessen Konduktanzwerte ja deutlich geringer sind, noch viel weniger Einfluss. Auch wenn noch so oft betont wird, dieser Heilige Gral sei ob seiner *Einspielzeit von 56 bis 57 Jahren nicht zu toppen*, die Gründe hierfür müssen wohl eher im Metaphysischen liegen. Aber in dieser Sphäre ist ein Gral ja ohnehin am besten aufgehoben.

Abb. 7.110 dokumentiert die Konduktanz-Veränderungen, die das Abfräsen bewirkt. Dass hiervon auch die Teilton-Abklingzeiten beeinflusst werden, ist naheliegend, bedarf aber noch eines eigenen Nachweises. Deshalb wurden beide Stegvarianten auf einer **Les Paul** (R 9) ausprobiert, wobei für den Originalsteg und den abgefrästen Steg jeweils die Teilton-Abklingzeiten der D- und der G-Saite analysiert wurden.

© M. Zollner 2010

Abb. 7.111 zeigt hierzu die Ergebnisse. Da die Stege nun nicht mehr auf dem Steintisch liegen, sondern bestimmungsgemäß in eine Gitarre eingebaut sind, verschieben sich die in Abb. 7.110 gemessenen Resonanzzacken etwas. Außerdem kommen die Toleranzen der Stegreiter zum tragen, die – um es wohlwollend auszudrücken – eine saumäßige Qualität aufweisen. Drei der Reiter fallen heraus, wenn man den Haltedraht entfernt, die anderen drei sitzen so fest, dass sie sich mit den Justierschrauben nur mit Mühe verstellen lassen. Und das sind nicht etwa Auswirkungen des Abfräsens, das war von Anfang an so. Doch egal, nach den Messungen wird dieses Ausschussteil sowieso entsorgt. Als Ergebnis bleibt: Die auf ca. 850 Hz verschobene Hauptresonanz bewirkt in diesem Frequenzbereich bei beiden Saiten eine deutliche Verkürzung der Teilton-Abklingzeit, die dem Prädikat *gleicher Sound* aber offenbar nicht schadet. Somit birgt die Umbauanleitung einen Widerspruch: Hält man den minimalen Einfluss, den das "heilige" Holz auf die Saitenschwingung hat, für wesentlich, müsste man die vom Stegumbau verursachten Unterschiede für existentiell halten und dürfte nicht davon reden, dass nunmehr der 1959er Sound entstanden sei (*das ist schlicht und ergreifend der heilige Gral, G&B 8/2010*). Hält man hingegen die Stegresonanzen für unwesentlich, muss man erst recht die winzigen Holzeinflüsse für irrelevant halten. Dann hätte es ein Baumarktbrett aber auch getan...

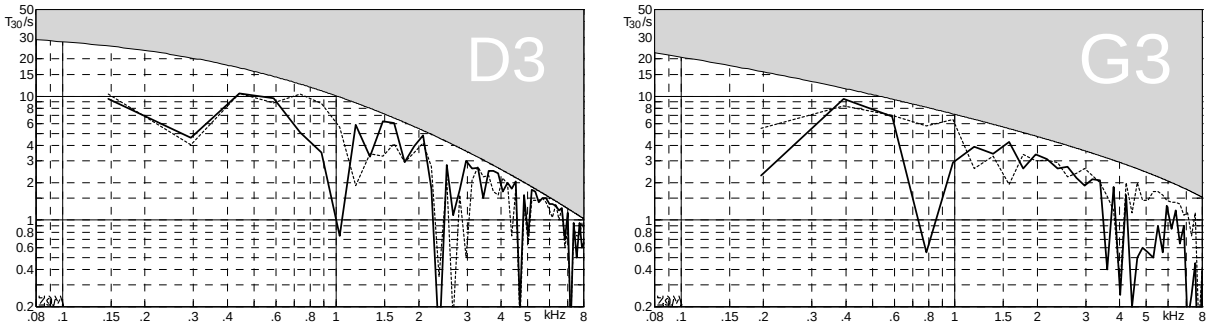


Abb. 7.111: Les Paul R9, Teilton-Abklingzeiten. Originalsteg (---), abgefräster Steg (——);

Getreu dem Motto "auf die Finger kommt es an" kann man die Gitarre aber auch dazu benutzen, wofür sie gebaut wurde: zum Spielen. Doch, das geht mit den meisten, egal wo genau der Steg steht.

Nach so viel Theorie noch etwas aus der "Fachpresse": *Kluson-Mechaniken sind außerdem sehr leicht. Die geringe Masse lässt sich leicht zur Schwingung anregen, klingt dafür aber umso schneller wieder ab. Theoretisch würde das jedoch bedeuten, dass Kluson-Mechaniken weniger Sustain bringen [Pipper, G&B 8/05]. Kleine Änderungen an der Höhe des Stop-Tailpiece ändern den Klang (der Les Paul) teils drastisch [Pipper, G&B 7/05]. Mechaniken (etwa USD 1200) und Stop-Tailpiece (etwa USD 2000) hatten nur einen sehr geringen Einfluss auf den Klang (der Les Paul) [Pipper, G&B 2/07]. Konstruktion und Material (des Stop-Tailpieces) haben natürlich einen wichtigen Einfluss auf die Schwingungsübertragung auf den Body [Pipper, G&B 7/05]. Kaum zu glauben, dass lediglich der Austausch der Mechaniken (bei der Les Paul) eine solche (Klang-) Veränderung bewirken konnte [Pipper, G&B 8/05]. Ich finde es manchmal unangebracht, wenn selbsternannte Equipment-Missionare unterwegs sind und jedermann vom wahren Glauben überzeugen möchten [Pipper, G&B 8/07].*

© M. Zollner 2010

7.10.2.2 Leo Fenders Telecaster

Die Telecaster war Leo Fenders erste "richtige" Elektrogitarre, zunächst Esquire genannt, dann Broadcaster, dann Telecaster [Duchossoir]. Gemäß Fenders Patentanmeldung 2,573,254 sollte die Länge der Saiten individuell einstellbar sein (*individual adjustment of the strings*), was aber nur im Zweierpack möglich ist: Je zwei Saiten müssen sich ein zylinderförmiges Böckchen teilen (**Abb. 7.112**). Gegenüber dem bis dahin üblichen nicht-längenverstellbaren Steg war das definitiv eine Verbesserung, aber eben auch ein Kompromiss, zu dessen Weiterentwicklung Fender aber schon den Weg weist: schräg angebohrten Böckchen. Jedes der drei Böckchen kann mit 2 Madenschrauben in der Höhe verstellt werden, mit einer langen Spannschraube ist die Oktavreinheit einstellbar. Als Trägerplatte für Böckchen und Spannschrauben dient ein dickes Blech, das mit vier großen Holzschrauben im Korpus verankert ist. Die Saiten laufen über die Böckchen durch den Korpus zu rückseitig eingepressten Haltehülsen.

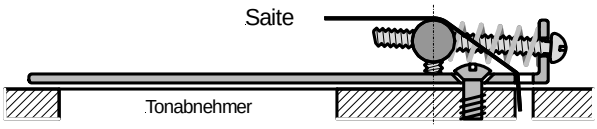


Abb. 7.112: Der Telecaster-Steg. [Duchossoir]

Für Spann- und Madenschrauben gilt das in Kap. 7.10.1 Gesagte, ihre Übertragungssteifigkeit hängt von den Kontaktflächen und den Kräften ab. Im Prinzip funktioniert dieser Steg, er kann aber eine Eigenart entwickeln, die der Gitarre zum Sonderstatus verhilft: Das Trägerblech liegt undefiniert am Korpus auf, seine Eigenresonanzen (Eigenmoden) können u.U. auf die Saite zurückwirken. Müssen nicht, aber können. Klopft man mit einem harten, nichtmagnetischen Gegenstand auf die hochgebogenen Flanken des Trägerblechs, hört man über Verstärker/Lautsprecher einen klickartigen Ton – **das Blech** ist nicht etwa durch das darunter liegende Korpusholz umfassend bedämpft, es kann vielmehr **Eigenschwingungen** von großer Güte ausführen. Dabei sind mechanische Rückwirkungen vom Blech auf Böckchen/Saite möglich, bei Stahlblech auch induktive Kopplungen zum Stegtonabnehmer. Generell ist das Blech elektrisch leitend, und somit Ort tonabnehmerumkreisender **Wirbelströme** (Kap. 9.5).

Die **Verstellbarkeit** der Saitenlage war nicht nur der Eigenart aller Gitarristen geschuldet, jede neue Gitarre erst einmal nach eigenen Vorstellungen "spielbar" zu machen, sie ergab sich auch zwangsläufig aus der Trennung von Hals und Korpus in zwei eigene, toleranzbehaftete Produktionseinheiten (bolt on neck). In Duchossoirs Nahaufnahmen erkennt man unschwer, dass diese Verstellmöglichkeiten auch genutzt werden, dass die Knickwinkel, mit denen die Saiten über die Böckchen laufen, gitarrenspezifisch sind (saitenspezifisch sind sie sowieso). Damit sind aber auch die Schwingungseigenschaften des Steges gitarrenspezifisch.

Abb. 7.113 stellt die am Böckchen stattfindende Kraftzerlegung dar. Die Saiten-Spannkraft Ψ ist auf beiden Seiten des Auflage-Zylinders (Böckchen) nahezu gleich groß, die Reibungskraft kann im ersten Ansatz vernachlässigt werden. Von der schräg nach links unten wirkenden Resultierenden F kann die nur aufliegende Madenschraube nur den vertikalen Anteil F_y aufnehmen, die Horizontalkraft F_x muss die Spannschraube übernehmen. Trotzdem zeigt Fenders Patentanmeldung eine (wie in Abb. 7.113 dargestellte) schräg montierte Madenschraube.

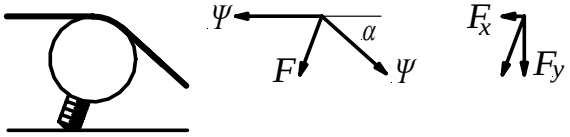


Abb. 7.113: Saite mit Auflage-Zylinder (links), Resultierende der Saitenkräfte (Mitte), Zerlegung der Resultierenden in Horizontal- und Vertikalkraft (rechts).

© M. Zollner 2010

Man sollte nicht zu viel erwarten: *"Leo Fender war ein genialer und einfallsreicher Techniker, aber nicht einmal ein ausgebildeter Ingenieur, wie oft zu lesen ist, und erst recht kein Gitarrist – er konnte nicht einmal das Instrument stimmen" [G&B Fenderheft]*. Duchossoir zitiert noch gnadenloser: *"Leo had a knack of thinking slowly and consecutively – no flashes of genius – a merciless unstoppable slow degree of thinking [Tavares]."* Doch irgendwann fielen die schrägen Schrauben auf, und eines Tages standen sie gerade, wie in Abb. 7.112. Etwas genauer: In der Patentanmeldung [USPTO.gov] beträgt der Winkel zwischen Maden- und Spannschraube 70°, bei später produzierten Stegen jedoch 90°. Was ist nun besser?

Der Maschinenbauer wird vermutlich die senkrecht auf der Montageplatte stehende Madenschraube bevorzugen, weil sie sowieso nur Vertikalkräfte übertragen kann (horizontal bleiben nur kleine Reibungskräfte). Bei schräg stehender Schraube entsteht ein Biegemoment, das Zylinder und Spannschraube verspannt (auf Biegung belastet), bei senkrecht stehender Madenschraube wirkt nur eine Zugkraft auf die Spannschraube. Was fixiert die eigentlich gegen seitliche Bewegungen? Bewegungen in einem Bohrloch, wo sie, gemäß Patentschrift, *"sufficiently loosely"* gelagert sein soll! Eine zusätzliche Verspannung könnte da für mehr Halt sorgen, groß wird die Wirkung aber nicht sein. Außerdem: Eine an der Madenschraube anaxial angreifende Kraft könnte im Lauf der Zeit möglicherweise die Schraube verstellen, sodass die senkrecht stehende Schraube vermutlich leichte Vorteile bietet. Das sind jetzt aber unbewiesene Spekulationen, zu denen keine weiteren Versuche angestellt wurden. Mit

$$F = 2\Psi \cdot \sin(\alpha/2), \qquad F_x = \Psi \cdot (1-\cos\alpha), \qquad F_y = \Psi \cdot \sin\alpha$$

erkennt man die Winkelabhängigkeit der Kräfte, der Saitenknickwinkel α liegt zwischen ca. 25° und 50°. Die Spannschraube bringt es ja auf stattliche 32 mm Länge, die sie offenbar auch haben muss, um für ausreichende Verstellmöglichkeiten zu sorgen. Mit Ψ = 50 N, bei dünnen Saiten durchaus möglich, wird F_x minimal 4.7 N und F_y minimal 21 N♣, mit dicken Saiten sind auch F_x = 50 N und F_y = 100 N möglich. Eine respektable Variationsbreite der Andruckkräfte, und entsprechend große **Unterschiede** bei den Kontaktsteifigkeiten und -widerständen. Welche Kipp-, Dreh- oder Taumelbewegungen das Böckchen im realen Einsatz tatsächlich ausführt, ist mit allgemeiner Betrachtung nicht vorhersagbar, zu unterschiedlich sind die Bedingungen. Die Vorlast auf die Madenschraube ist vermutlich so groß, dass sie nicht a priori als "Schwingungstöter" zu verdächtigen ist. Nur 4.7 N Längskraft ist knapp, dafür ziehen aber zwei Saiten an einer Schraube. In der Saite treten jedoch auch Longitudinalschwingungen (Dehnwellen) auf, die das Böckchen zu Rotationsschwingungen anregen können. Zu viel Spiel zwischen Schraube und Böckchen wäre dann kontraproduktiv.

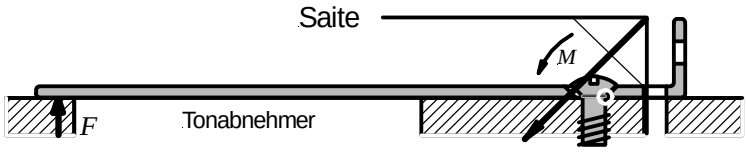


Abb. 7.114: Korpus-Kräfte

Den Übergang von der Basisplatte zum Korpus zeigt **Abb. 7.114**. Die Summe der beiden Saitenkräfte erzeugt eine schräg nach links unten gerichtete Resultierende, die knapp neben der Holzschraube vorbeigeht und deshalb ein Drehmoment um den Auflagerpunkt (Kreis) erzeugt. Der Hauptteil der Haltekraft tritt an der Schraube auf, zur Kompensation des Momentes ist außerdem eine Zusatzkraft *F* erforderlich (hier willkürlich eingezeichnet).

♣ Eine 1-kg-Masse erzeugt eine Gewichtskraft von 9.8 N (1 N = 1 Newton → 102 Gramm).

© M. Zollner 2010

Wo genau welche Kräfte wirken, kann nicht gesagt werden, weil die Auflage auf dem Korpusholz undefiniert ist: Sie hängt u.a. von der Krümmung der beiden Materialien ab. Das mit *M* bezeichnete Drehmoment wächst mit zunehmendem Saitendurchmesser und zunehmender Saitenhöhe (Distanz zwischen Saite und Basisplatte). Falls in Abb. 7.114 links vom Tonabnehmer (bei *F*) ein winziger Spalt besteht, hängt mehr als die Hälfte der Basisplatte in der Luft – mit ungeahnten Schwingungsmöglichkeiten.

Welche der vier Holzschrauben die Hauptlast trägt, ist ebenfalls undefiniert – sie teilen sich halt irgendwie die Haltekräfte. Wollte man tatsächlich den Korpus als Schwingungssystem in definierter Weise an den Steg koppeln (oder den Steg an den Korpus), man bräuchte eine ganz andere Konstruktion. Nein, das war kein Sound-Design, da wurde ein Halteblech auf ein Brett geschraubt, fertig. Dass das ganz passabel funktionieren kann, zeigt **Abb. 7.115**: Hier sind die Teiltonabklingzeiten im Vergleich zu denen einer Stratocaster dargestellt. Beide Gitarren wurden mit neuen Saiten gemessen, deren Durchmesser aber nicht ganz übereinstimmten (Tele 9/46, Strat 10/46). Bei der Telecaster geht das Abklingen geringfügig schneller, und es hängt etwas stärker von der Frequenz ab. Ehe man daraus aber das Pauschalurteil ableitet, eine Telecaster habe im Vergleich zur Stratocaster das kürzere Sustain, sei daran erinnert, dass das Einzelergebnisse sind, gemessen an nur je einer Repräsentantin ihrer Spezies[♣].

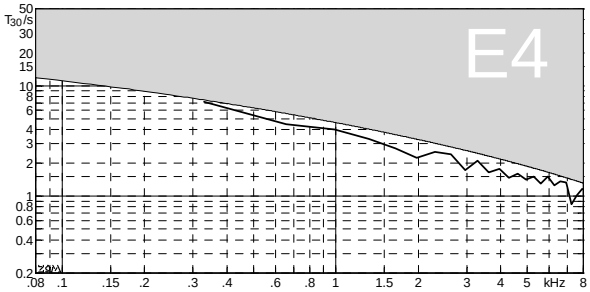
Wollte man **Telecaster-typische Merkmale** extrahieren, müsste man zuallererst definieren, was eine typische Telecaster denn ist: Fender änderte im Lauf der Jahrzehnte die Kopfplatte, den Hals, den Korpus, die Tonabnehmer, den Steg – lediglich der Korpus-Umriss blieb in etwa gleich, so dass es "die" Telecaster gar nicht gibt. Bei den meisten Varianten hat der Steg zwar schon das ca. 85x74 mm^2 große Trägerblech, doch schon bei den Auflage-Zylindern beginnen die Unterschiede: Dünn, dick, aus Messing, aus Stahl, mit/ohne Rille, mit/ohne Gewinde. Ab den 70ern dann auch mit kleinen oder großen, Strat-ähnlichen Einzelböckchen, oder gleich mit reinrassigem Stratocaster-Steg. Telecaster-typisch ist offensichtlich nur der Korpus-Umriss, doch der hat auf den Klang so gut wie keinen Einfluss. Auch wenn man sich auf den Singlecoil-bestückten Urtyp beschränkt, findet man eine Vielzahl unterschiedlicher Varianten: 250-kΩ- oder 1-MΩ-Poti, Stegtonabnehmer-Widerstand zwischen 5.5 – 11 kΩ, Massivkorpus oder nur halb so schwerer Thinline-Korpus, mit Set-Neck, Tilt-Neck, oder Bolt-on-Neck [mehr bei Duchossoir]. Wenn die Metallabdeckung das große Geheimnis des Halstonabnehmers ist – warum baut Fender dann in die Thinline-Telecaster, die Tele Plus, die Elite Telecaster, die Telecaster Deluxe und die Custom-II einen anderen Tonabnehmer ein? Warum gibt's neben der Fender-Variante auch noch Lace und Seymour Duncan? Vermutlich, damit jeder Gitarrist seine persönlichen Vorstellungen vom Telecaster-Sound verwirklichen kann. Nichts dagegen, aber: Den einen Telecaster-Sound gibt's damit definitiv nicht.

In http://www.tdpri.com/forum/telecaster-discussion-forum/77808-new-body-material-build-w-sound-clip.html stellt Terry Downs seine neue Gitarre vor, und lässt die Fan-Geminde raten, aus welchem Material der Korpus sei. Alle sind vom Sound begeistert, und vermuten: Eiche, Masonite, Teak, Cork, semi-hollow-body, synthetic counter top material, Soya, Milchorangenbaum und weitere, überwiegend ernst gemeinte Vorschläge. Tatsächlich wurden drei MDF-Platten aufeinander geschraubt – fertig. Resultat: *Sounds like a Tele*, was denn sonst.

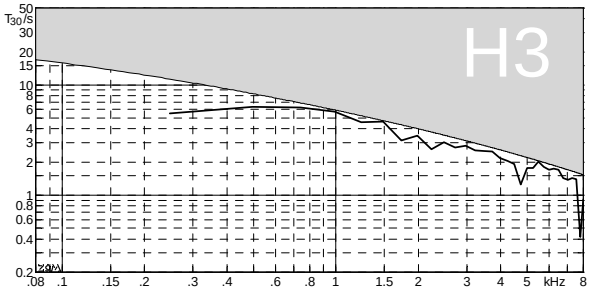
♣ Die Vielfalt der Beschränkungen eines Hochschulbetriebs ermöglichten leider keine umfangreicheren Untersuchungen.

© M. Zollner 2010

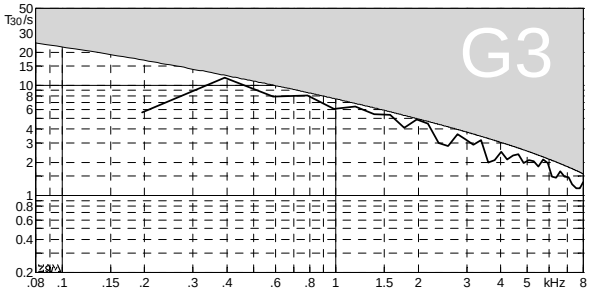
Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten



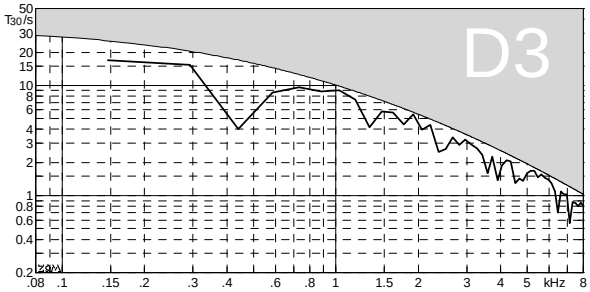
Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten



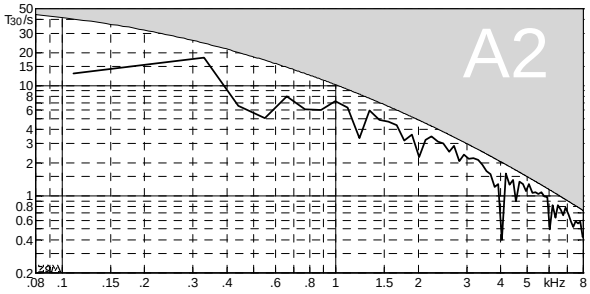
Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten



Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten



Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten



Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten

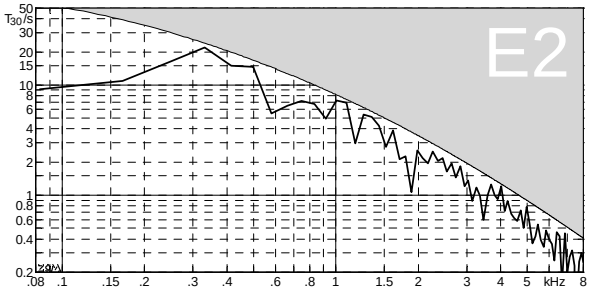


Abb. 7.115: Teilton-Abklingzeiten, Telecaster (9/46, links), Stratocaster (10/46, rechts).

© M. Zollner 2010

7.10.3 Stege mit Vibrato

Ein Vorläufer der Elektrogitarre war die Steel-Guitar (Lap steel), deren Töne ohne Fixierung auf diskretisierende Bünde mit fast beliebiger Tonhöhe erzeugt werden konnten. Das wollten die Country-Musiker (bzw. ihre Zuhörer), und das ermöglichten Bigsby, Kauffman, Fender und Co., indem sie Vibrato- bzw. Tremolo-Systeme in die ersten Elektrogitarren einbauten. Dass damit Jahre später "Star spangled banner" gespielt werden sollte, ahnten die Herren noch nicht, dass jemand mal Stegkonduktanzen nachmessen würde, vermutlich auch nicht – sie waren voll und ganz damit beschäftigt, einen Steg zu erfinden, der gleichzeitig fest und beweglich ist. Fest bezüglich der Saitenschwingung, aber beweglich fürs "Tremolo[♣]".

Um die Saitentonhöhe kontinuierlich zu ändern, muss die Spannkraft Ψ der Saite verändert werden, was durch Verändern der Dehnung (also der Länge) geschieht. Der Saitenhalter ist hierzu federnd-beweglich gelagert, durch Drücken (oder Ziehen) am Vibrato-Hebel verändert sich die Saitenlagerung und damit -dehnung (**Abb. 7.117**).

Abb. 7.117: Vibrato-System

Das Grundproblem aller Vibrato-Systeme ist die durch unvermeidliche Reibungskräfte bewirkte Stimm-Instabilität. Zieht man den Vibrato-Hebel hoch und lässt los, ergibt sich eine andere Stimmung als wenn man drückt und loslässt. Besonders groß sind die Reibungskräfte zwar nicht, aber für 5 Cent Tonhöhenfehler sollte die Frequenz auf 0.3% genau stimmen. Die Schwingungstechnik arbeitet gerne mit schnelleproportionalen Reibungskräften, weil damit lineare Systeme aufbaubar sind – die Realität hat aber auch Coulomb-Reibung anzubieten, und die ist nichtlinear. Bei der **Coulomb-Reibung** hängt die Reibungskraft nur von der Normalkraft und vom Reibungskoeffizient μ ab, nicht aber von der Schnelle. Allerdings wird beim Reibungskoeffizient zwischen Haft- und Gleitreibung unterschieden, insofern ist er also doch bewegungsabhängig, aber eben nichtlinear.

Umschließt eine Saite einen feststehenden Zylinder mit dem Umschlingungswinkel α, so unterscheiden sich die beiden Zugkräfte um $\Delta F = F\left(\exp(\mu\alpha)-1\right)$. Zieht man im Bild nach rechts, ist die rechte Kraft um (maximal) diesen Wert größer, zieht man nach links, die linke. Zusammen mit dem Zylinderradius R erzeugt diese Differenzkraft das Reibmoment $M = \Delta F \cdot R$, das vom Zylinder, also vom Steg, aufgenommen wird. Nur wenn der Zylinder drehbar ausgeführt wird, ist die Reibung gering, doch stellt eine leicht drehbare, lockere Rolle keinen idealen Steg dar. Als Alternative wurden messerkanten- oder spitzengelagerte Stege erfunden, die aber auch nur funktionieren können, wenn alle Saiten gleichen Abstand zur Achse haben. Haben sie nicht, wenn der Steg auf die Decke aufgesetzt wird, haben sie näherungsweise, wenn man den Drehpunkt in den Korpus verlagert. Ist dabei aber die Restsaite lang und der Knickwinkel klein (Jazzmaster), entstehen wieder andere Probleme – das war keine leichte Arbeit. Im Endeffekt waren die Ergebnisse kreativer Entwicklungsarbeiten aber brauchbar, solange man sich auf moderate Tonhöhenänderungen beschränkte. Für Brachialmotoriker gab's später dann Weiterentwicklungen wie z.B. den Klemmsattel.

[♣] Kauffman und Fender nannten das Frequenz-Vibrato "Tremolo"

© M. Zollner 2010

7.10.3.1 Fenders Stratocaster-Vibrato (aka. Tremolo)

Am 19.8.1929, als noch kaum jemand an Elektrogitarren dachte, meldete Clayton Kauffman einen *"apparatus for producing tremolo effects"* zum Patent an (US 1,839,395). Durch eine federnde Saitenhalterung (a movable tail-piece) konnte hiermit die Tonhöhe (pitch) verändert werden *"so as to produce a tremolo effect"*. Eben jener "Doc" Kauffman war später für kurze Zeit Leo Fenders Partner der gemeinsam betriebenen K&F-Company, ehe Fender 1946 die "Fender Electric Instrument Company" gründete [Duchossoir]. Deren erste E-Gitarre, die Esquire, war um 1952 erfolgreich am Markt platziert, hatte gar schon die Metamorphose zur Telecaster überstanden, so dass ein Nachfolger gesucht wurde: *"We didn't invent the tremolo thing. It had been used on many other instruments, but we wanted it because it seemed to be very saleable [Tavares]"*. Und so meldet Leo Fender am 30.8.1954 die **Stratocaster** zum Patent an (US 2,741,146), eine E-Gitarre mit *"Synchronized Tremolo"*. Duchossoir beschreibt die ersten Versuche: *"The first vibrato designed by Leo Fender was, by all accounts, fairly similar to the unit later installed on the Jazzmaster guitar released in June 1958. It allowed some string length between the bridge and the tailpiece, were the strings were anchored. This early version was fitted with individual roller bearings, meant to facilitate return to pitch, but in fact they were damping the string sustain because of too much lateral vibration. It would also appear that the steel rod used as a tailpiece, did not anchor the strings firmly enough and their energy was dissipating to the detriment of tone and sustain."* Leo Fender hierzu: *"We had to chunk the whole thing and completely retool"*. Und: *"With a string, you can't have vibration in any direction at the bridge, it's got to be a solid as the Rock of Gibraltar"*. Das sagt der (gelernte Buchhalter) Leo Fender 1979 in einem Guitar-Player-Magazine-Interview, und er hat verdammt recht. Dass noch anno 2005 G&B-"Experten" meinen, *der größte Teil der Saitenschwingungen solle an den Korpus weitergeleitet werden*, that's a different story.

Damit Steg und Saitenhalter möglichst wenig Eigenleben entwickeln können, kombiniert Fender beide zu einer auf Messerkanten gelagerten Einheit – das war die bahnbrechende Idee. Warum Fender bei der Jazzmaster davon wieder abweicht, bleibt sein Geheimnis. **Abb. 7.118** zeigt einen Querschnitt durch das Stratocaster-Vibrato. Die Saiten laufen über justierbare Blechböckchen zu einem sog. "Sustainblock", an dessen Unterseite Spannschrauben angreifen und den Gegenzug erzeugen. Die L-förmige Basisplatte wird von 6 Holzschrauben gehalten, die nicht ganz festgezogen sind, sodass die Basisplatte leicht nach oben gekippt werden kann. Die Drehachse liegt zwischen Holzschraube und dem leicht angesenkten Loch der Basisplatte. Die Saitenzugkraft Ψ (damals ca. 730 N) erzeugt am kurzen Hebelarm (ca. 9 mm) ein Drehmoment, das von 5 Spannfedern am langen Hebelarm (ca. 42 mm) kompensiert wird. Bei den heute üblichen dünneren Saitensätzen werden häufig nur mehr 3 Federn verwendet, deren exakte Zugkraft F über zwei Spannschrauben (im Bild nicht eingezeichnet) eingestellt wird. Durch den großen Saitenknickwinkel, mit dem die Saiten über die Blechböckchen laufen, entstehen relativ große Anpresskräfte, durch das kurze Saitenreststück sind Residualdämpfungen (Kap. 7.7.4.3) nur schwach ausgeprägt. Nichts ist perfekt, auch diese Konstruktion nicht, sie erfüllt ihre Funktion aber so gut, dass Fender bis heute nur kleinere Änderungen vornahm.

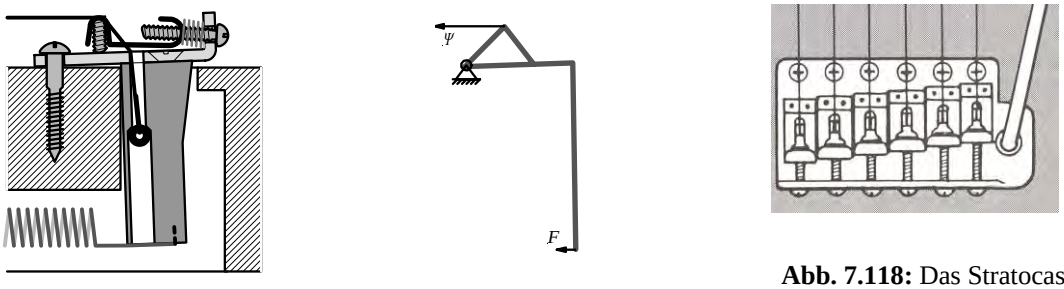


Abb. 7.118: Das Stratocaster-Vibrato.

© M. Zollner 2010

Eine dieser Änderungen betraf die Befestigungsschrauben: Wie verteilt sich eine Kraft auf 6 Schrauben? Undefiniert! Deshalb wurden bei der American Standard Stratocaster 1987 die 6 Halteschrauben auf 2 reduziert, wodurch endlich eine einigermaßen eindeutige Messerkantenauflage entstand. Die zweite Änderung betraf die Böckchen: Ursprünglich aus Blech gebogen, wachsen sie in den Siebzigern zu Spritzgussquadern an. Aber nicht bei allen Modellen: Einige werden weiterhin mit **Blechböckchen** produziert. Beide Versionen funktionieren, haben aber ihre speziellen Fertigungsstreuungen. U.U. ist jedes Böckchen ein Unikat, dessen drei Schrauben an jedem Ende sehr individuelle Kontaktsteifigkeiten und -dämpfungen haben können.

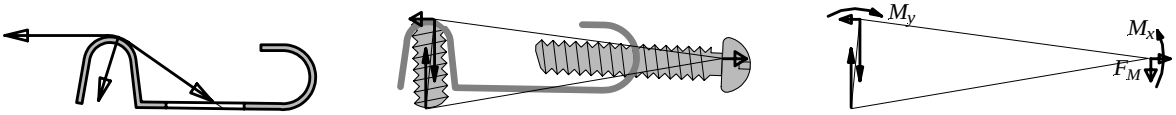


Abb. 7.119: Kraftfluss am Stratocaster-Böckchen.

Den Kraftfluss durch ein Böckchen zeigt **Abb. 7.119**: Von der gekrümmten Saite wirkt eine schräg nach links unten weisende Kraft auf das Böckchen (vergl. Abb. 7.113). Da Saitendurchmesser sowie Böckchenposition und -winkel variieren, variieren auch Größe und Richtung dieser Kraft: Ihre *x*-Komponente kann 5 – 35 N betragen, ihre *y*-Komponente 21 – 73 N. Die *y*-Komponente wird von der Unterseite der stehenden Justierschraube aufgenommen[♣], die *x*-Komponente von der horizontalen Spannschraube. Da die jeweils parallelen Kräfte aber nicht durch denselben Punkt gehen, entstehen zwei Drehmomente, hier mit M_x und M_y bezeichnet. In aller Regel werden diese Momente nicht gleiche Beträge haben, weshalb an der Spannschrauben auch noch eine kleine vertikale Kraft F_M angreifen muss. Bei üblicher Geometrie wirkt diese Kraft (im Bild) nach unten, und findet an der stehenden Justierschraube ihre Gegenkraft (nicht eingezeichnet). Je größer F_M, desto mehr verspannt sich die horizontale Spannschraube im Böckchen-Gewinde, und desto fester ist diese Verbindung. Demzufolge: Je kleiner F_M, desto wackeliger. Klein wird F_M, wenn die Saite mit geringem Knickwinkel über das Böckchen läuft. Dies ist auch gleichzeitig der Fall, bei dem die anderen Kräfte klein werden, bei dem kleine Relativbewegungen ermöglicht werden, die der Saite Schwingungsenergie entziehen.

Nun sind Strat-Spieler nicht dafür bekannt, dass sie sich permanent über Unbespielbarkeit und mangelhaftes Sustain beklagen – bei der Mehrzahl dieser Gitarren muss die Verstellbarkeit der Böckchen nicht bis zum Limit ausgenutzt werden, die meisten Böckchen bieten der Saite sicheren Halt. Wenn das Böckchen so weit nach hinten geschraubt ist, dass die Saite am Langloch einen weiteren Knick erfährt, sind auch mit dünnen Saiten ausreichend große Haltekräfte zu erwarten. Nur bei den Gitarren, deren Hals so ungünstig eingepasst wurde, dass das Böckchen am vordersten Rand der Spannschraube sitzen muss, könnten Probleme entstehen. Verglichen mit dem Gewackel einer Jazzdesaster (Kap. 7.10.3.2) wären aber selbst F_x = 21 N immer noch als bombenfest zu bezeichnen.

Die Hauptfragen beim Vibrato lauten immer: Wie stimmstabil ist es, und wie groß sind die möglichen Verstimmungen? Das Stratocaster-Vibrato leistet diesbezüglich Akzeptables, mit Potential für Verbesserungen. Die Wirkung des Vibratos beschränkt sich aber nicht auf diese Hauptfunktionen, weshalb einige **Nebeneffekte** kurze Erwähnung finden: Die im Korpus gelagerten **Zugfedern** schwingen nahe am Stegtonabnehmer und induzieren dabei elektrische Spannungen, und außerdem bildet der Sustainblock mit allen Federn ein Resonanzsystem.

[♣] Reibungskräfte werden bei dieser vereinfachenden Betrachtung vernachlässigt

© M. Zollner 2010

Über dem Steg-Tonabnehmer der Stratocaster liegen 6 Stahlsaiten, unter ihm 5 **Stahlfedern** (heute auch oft nur 3). Dass man die Federn üblicherweise nicht sieht, lähmt nicht ihre induzierende Wirkung – die nur deshalb erträglich ist, weil sie weiter vom Tonabnehmer entfernt sind als die Saiten. Jede der Federn kann Längs-, Quer- und Drehschwingungen ausführen, und wird dies auch tun, sobald Saiten und/oder Korpus bewegt werden. Offenbar ist dieses latente Eigenleben nicht generell unerwünscht, sondern wird als eine Art **Nachhallsystem** als Strat-typisch erachtet (es gibt aber auch Gitarren, deren Vibratofedern in ein weiches Tuch gehüllt sind, um eben jenen Effekt zu reduzieren). Nachhall im üblichen Sinn darf man aber nicht erwarten, da dieses System nur einige ausgeprägte Resonanzen aufweist. Bei der untersuchten Strat (10er-Saiten, 3 Federn) zeigte sich eine **47-Hz-Resonanz**, die auch im Tonabnehmerspektrum deutlich als Linie auftaucht; sie ist die Vibrato-Eigenfrequenz, gebildet von Saiten- und Feder-Steifigkeit und (hauptsächlich) Stahlblock-Masse. Die Feder-Eigenschwingungen treten um **140 Hz** auf, sowie bei Vielfachen hiervon. In der Steg-Konduktanz macht sich die federnde Saitenlagerung im Bereich um 500 Hz als selektive Absorption bemerkbar, der Effekt ist aber nicht besonders stark ausgeprägt.

Die nachfolgende **Tabelle** stellt für einen 9-er und einen 12-er Saitensatz Orientierungswerte für Saiten-Spannkraft, -Dehnung und -Längssteifigkeit zusammen. Wird der Vibratohebel betätigt, muss er gegen die Summe aller Saitensteifigkeiten zzgl. Federsteifigkeiten arbeiten.

Durchmesser	**9**	**11**	**16**	**24**	**32**	**42**	mil
Spannkraft	59	50	66	75	75	72	N
Dehnung	4.8	2.7	1.7	3.8	2.4	1.6	mm
Steifigkeit	12.3	18.5	39	20	31	45	N/mm

Durchmesser	**12**	**16**	**24**	**32**	**42**	**53**	mil
Spannkraft	105	105	133	133	130	116	N
Dehnung	4.8	2.7	1.7	3.8	2.4	1.6	mm
Steifigkeit	22	39	78	35	54	73	N/mm

Tabelle: Saiten-Durchmesser, -Spannkraft, -Dehnung und -Längssteifigkeit.

© M. Zollner 2010

7.10.3.2 Fenders Jazzmaster-Vibrato (aka. Tremolo)

Er hat es also noch ein zweites Mal probiert. Laut Duchossoir wollte Leo Fender schon bei der Stratocaster die Trennung von Steg und Saitenhalter, was im ersten Ansatz aber nicht gelang. Also auf ein Neues: 1958 wurde die Jazzmaster präsentiert, die ein *"floating tremolo with a floating bridge"* aufzubieten hatte: Einen schneidengelagerten Saitenhalter, und den auf zwei Spitzen gelagerten Steg (**Abb. 7.120**). Die 6 Böckchen (kurze Gewindestangen) lagern auf einer U-Schiene, die ihrerseits auf zwei spitzengelagerten Pfosten ruht. Beim Betätigen des Vibratohebels (wir nennen ihn so, nicht wahr Leo, weil's ja kein Tremolo ist) müssen die Saiten nicht reibungsbehaftet über die Böckchen rutschen – stattdessen kippt der ganze Steg auf sehr reibungsarmen Stahlspitzen hin und her. Der Innendurchmesser der Hülse ist etwas größer als der Pfostendurchmesser, und ermöglicht eine Verschiebung der Böckchen um ca. ±1 mm, genug für moderate Tonhöhenänderungen. Die nicht primär von der Längenänderung der Saite abhängen, sondern von der Dehnungsänderung!

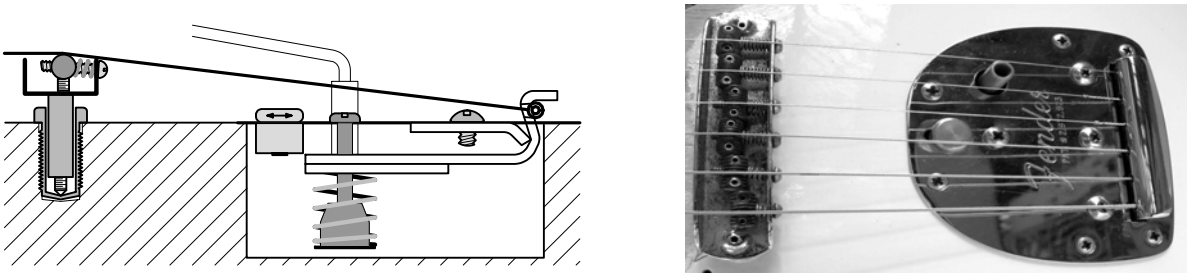


Abb. 7.120: Das Vibratosystem der Jazzmaster.

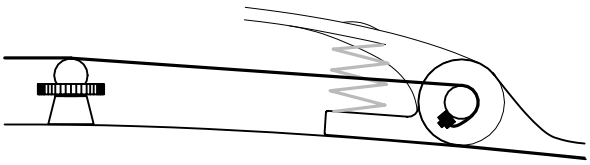
Das Hauptproblem des Jazzmaster-Steges ist sein flacher Saitenknickwinkel (6 – 7°). Noch 1968, 10 Jahre nach Markteinführung der Jazzmaster, nennt der Fender-Katalog den 12er-Satz als Erstausstattungs-Standard, und vermutlich hat damit auch Leo Fender seine Gitarren optimiert. Die Spannkraft der E_4-Saite beträgt beim 12er-Satz 105 N, beim 9er-Satz 59 N, beim 8er-Satz gar nur mehr 47 N. Daraus ergibt sich die Saiten-Auflagekraft zu F_y = 5.2 – 12 N, und die Kraft auf jede der beiden vertikalen Justierschrauben zu 2.6 – 6 N (je dünner die Saite, desto kleiner werden die Kräfte). Die durch den Knick hervorgerufene Längskraft beträgt nur F_x = 0.3 – 0.7 N, ist also so gut wie nicht existent. Groß darf diese Kraft auch nicht sein, da sie bei "floatendem" Steg nur über Saitenreibung aufgenommen werden kann. Damit die Böckchen in Längsrichtung nicht völlig undefiniert auf dem Steg stehen, spendierte Leo Fender pro Böckchen eine Schraubenfeder, die bei den hohen Saiten aber nur eine schwache Spannkraft lieferte, und bei den tiefen Saiten einer perfekten Intonation im Wege stand. Und erst gekürzt werden musste, was vermutlich nicht wenige Präzisionsseitenschneider ruinierte.

Vielleicht war diese Gitarre (sowie die mit demselben Steg ausgestattete Jaguar) mit 12er-Saiten einigermaßen spielbar, mit den zunehmend in Mode kommenden dünnen Saiten häuften sich aber die Probleme, der Markterfolg blieb aus. Die Jazzgitarristen wollten nicht wechseln, und alle anderen hatten ja, so sie bei Fender kauften, Stratocaster und Telecaster. Die Werbeabteilung hatte, wie es ihre Pflicht war, übertrieben: *Fender's famous Jaguar guitar is the standard of solid body excellence on today's musical market. This exceptional instrument incorporates Fender features offering playing versatility unmatched by any other.* Und sage keiner, Hendrix hätte seine Strat in Monterey voller Enttäuschung verbrannt, um mit wehenden Fahnen zu diesem "Standard" zu wechseln. Angeblich wurde er zwar anfangs u.a. mit einer Jazzmaster gesehen, aber nur kurzzeitig – ab 1966 war's die Strat.

© M. Zollner 2010

7.10.3.3 Paul Bigsbys Vibrato

Paul Bigsby reparierte und erfand als eine Art Universalgenie Geräte aller Art, er baute um 1947 auch ein paar E-Gitarren (z.B. für Merle Travis). Überregionalen Erfolg erlangte er aber mit seinem Vibrato-System, das auf vielen frühen Gitarren zum Einsatz kam. Die Saiten werden an einer drehbar gelagerten Welle eingehängt, das Gegendrehmoment liefert ein federbelasteter Hebel. Angeblich war's eine Harley-Feder, für den Motorrad-Mechaniker Bigsby ein naheliegendes Bauteil. Das in **Abb. 7.121** links dargestellte Vibrato stammt von einer Gretsch Tennessean, wie sie in den 60ern gebaut wurde. Der Steg ist hierbei lediglich ein massiver Metallzylinder, der über Schraube/Rändelmutter in der Höhe verstellt werden kann – es gab aber auch andere Stegkonstruktionen (Alu-Pult, Rollensattel).



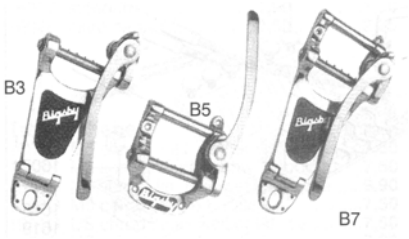


Abb. 7.121: Links: Seitenansicht des Bigsby-Vibratos. Rechts: verschiedene Varianten [Rockinger Guitars].

Die Gretsch Tennessean ist eine Hohlgitarre ohne Sustainblock, ihre dünne Decke kann keine großen Kräfte aufnehmen. Vielleicht darf der Saitenknickwinkel wirklich nur 4° betragen, wie bei der gemessenen Gitarre, vielleicht wäre auch mehr erlaubt, das lässt sich zerstörungsfrei nicht ermitteln. Wenigstens liegen die Saiten auf einem massiven Stahlzylinder auf, und nicht auf rappeligen Böckchen. Wer dünne Saiten verwenden möchte, und auf das ziemlich unstabile Vibrato verzichten kann: Vibratowelle durch einen Zylinder ersetzen, 6 Löcher durchbohren, Saiten durchstecken. Hierdurch erhöht sich der Knickwinkel, und die Auflagekräfte erreichen ungefähr die Werte der Originalbesaitung. Natürlich: Auf eigenes Risiko.

Für Gitarren, die größere Deckenkräfte aushalten, gab's (bzw. gibt's) das Bigsby-Vibrato auch mit zusätzlicher Andruckrolle, wodurch die Auflagekräfte, aber auch die störenden Reibungskräfte vergrößert werden (im Bild rechts dargestellt).

Der als Zylinder konzipierte Steg (erst 13, später 9.5 mm ∅) wirkt als nichtlineares Lager, weil sich die Saite verkürzt, wenn sie *zum* Korpus schwingt. Groß sind die Effekte jedoch nicht, im Vergleich zu einer Sitar ist der Zylinderradius gering [Burridge et al. 1982: The sitar string, SIAM J. Appl. Math. 42, 1231 – 1251].

© M. Zollner 2010

7.10.3.4 Das Rickenbacker-Vibrato

Nach GRUHN'S GUIDE TO VINTAGE GUITARS wurde schon um 1932 eine elektrische Rickenbacker-Gitarre mit Kauffman-Vibrato gebaut – immerhin 20 Jahre vor der Stratocaster. Die hier beschriebene Version ist allerdings nicht dieser Archetyp, sondern eine spätere Variante aus den goldenen 60ern, als Byrds, Beatles und Who für eine kurzzeitige Tulpenblüte sorgten. Um genau zu sein: Von einer Nr. 335 aus dem Jahr 1966. Der Steg ist eine nach oben offene U-Schiene, in der mittels Stellschrauben stehende "Gabeln" verschoben werden können, die in einer Aussparung eine kleine Rolle tragen, auf der die Saite aufliegt. Das ganze ist (zumindest bei der untersuchten Gitarre) bemerkenswert fest verspannt, auch die Rollen lassen sich nicht (nicht mehr?) bewegen. Der perfekte Steg? Hm, durch die U-Schiene gehen 4 Schrauben, die auf eine Metallplatte aufgesetzt sind (**Abb. 7.122**). 3 Schrauben gäben eine definierte Auflage, bei 4 Schrauben teilt sich die Auflagekraft undefiniert. Man muss die Steghöhe mit viel Gefühl so justieren, dass alle 4 Schrauben in etwas dieselbe Kraft übertragen, und hoffen, dass sich diese Einstellung nicht mehr ändert. Wenn man dann noch dicke Saiten aufzieht und den Vibratoarm abmontiert ...

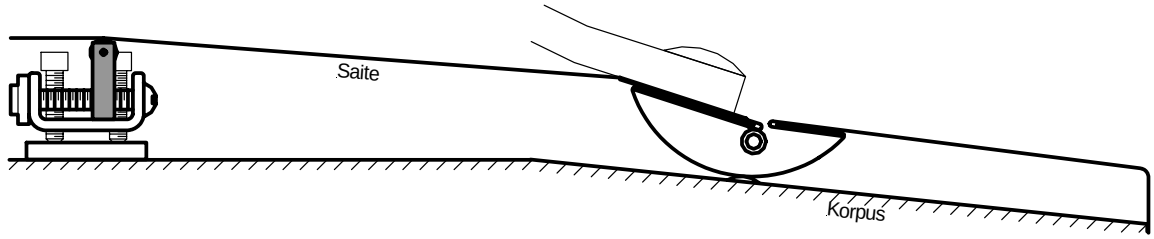


Abb. 7.122: Seitenansicht des Rickenbacker-Vibratos (60er-Jahre).

Die federnde Saitenhalterung kann es bezüglich genialer Einfachheit durchaus mit Fenders Ideen aufnehmen: Ein U-förmig gebogenes Blech, in das zwei weitere Bleche eingehängt wurden – fertig. Mit dem Vibratohebel biegt man das U auf und zu, und ändert damit die Saitenspannung. Hat man die Saiten erst mal in den Saitenhalter eingefädelt, macht dieser wenig Probleme. Die können aber am Steg entstehen, weil zum einen die Auflage undefiniert ist, zum andern der Saitenknickwinkel mit nur 5° noch kleiner ist als bei der Jazzmaster. Zu derartigen Zahlen sei jedoch angemerkt, dass sie Messwerte einzelner Gitarren sind; die Fertigungsstreuungen der 60er wurden nicht untersucht.

Die Rickenbacker 335 ist keine Massivgitarre, sie hat einen hohlen Korpus mit 4 mm dünner, schwingfreudiger Decke. Im Vergleich etwa zu einer Les Paul bewirkt diese "halbakustische" Bauweise höhere Konduktanzwerte und dadurch stärkere Teiltonbedämpfung (Kap. 7.11). Großes Vertrauen an durchdachtes Schwingungsdesign will sich aber nicht einstellen: Die Decke ist an ihrer Unterseite durch eine ziemlich urwüchsige Kreuzbeleistung verstärkt, für die Tonabnehmer wurden aber mit dem ½“-Fräser Schlitze in die Decke geschnitten – dabei ging der Fräser auch gleich ein Stück weit durch die Beleistung. Klar: Tonabnehmer haben in einer Elektrischen erste Priorität. Was im Weg ist, kommt weg.

© M. Zollner 2010

7.11 Massiv- vs. Hohlkorpus

Die Urform der Gitarre hatte einen hohlen Korpus mit dünner Holzdecke, um Schall möglichst gut abstrahlen zu können. Frühe Elektrifizierungs-Protagonisten versuchten noch, mit Schallplatten-Tonabnehmern die Deckenschwingung abzutasten, doch schon bald war Adolph Rickenbacker, Paul Bigsby, Les Paul, Leo Fender (und wie sie sonst noch heißen mögen) klar, dass die schallverstärkende Wirkung eines hohlen Korpus entbehrlich wird, sobald der Lautsprecher übernimmt. Enter: The solid body guitar, im Deutschland der 60er-Jahre gerne auch nur "Solid-Gitarre" genannt. Ihr Korpus bestand aus mehreren zusammengeleimten, insgesamt ca. 5 cm dicken Brettern, und war nicht mehr hohl, sondern massiv (deshalb auch: Massiv-Gitarre). Doch nicht alle Elektrogitarren arbeiten nach diesem Prinzip, da gab es und gibt es mehrere Varianten:

- Die "elektrifizierte" Akustik-Gitarre, die nur als Ergänzung Tonabnehmer bekam,
- Die hohle Halbakustik-Gitarre (semi-acoustic Guitar),
- Die Halbakustische mit Sustainblock (semi-solid Guitar),
- Die Massiv-Gitarre (solid Guitar).

Die elektrifizierte Akustik-Gitarre (Vollresonanzgitarre) hat einen ca. 12 cm dicken, hohlen Korpus und 1 bis 3 Magnet-Tonabnehmer. Oder einen auf die Decke aufgeklebten Piezo-Tonabnehmer, der nach Charlie Kamans Vorarbeiten in den (Ovation-) Steg verbannt wurde. Neben diesen dicken Matronen, die gerne von Jazz-Gitarristen umarmt werden, stehen mit z.B. Les Paul oder Stratocaster die (schweren) Massiv-Gitarren, und dazwischen die mehr oder weniger Hohlen: Semi-Solid (z.B. ES-335), und Semi-Acoustic (z.B. ES-330).

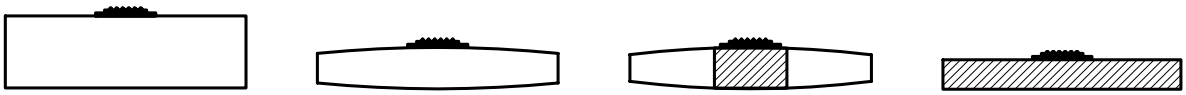


Abb. 7.123: Die vier Grundtypen: Akustik- , Halbakustik-, Halbmassiv- und Massivgitarre.

Außer den in **Abb. 7.123** dargestellten Grundtypen gibt es noch Zwischenformern, wie z.B. die mehr oder weniger hohl gefräste Massivgitarre, und die mehr oder weniger versteifte Halbakustische, und alles ohne oder mit (echten oder aufgemalten) Schallöchern. Im Korpus einer Massivgitarre findet der Steg guten und dämpfungsarmen Halt, sodass die Saitenschwingung größtenteils von Luftdämpfung, innerer Dämpfung und Halsdämpfung bestimmt wird♣. Anders bei der frei schwingenden Decke: Der auf ihr sitzende Steg ist nicht so unbeweglich wie bei der Massivgitarre, er gibt der Saitenanregung etwas nach und bedämpft dabei das Ausschwingen der Saite. Die **Stegmasse** ist hierbei nicht die allein bestimmende Größe, denn jede am Steg angreifende Steifigkeit reduziert den reaktiven Anteil der Masse. Als Formel:

$$\underline{Z} = W + s/j\omega + j\omega m = W + (s - \omega^2 m)/j\omega \qquad \text{Feder/Masse/Dämpfer-System}$$

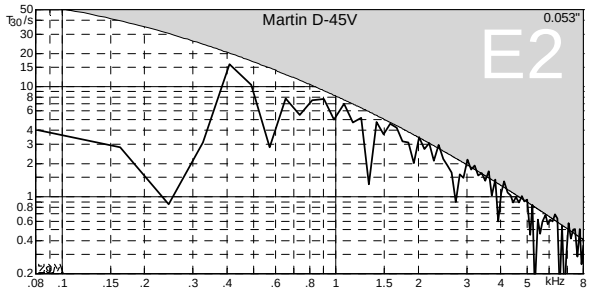
Setzt man in diese Gleichung die Resonanzbedingung $\omega^2 = s/m$, kompensieren sich die imaginären (reaktiven) Blindanteile, übrig bleibt nur der Dämpfungswiderstand W. Die aktiven Anteile der Steg-Admittanz $\underline{Y} = 1/\underline{Z}$, die in Kap. 7.7.4.4 vorgestellte **Konduktanz**, erreicht bei der Akustik- und Halbakustik-Gitarre so hohe Werte, dass sie gegenüber anderen Dämpfungsmechanismen Bedeutung bekommt. Und nur bei diesen Gitarren hat das Korpusholz auf den "elektrischen Klang" mehr als marginalen Einfluss, nur hier rentiert es sich, die Korpusbauart genauer zu untersuchen.

♣ Weitere Dämpfungsmechanismen sind in Kap. 7.7 zusammengefasst

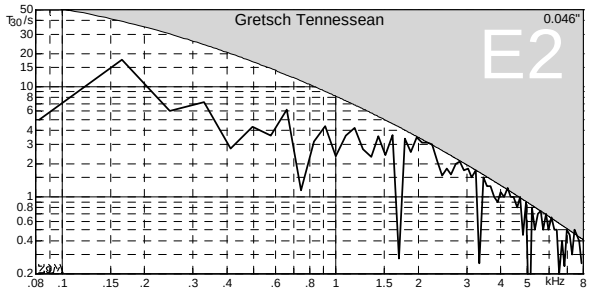
© M. Zollner 2010

Abb. 7.124 stellt die Konduktanzen und Teilton-Abklingzeiten mehrerer Gitarren gegenüber. Fender Stratocaster als Urbild der Massivgitarre, Gibson ES-335 als Sustainblock-verstärkte Halbmassiv-Gitarre, Rickenbacker Nr. 335 als Halbakustische mit stabiler Decke, Gretsch Tennessean mit dünner Decke, und die Martin D-45V als reine Akustik-Gitarre. Die Messkurven entstanden mit zeitlichem Abstand, so dass kleinere Unterschiede zwischen der Abkling- und der Konduktanzmessung möglich sind.

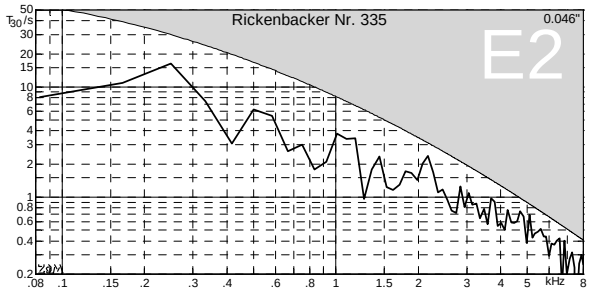
Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten



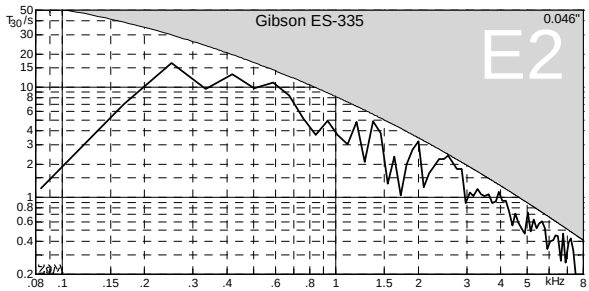
Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten



Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten



Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten



Diese Abbildung bleibt der Druckversion vorbehalten

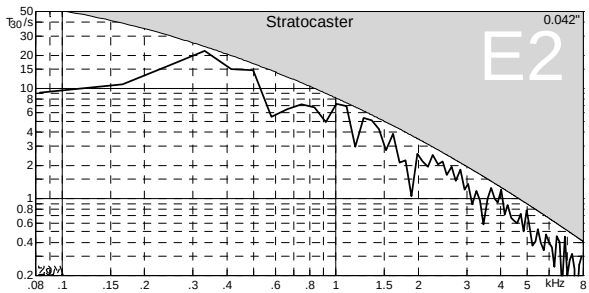


Abb. 7.124: Steg-Konduktanz und Teilton-Abklingzeit (leere E2-Saite).

© M. Zollner 2010

Abb. 7.124 zeigt, dass der **Stratocaster**-Steg relativ unbeweglich ist; nur zwischen 500 Hz bis 800 Hz sind wesentliche Konduktanz-Maxima zu erkennen, die auf die spezielle Konstruktion (Federlager) zurückzuführen sind. Auch der **335**-Steg ist eher unbeweglich, mit Ausnahme der Steg-Biegeschwingung zwischen 1.5 – 2 kHz. Der **Rickenbacker**-Steg findet in der frei schwingenden (und nur durch einfache Kreuzbeleistung verstärkten) Decke kein richtig unnachgiebiges Lager, seine nicht unerhebliche Konduktanz führt bis ca. 2 kHz zu einer Reduktion der Abklingzeit. Noch größer ist die Konduktanz der **Tennessean**, deren dünne Decke erheblich schwingt (und absorbiert). Die ergänzend analysierte **Martin** D-45V ist eine reinrassige Akustik-Gitarre (ohne Tonabnehmer), ihre Decke hat starke tieffrequente Resonanzen.

Die Steg-**Konduktanz** ist nicht die alleinige Ursache für die Saitenbedämpfung, sie kann aber deren wesentlicher Teil werden. Wenn die Konduktanz, wie bei der Stratocaster ab 800 Hz, jedoch auf unwesentliche Werte abnimmt, tragen Steg und darunter liegender Korpus (in diesem Bereich) nicht mehr viel zum Klang bei. Dass die Saite zirkulare Schwingungen ausführt und sich zusätzlich in Längsrichtung bewegt, dass innere Dämpfung und Halsdämpfung ebenfalls zur Gesamtdämpfung beitragen, dass Plektrum und Anschlag großen Einfluss auf den Klang haben, all das wurde schon in Kap. 7.7 erläutert. Wenn man das Spektrum der Abklingzeit bei der Stratocaster pauschal beurteilt, findet man drei Bereiche: Unter 300 Hz Hals-Absorption, zwischen 500 – 800 Hz Steg/Feder-Absorption, und ab 800 Hz durch innere Dämpfung bedingte Höhendissipation. Wer den vielen Einzelzacken mehr Bedeutung beimessen möchte, möge Vorsicht walten lassen: Diese kleinen Zacken verändern sich bleibend, sobald man mit dem Finger gegen den Steg drückt. Und dass die in Abb. 7.124 dargestellte Abklingzeit **nur mit ganz neuen Saiten** gemessen werden kann, sei auch wiederholt. Schon nach 30 Minuten Bühnenarbeit kann die E_2-Abklingzeit im mittel/hochfrequenten Bereich auf ein Drittel bis ein Viertel zurückgegangen sein!

Die anderen in Abb. 7.124 analysierten Gitarren offenbaren im Vergleich zur Stratocaster bereichsweise kürzere Abklingzeiten, was u.a. auf die spezielle Steg- bzw. Deckenkonstruktion zurückzuführen ist. Wie stark bei ein und derselben Gitarre die Steg-Konduktanz vom verwendeten Steg abhängt, ist in **Abb. 7.125** dargestellt: Die aus den Sechzigerjahren stammende Gretsch Tennessean war mit einem **Alu-Steg** (Rocker Bridge) bestückt, hatte aber auch noch den **Zylinder-Steg** (Straight Bar Bridge) im Koffer liegen. Bis ca. 1 kHz unterscheiden sich die Steg-Konduktanzen nur geringfügig, bei dieser Gitarre dominiert in diesem Bereich der Einfluss der Decke. Im höheren Frequenzbereich sind die Konduktanz-Unterschiede größer, wobei der Zylinder-Steg etwas weniger schwingfreudig ist, und somit auch geringfügig weniger dämpft. Auf die Saitenbewegung haben diese Konduktanzen aber nur mehr geringen Einfluss, weil in diesem (mittleren und hohen) Frequenzbereich schon die innere Saitendämpfung überwiegt.

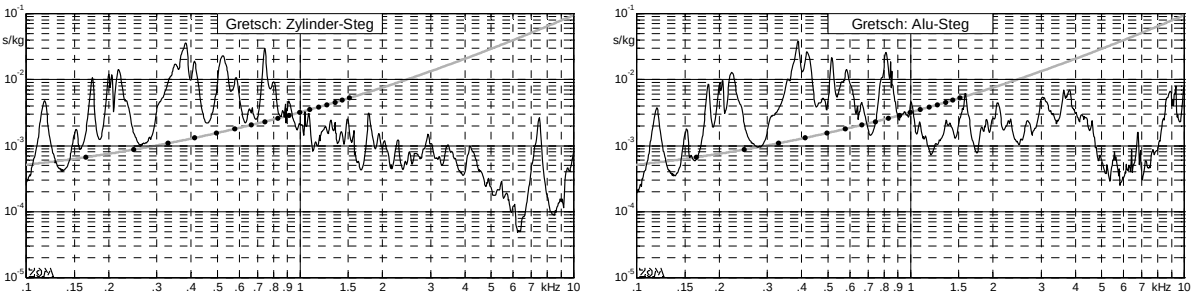


Abb. 7.125: Gretsch Tennessean, Steg-Konduktanz für zwei verschiedene Stege (E2-Saite).

© M. Zollner 2010

7.12 Schwingung – Schall – Klang

Vermutlich wollen die meisten Gitarristen Musik machen, und nicht Schwingungs-Differentialgleichungen lösen. Recht so – bei aller Physik sei daran erinnert, dass dies der Hauptzweck der Elektrogitarre ist. Zwar lässt sich diese auch anzünden (Monterey u.a.), die "Standzeit" ist hierbei aber inakzeptabel kurz. Wie anders doch, wenn man sie als Tongenerator benutzt: Töne und Klänge, Rausch und Ekstase, Konsonanz und Dissonanz, Emotion und Tinnitus. Aber schon bei der Frage nach der Tonentstehung landet man wieder bei der Physik: Aus Schwingung wird Elektrizität, daraus Luftschall, daraus wahrgenommener Klang.

Schwingungen vollführt die Gitarrensaite – so man sie denn lässt. Die vorangegangenen Kapitel hatten gezeigt, dass für den Magnettonabnehmer die Schwinggeschwindigkeit des über dem Magnetpol liegenden Saitenstückchens maßgeblich ist. Der Tonabnehmer wandelt die Schwinggeschwindigkeit (die "Schnelle") in eine elektrische Spannung um, die, ausreichend verstärkt, die Lautsprechermembran antreibt. Dadurch werden wiederum die an die Membran angrenzenden Luftteilchen in Schwingungen versetzt, die sich wellenförmig im Medium Luft ausbreiten und das **Schallfeld** bilden. Treffen diese Schallwellen auf das Ohr, werden sie dort in Membran- und Hebelschwingungen umgewandelt und erzeugen zuletzt Nervenimpulse und Hörwahrnehmungen, vulgo Klänge. Der Begriff **Klang** ist mehrfach besetzt: Eher signaltheoretisch als Summe harmonischer Einzeltöne[♣] definiert, oder wahrnehmungspsychologisch als Hörschall, der mehrere Tonhöhenempfindungen zugleich erzeugt. Fernab aller Psychoakustik ist Klang aber einfach das, was die Wissenschaft als "Klangfarbe" bezeichnet: Die Gitarre hat einen "kehligen", "schmatzenden", "singenden" oder einfach nur "geilen" Klang. How come – wie macht sie das?

7.12.1 Lineare Saitenschwingungen

Ursache der Tonabnehmerspannung ist das über dem Magnet schwingende Saitenstückchen. Beim Anzupfen bekommt die Saite Schwingungsenergie zugeführt, die sie während des Ausschwingens wieder verliert. Luftreibung und innere Saitenreibung wandeln einen Teil der Schwingungsenergie in Wärme um, der andere Teil wandert über die Auflager (Sattel, Steg) in Hals bzw. Korpus. Und nein, auch wenn's in Gitarren- und Bass-Zeitschriften noch so oft kolportiert wird: Die Schwingungsenergie soll nicht möglichst vollständig in den Korpus geleitet werden, sondern schön in der Saite bleiben. Es hat sich als zweckmäßig erwiesen, die Saitenschwingung in eine harmonische Reihe zu entwickeln (Kap. 8.2.4), d.h. als Summe einzelner Teiltöne zu interpretieren. Die vorangegangenen Kapitel hatten gezeigt, dass diese **Teiltöne** schnell oder langsam abklingen, je nach teiltonspezifischem Dämpfungsmechanismus. Der Klang ergibt sich aus Frequenz, Pegel und Abklingverhalten aller Teiltöne – das ist leicht gesagt, aber schwer zu beschreiben, denn für z.B. die E_2-Saite wollen gut 60 Teiltöne analysiert sein, und die klingen nicht einfach exponentiell ab. Wegen dieser unüberschaubaren Parametervielfalt kann man zu sehr unterschiedlichen Strategien kommen: Man misstraut "jeglicher Theorie", und stöpselt für Hörversuche verschiedene Gitarren in verschiedene Verstärker, oder man extrahiert typische Parameter aus Schwingungsmessungen, um daraus künstliche Klänge zu synthetisieren. Beide Verfahren haben ihre Berechtigung, sofern die Versuchsmethodik nicht gravierende Fehler aufweist. Leider meinen viele "Praktiker", man könne nichts falsch machen, wenn man Hörversuche durchführt. Doch, man kann...

[♣] Summe monofrequenter Töne mit ganzzahligem Frequenzverhältnis; wird auch *komplexer Ton* genannt.

© M. Zollner 2010

Ein typischer "Hörversuch": Man hört im Konzert Draco Deathbringer♣ auf seiner schwarzen Gothic-special (die mit den echten Blutstropfen als Positionsmarker), geht anderntags in den großen Laden am großen Fluss, der mit eben dieser Gitarre Werbung macht (neben 1400 anderen), testet das Vorführmodell an, und ist maßlos enttäuscht. Geheimtipp vom Verkäufer: Das Serienmodell hat halt nur rote Lacktupfer, und keine echten ... , klar, oder? Übertrieben? Wie wär's damit: Man holt sich eine Esche- und eine Erle-Strat, spielt ausgiebig auf beiden, hört Unterschiede, und hat den Einfluss von Holz auf den Sound entdeckt. Das kann nun nicht übertrieben sein, denn das passiert täglich in allen möglichen Redaktionsstuben. Liebe Fachredakteure: Wenn man *einen* Einflussfaktor ergründen will, darf man auch nur *einen* Einflussfaktor ändern. Auf zu vergleichenden Gitarren muss derselbe Saitentyp aufgespannt sein, fabrikneu, jawoll. Saitenlage und Tonabnehmerposition müssen identisch sein, und natürlich muss derselbe Tonabnehmer zum Einsatz kommen (viel Spaß beim Aus- und Einbauen). Denn wenn man den Tonabnehmer nicht tauscht, riskiert man, Tonabnehmerunterschiede zu bewerten, und nicht, wie geplant, Korpusunterschiede. Und weil wir schon dabei sind: Der Korpus endet üblicherweise da, wo der Hals beginnt. Also: Hals tauschen, sonst bewertet man Halsunterschiede. Wie, das geht nicht, beim Vergleich LP-Standard gegen LP-Studio? Nur Mut, da schlagen wir einfach mal im Leimkunde-Buch nach. Nein, im Ernst, da beginnen die Grenzen dieser Versuchsmethodik sichtbar zu werden, noch lange bevor wir zu der Empfehlung gelangen, dass die Saiten millimetergenau angezupft werden müssen, und natürlich Blindversuche durchzuführen sind, und , und, und...

Derartige "Hörversuche" arten oft zu euphorischem Gedudel aus (wann hat man schon eine 58er-Strat zum Vergleich), dem dann die Erkenntnis folgt, die 58er klingt authentischer als der Relic-Nachbau. Gerne untermauert mit der Begründung, die alten Hölzer seien einfach schwingfreudiger, und vor allem: jahrzehntelang eingespielt. Vielleicht ist's aber auch nur der von wem auch immer felsenfest eingeleimte Sattel, den man ohne Beschädigung nicht mehr rausbekommt? Oder die ausgeleierte Vibrato-Passung? Die abgespielten Bünde der 58er, die man ja nicht einfach austauschen darf? Das Metall-Pickguard, dem man nie im Leben Wirbelstromdämpfungen zutraut, weil man von jenen noch nie was gehört hat? Die verschieden langen Kabel, die man an den selbstgebauten Umschalter angesteckt hat? Die Lackierung, die den Korpus am "freien Schwingen" hindert? Die verschlampte Pickguard-Schraube? Die Leoniden?? Doch, die gibt's wirklich, die tauchen immer im November auf, vermutlich um für die NAMM die Fenderprodukte vorzubereiten (...was der bayerischen Staatsregierung der Aloisius, sind den Fenderianern **die Leoniden**). Man glaubt gar nicht, was alles den Klang einer Gitarre beeinflussen kann, und genau hier liegt das Problem derartiger Hörversuche: Es ist schlicht unmöglich, die vielfältigen Ursachen auseinanderzuhalten, bzw. *einer* Wirkung auch genau *eine* Ursache zuzuordnen. Und hier liegt die Chance der synthetischen Klänge: Da man ihre Erzeugung exakt kennt, kann man jeden Signalparameter willkürlich ändern, und auf seine Hörbarkeit bzw. Relevanz überprüfen. Doch nichts ist perfekt, jetzt tauchen andere Probleme auf: Wie authentisch ist der künstliche Schall, hat man alle wesentlichen Parameter berücksichtigt, klingt das alles nicht doch ziemlich technisch? Und vor allem: Was sagt die Hörbarkeit bzw. Unhörbarkeit des 15. Teiltones über die Erle/Esche-Thematik? Es hilft nichts: Viele Wege führe zum Ziel, aber nicht in der sonst üblichen Disjunktion, sondern in der vereinenden Konjunktion. Materialuntersuchungen sind eher etwas für den Hersteller, da man schwerlich schnell mal 10 Hälse an einen Korpus schrauben kann. Hälse, bei denen man sicher ist, dass wirklich nur das Griffbrett differiert, und nicht die Stahlstablagerung. Hingegen können Parameteruntersuchungen auch im Hochschullabor vorgenommen werden, und deshalb sind ihnen die folgenden Seiten gewidmet.

♣ Oder war's Slaughter-Joe? Oder Kill-Mister? Kill-Melker? Irgendwas aus'm Stall war's aber...

© M. Zollner 2010

Es ist zweckmäßig, die Saitenschwingung in einen erzwungenen und einen freien Abschnitt aufzuteilen. Das **Anzupfen** ist eine erzwungene Bewegung (eine erzwungene *Schwingung* im strengen Sinn ist's eher nicht), da hier die Saite dem Plektrum (Fingernagel o.ä.) folgen muss. Trennen sich Plektrum und Saite, kann diese noch (u.U. häufigen) Kontakt zu den Bünden bekommen, was im folgenden Kapitel ausführlicher untersucht wird. Hat die Saite (außer an ihren beiden Auflagestellen) keinen weiteren Kontakt mehr zu den Bünden, tritt eine freie Schwingung ein, die man auch **Ausschwingvorgang** nennt. Der Begriff *Einschwingvorgang* sollte jedoch Sonderfällen vorbehalten bleiben: So nennt die Systemtheorie die Systemreaktion auf das Anschalten eines stationären Signals, also z.B. auf einen eingeschalteten Sinus; bei der Gitarre kommt diese Anregung üblicherweise nicht vor ("Zupfinstrument").

Die für das **Gehör** maßgebliche Größe ist das Kurzzeitspektrum der Schnelle des über dem Tonabnehmermagnet liegenden Saitenstückchens (Apertur, siehe Kap. 5.4.4). Der Tonabnehmer bildet die Schnelle in eine elektrische Spannung ab, die, verstärkt, vom Lautsprecher in eine Schallwelle umgeformt wird. Bei üblicher Parametrierung♣ zeigt das Kurzzeitspektrum, das auch **Spektrogramm** heißt, den zeitlichen Verlauf der Teiltonpegel, mit den Parametern: Grundfrequenz, Inharmonizität, Attack- und Decay-Spektrum, T_{30}-Spektrum.

- **Grundfrequenz** (z.B. $E_2 \rightarrow 82.4$ Hz) und **Inharmonizität** (z.B. $b = 1/8000$) wurden in Kap. 1 und Kap. 2 ausführlich erläutert.
- Das **Attack-Spektrum** ist das Betrags- bzw. Pegelspektrum beim Anzupfen.
- Das **Decay-Spektrum** ist das Betrags- bzw. Pegelspektrum zu Beginn des regulären Ausschwingvorgangs.
- Das $\boldsymbol{T_{30}}$**-Spektrum** gibt die Teilton-Abklingzeit als Funktion der Frequenz an.

Alle die o.a. Größen sind Vereinfachungen: Insbesondere bei dünnen Saiten und starkem Anschlag ist die Grundfrequenz zeitabhängig; die Inharmonizität beschreibt nicht die von Allpässen verursachten Irregularitäten (Kap. 2.5.2); der Attack lässt sich u.U. nicht mit einem einzigen Spektrum beschreiben, das T_{30}-Spektrum berücksichtigt Schwebungen nicht bzw. zu wenig. Trotzdem ist es zweckmäßig, mit einer vereinfachten Betrachtung zu beginnen, die im speziellen Fall zu einem komplizierteren Modell erweitert werden kann. Insbesondere bei schwach angezupften Saiten lässt sich die Tonabnehmerspannung mit den o.a. Modellparametern ausreichend gut beschreiben, nichtlineares Verhalten wird in Kap. 7.12.2 untersucht.

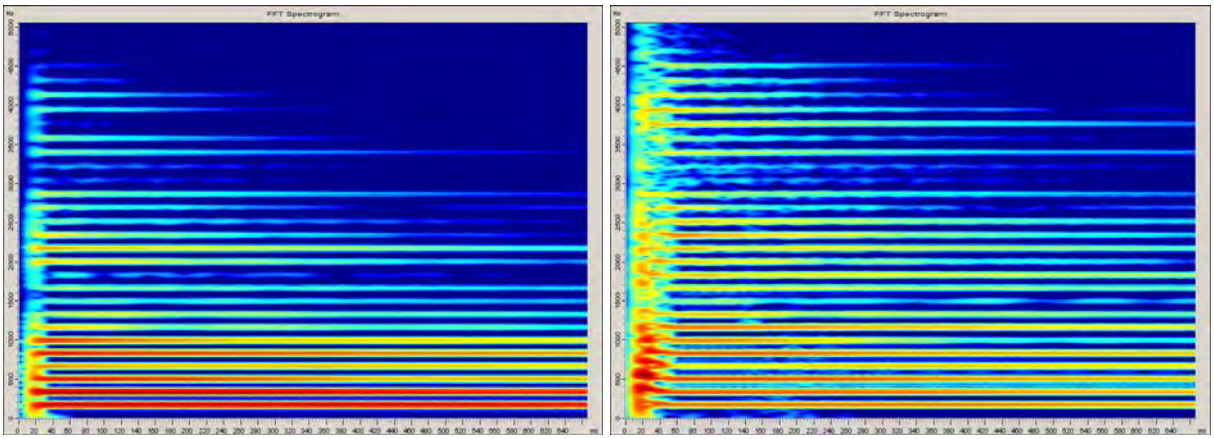


Abb. 7.126: Spektrogramme (0 – 650 ms, 0 – 5 kHz). E_3 auf der A-Saite schwach (links) bzw. stark angezupft. Farbdynamik (blau ... rot) = 60 dB. Fender Telecaster, neue Saiten, Steg-Tonabnehmer.

♣ Fensterdauer 20 – 40 ms, Kap. 7.6.2, Kap. 8.6.

© M. Zollner 2010

Abb. 7.126 zeigt zwei Spektrogramme der Ausgangsspannung einer Telecaster. Die am 7. Bund gegriffene A-Saite wurde 12 cm vom Steg entfernt mit einem Plektrum angezupft, die Gitarre war über ein übliches Kabel (580 pF) mit einem hochohmigen Messverstärker verbunden. Dass eine schwach angezupfte Saite weniger Spannung erzeugt als eine stark angezupfte, wurde durch geeignete Normierung aus den Analysen entfernt; trotzdem zeigen sich Unterschiede beim Attack. **Der Attack** ist der dem Anzupfen unmittelbar folgende Signalabschnitt, während dessen sich das Linienspektrum herausbildet. Wie lange der Attack (Toneinsatz) dauert, ist nur ungefähr bestimmbar: Im linken Bild ca. 20 ms, im rechten ca. 60 ms. Bei hörbar klirrenden Saiten kann die Attackphase auch noch länger dauern, hierzu wird auf Kap. 7.12.2 verwiesen. Bei der schwach angezupften A-Saite (linkes Bild) bildet sich innerhalb von ca. 20 ms das **Decay-Spektrum** aus, dessen Teiltonpegel in der auf den Attack folgenden Zeit näherungsweise linear abnehmen. Dass einige Teiltöne gegen diese Näherung verstoßen und schwebend abklingen, ist Gegenstand später folgender Analysen, zunächst sei der Abklingvorgang durch das Decay- und das $\boldsymbol{T_{30}}$**-Spektrum** (Kap. 7.6.3) vollständig beschrieben.

Im ersten Kapitel wurde das Anzupfen einer Saite als Sprunganregung eines linearen Systems interpretiert. Ergänzt um die Erkenntnis, dass kein idealer, sondern ein "verrundeter" Sprung stattfindet. Aus der Position der Anzupfstelle und des Tonabnehmers ergeben sich zwei Interferenzfilter (Kap. 2.8), und zuletzt wirkt der Tonabnehmer als höhenabsenkendes Tiefpassfilter (Kap. 5.9.3). Im Übertragungsmodell durchläuft der Anregungssprung die o.g. Filter, die ihn auf die Spannung abbilden. Also: Sprung, Plektrumfilter (zur Verrundung), Anzupf-Interferenzfilter, Tonabnehmer-Interferenzfilter, Tonabnehmer-Tiefpass, Ausgangsspannung. Besonders großen Einfluss haben die beiden Interferenzfilter, ihre Wirkung ist in **Abb. 7.127** dargestellt. Verschiebt man die Anzupf-Position auch nur um 5 mm, verändert sich das dazugehörigen Interferenzfilter (und damit das Spektrum) schon ganz wesentlich (rechts oben und links unten). Verschiebt man den Stegtonabnehmer um 3 mm, ebenso (rechts unten). Wer nun meint, der Tonabnehmer könne nicht verschoben werden, möge bedenken, dass nur die Distanz zwischen dem Tonabnehmermagnet und dem Stegböckchen zählt – und das Böckchen kann (und muss) sehr wohl verschoben werden. Nota bene: Millimeter entscheiden!

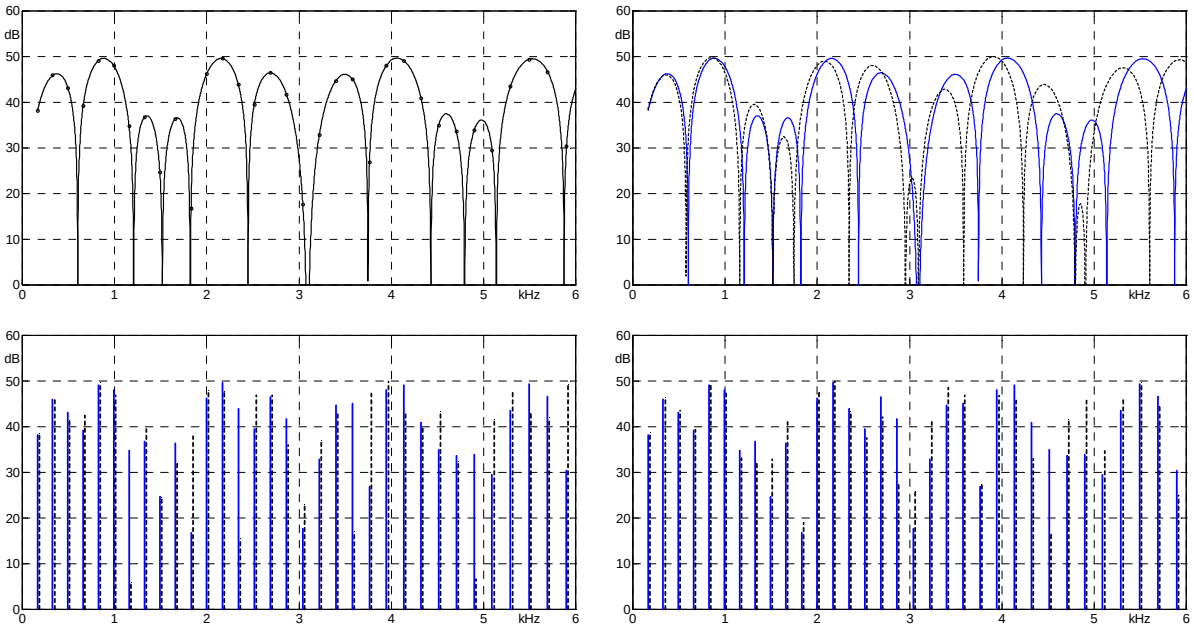


Abb. 7.127: Interferenzfilter bei der Telecaster. Links oben: A-Saite am 7. Bund angezupft, Steg-Tonabnehmer. Rechts oben: Anzupf-Position um 5 mm verändert. Links unten: Linienspektrum zum rechten oberen Bild. Rechts unten: Wie links unten, aber Tonabnehmer-Position um 3 mm verändert.

© M. Zollner 2010

Wie gut Modell und Wirklichkeit übereinstimmen, zeigt **Abb. 7.128**. Hier ist links das Decay-Spektrum♣ dargestellt, das einerseits aus der Messung (Abb. 7.126) ermittelt wurde, andererseits aus dem o.a. Filter-Modell. Angesichts der großen Unterschiede, die schon beim millimeterweiten Verändern der Anzupf-Position auftreten, ist die Übereinstimmung als sehr gut zu bewerten. Das T_{30}-Spektrum (die Teiltonabklingzeiten) ist im rechten Bild dargestellt, grau ist die für eine leere A-Saite geltende Obergrenze eingezeichnet (Kap. 7.7).

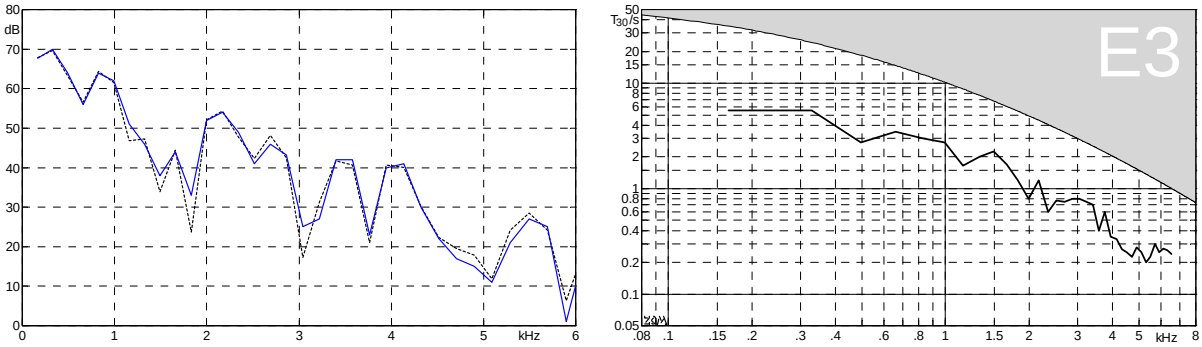


Abb. 7.128: Links: Decay-Spektrum (Messung ——, Modell ----); rechts T_{30}-Spektrum (Messung).

Aus dem in Abb. 7.128 dargestellten Datensatz wurde mit f_G = 165 Hz und b = 1/6060 ein **künstlicher Gitarrenton** synthetisiert. Die Spektralanalyse (**Abb. 7.129**) zeigt gute Übereinstimmung, lediglich die Schwebungen sind (absichtlich) nicht enthalten. Gibt man beide Signale abwechselnd über einen Gitarrenverstärker wieder, klingen sie identisch, solange die Dauer kurz bleibt (ca. 0.5 s). Erst wenn man die Dauer auf mehrere Sekunden erhöht, bemerkt man minimale Unterschiede in der Schwebungsstärke. Da aber jeder halbwegs begabte Gitarrist einen 3 s ausgehaltenen Ton mit Fingervibrato spielen würde, wurde dieser Effekt ignoriert. Und sollte ihn doch jemand für relevant erachten: Es wäre ganz einfach, zum synthetischen Signal ein paar Schwebungen hinzuzufügen.

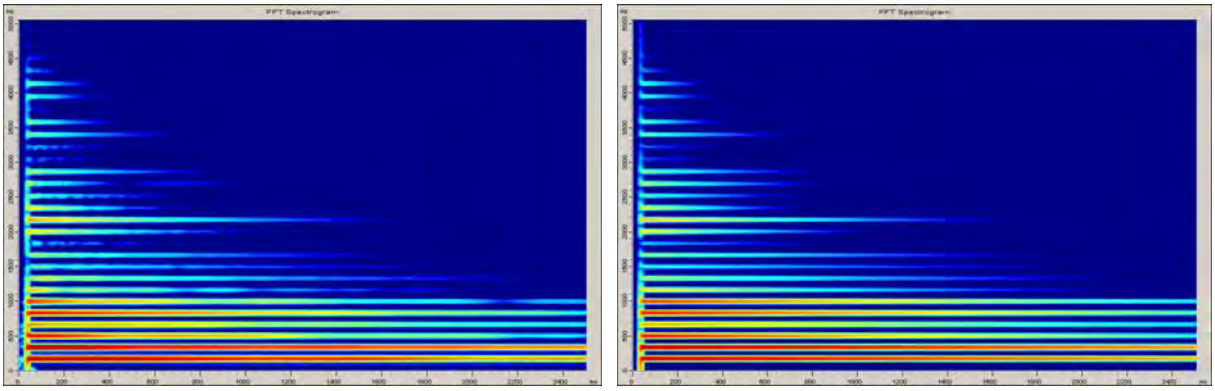


Abb. 7.129: Spektrogramme. Links: reales Telecaster-Signal, rechts: synthetisches Signal. 0 – 5 kHz, 0 – 2.5 s.

Somit ergibt sich ein erstes **Fazit**: Das zeitvariante Kurzzeitspektrum ist ein leistungsfähiges Werkzeug, um die von schwach angezupften Saiten erzeugten Spannungen zu analysieren; die hierzu gehörige Teiltonsynthese ist gut geeignet, künstliche Gitarrentöne zu erzeugen. Das Decay-Spektrum ergibt sich aus den Plektrum-, Saiten- und Tonabnehmerdaten, sowie der Anzupf- und der Tonabnehmerposition; es ist von den restlichen Gitarrenparametern (insb. vom Holz) praktisch unabhängig. Das T_{30}-Spektrum, also die Abklinggeschwindigkeit der Teiltöne, wird von den restlichen Gitarrenparametern definiert.

♣ Die Ergebnisse sind hier und im Folgenden nicht mehr frequenzdiskret dargestellt, sondern als Linienzug.

© M. Zollner 2010

In Abb. 7.128 offenbart die Abklingzeit die schon bekannte Abnahme zu hohen Frequenzen hin, sowie kleinere frequenzselektive Varianzen. Im Folgenden soll nun untersucht werden, in wieweit sich diese kleinen T_{30}-Zacken (z.B. um 2 kHz) auf den wahrgenommenen Klang auswirken. Standardschall der folgenden Hörversuche war der gemäß Abb. 7.128 synthetisierte Ton, als Modifikation wurden im Vergleich hierzu die Abklingzeiten einzelner Teiltöne verändert. Sehr schnell bestätigten sich bei diesen Hörversuchen die Verdeckungsmodelle [12], denen zufolge pegelschwache Teiltöne praktisch nichts zum Klangbild beitragen. Es ist folglich für den Höreindruck unwichtig, wie schnell der 11. Teilton (1.8 kHz) abklingt, so lange die Modifikation den üblichen Rahmen nicht sprengen. Selbst wenn man die Abklingzeit des 1.8-kHz-Teiltones auf 0.5 s verringert oder auf 2.5 s verlängert, ändert sich der Höreindruck nicht. Aus demselben Grund ist die gerade bei diesem Teilton besonders deutliche Pegeldifferenz zwischen Modell und Messung (Abb. 7.128, Decay-Spektrum) unerheblich: Die pegelschwachen Teiltöne sind verdeckt, sie tragen zum Höreindruck nichts bei.

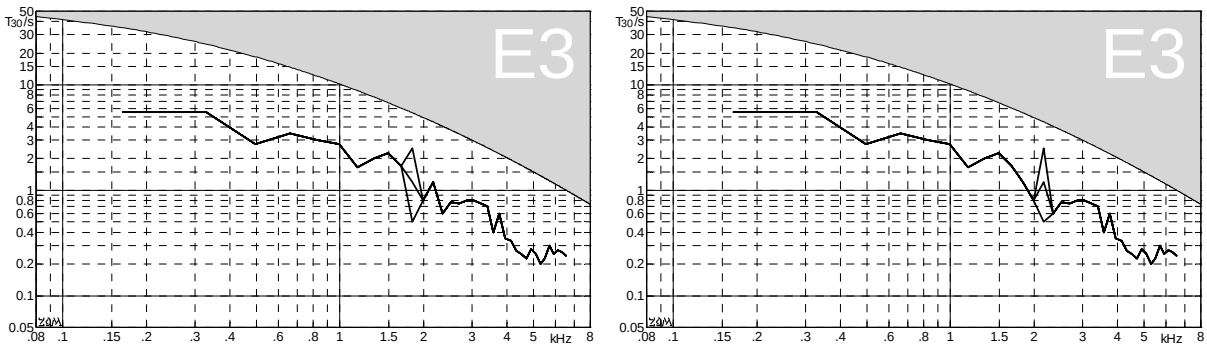


Abb. 7.130: Modifikation einzelner Teiltonabklingzeiten. Die im linken Bild durchgeführten Änderungen bleiben unhörbar; die Verlängerung im rechten Bild ist hörbar, die Verkürzung bleibt unhörbar.

Eine andere Situation zeigt sich beim 13. Teilton (2170 Hz): Verlängert man seine Abklingzeit auf 2.5 s, ist dies hörbar; die Verkürzung auf 0.5 s bleibt jedoch unhörbar. Kleinere Änderungen in der Abklingzeit entstehen aber schon alleine dadurch, dass die Greifhand ihre Position geringfügig verändert (**Abb. 7.131** links) – was auf den Klang aber praktisch keine Auswirkungen hat. Erst wenn man die Töne mehrere Sekunden lang spielt, und konzentriert auf den Grundton achtet, bemerkt man winzige Klangunterschiede, die aber keine praktische Bedeutung haben. Wieder eine andere Situation ergibt sich am 2. Bund der D-Saite: Obwohl der gleiche Ton (E_3) gespielt wird, unterscheiden sich sowohl Decay- als auch T_{30}-Spektrum. Dass beide Interferenzfilter ihre Frequenzgänge ändern, ist (trotz gleicher Anzupf- und Tonabnehmerposition) auf die geänderte *Relation* zurückzuführen: Die A-Saite wird bei 12/44 angezupft, die D-Saite bei 12/58. Die Änderungen bei der Abklingzeit (**Abb. 7.131** rechts)

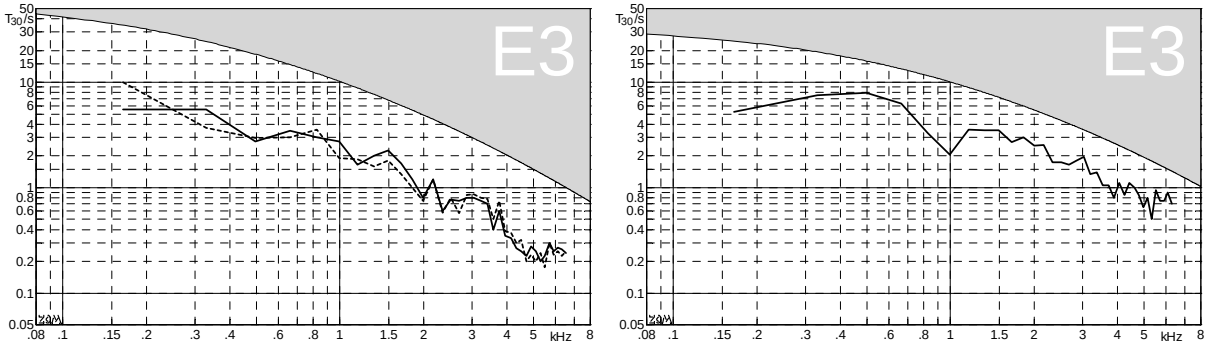


Abb. 7.131: T_{30}-Spektrum. Links: E3 am 7. Bund der A-Saite gespielt, linke Hand unterschiedlich gehalten. Rechts: E3 am 2. Bund der D-Saite gespielt. Fender-Telecaster, neue Saiten (9/46).

© M. Zollner 2010

sind zum einen auf die starke Ortsabhängigkeit der **Halskonduktanz** zurückzuführen, zum andern auf die Längenabhängigkeit der inneren Saitendämpfung. Beim synthetisierten Ton ist es nun sehr einfach, das Decay-Spektrum (wie bei Abb. 7.128) beizubehalten, das T_{30}-Spektrum aber wie in Abb. 131 rechts zu ändern. Ändert sich dadurch der Klang hörbar? Gleiche Grundfrequenz, fast gleiche Inharmonizität, gleiches Anfangsspektrum, aber ungleiches Abklingen der Teiltöne – ja, das klingt anders. Noch nicht bei kurzer Dauer (250 ms = Achtel bei 120 Bpm), aber schon bei 500 ms Dauer. Je länger die Töne dauern, desto dumpfer klingt der A-Saiten-Ton gegenüber dem D-Saiten-Ton. Und dieser Unterschied lässt sich nicht am Klangregler ausgleichen – dreht man am Treble-Knopf die Höhen auf, ändert sich hierdurch nicht die Abklinggeschwindigkeit der Teiltöne!

Die hörbaren Unterschiede zwischen dem auf der A-Saite und dem auf der D-Saite gespielten E_3 können nun aber schwerlich dem Korpusholz angedichtet werden, denn das ist ja in beiden Fällen dasselbe. Die Ursachen sind, nochmals zusammengefasst: Auch wenn man Anzupf- und Tonabnehmerposition unverändert lässt und mit demselben Plektrum möglicht gleichartig anzupft, ändern sich die *relativen* Distanzen, und somit die beiden Interferenzfilter. Dies ist beim "normalen Gitarrespielen" der Hauptunterschied zwischen dem A-Saiten- und dem D-Saiten-E_3. Gibt man beiden Tönen dasselbe Decay-Spektrum (was nur beim synthetischen Ton möglich ist), bemerkt man beim A-Saiten-E_3 einen fortschreitenden Höhenverlust, die Saite klingt zunehmend dumpfer. Bzw. die D-Saite (im Vergleich) zunehmend brillanter.

Nun zur **Gretsch Tennessean**, einer Halbakustik-Gitarre. Ihr hohler Korpus verspricht Besonderheiten im Abklingverhalten – doch die Hörversuche halten sich nicht an diese Verheißung. Natürlich klingt die Tennessean anders, aber vor allem wegen ihres andersartigen Tonabnehmers und seiner (im Vergleich zur Telecaster) anderen Position. Auch die Mensur ist anders, sodass Telecaster und Tennessean unterschiedliche Interferenzfilter bilden, selbst wenn der gleiche Ton auf der gleichen Saite gespielt wird. Ändert man aber (bei gleichem Decay-Spektrum) nur das T_{30}-Spektrum, also das Teiltonabklingen, hört man bei kurzen Tönen keinen Unterschied zwischen Telecaster und Tennessean. Erst wenn die Tondauer auf ca. 500 ms ansteigt, beginnen Unterschiede hörbar zu werden. Winzige Unterschiede!

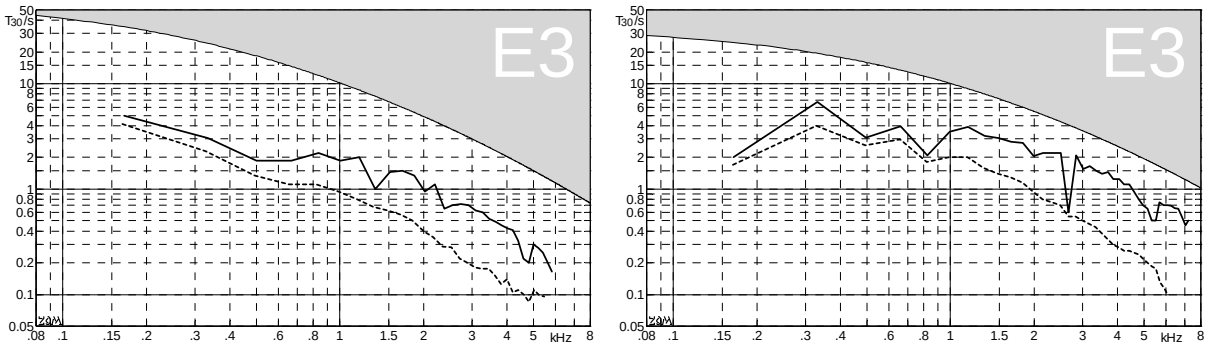


Abb. 7.132: Gretsch Tennessean, E3 auf der A-Saite (links) bzw. auf der D-Saite gespielt. Die durchgezogenen Linien wurden mit neuen Saiten (9/46) ermittelt, die unterbrochenen mit "eingespielten" Saiten (9/46).

Viel größer sind die vom Saitenverschleiß verursachten Unterschiede (**Abb. 7.132**): Nur bei ganz neuen Saiten kann man überhaupt noch frequenzselektive Besonderheiten entdecken, bei "eingespielten" Saiten dominieren saiteninterne Verlustmechanismen. Eine allgemeingültige Regel über die Abhängigkeit des Brillanzverlustes als Funktion der Zeit gibt es aber nicht, zu unterschiedlich sind die individuellen Parameter (Staub, Hautfett und -abrieb, Bending-Rillen, Rost, Bund- und Saitenmaterial).

© M. Zollner 2010

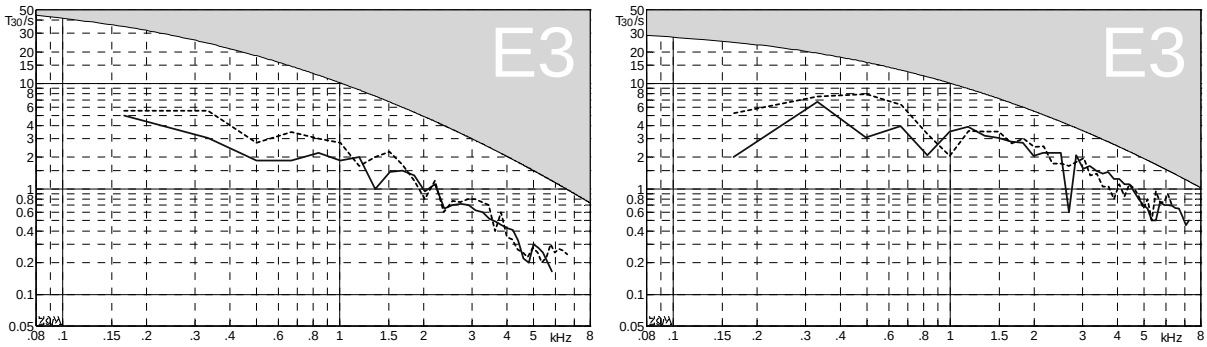


Abb. 7.133: Teilton-Abklingzeiten, Vergleich Fender Telecaster (----) vs. Gretsch Tennessean (——). Neue Saiten (9/46), E3 auf A-Saite (links) bzw. auf D-Saite (rechts) mit Plektrum angezupft.

Den direkten Vergleich Tennessean und Telecaster zeigt **Abb. 7.133**. In einigen Bereichen sind bei der Tennessean kürzere Abklingzeiten erkennbar, eine Auswirkung des hohlen, nachgiebigen (und somit absorbierenden) Korpus. Bei kurzen Tönen relativieren sich dieses Unterschiede aber doch deutlich: Ein T_{30}-Unterschied von 1.9 s gegen 3.0 s bedeutet bei einem 0.25 Sekunden dauernden Ton (Achtel bei 120 Bpm) einen Pegelunterschied von 1.5 dB. Das mag im Laborversuch bei günstigen Bedingungen so gerade eben hörbar werden, im Bühnen- und Studioalltag hat's wenig Bedeutung. Die Finger sind's, daran kann nicht oft genug erinnert werden. Und der Tonabnehmer, sowie seine Position. Wie das Spektrum von der Anzupf- und Tonabnehmerposition geformt wird, ist Gegenstand der folgenden Untersuchungen.

Wie bei jeder **Spektralanalyse** ist ein Kompromiss zu finden zwischen guter zeitlicher und spektraler Auflösung (vergl. Kap. 8.6). Um Leakage-Effekte erträglich zu halten, muss die Zeitfunktion "gefenstert" werden. In **Abb. 7.134** ist im linken Bild die mit einem positiven Peak beginnende Tonabnehmerspannung eines angezupften E_3 dargestellt. Multiplikation mit einer Fensterfunktion ergibt das rechte Bild, und da beginnt die Parametervielfalt, denn sowohl Dauer, als auch Art und Parameter des gewählten Fensters definieren das Spektrum.

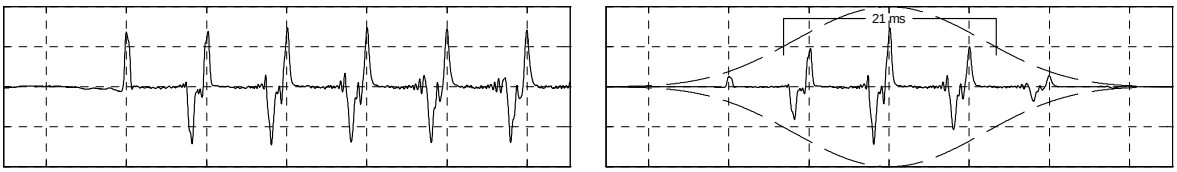


Abb. 7.134: Zeitliche Gewichtung der Tonabnehmerspannung (E3) durch das Kaiser-Bessel-Fenster (N = 2048).

In **Abb. 7.135** sind zum obigen Bild zwei Spektren dargestellt: Links mit einem 2048-Punkte-Fenster, rechts mit einem 1024-Punkte-Fenster ermittelt. Man könnte wohl mit beiden Darstellungen leben, aufgrund der deutlicheren Linienstruktur wird für die folgenden Analysen aber das **2048-Punkte-Fenster** verwendet.

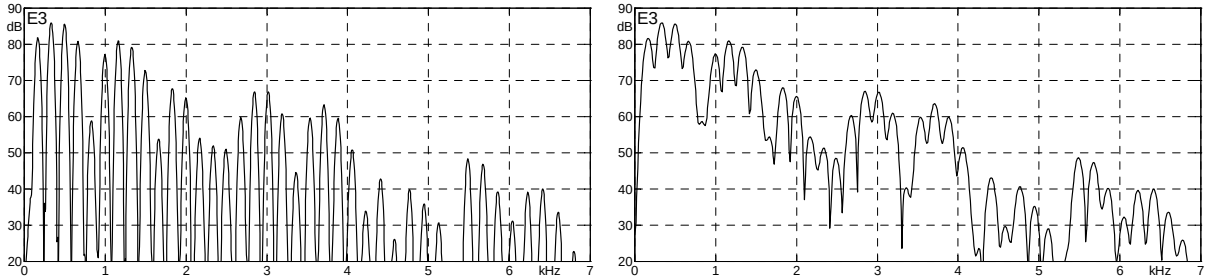


Abb. 7.135: DFT-Spektrum zu Abb. 7.134, Kaiser-Bessel-Fenster, N = 2048 (links), N = 1024 (rechts).

© M. Zollner 2010

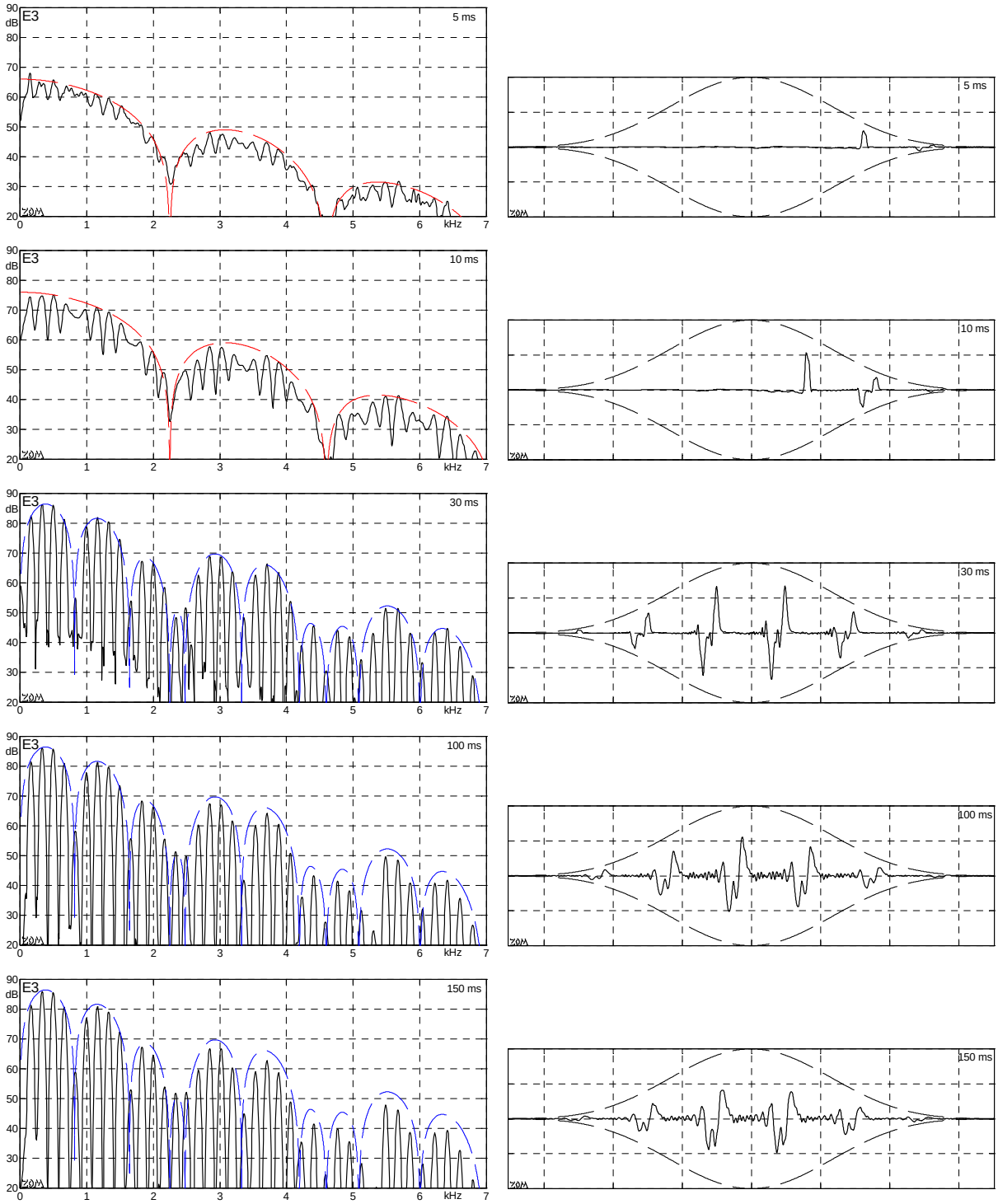


Abb. 7.136: Spektren und gefensterte Zeitfunktionen der Tonabnehmerspannung. E3 auf D-Saite, Telecaster. Die berechneten Modellhüllkurven (----) passen bestens zu den gemessenen Linienspektren.

In **Abb. 7.136** sind Spektren zu verschiedenen Zeitausschnitten dargestellt. Während der ersten Millisekunden bestimmen Tonabnehmerposition, Plektrum- und Tonabnehmerfilter den Verlauf der spektralen Hüllkurve (*rot gestrichelt*). Wenn die Saite das Plektrum verlässt, laufen zwei Sprungwellen auseinander. Die zum Steg laufende kommt zuerst am Stegtonabnehmer vorbei, und wird kurz darauf von der gegenphasigen Stegreflexion kompensiert – es entsteht ein kurzer positiver Impuls. Erst etwas später erreicht auch die vom 2. Bund reflektierte Sprungwelle den Tonabnehmer, und erst jetzt beginnt sich (neben dem Tonabnehmer-Interferenzfilter) auch das Anzupf-Interferenzfilter auszuwirken (*blau gestrichelt*).

© M. Zollner 2010

Diese beiden Interferenzfilter hängen von der Saitenlänge, sowie der Anzupf- und der Tonabnehmerposition ab. Der Tonabnehmer selbst wirkt in diesem Beispiel näherungsweise wie ein Tiefpass zweiter Ordnung (f_x = 4 kHz, Kap. 5), die Magnet-Apertur und die vom Plektrum verursachte Sprungverrundung lässt sich, wie das Beispiel zeigt, sehr gut durch einen weiteren 4.3-kHz-Tiefpass nachbilden. Und das **Korpusholz**? Das kann ja nur über die Reflexionsdämpfung Einfluss auf Spektrum und Gitarrenklang nehmen, und da gilt: Je kürzer der Beobachtungszeitraum, desto weniger Reflexionen, und desto unwichtiger ist der Korpus! Selbst bei 150 ms (unterstes Bild) erkennt man im abklingenden Spektrum immer noch die Dominanz der beiden Interferenzfilter – lediglich der 5.3-kHz-Teilton fällt aus dem Rahmen, er klingt wesentlich schneller ab als seine Kollegen. Doch wie in Kap. 7.7 schon ausführlich erläutert: zuerst sind saiten- und lagerspezifische Dämpfungseigenschaften zu berücksichtigen, erst an letzter Stelle kommt der Einfluss des Korpusholzes.

Abb. 7.136 rechtfertigt die Unterscheidung in ein **Attack**- und ein **Decay**-Spektrum. Während der ersten Millisekunden hängt die spektrale Hüllkurve (neben Plektrum- und Tonabnehmer-Tiefpassfilter) nur vom Tonabnehmer-Interferenzfilter ab (rot gestrichelte Hüllkurve), erst nach ungefähr 10 ms gewinnt das Anzupf-Interferenzfilter zunehmend an Bedeutung. Für den Höreindruck ist nur das aus allen Filtern gebildete Decay-Spektrum wichtig, seine Hüllkurve ist in Abb. 7.136 beim 30-ms-Spektrum blau gestrichelt eingezeichnet.

Eine andere Situation ergibt sich erst beim nichtlinearen System, doch ehe im nächsten Kapitel auf dessen Besonderheiten eingegangen wird, sollen noch kurz einige **Randeffekte** angesprochen werden. Außer der Gitarre beeinflussen natürlich auch Verstärker, Lautsprecher und Raum den am Ohr ankommenden Schall. Hebt man mit einem selektiven Filter (EQ) einen eigentlich pegelschwachen Teilton an, kann er Bedeutung bekommen und hörbar werden. Ähnliches kann passieren, wenn man die Abklingzeit eines Teiltones extrem verlängert (z.B. von 1 s auf 5 s). Aussagen zur Hörbarkeit bzw. Unhörbarkeit sind somit nie immergültige Allgemeinurteile, sondern im Rahmen üblicher Bühnen- und Studiotechnik zu sehen. Des weiteren lassen sich die für einen Ton gefundenen Ergebnisse nicht 1:1 auf alle anderen Töne übertragen – die Gitarre hat mehr als eine Saite, mehr als einen Bund, und mehr als einen Teilton. Lediglich das Übertragungsfilter des Tonabnehmers (Kap. 5.9.3) kann man als einigermaßen saitenunspezifisch ansehen, Plektrum- und Aperturfilter sind saitenspezifisch, die beiden Interferenzfilter sind darüberhinaus auch noch stark positionsspezifisch.

Zuletzt sei nochmals daran erinnert, dass nicht die absolute Unterschiedsschwelle ermittelt werden sollte. In der Grundlagenforschung mag es gerechtfertigt sein, mit einer repräsentativen Probandengruppe den Unterschied zwischen einem realen Gitarrenton und einem hierzu synthetisierten Ton exakt zu ermitteln, und z.B. zu erfahren, dass ab 0.23 s Tondauer Schwebungsunterschiede hörbar werden. Umklammert aber bei der Repromessung die Greifhand den Hals etwas fester, ändert sich diese Zeit, ebensolches geschieht beim minimalen Ändern des Plektrumwinkels, oder wenn man die Gitarre fester gegen den Bauch presst. Nicht unwichtig, aber von erdrückender Parametervielfalt. Das Funktionsmodell mit Plektrumfilter, Anzupf-Interferenzfilter, Tonabnehmer-Interferenzfilter und Tonabnehmer-Übertragungsfilter erklärt in einfacher Weise das Spektrogramm, dessen wichtigste Datensätze **Decay-Spektrum** und $\boldsymbol{T_{30}}$**-Spektrum** sind. Ergänzt man noch Grundfrequenz und Inharmonizität, lassen sich schwach angezupfte E-Gitarrentöne in guter Qualität synthetisieren, zumindest, wenn die Dauer nicht zu lang ist. Auf der Basis dieses Modells können dann Parametervariationen durchgespielt werden, als deren Ergebnis Bewertungen zur Relevanz der einzelnen Komponenten stehen. Und das ist mehr als die Vermutung, Erle habe *wegen ihrer größeren Elastizität* ein kürzeres Sustain [G&B u.a., siehe Kap. 7.8].

© M. Zollner 2010

7.12.2 Nichtlineare Saitenschwingungen

Nun wird's kompliziert. Denn beim nichtlinearen System, so lehrt die Nachrichtentechnik, gibt's weder Superposition noch Proportionalität, weder Übertragungsfunktion noch Sprungantwort. Zwar darf man auch ein nichtlineares System mit einem Sprung anregen, die Antwort (Reaktion) hierauf ist aber keine signalunabhängige Systemfunktion, sondern anregungsabhängig – und damit gibt es nicht "die eine" Sprungantwort, sondern unendlich viele.

Streng betrachtet ist jedes technische System nichtlinear, doch oft in so geringem Maß, dass seine Übertragungseigenschaften vereinfachend linearisiert werden dürfen. Kap. 5.8 hatte die bei Tonabnehmern auftretenden Nichtlinearitäten zum Inhalt, deren Auswirkungen nun nicht gänzlich unerheblich sind, doch von den bei Saitenschwingungen möglichen Nichtlinearitäten bei weitem übertroffen werden. Stark nichtlinear wird die Saitenschwingung, wenn die Saite nach dem Anzupfen auf die Bünde prallt. In diesem Fall werden die beim Anzupfen erzeugten Sprungwellen nicht nur an Steg und Sattel, sondern zusätzlich an den Bünden reflektiert, ein Vorgang, der von der Stärke der Anzupfkraft abhängt, und damit nichtlinear ist.

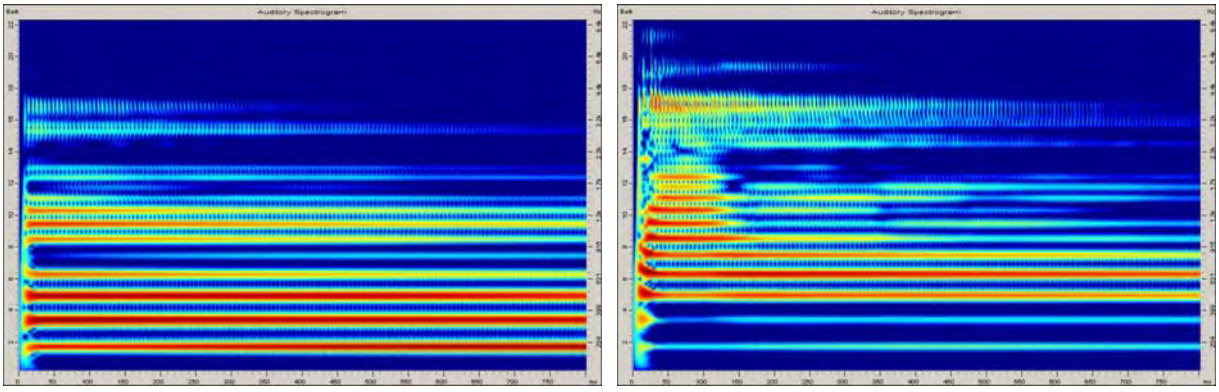


Abb. 7.137: Spektrogramme einer angezupften D-Saite (E3, 0 – 800 ms, 0 – 10 kHz, Bild-Dynamik = 30dB). Links = schwach angezupft, rechts = stark angezupft. Fender Telecaster, 9/46-Saiten, Steg-Tonabnehmer. Die Analysen wurden auf gleiche Maximalaussteuerung normiert.

Abb. 7.137 zeigt Spektrogramme einer unterschiedlich stark angezupften D-Saite. Dargestellt sind **auditorische Spektrogramme** (Cortex VIPER), deren Analyse-Parameter an die Gehöreigenschaften angepasst sind. Kaum zu glauben, dass diese Analysen kurz hintereinander mit derselben Gitarre, derselben Saite und identischer Anzupfposition entstanden, nur die Stärke der Anzupfkraft variierte. Die schwach angezupfte Saite lässt deutlich die Interferenzfilter erkennen, den spektralen Schwerpunkt bilden die ersten drei Teiltöne. Ganz anders bei der stark angezupften Saite: Die ersten beiden Teiltöne (Grundton und erster Oberton) haben nur geringen Pegel, ihre Schwingungen können sich wegen der Amplitudenbegrenzung nicht entfalten. Selbst wenn man in einem einfachen Modell jedem Teilton dieselbe Auslenkungs-Amplitude zugesteht – die Tonabnehmerspannung entspricht der Schnelle, und die würde in diesem Modell mit steigender Teiltonordnung zunehmen. Nun haben bei der real angezupften Saite nicht alle Teiltöne dieselbe Auslenkungs-Amplitude, das Anzupf-Interferenzfilter reißt Lücken (z.B. beim 5. oder 10. Teilton), die aber schon der erste Saite/Bund-Kontakt aufzufüllen beginnt. Interpretiert man das Anzupfen der Saite als **Sprunganregung**, könnte man das Aufprallen der Saite auf einen Bund als eine Art **Impulsanregung** auffassen – aber eine spezielle. Denn während beim Anzupfen der Saite Schwingungsenergie zugeführt wird, kann sie beim Aufprallen nur Energie verlieren. Wie viel sie dabei verliert, hängt u.a. von der Oberflächenbeschaffenheit ab: Wenig bei neuer Saite und blankem Bund, oder mehr, wenn eine dazwischenliegende Staub/Fett/Talgschicht als Absorber wirkt.

© M. Zollner 2010

Die in **Abb. 7.138** dargestellten Zeitfunktionen verdeutlichen die Unterschiede zwischen stark und schwach angezupfter Saite: Bei den ersten Perioden wirkt im linken Bild praktisch nur die Dispersion impulsverändernd, während bei der stark angezupften Saite schon innerhalb der ersten Periode deutlich Reflexionen zu erkennen sind. Reflexionen, die nur vom nächstgelegenen Hindernis kommen können, und das ist der letzte (22.) Bund. Die Chance ist groß, dass eine stark angezupfte (dünne) Saite schon beim Anzupfen Kontakt mit dem letzten Bund bekommt (vergl. Kap. 1.5.3), der genaue Zeitverlauf dieser und anderer Bundkontakte ist aber vom individuellen Anzupfen abhängig – darum ist das Systemverhalten ja nichtlinear. Ein Modell für das Saitenprellen kann deswegen nur entweder einen Einzelfall nachbilden, oder als stochastisches Modell einen arttypischen Durchschnittsfall simulieren. Und das ist das Problem: Mit einem Modell alleine kommt man nicht weit, der versierte Gitarrist kann viel mehr als nur *einen* prellenden "Snap-Sound" erzeugen.

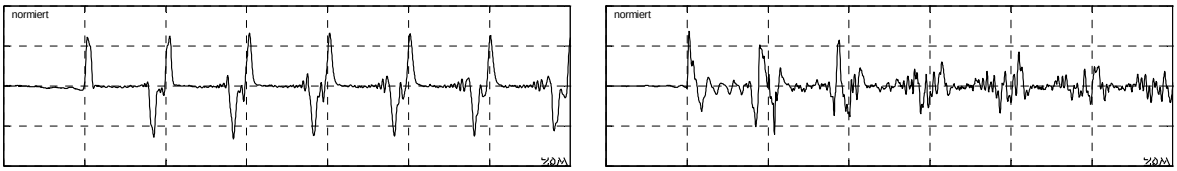


Abb. 7.138: Zeitfunktionen der Tonabnehmerspannung; links = schwach angezupft, rechts = stark angezupft.

Wie unerwartet variantenreich das Ausschwingen einer stark angezupften Saite ablaufen kann, ist in **Abb. 7.139** dargestellt. Wieder handelt es sich um die am 2. Bund gegriffene D-Saite einer Telecaster, die (wie in Abb. 7.137) 12 cm vom Steg entfernt stark angezupft wurde. Im Unterschied zur o.a. Analyse wurde die Saite aber nicht mit dem Plektrum schräg nach unten gedrückt, sondern hochgehoben und losgelassen. Völlig unerwartet ändert sich um 0.6 s das Spektrum (und der Klang): Der 5. Teilton reißt förmlich ab, während andere Teiltöne ab diesem Moment erst richtig aufleben. Und diese Änderungen kommen nicht etwa von der Greifhand, nein, das macht die Saite alleine – zusammen mit den Bünden.

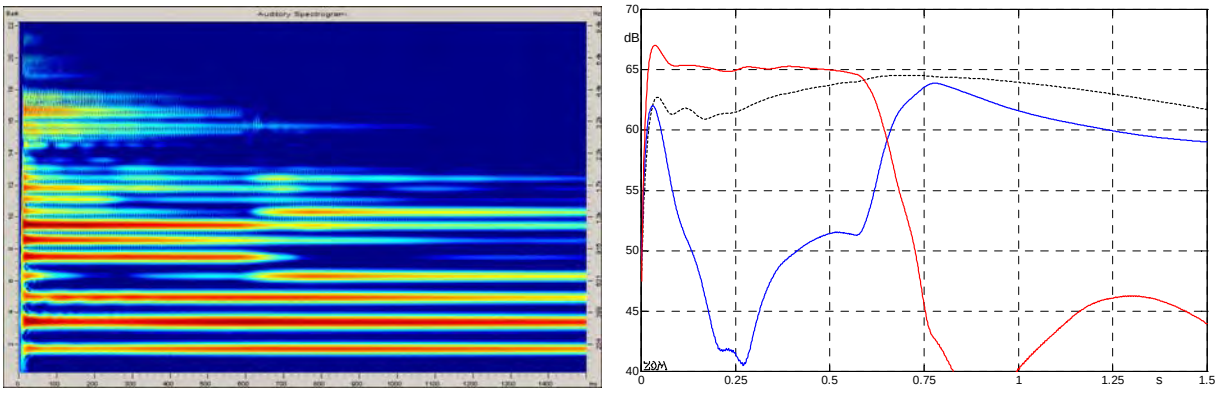


Abb. 7.139: Spektrogramm einer angezupften D-Saite (E3, 0 – 1500 ms, 0 – 10 kHz, Dynamik = 30dB).
Rechtes Bild: rot = 5. Teiltonpegel, blau = 4. Teiltonpegel, schwarz = Grundtonpegel, als Funktion der Zeit.

Die zunächst fast griffbrettnormal schwingende Saite prallt auf die Bünde, wodurch ein Teil der Schwingungsenergie in einen griffbrettparallelen Modus übergeht. Mit fortschreitender Zeit richtet sich die Schwingungsebene aber wieder auf, was am Grundtonpegel (----) gut beobachtet werden kann. Um 0.6 s nähert sich die zunehmend griffbrettnormal schwingende Saite den Bünden wieder so weit an, dass ein erneuerter Crash passiert, der die Schwingung 5. Ordnung erheblich stört, gleichzeitig aber die Schwingung 4. Ordnung verstärkend anstößt. Mit einem Modell, das nur Schwingungen in *einer* Eben erlaubt, ist ein derartiges Verhalten nicht beschreibbar, selbst wenn dieses Modell nichtlineare Amplitudenbegrenzungen zulässt.

© M. Zollner 2010

Abb. 7.140 zeigt weitere Spektrogramme, wieder wurde nur die Stärke der Anzupfkraft variiert. Charakteristisch ist hierbei, dass die Teiltöne weder exponentiell, noch nach einem einfachen Schwebungsmodell abklingen, sondern vielmehr ihr Abklingverhalten plötzlich ändern. Sogar eine (allerdings zeitlich begrenzte) Pegelzunahme ist möglich, was auf eine langsam rotierende Polarisationsebene zurückgeführt werden kann. Saite/Bund-Kontakte können auf die ersten 0.1 s begrenzt bleiben, oder aber auch noch nach 1 s stattfinden, und entsprechend variationsreich sind Pegelverläufe und Klangfarben. Bei diesen Bildern wird deutlich, dass dem Hals (besser: den Bünden) eine elementare Bedeutung zukommt: Ein minimal überstehender Bund wird andere Prellkontakte erzeugen als ein abgespielter.

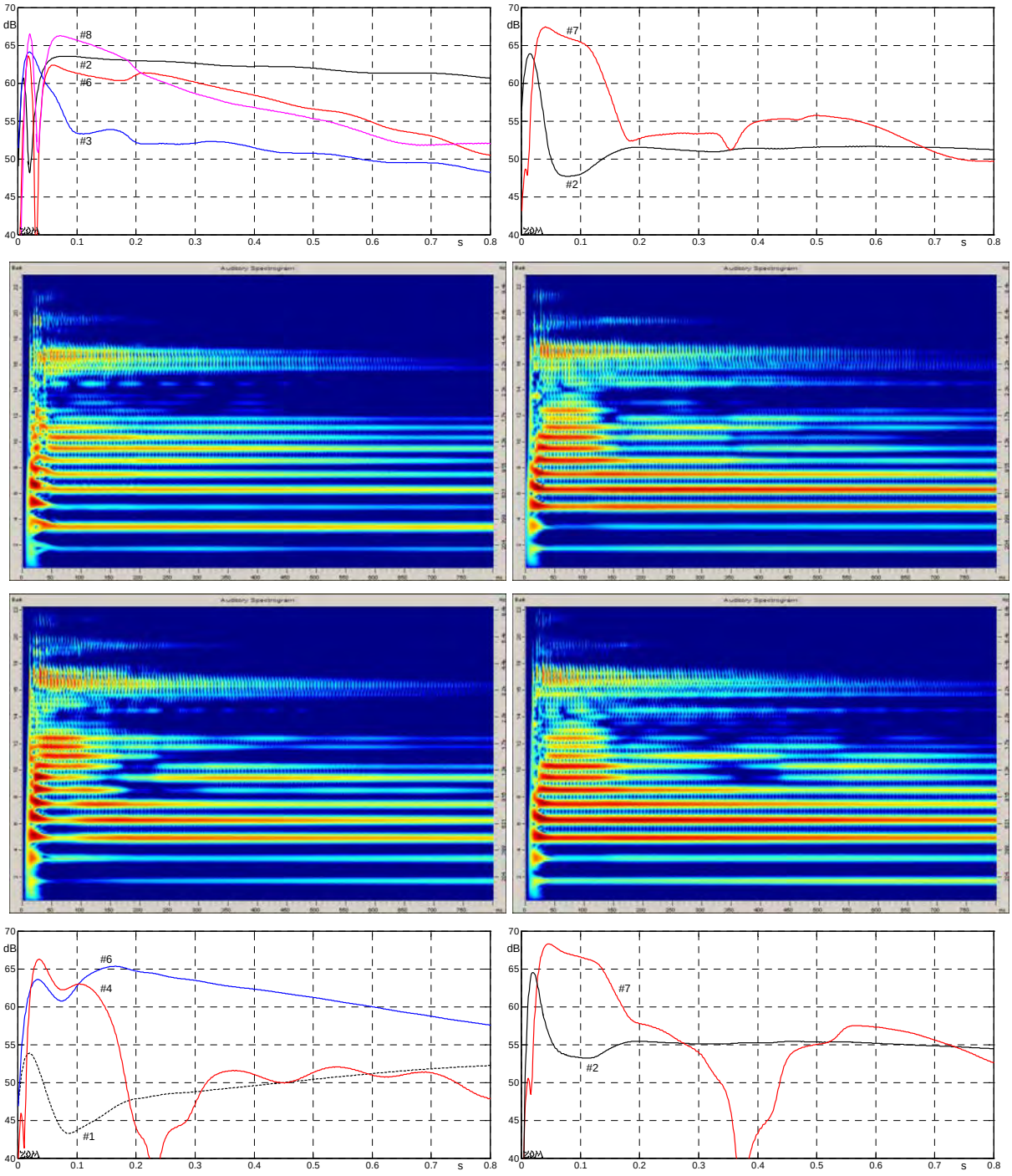


Abb. 7.140: Auditorische Spektrogramme und Teiltonpegel einer angezupften D-Saite (vergl. Abb. 7.139). Pegelnormierte Darstellung, Bild-Dynamik = 30 dB. Fender Telecaster, Steg-Tonabnehmer, neue Saiten (9/46).

© M. Zollner 2010

Es ist nicht schwierig, Spekulationen über Saite/Bund-Kontakte durch Messungen zu untermauern: Hierzu wurden alle Bünde einer **Telecaster** mit einem 22-Kanal-Analysator verbunden, und alle während des Ausschwingens auftretenden Kontakte gespeichert. Ihre Darstellung in einem **Taktigramm** (Bounce Chart) zeigt charakteristische Muster, die gut mit dem Leitungsmodell übereinstimmen (**Abb. 7.141**). Die D-Saite einer Telecaster wird hierbei mit einem Plektrum so stark herunter gedrückt, dass sie Kontakt mit dem letzten (22.) Bund bekommt – bei dünnen Saiten ein häufiger Vorgang. Verliert die Saite den Kontakt zum Plektrum, breiten sich Wellen nach beiden Seiten aus, die am letzten Bund und am Steg reflektiert werden, und die Saite vom Griffbrett abheben, wie dies in **Abb. 7.142** dargestellt ist.

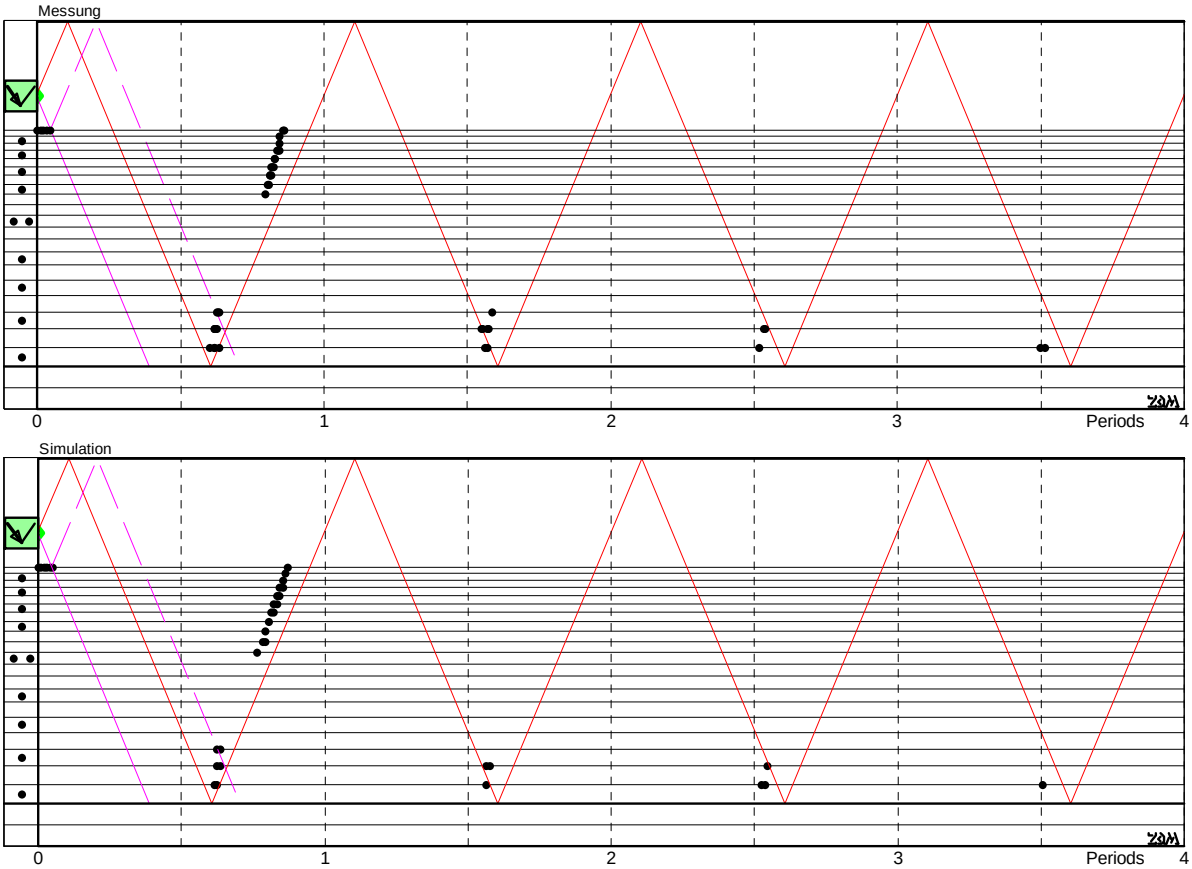


Abb. 7.141: Taktigramm. Telecaster, D-Saite am 2. Bund gegriffen, 12 cm neben dem Steg stark heruntergedrückt und losgelassen. Oben: Messung, unten: Modellrechnung. Punkte = Saite/Bund-Kontakte.

Nach einer halben Schwingungsperiode hat sich über dem 6. Bund ein Auslenkungsmaximum gebildet (**Bild 8**), das im weiteren Verlauf der Schwingung wieder zusammenbricht. Gleich darauf prallt die Saite auf das Griffbrett auf, wobei Halskrümmung und Bundbeschaffenheit darüber entscheiden, wo genau Saite/Bund-Kontakte stattfinden. Auch der Winkel, unter dem die Saite heruntergedrückt wurde, spielt eine Rolle: Es ist ein Unterschied, ob die Saite genau griffbrettnormal, oder schräg zum Griffbrett heruntergedrückt wird, weil hierdurch der Anteil der griffbrettparallelen Schwingung bestimmt wird. Im Laufe ihres Ausschwingens dreht sich die Schwingungsebene (sogar teiltonspezifisch), und dabei wird vor allem der griffbrettnormale Anteil durch Prellvorgänge begrenzt. Der griffbrettparallele Schwingungsmodus ist eine Art Energiespeicher, der seine Schwingungsenergie nur langsam an die für das Tonabnehmersignal wichtige griffbrettnormale Schwingung abgibt, die deshalb auch nach relativ langer Zeit immer wieder Saite/Bund-Kontakte hervorbringen kann. Bei der in Abb. 7.142 dargestellten Modellrechnung wurde allerdings nur eine Schwingungsebene berücksichtigt.

© M. Zollner 2010

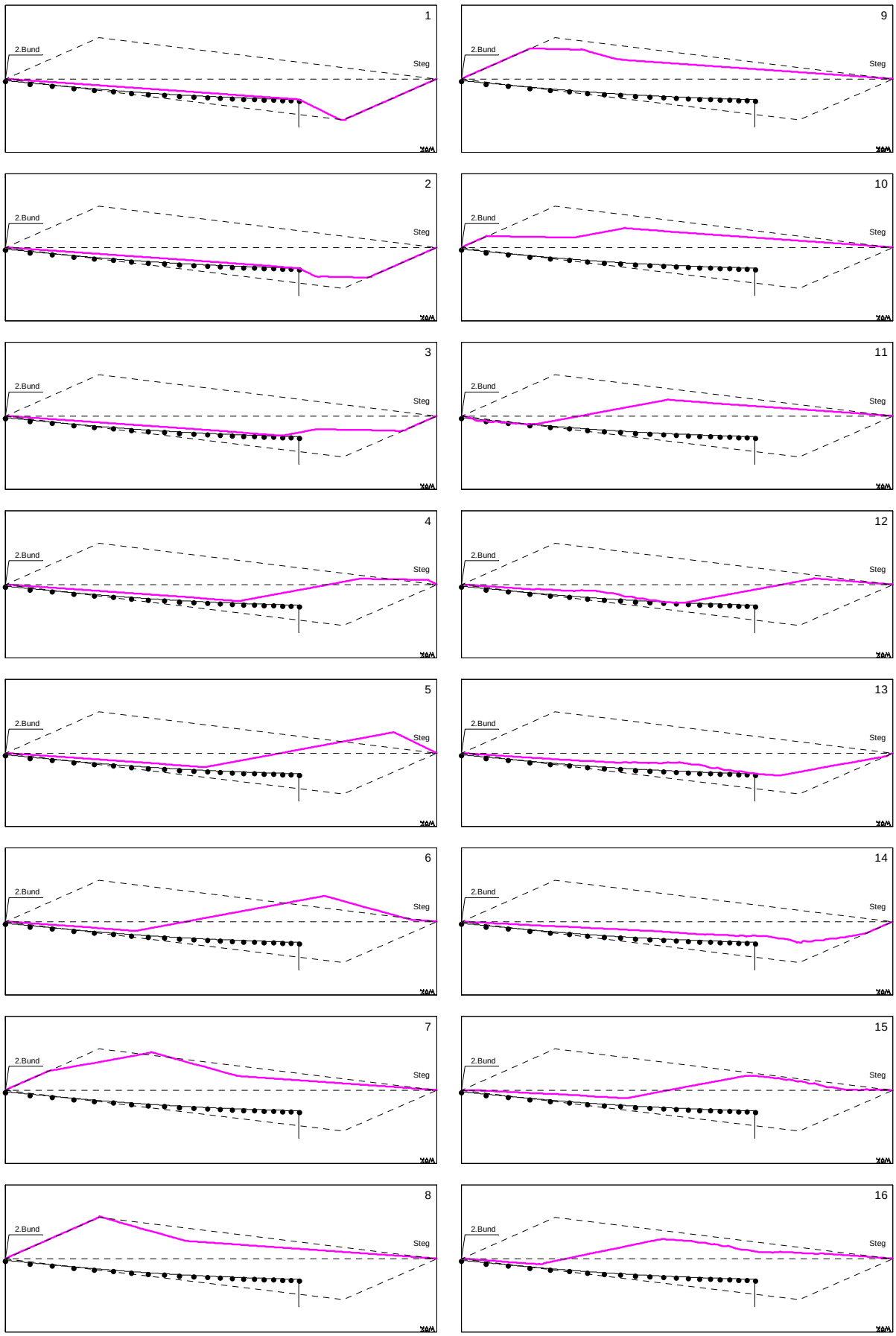


Abb. 7.142: Saitenauslenkung zu verschiedenen Zeiten. Parameter wie in Abb. 7.141.

© M. Zollner 2010

Wie groß die spektralen Unterschiede zwischen schwach und stark angezupfter Saite sein können, zeigt **Abb. 7.143**: In der linken Bildspalte erkennt man während der ersten Millisekunden das aus Abb. 7.136 bekannte **Attack-Spektrum** (rote HK, Interferenzlöcher abhängig von der Tonabnehmerposition), das in das **Decay-Spektrum** übergeht (blaue HK). In der rechten Spalte kann sich zu Beginn keine si-förmige Hüllkurve ausbilden, weil Saite/Bund-Kontakte für zusätzliche Impulse sorgen. Erst im späteren Verlauf bildet sich andeutungsweise der Einfluss der Tonabnehmer-Position heraus, die Anzupf-Position ist hingegen nicht mehr als Interferenzfilter ersichtlich.

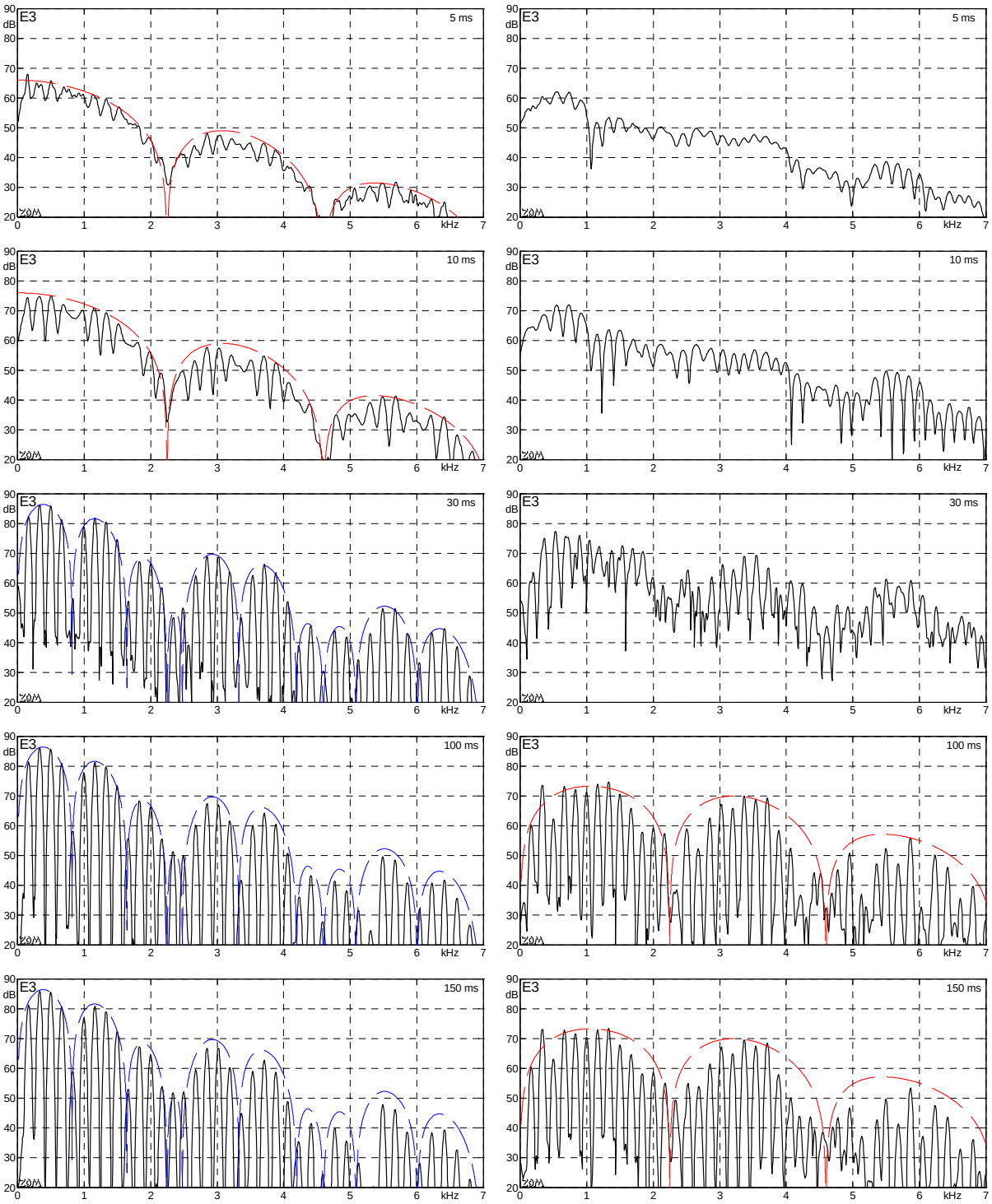


Abb. 7.143: Spektren der (gefensterten) Tonabnehmerspannung, E3 auf D-Saite, Telecaster (vergl. Abb. 7.136). Links = Saite schwach angezupft, rechts = Saite stark angezupft. Pegelnormierte Darstellung.

© M. Zollner 2010

Eine völlig andere Schwingung ergibt sich, wenn die Saite nicht heruntergedrückt, sondern hochgehoben und losgelassen wird. Diese Zupftechnik findet man vor allem bei Gitarristen, die mit den Fingernägeln (also ohne Plektrum) spielen, aber auch mit Plektrum lässt sich ein zumindest ähnliches Verhalten erreichen. **Abb. 7.145** zeigt Momentaufnahmen einer Saite, die so weit hochgehoben wird, dass sie beim Ausschwingen auf die Bünde prallt. In diesem Beispiel entsteht der erste Kontakt am letzten Bund, gefolgt von einer das Griffbrett aufwärts laufenden Kontaktserie. Danach (**Bild 7**) hebt die Saite ab, um kurz darauf (**Bild 13 – 14**) wieder in schneller Folge alle Stege zu berühren. Oder zumindest fast alle – im Detail hängt der Ablauf nämlich wieder von winzigen Bundhöhen-Unterschieden ab.

Abb. 7.146 vergleicht wieder Kontakt-Messungen mit Modellrechnungen. Zu Beginn ist die Übereinstimmung (angesichts der Komplexität) sehr gut, mit fortschreitender Zeit unterscheiden sich die beiden Darstellungen deutlicher, was an der nicht nachgebildeten Dispersion, an der nur eben (nicht zirkular) gerechneten Polarisation, und an den idealisierten Bundhöhen liegt (bei der untersuchten Telecaster sind die Bünde schon leicht abgespielt).

Abb. 7.147 zeigt, dass Saite/Bund-Kontakte nicht nur auf die Attackphase beschränkt sein müssen. In diesem Beispiel schlägt die Saite immer wieder auf den 3. Bund, allerdings so leicht, dass kein störendes Schnarren, sondern nur eine leichte klangliche "Aufhellung" (eine Höhenbeimischung) stattfindet.

Wie stark sich winzige Bundhöhenunterschiede auswirken können, zeigt auch **Abb. 7.144**. Hier wurde zunächst mit dem nichtlinearen Saitenmodell die Saitenschnelle über dem Tonabnehmer berechnet, und daraus das Spektrum ermittelt. Für zwei unterschiedliche Griffbretter, deren 18. Bund um 0.2 mm in der Höhe differierte.

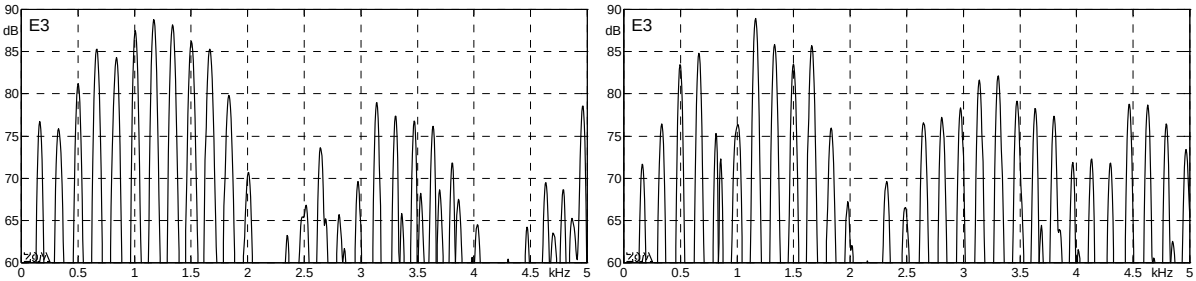


Abb. 7.144: Berechnete Spektren der auf die Bünde prallenden D-Saite. Der einzige Unterschied zwischen den beiden Bildern besteht darin, dass sich die Höhe des 18. Bundes um 0.2 mm unterscheidet.

Diese Ergebnisse lassen erahnen, wohin es führen kann, wenn in Zeitschriften Versuche mit dem "Heiligen Gral" durchgeführt werden, d.h. wenn eine Original-50er-Les-Paul mit einem Nachbau aus neuerer Zeit verglichen wird. Natürlich sind die Bünde der unbezahlbaren Vintage-Gitarre♣ abgespielt, so stark, dass der zelebrierende Tester dauernd das Gesicht verzieht, und natürlich hört sein geübtes Ohr jede Menge Unterschiede. Dumm nur: Sobald dieser "Gral" wieder spielbar gemacht würde, schwände sein Wert. Merke: Auf jedem Gral lastet irgendein Fluch.

♣ Das ist nicht ganz wörtlich zu nehmen: so ab 200.000.- EUR bekommt man schon ganz gute Fakes

© M. Zollner 2010

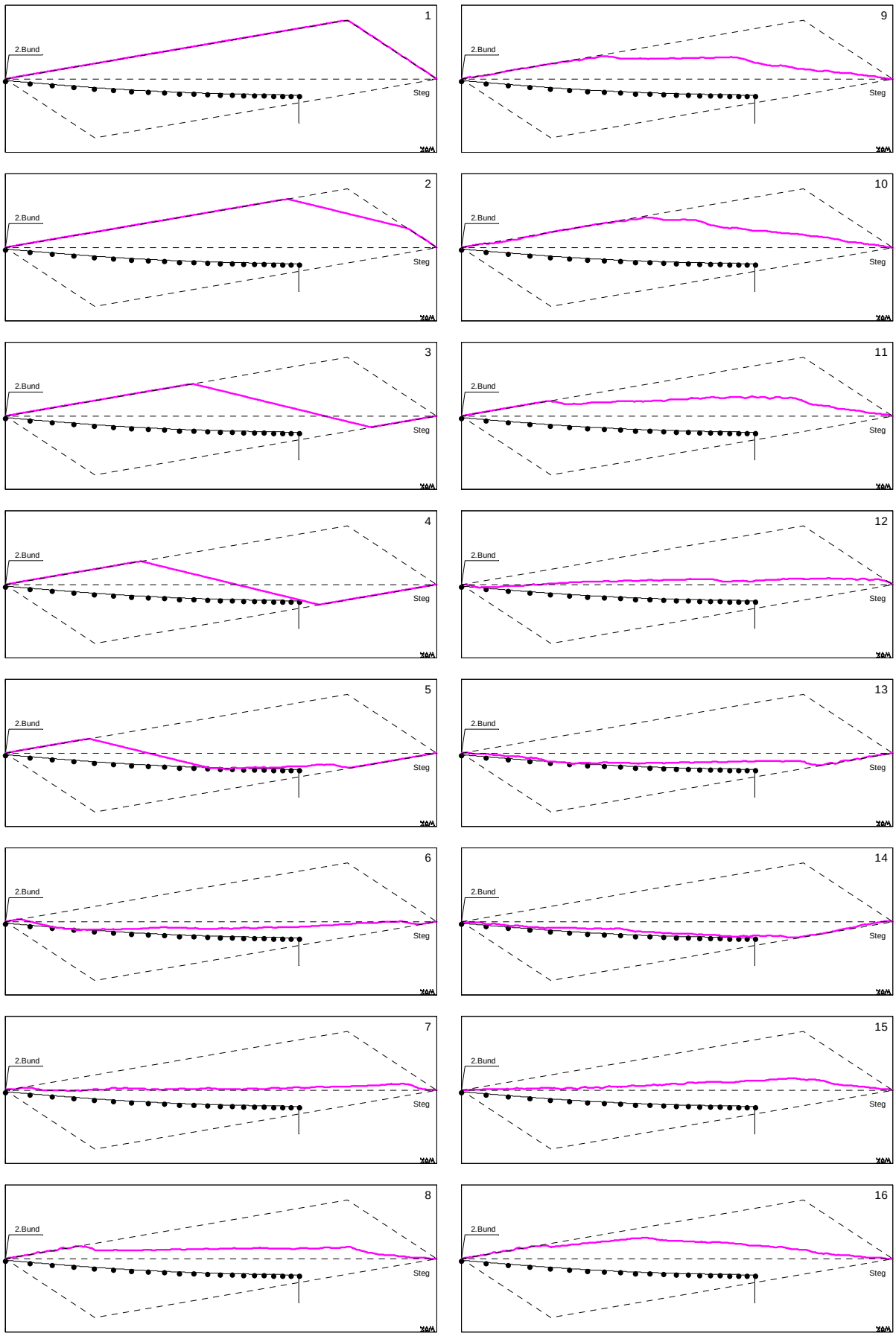


Abb. 7.145: Saitenauslenkung zu verschiedenen Zeiten. Parameter wie in Abb. 7.141.

© M. Zollner 2010

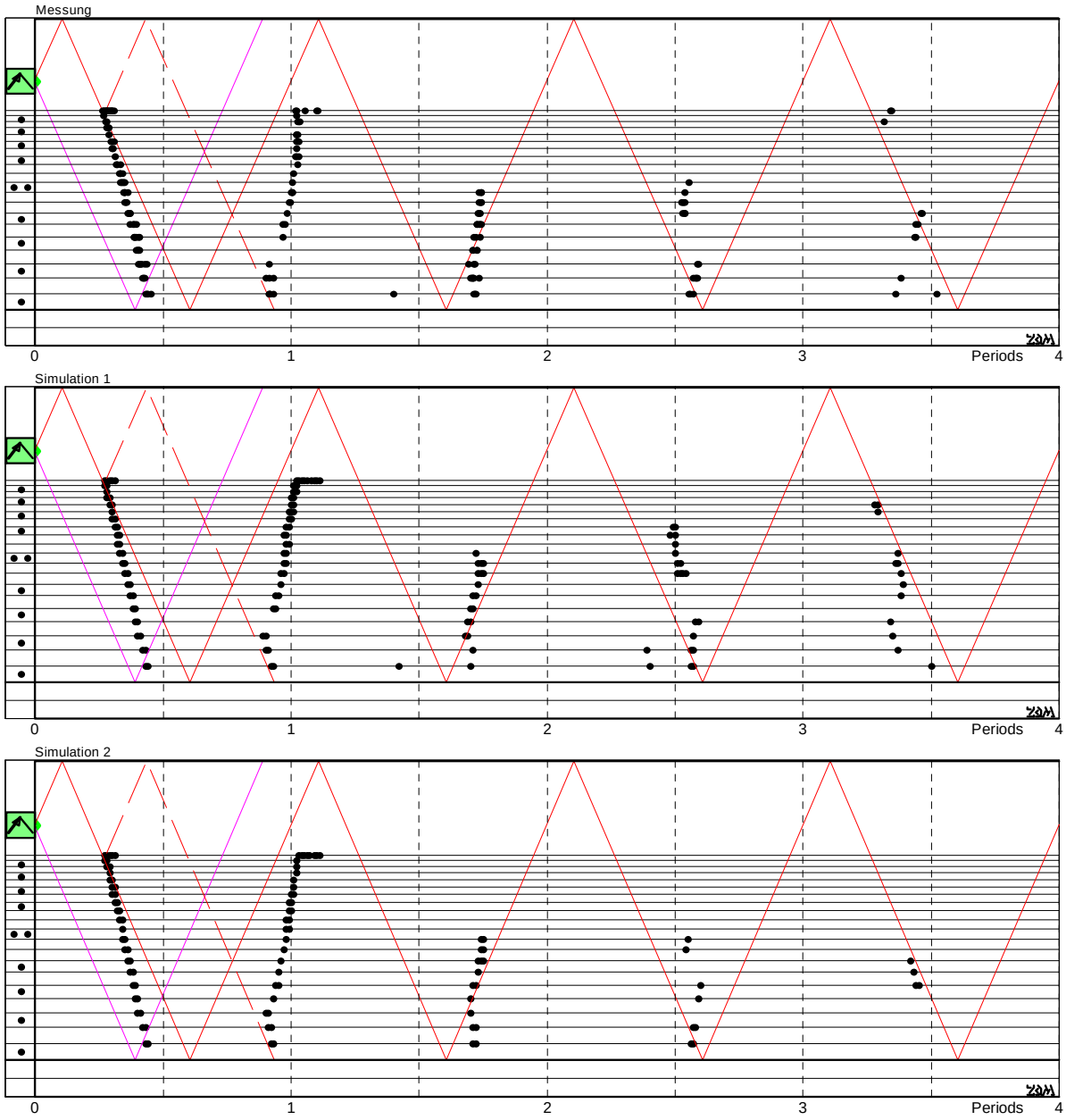


Abb. 7.146: Taktigramm. Telecaster, D-Saite am 2. Bund gegriffen, 12 cm neben dem Steg hochgehoben und losgelassen. Oben: Messung, Mitte + unten: Modellrechnungen. Punkte = Saite/Bund-Kontakte.
Für Simulation 2 (unten) wurde der Steg (gegenüber Simulation 1) um 0,3 mm höhergestellt.

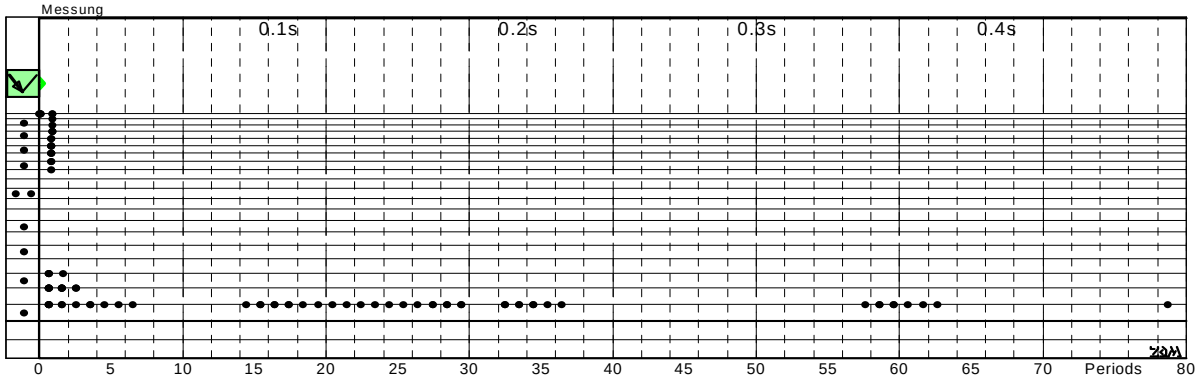


Abb. 7.147: D-Saite am 2. Bund gegriffen; auch nach 0.5 s kommt es noch zu Saite/Bund-Kontakten.

© M. Zollner 2010

Kurz zusammengefasst ergibt sich folgende Situation (ausführlicher in Kap. 7.12.3):
Bei E-Gitarren mit dicken Saitensätzen und relativ hoher Saitenlage sind Saite/Bund-Kontakte eher selten, die tiefen Teiltöne können sich gut entwickeln, der E-Klang ist volltönend, die Saitenschwingung kann näherungsweise linear modelliert werden. Bei dünnen Saiten und den damit verbundenen geringeren Spielkräften (Kap. 7.4.1) kann (insbesondere bei starkem Anschlag) jeder einzelne Ton von Saite/Bund-Kontakten begleitet sein, wodurch ein perkussiverer, höhenreicherer Klang entsteht; die tieffrequenten Teiltöne sind eher schwach ausgeprägt, weil ihnen die nötige Amplitude fehlt. Natürlich ist immer der individuelle Anzupfvorgang maßgeblich: Man kann auch eine dicke Saite mit brachialer Kraft zum Anschlagen bringen, oder eine dünne Saite so schwach anzupfen, dass sie keinen Kontakt zu den Bünden bekommt. Genau darauf gründet die Aussage: **Auf die Finger kommt es an**.

Der **Korpus** hat bei kurz gespielten Tönen so gut wie keinen Einfluss auf den E-Klang, bei länger ausgehaltenen Tönen ist bei Massivgitarren ebenfalls fast kein Einfluss feststellbar. Bei Hohlkorpusgitarren findet man vor allem zwei Effekte: Da insbesondere die tiefen Teiltöne effektiver abgestrahlt werden, ist ihre Abklingzeit tendenziell kürzer, und aus dem gleichen Grund neigen sie schneller zum Rückkoppeln.

Die nach der Spielweise wichtigste Klangbeeinflussung leisten bei guten E-Gitarren Saiten und Tonabnehmer, danach kommen die mechanischen Eigenschaften des Steges, danach die Bünde – auch die "nie gespielten" der obersten Lagen. Dass hingegen der von einer E-Gitarre abgestrahlte Akustikklang "alles" über den elektrischen Klang offenbart, ist ein nie verstummendes Märchen. Schon Leo Fender und Les Paul hatten erkannt: Die Schwingungsenergie muss bestmöglich in der Saite bleiben, sie soll so wenig wie möglich in den Korpus gelangen. Der Akustikklang muss – umgangssprachlich ausgedrückt – "durch" den Korpus, weswegen dessen Material relevant ist. Aber eben nur für den A-Klang. Den E-Klang kann der Korpus hingegen nur durch Absorption beeinflussen, und weil aber, wie jeder Gitarrist fordert, das Sustain möglichst lang sein soll, muss die Absorption möglichst gering sein – damit ist aber auch der Einfluss des Korpus-Holzes auf den E-Klang geringstmöglich. Weiß man das einmal, verwundert es nicht mehr, dass eine aus undefiniertem, astigem Tribünenholz gebaute E-Gitarre wegen ihres Klanges die Gitarristen begeistern kann (G&B 7/10).
... Wegen ihres E-Klanges – natürlich.

7.12.3 Die Ursachen des E-Klanges

Natürlich "klingt" die Tonabnehmerspannung noch nicht, hierzu bedarf es eines Verstärkers, eines Lautsprechers, und – nun wird's philosophisch – eines Zuhörers, denn man könnte trefflich darüber streiten, ob Luftschall, den keiner hört, schon die Bezeichnung Klang verdient. Doch das ist dann die Welt der Physiker, die um Himmels Willen nicht Dr. rer. nat., sondern Dr. phil. werden wollen, also eine dem Dr.-Ing. völlig fremde Sphäre. Wenn's kurz werden muss: Unverstärkt erzeugt die E-Gitarre den A-Klang (Akustik-Klang), verstärkt dementsprechend den E-Klang (Elektro-Klang). Und nur um den geht es im Folgenden, und die Analyse und Beschreibung seiner Entstehung.

Sprunganregung und Plektrumfilter

Systemtheoretisch stellt das Saitenanzupfen die Einprägung eines Kraftsprungs dar, der aber nicht mit der idealen Sprungfunktion stattfindet, sondern mit einer durch das Plektrumfilter modifizierten (Kap. 1.5.2). Wegen Modenkopplungen in den Auflagern (Steg, Bünde) und

© M. Zollner 2010

magnetischer Anziehungskräfte bleibt die Saitenschwingung nicht eben, stattdessen beginnt eine räumliche Taumelbewegung (zirkulare Polarisation, Kap. 7.7.4). Mit Plektrum-Anstellwinkel, Stärke und Richtung der Anzupfkraft und durch zusätzliche Finger/Saite-Kontakte kann der Gitarrist (bzw. die Orianthi) in ganz erheblichem Maß den E-Klang gestalten.

Saitenschwingungen

Von der Anzupfstelle laufen in beide Richtungen Transversal- und Dehnwellen, die an den Auflagern reflektiert werden und (näherungsweise) stehende Wellen ergeben. Dehnwellen, die sich dispersionsfrei ausbreiten, sind von untergeordneter Bedeutung, können aber zu frequenzselektiven Absorptionsverlusten führen (Kap. 7.7.4.2). Transversalwellen, der wichtige Wellentyp, breiten sich dispersiv aus; ihre Ausbreitungsgeschwindigkeit nimmt zu hohen Frequenzen hin zu, was zu einer inharmonischen Spreizung des Linienspektrums führt (Kap. 1.3). Die vom Saitendurchmesser abhängige Inharmonizität ist durchaus erwünscht, sie belebt den Klang, insbesondere bei nichtlinearen Verzerrungen (Differenztöne, Kap. 10.8.5).

Saitenmaterial

Das (herstellerspezifische) Verhältnis von Kern- zu Umspinnungsdraht (Kap. 1.2) ist neben dem Außendurchmesser der zweite wichtige Parameter für die Teiltoninharmonizität. Wie straff die Umspinnung aufgewickelt wurde, kann ein weiterer Einflussfaktor sein, tritt aber meist gegenüber der Wirkung von Alterungsprozessen (Hautfett, Korrosion) zurück.

Anzupf-Position

Die Anzupf-Position teilt die gegriffene Saite in zwei Teile, deren Längenverhältnis über die Nullstellen des Anzupf-Interferenzfilters entscheiden: Je näher am Steg angezupft wird, desto weiter auseinander liegen die Filter-Nullstellen, und desto härter und höhenreicher wird der Klang (Kap. 2.8). Das Anzupf-Interferenzfilter arbeitet für jede Saite mit individueller Charakteristik, es kann nicht mit einem einfachen Effektgerät nachgebildet werden.

Tonabnehmer-Position

Das Tonabnehmer-Interferenzfilter ist wie das Anzupf-Interferenzfilter ein Kammfilter – nur dass über seine Nullstellen nicht die Anzupf-Position entscheidet, sondern die Tonabnehmer-Position (Kap. 2.8). Beim Singlecoil-Tonabnehmer ergibt sich ein Kammfilter pro Tonabnehmer, beim Humbucker zwei. Sind die beiden Humbuckerkreise unterschiedlich, ergeben sich weitere Freiheitsgrade in der Signalfilterung. Auch das Tonabnehmer-Interferenzfilter arbeitet saitenspezifisch, und abhängig von der gegriffenen Tonhöhe.

Magnetische Apertur, Nichtlinearität

Das Aperturfilter ist ein saitenspezifischer Tiefpass (Kap. 5.4.4), der von der Breite des Magnetfensters definiert wird. Verkleinern des Magnet/Saite-Abstandes und Vergrößern der Magnetstärke erhöhen die Grenzfrequenz. Das Filter ist saitenspezifisch. Der auf dem Induktionsgesetz beruhende mechanoelektrische Transfer (Kap. 5.8) zeigt bei starkem Anschlag eine nicht mehr zu vernachlässigende Nichtlinearität, die aber saitenspezifisch wirkt, und deshalb nicht mit Verstärkerverzerrungen verwechselt werden darf.

Tonabnehmer-Richtcharakteristik

Wenn das Polstück des Magnet-Tonabnehmers genau unter des Saite positioniert ist, nimmt dieser praktisch nur die griffbrettnormale Saitenschwingung ab (Kap. 5.11). Daraus folgt allerdings, dass verschobene Tonabnehmer auch einen Teil der griffbrettparallelen Schwingung abnehmen können, was für Prellvorgänge (Kap. 7.12.2) von Bedeutung sein könnte.

© M. Zollner 2010

Saitendämpfung

Die Schwingung der Saite wird durch mehrere Mechanismen bedämpft (Kap. 7.7), vor allem innere Dämpfung und Auflagerdämpfung verhindern ein "unendliches Sustain". Innere Dämpfung entsteht beim Verformen der Saite aufgrund von Mikroreibung, und im weiteren Sinne lässt sich auch die zwischen Kerndraht und Umspinnung auftretende Dämpfung hierzu rechnen. Bei den umsponnenen Saiten führen schon geringe Haut- oder Talgablagerungen zu einer dramatischen Verringerung der Abklingzeit (Kap. 7.7.6). Auflagerdämpfung entsteht am Steg und an den Bünden (bzw. am Sattel), weil ein kleiner Teil der Schwingungsenergie nicht reflektiert wird, sondern in das Auflager abfließt. Dies ist der einzige Mechanismus, über den der **Korpus** Einfluss auf den E-Klang nehmen kann[♣], aber da für langes Sustain diese Dämpfung möglichst gering sein soll, ist der Korpuseinfluss ebenfalls nur gering. Insbesondere bei Massivgitarren ist der Korpus kaum absorbierend, der zwischen Saite und Korpus liegende Steg kann demgegenüber schon größeren Einfluss auf die Saitenschwingung nehmen.

Hals, Saitenlage, Bünde

Bei kräftigem Spiel und/oder geringer Saitenlage wird die Saite häufig auf die Bünde aufprallen (Kap. 7.12.2), der hiervon verursachte perkussive Klang hängt dann zum großen Teil von der Höhe jedes einzelnen Bundes ab – auch die "nie gespielten" obersten Bünde sind hier relevant. Wenn ein Musiker also bemerkt, wie sich der Klang seiner Gitarre im Lauf der Zeit ändert, wird dies nicht – wie Neil Young in G&B 12/05 meinte – daher kommen, dass jeder gespielte Ton irgendwie in der Gitarre bleibt ☹, sondern vom Abspielen der Bünde ☺. Was auch erklärt, warum die für Fünfstelliges erworbene Vintage-Gitarre nach der dringend erforderlichen Neubundierung plötzlich gar nicht mehr "vintage" klingt.

Finger- und Handdämpfung

Sobald der Gitarrenhals von der Greifhand berührt wird, wirkt diese als Absorber und verringert das Sustain, und ähnlich ist es mit dem Finger, der die Saite gegen die Bünde drückt. Mag man auch mit fabrikneuen, leer gespielten Saiten noch relevante Frequenzabhängigkeiten entdeckt haben – diese verlieren schnell an Bedeutung, sobald man eine halbe Stunde gespielt hat, und nicht nur leer gespielte Saiten analysiert.

Tonabnehmer-Übertragung

Die Übertragungsfunktion des Magnet-Tonabnehmers wird im Wesentlichen von der Wicklungsinduktivität und der Kabelkapazität bestimmt (Kap. 5). Sie bilden einen Tiefpass, dessen Grenzfrequenz unter 2 kHz, aber auch über 5 kHz liegen kann, und deswegen ist der Tonabnehmer entscheidend am E-Klang beteiligt. Auch der Übertragungskoeffizient, der leicht um bis zu +300% variieren kann, trägt bei verzerrender Eingangsstufe wesentlich zum Klang bei. Es kann folglich keine Rede davon sein, der Tonabnehmer würde zum "Holzton" lediglich "Nuancen" hinzufügen. Neben dem LC-Tiefpass kann der Tonabnehmer weitere frequenzbestimmende Komponenten enthalten, wie z.B. wirbelstromdämpfende Bleche, oder Magnetfeldführungen, die eine räumlich größere Abtastung ergeben. Beim Humbucker können auch induktive und kapazitive Spulenkopplungen für komplizierte Filterungen sorgen. Die Parameter scheinbar baugleicher Tonabnehmer können erheblich streuen: Insbesondere bei alten Tonabnehmern variieren Windungszahl, Draht- und Lackdicke, Magnetmaterial, Passungen, und selbst verkehrt herum montierte Magnete kommen vor. Darüber hinaus bilden sich vor allem bei alten Tonabnehmern Windungsschlüsse aus, sodass es weder "den" Strat-Pickup gibt, noch "den" 1958er Strat-Pickup.

[♣] Zu Korpus- und Halsresonanzen siehe Kap. 7.7.4.4.

© M. Zollner 2010

Gitarren-Elektrik

Die in der Gitarre angeschlossenen elektrischen Bauteile (Potentiometer, Kondensatoren, u.U. auch Spulen) bilden ein elektrisches Netzwerk, dessen Filterwirkung ohne großen Aufwand beschreibbar ist. Die alten Bauteilen zugesprochene "heilige Aura" ist physikalisch nicht begründbar und rechtfertigt insbesondere keine horrenden Preisaufschläge, auch wenn das von verkrachten HiFi-Autoren gerne zelebriert wird. Das am Tonabnehmer angeschlossene Koaxkabel kann hingegen durch seine besondere, feuchteabhängige Kapazität für Überraschungen sorgen (Kap. 9). Nicht vergessen: Verstärker/Lautsprecher/Raum (Kap. 10 + 11).

Unwichtiges

Natürlich können Änderungen im Ausschwingverhalten gemessen werden, wenn die Mechaniken (Tuner) ausgetauscht werden. Oder wenn der Lack abgeschliffen wird. Oder durch eine andere Lackart ersetzt wird. Doch all diese Änderungen sind gegenüber den von der Greifhand verursachten Änderungen so gering, dass ihnen keine Bedeutung zukommt.

Kaputtes

Und dann sind da natürlich all die kaputten, eigentlich unspielbaren Gitarren, deren Bünde inakzeptabel hervorstehen, deren Hälse wackeln, deren Stahlstäbe rappeln, deren Stege bei der kleinsten Berührung von einer Auflageposition in die nächste kippen, deren Tonabnehmer Wicklungsschlüsse aufweisen, deren Potentiometer kratzen, oder die vom Herrn Piepenbrink "veredelt" worden waren. Möge der Eternal Shredder ihre Seelen gnädig aufnehmen...

Ihr anderen aber, die ihr eine unkaputte Gitarre in Händen haltet: Suchet nicht nach immer neuen Gimmicks, sondern lernt spielen – der Rest ergibt sich.

7.12.4 Alle nichts, oder?

Dass in diesem Kapitel versucht wurde, kleinste Messartefakte aufzuspüren und Konduktanzen mit möglichst 80 dB Dynamik zu erfassen, bedeutet nicht, dass all die nun messbar gewordenen kleinen Zacken auch hörbar sind. So wie Exekutive und Justiz zu trennen sind, ist auch bei der Schallanalyse die Messtechnik von der Psychoakustik zu trennen. Je besser die Analytik, desto sicherer kann man sein, dass ein gemessener Effekt tatsächlich vom Messobjekt kommt, und nicht vom Messgerät (vulgo: vom DUT, und nicht vom Gear). Es ist doch auch ein schönes Ergebnis, wenn eine mit großem Aufwand gemessene spezielle Steg-Konduktanz sich als so gering erweist, dass ihre Irrelevanz nun erwiesen ist. Und selbst wenn sich ein hörbarer Effekt zeigt: Nicht jeder Klangunterschied weist auf die Ursache des angeblich nicht mehr reproduzierbaren Vintage-Tones (was immer das sein mag), nicht jeder Furz macht die Erde unbewohnbar.

© M. Zollner 2010

7.13 Halskrümmung und Bundhöhe

Je stärker eine Saite angeschlagen wird, desto leichter kann sie gegen die Bünde prallen (Kap. 7.12.2) – deren genaue Position ist daher klangentscheidend. Am unbelasteten Gitarrenhals haben alle Bünde noch dieselbe Höhe; die Saitenzugkraft krümmt jedoch den Hals und verändert die Abstände zwischen Saite und Bünden. Herstellerangaben zufolge ist eine leicht konkave Halsform ideal: **Fender** empfiehlt 0.25 mm lichte Weite am 8. Bund, wenn die E_2-Saite gleichzeitig am ersten und letzten Bund heruntergedrückt wird, **Lemme** lässt 0.3 – 0.5 mm zu. **Gibson** schlägt ein anderes Verfahren vor: Die Saite am 12. Bund herunterdrücken, und die lichte Weite am 7. Bund messen – hierbei sollten 0.4 mm nicht überschritten werden. **Ovation** meint hingegen, man solle die E_2-Saite am 1. und 13. Bund herunterdrücken, die lichte Weite am 5. Bund soll dann 0.13 – 0.38 mm betragen. Mit all diesen Verfahren kann aber nur die globale Halskrümmung gemessen werden, individuelle Bundhöhenunterschiede lassen sich hiermit nicht erfassen. Doch natürlich sind die genauso wichtig: Steht der 9. Bund um 0.1 mm vor, klingt die am 8. Bund gespielte Saite nicht richtig.

Die globale Halskrümmung hängt von der Festigkeit des Halses und den angreifenden Kräften ab – der Saitenzugkraft, und der vom Stahlstab erzeugten Gegenkraft. Die Mathematik hält als einfachstes Modell zur analytischen Beschreibung einer konkaven Halsform die quadratische Parabel bereit (**Abb. 7.148**). In den Abbildungen werden der erste und letzte Bund als gleich hoch definiert, das linke Bild zeigt drei verschiedene Halskrümmungen. Mit einer quadratischen Parabel lassen sich aber nur gerade (achsensymmetrische) Funktionen realisieren, was bei einem Hals, dessen Querschnitt variiert, nicht generell erwartet werden kann. Abhilfe schafft die kubische Parabel (rechtes Bild), mit der auch schiefe Krümmungen dargestellt werden können. Ob und inwieweit ein Hals eine schiefe Krümmung aufweist, hängt vom Querschnittsverlauf und vom Stahlstab ab. Der Querschnittsverlauf beeinflusst also nicht nur, wie sich der Hals anfühlt, sondern auch wie und wo die Saiten auf die Bünde prallen.

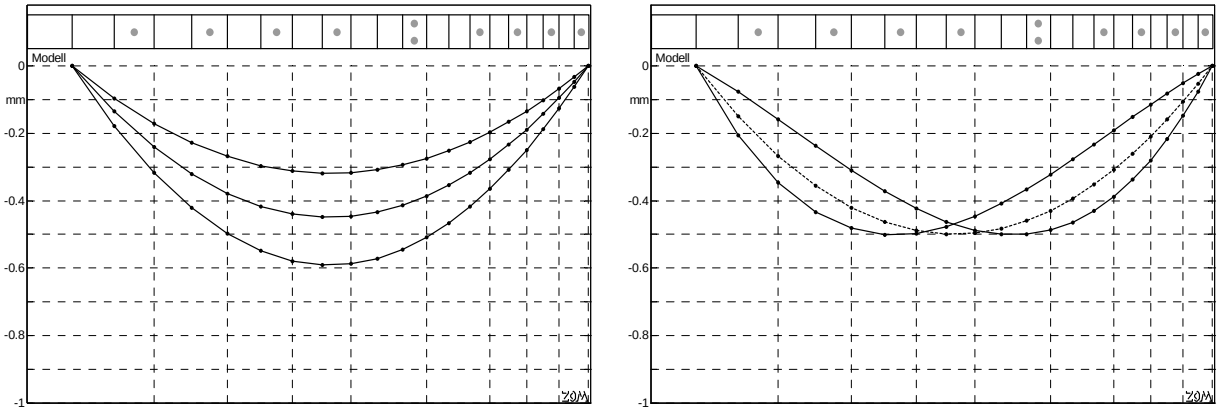


Abb. 7.148: Halskrümmung; quadratische Parabel (links), kubische Parabel (rechts).

Die Darstellung in Abb. 7.148 bietet eine gute Sicht auf die Halskrümmung, es fehlt aber noch der Bezug zur Saite. Wird diese nicht niedergedrückt, liegt sie am Kopfsattel (0. Bund) und am Stegsattel auf. Mit dem Stahlstab wird die Halskrümmung eingestellt, mit der Steghöhe die sog. "**Saitenlage**", d.h. der Abstand zwischen Saite und Bünden. Als Richtwert liest man die Empfehlung, als Saitenlage am letzten Bund ca. 1.5 – 2.5 mm einzustellen. Mit dem Lineal ist dieser Abstand nur ungenau zu messen, besser ist ein Bohrersatz mit 1/10 mm Staffelung. Man schiebt den Bohrerschaft zwischen Saite und letzten Bund, und prüft, welche Bohrerstärke die Saite gerade noch nicht anhebt.

© M. Zollner 2010

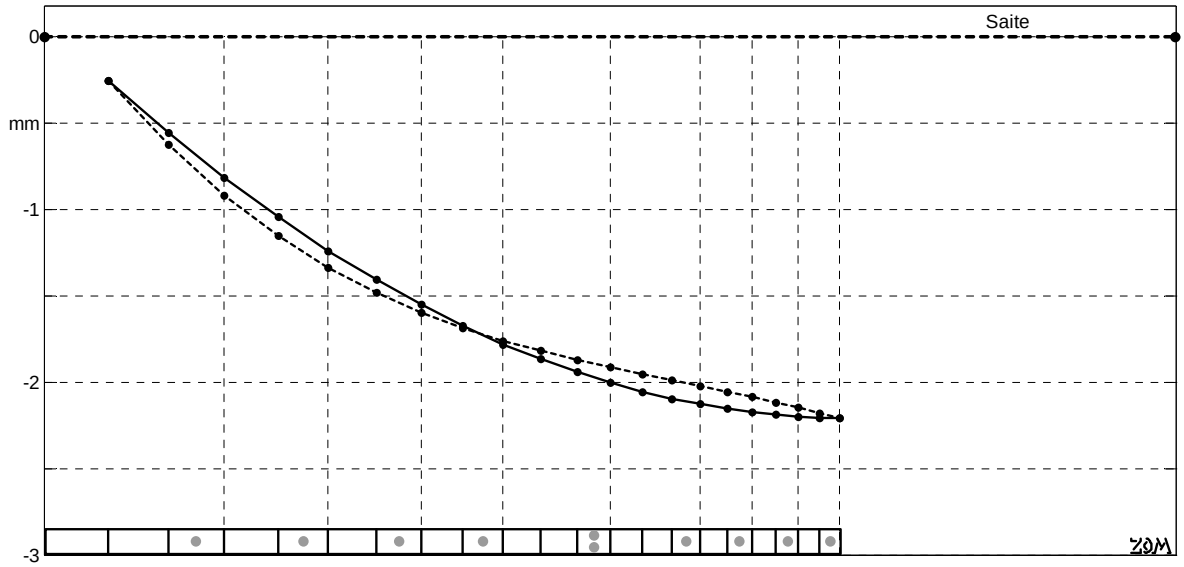


Abb. 7.149: Zwei verschiedene Bundhöhen in Relation zur Saite; quadratische (——) / kubische (----) Parabel.

Abb. 7.149 zeigt zwei verschieden gekrümmte Hälse, und darüber (gestrichelt) die Saite. Die Bildbreite entspricht der Mensur (ca. 65 cm), ist also um ein Vielfaches größer als die Bildhöhe – die Krümmung ist deshalb stark übertrieben. "Die" optimale Halskrümmung gibt es nicht, man liest aber häufig, dass eine konvexe Krümmung unzweckmäßig ist, ebenso wie eine zu starke konkave Krümmung. Theoretische Abhandlungen zur optimalen Halskrümmung setzen zumeist sinusförmige Saitenbewegungen voraus (oft auch noch mit bundunabhängiger Auslenkungs-Amplitude), und berücksichtigen nicht die doch recht komplizierte reale Schwingungsform. Generell sind Bereiche mit flacher Steigung tendenziell ungünstig, und somit hat jedes (gängige) Halsprofil günstige und weniger günstige Bereiche. Was man letztlich bevorzugt, ist Geschmackssache.

Die **Differentielle Bundhöhe** muss aber (im Gegensatz zur globalen Krümmung) objektiven Kriterien genügen: Gegenüber einer Regressionskurve (mittlerer Verlauf) muss die Höhe jedes Bundes auf wenige Hundertstel Millimeter genau stimmen! Diese Genauigkeit wird aber nicht erreicht, wenn man die Bünde einfach nur in den Hals klopft – zusätzliches "Abrichten" (Einschleifen) ist unumgänglich. Auf den folgenden Seiten sind Messwerte dargestellt, die auf einem Messtisch mit einer Messuhr ermittelt wurden. Die Kontrollmessung mit einem Haarlineal ergab einen Messfehler von ca. 1/100 mm, für derartige Messungen genau genug.

Alle Messungen wurden zwischen der D- und der G-Saite an der liegenden Gitarre durchgeführt, zur Messung wurde der Korpus (waagerecht) auf den Messtisch gedrückt, der Hals war nicht unterstützt. Die E-Gitarren waren mit einem 9/46er Saitensatz (Ernie Ball) bespannt und normal gestimmt, die A-Gitarren mit dem 12er Satz. Die Bilder können nur als zufällig gezogene Stichprobe interpretiert werden, nicht als typisch für den jeweiligen Gitarrentyp. Gleichwohl lassen sich damit bereits Anhaltswerte für übliche Krümmungen und Einzelbundfehler gewinnen.

Die **USA-Standard-Stratocaster** war wenig gespielt worden, sie hat noch die Originalbundierung. Die kleine Verwerfung am 7. Bund ist auch zwischen E/A-Saite zu finden, also nicht durch Abnutzung entstanden. Die vier Kurven gehören zu vier verschiedenen Stahlstabeinstellungen. Die **Yamaha** war fabrikneu.

© M. Zollner 2010

Der Hals der alten **Jazzmaster** (Bj. 1962) wurde einmal (ca. 1969) neu bundiert, danach wurde die Gitarre kaum mehr gespielt. Der **Stahlstab** ist ganz entspannt, mit dem 9/46er Saitensatz ist keine größere Halskrümmung einstellbar. Als diese Gitarre gebaut wurde, war noch der 12er Saitensatz Standard. Zu beachten ist die Position des Scheitelpunktes: Nicht wie bei den anderen Fender-Hälsen in der Mitte, sondern ungefähr am 6. Bund.

Die **Squier Super-Sonic** ist abgespielt, ihr Griffbrett sollte abgerichtet werden. Die **100-Euro-Squier** ist neu und zeigt, dass auch für wenig Geld ein akzeptabler Hals machbar ist (die unterirdischen Mechaniken sind ein anderes Thema).

Die Gibson **LesPaul** hat noch ihre Originalbünde, und (hoffentlich) ein langes Leben vor sich. Die **ES-335** (Bj. 1968) wurde neu bundiert, danach wenig gespielt.

Die **Duesenberg** Starplayer TV ist neu, ihre Bünde wurden auf einer CNC-Schleifmaschine abgerichtet. Perfekt.

Die Gretsch **Tennessean** (Bj. ca. 1964) hat ein bewegtes Leben hinter sich, sie teilt ein Schicksal mit der fast gleich alten Jazzmaster: Der Stahlstab ist völlig entspannt (untere Kurve). Die Gitarre wurde vermutlich neu bundiert, die Qualität dieser Arbeit ist mangelhaft.

Die **Ovation Viper** EA-68 fiel schon in Abb. 7.7 auf, und auch bei der Bundhöhe der (praktisch unbenutzten Originalbünde) stellt sich keine große Begeisterung ein. Hingegen ist die **SMT**, die beim Ovation-Vertrieb überarbeitet wurde, im Rahmen der typspezifischen Halsform perfekt. Auf den obersten Bünden wird man diese Gitarre eher selten spielen.

Die von texanischem Adel stammende **Collings**, die keinesfalls mit einer Collins verwechselt werden möchte, ist perfekt, wie auch ihr Preis.

Mehr als doppelt so teuer (und immer noch fast neu) ist die blaue Personal-**Taylor**, deren 13. Bund seiner Nummer gemäß aus der Reihe tanzt. Was soll's, da oben will man keine 12 Saiten mehr drücken. In Abb. 7.7 war sie richtungsweisend.

Die fast neue **Martin D-45V** leistet sich einen Schlenker am 16. Bund, der sicher nicht auf exzessives Spielen zurückzuführen ist. Sollte bei dem Preis nicht passieren, stört aber nicht wirklich.

© M. Zollner 2010

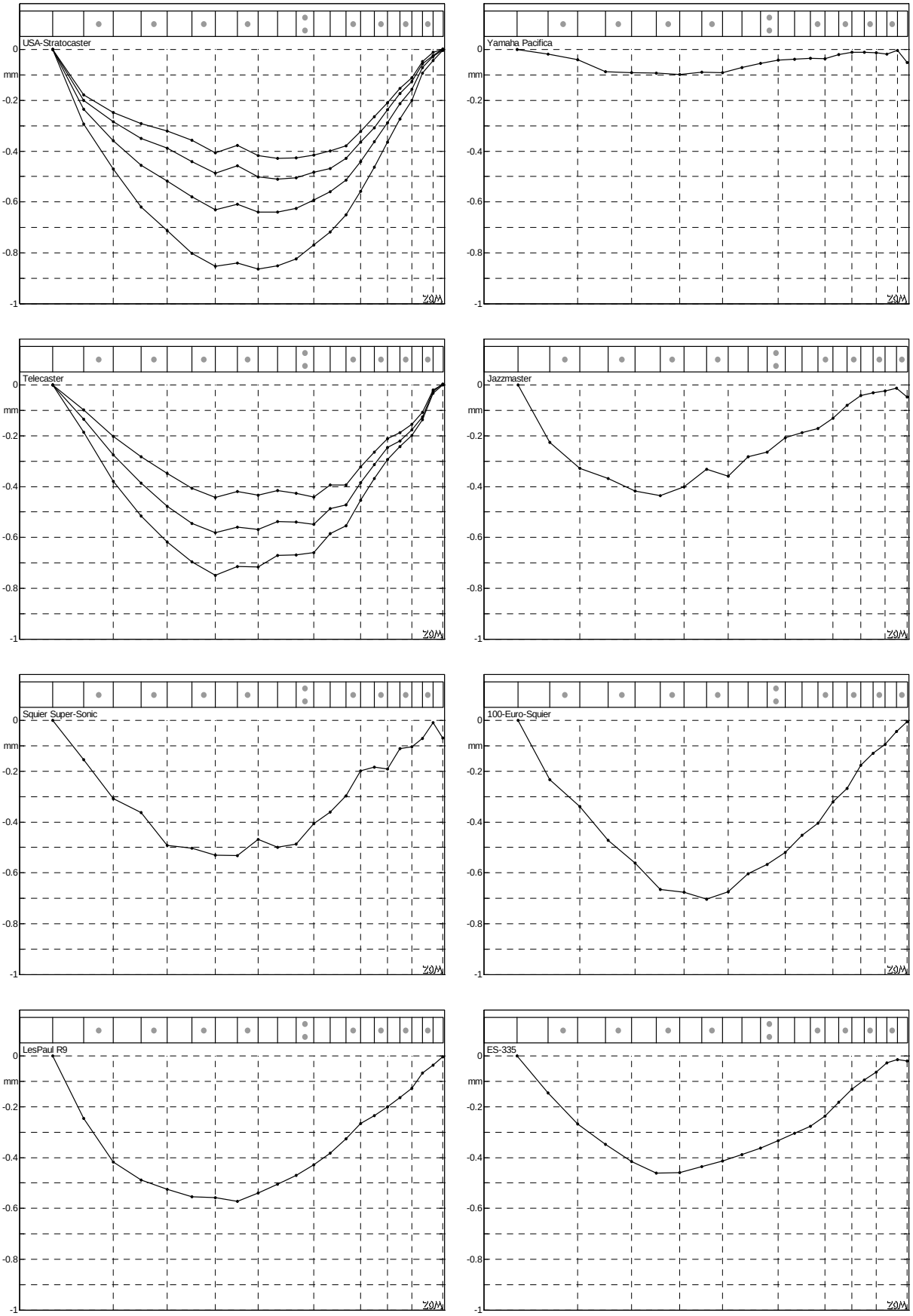


Abb. 7.150a: Bundhöhen verschiedener Gitarren

© M. Zollner 2010

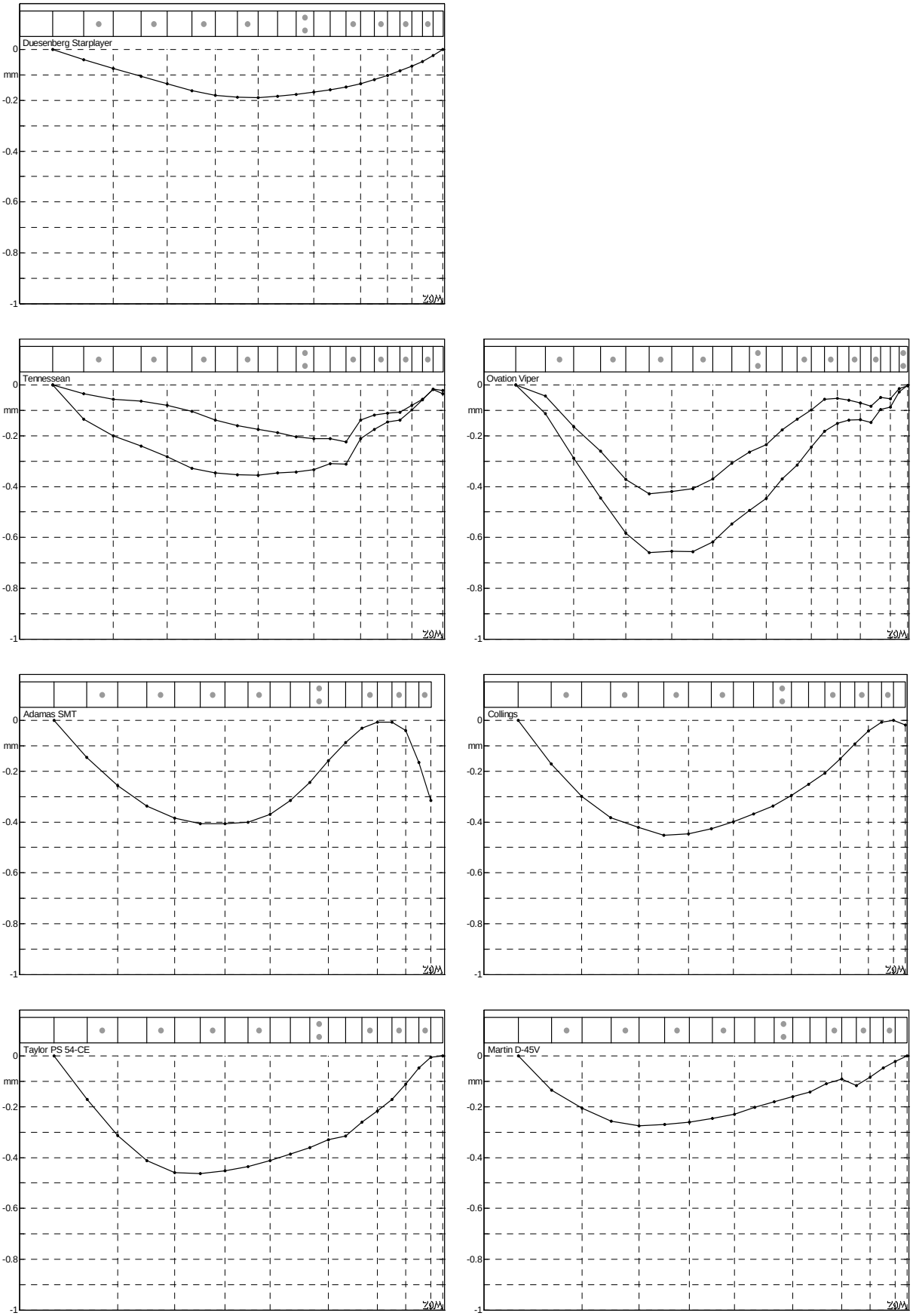


Abb. 7.150b: Bundhöhen verschiedener Gitarren

© M. Zollner 2010

7.14 Vibrationsentdämpfung

Verbessert sich der Klang einer E-Gitarre, wenn man sie einen Tag lang mit lauter Musik beschallt? Offenbar, denn nicht wenige verfahren so, um ein langwieriges "Einspielen" abzukürzen. Andere schicken ihre Gitarre zu Emil Weiss (G&B 12/08), der sie dann (für 770 €) einer hohen Vibrationsbelastung aussetzt, und schon kann der Korpus freier schwingen, schon ist der Klang optimiert. Grundlage der Gitarrenschüttelei ist ein Verfahren, das sich **Gerhard A. von Reumont** 1980 patentieren lies (Nr. 27 12 268): *Verfahren und Einrichtung zum Verbessern des Resonanzverhaltens von Resonanzkörpern bei Musikinstrumenten*. So ganz genau sagt der Herr Weiss zwar nicht, was er da macht, und den Herrn von Reumont erwähnt er als Urheber auch nicht explizit. Die in G&B veröffentlichten Bilder haben aber schon erstaunliche Ähnlichkeit mit denen in von Reumonts Buch [ISBN 3-87710-173-9]. Das ganz im übrigen eine von E. Weiss und v. Reumont gemeinsam erstellte Veröffentlichung zitiert – also wird's wohl dasselbe Verfahren sein. Ein Verfahren, dessen Patent, wie v. R in seinem **1996** erschienenen Buch meint, *"inzwischen ausgelaufen"* sei. Richtig, das Patentamt bestätigt: Die Ansprüche sind **1984** erloschen, weil die Lizenzgebühren nicht mehr bezahlt wurden. Was beileibe kein Hinweis auf Insolvenz sein muss, sondern auch an den jährlich teurer werdenden Patentgebühren gelegen haben könnte.

Von Reumont schreibt, dass durch **Vibrationsentdämpfung** der Transfer von der Saitenschwingung zum abgestrahlten Luftschall verbessert wird – von Elektrogitarren oder -bässen schreibt er nichts. Seine Untersuchungen betreffen Kontrabass/Cello/Geige, Akustikgitarre oder Klavier, also Instrumente, deren Effizienz von Korpusresonanzen anhängt. Holz, so erfahren wir, wird beim Bau des Instrumentes stark verformt, und Verformung (Verspannung) behindert freies Schwingen. *"Die Wirkung des Vibrationsentdämpfens beruht auf einem Relaxationsvorgang, der durch ein sehr häufiges 'Overstressing', also Überdehnen, ausgelöst wird."* Overstressen tut ein Elektromotor mit Unwucht, der am Steg montiert wird und das ganze Instrument stundenlang kräftig durchschüttelt. Und das wirkt? Das wirkt, die Beurteilungen der Musiker waren *"ausschließlich positiv"*. Angesichts dieser erdrückenden Aktenlage kann man durchaus mal einen Vorschusskredit gewähren – aber dennoch nach quantitativen Daten fragen. Auch die finden sich, so z.B. bei einer Akustikgitarre *"14,5% Dämpfungsminderung bei 85 Hz"*. **Die Dämpfung**, das ist die resistive Komponente eines Resonanzsystems, bzw. die Dämpfungskonstante, der Dämpfungsgrad, der Dämpfungskoeffizient, da haben die Maschinenbauer verschiedene Termini geschaffen ... und erst die Elektrotechniker ... und die Physiker ... das wurde ein richtiges kleines Babel-Türmchen. Das Schalltechnische Taschenbuch verweist unter Dämpfung auf *"irreversible Vorgänge, die einen Teil der Bewegungsenergie in (Verlust-)Wärme überführen."* Das will man in einem Musikinstrument eher nicht, und deshalb wird eben diese Dämpfung durch Vibration verringert – um exakt 14,5%, im o.a. Beispiel. Wie misst man diesen Wert auf drei Stellen genau? Indem man, so v. R., die vom Elektromotor aufgenommene Leistung misst. Vor, und nach der Behandlung. Geht beim zweistündigen Schütteln die elektrische Leistungsaufnahme um 14,5% zurück, wurde (bei dieser Frequenz) das Instrument um 14,5% entdämpft. Und Tschüss? Nicht ganz, da ist ein wahrere Kern enthalten ... ein winziger ... aber wahrer.

Elektromotoren sind elektromechanische Wandler, sie wandeln elektrische Energie in mechanische. Nicht nur – auch Wärme entsteht, aber vor allem mechanische Energie. Die z.B. benötigt wird, um die Lagerreibung zu überwinden, oder die umgebende Luft zu verwirbeln, oder – bei Belastung – an der Welle ein Drehmoment zu erzeugen. Alle diese mechanischen Energien kommen nicht aus dem Nichts, sondern von der elektrischen Quelle (Batterie, Netzteil), und somit gilt: Ändert sich die mechanische Belastung, so ändert sich gleichzeitig auch die elektrische Leistungsaufnahme.

© M. Zollner 2010

Aus dieser Energiebilanz leitet von Reumont die Vermutung ab, dass die an seinem E-Motor über Stunden beobachtete Verringerung der elektrischen Leistungsaufnahme nur an einer Verringerung der Leistungsabgabe liegen kann, und die kann ihre Ursache nur in einer Verringerung der Materialdämpfung haben. Wenn also die Leistungsaufnahme um 14,5% zurückgeht, muss die Dämpfung um eben diese 14,5% abgenommen haben. Enter: Advocatus diaboli.

1) Die Leistungsaufnahme hängt auch vom Widerstand der Wicklung ab (Kupferdraht), und der ändert sich bei Erwärmung. Um +5%, bei nur 13°C Temperaturzunahme.

2) Auch die Reibungsverluste des Motorlagers sind temperaturabhängig. Und verschleißabhängig sowieso, was bei Unwuchtbelastung nicht ganz unwichtig ist – von Reumont spricht von häufigem Motorwechsel, und Standzeiten von nur 150 Stunden.

3) Angenommen, die mechanische Leistung geht tatsächlich um 14,5% zurück – wieso haben dann nur die unerwünschten Verluste (die Dämpfung) abgenommen? Dann könnte doch auch die erwünschte Leistung, nämlich die abgestrahlte Schallleistung, abgenommen haben?

Zum Beweis der Wirksamkeit seines Verfahrens zitiert von Reumont aus einer in seinem Auftrag durchgeführten **PTB-Untersuchung**, die einen Kontrabass vor und nach der Behandlung analysiert. Ergebnis: In mehreren schmalen Frequenzbereichen gibt's Pegelsteigerungen von ca. 3 dB, und um 2.5 kHz sind's sogar +5dB. Leider misst die PTB nicht die in den Bass eingeleitete Leistung, sondern betreibt den LDS-Shaker lediglich mit eingeprägter Spannung. Schade, 1978 war der B&K-Impedanzkopf (Type 8001) schon jahrelang auf dem Markt, das hätte man ohne Probleme messen können. Doch immerhin: Mehr Output, nun offiziell.

Weil das extrem starke Vibrieren die dem Instrument innewohnenden Spannungen beseitigt, *"klingt das Holz dann so, als sei es vorher lange Zeit abgelagert worden."* Ob sich bei der Montage des Exzenterschwingers der Steg geringfügig verschoben hat, oder der Stimmstock im Instrument leicht verrutscht ist, nein, das wird leider nicht untersucht. Doch unterstellen wir ruhig, dass da irgendwelche Veränderungen vor sich gehen, 500 begeisterte Musiker können nicht irren. Und auch von Reumonts Irrtümer bei physikalischen Größen sind eher ein Lapsus, eine Petitesse im Weltgeschehen (3dB mehr bedeutet nicht Verdoppelung des Schalldrucks, und Energie ist nicht Strom x Spannung, und in Watt wird die Energie auch nicht angegeben). Aber seine **Messgenauigkeit**, bzw. -ungenauigkeit, die bedarf einer eingehenden Betrachtung. Denn – so lernt man im Grundkurs Messtechnik – wenn ein Ergebnis auf drei Stellen genau angegeben wird, dann müssen auch die Startgrößen ähnlich genau sein. Die Startgrößen, das sind elektrische Motorspannung und -strom. *"Die Genauigkeit der Ablesung beträgt bei der Spannung 0,2 V und bei der Stromstärke 10 mA. Das ist für normale Behandlung ausreichend."* Das Datenblatt einer behandelten Akustikgitarre nennt Spannungen zwischen 0,9 und 2,8 V, sowie Ströme zwischen 480 und 1180 mA. Konkret: Bei 85 Hz nimmt laut Messprotokoll die Spannung (nach 120 min) von 1,6 auf 1,5 V ab, und der Strom von 860 auf 780 mA. Ergo: 14,5% Leistungsrückgang, und damit 14,5% Entdämpfung. Aber leider halt auch **14,7% Messfehler**, das relativiert dann doch. Von Reumont weist immer wieder darauf hin, dass sein Instrumentarium dem **Bastlermarkt** entstammt. An sich eine lobenswerte Idee, jeder versierte Bastler soll in die Lage versetzt werden, einen Entdämpfungsplatz selbst zu bauen. Sogar die Bezugsquelle für die Motoren wird genannt (*Mengenpreis unter 1 D-Mark*), und der Schaltplan für ein Netzteil ist auch mit dabei. Und wenn der Motor nicht rund läuft, ändert man die Drehrichtung, und notfalls lässt man ihn kurz mit ganz hoher Drehzahl laufen, die Kupplung ist ein Ventilgummi (nein, der wird hoffentlich nicht dämpfen), und schlimmstenfalls tauscht man den Motor aus. Und misst dann weiter, oder??

© M. Zollner 2010

Die Daten zur nachfolgenden Grafik wurden von Reumonts Tabellen entnommen. Bei der Gitarre findet man bei 10600 min^{-1} (= 177 Hz) eine Dämpfungsminderung von 5,1%. Mit der erlaubten Messtoleranz hätte man aber genauso gut eine Dämpfungserhöhung um 24% erklären können, oder auch – gar keinen Effekt.

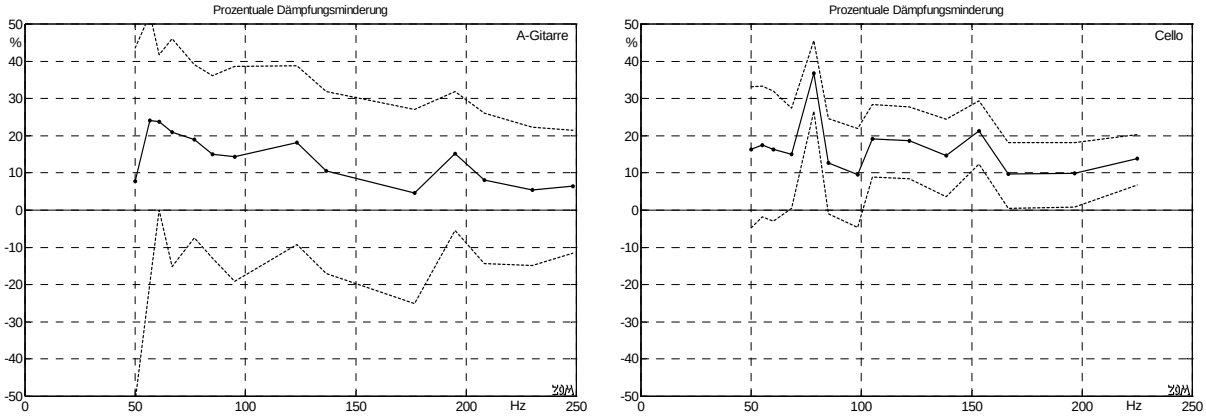


Abb. 7.151: An einer Akustikgitarre (links) bzw. an einem Cello (rechts) durch von Reumont gemessene Entdämpfung, und (gestrichelt) die hierzu laut von Reumont erlaubte maximale Messtoleranz.

Doch wenn man schon in die Welt des Zufalls einsteigt, muss man natürlich auch zugestehen, dass der maximal mögliche Messfehler nicht bei jeder Messung auftreten wird. Und bei den größeren Instrumenten und den damit verbundenen höheren Motorspannungen schrumpfen die Ablesetoleranzen plötzlich soweit, dass eine tragfähige Signifikanz ersichtlich wird: Ja, die aufgenommene Leistung nimmt tatsächlich über der Zeit ab, warum auch immer. Gab's eigentlich damals (um 1989) noch keine präziseren Voltmeter? Schon, aber bei den Digitalanzeigen *"verändern sich die Ziffern durchlaufend so schnell, dass man kaum oder gar nicht mehr ablesen kann."* Die Motorwelle taumelt nämlich etwas, und der Übergangswiderstand der Kohlebürsten ist auch nicht zeitinvariant. Ach ja, stimmt, davon hängt die Leistungsaufnahme ja auch noch ab. Und von den Dämpfungsverlusten der aus kleinen Brettchen hergestellten Stegadaptern mit ihren Samt-Klebefolien auch. Und vom Schaumstoff, der unter die Saiten geklemmt wird. Ja, es ist nicht leicht, Skeptiker zu überzeugen. Leichter scheint's, lassen sich Kontrabassisten überzeugen, *"da sie mit ihren Instrumenten selten zufrieden sind."* Und wer weiß, vielleicht wirkt's ja wirklich♣T.

Bei Hohlkorpus-Instrumenten, deren Wandungen schwingen müssen! Warum dann der Herr Weiss aber in seiner Referenzliste auch unwucht-beschwungene Stratocasters auflistet, deren Body doch gar nicht schwingen soll (sagt der weise Herr Fender, und hat ausnahmsweise mal Recht), das weiß der Himmel. Wo übrigens der Herr Fender nach allgemeiner Auffassung gerade vermutet wird – santo subito, für Gläubige. Bzw. bei den Leoniden, für Astronomen.

Fazit für die E-Gitarre: Teurer Lärm um nichts? Falsch: um 770 Euro.

♣ Wenn man erst mal 770 Euro ausgegeben hat ...

© M. Zollner 2010

8 Psychoakustik

Musikalische Töne sind Schallereignisse und Hörereignisse. Zumindest aus Sicht des Wahrnehmungspsychologen. Dass sie im ganzheitlich-philosophischen Sinn auch mehr sein können, wird hierdurch nicht in Abrede gestellt. **Schallereignis** ist der Ton aus physikalischer Sicht, beschrieben durch seine physikalischen Parameter wie z.B. Frequenz, Pegel, Spektrum, Hüllkurve. Die isolierte Betrachtung einzelner physikalischer Parameter sagt aber noch nichts über die auditive Hörwahrnehmung aus: Ein 40-dB-Ton ist unter Normalbedingungen hörbar, wenn seine Frequenz 1 kHz beträgt; mit 50 kHz ist er hingegen unhörbar. Die wahrgenommene Lautstärke, bei Psychoakustikern *Lautheit* genannt, ist somit nicht äquivalent zum Schallpegel. Die etwas ungewohnte Nachsilbe *heit* in Lautheit soll deutlich machen, dass es sich hierbei um keine physikalische Größe handelt; sie gehört vielmehr zum **Hörereignis**. Die **Psychoakustik** beschreibt die funktionalen Zusammenhänge zwischen den Parametern des Schallereignisses und denen des Hörereignisses, geht also z.B. der Frage nach, wie die Lautheit aus den physikalischen Parametern berechnet werden kann. Neben der Lautheit gibt es weitere Parameter (Merkmale, Attribute) des Hörereignisses, wie z.B. Klangfarbe, subjektive Dauer, oder **Tonhöhe**. Speziell der letzte Begriff wird fälschlicherweise oft mit Frequenz gleichgesetzt, was bei genauer Betrachtung aber nicht haltbar ist: Dem 50-kHz-Ton kann trotz präziser Frequenzdefinition gar keine Tonhöhe zugeordnet werden, denn er ist unhörbar. Der 1-kHz-Ton erzeugt zwar eine Tonhöhe, die aber trotz konstant gehaltener Frequenz vom Schallpegel abhängt – also nicht konstant ist.

Nicht jedem hörbaren Schall lässt sich eine Tonhöhe zuordnen: Ein stimmlos gesprochenes *f* wird als breitbandiges Rauschen wahrgenommen, dem jegliche Tonhöhe fehlt. Gitarrentöne sind hingegen durch eine stark ausgeprägte **Tonhöhe** gekennzeichnet (obwohl es auch hier Ausnahmen gibt). Bei vereinfachender Betrachtung wird die Tonhöhe eines Gitarrentones dem Saitengrundton zugeordnet, was zu der Definition führen kann: *Die Tonhöhe der A-Saite beträgt 110 Hz*. Mit der Einheit Hz werden aber Frequenzen angegeben, und nicht Tonhöhen. Doch wie quantifiziert man die (subjektiv) wahrgenommene Tonhöhe in ausreichender Genauigkeit? Eine übliche Methode stellt der Tonhöhenvergleich mit einem reinen Sinuston dar. Hierzu hört die Versuchsperson den zu beurteilenden Ton abwechselnd mit einem Sinuston, und stellt die Frequenz des Sinustones so ein, dass beide Schalle dieselbe Tonhöhe erzeugen. Als Maßzahl für die wahrgenommene Tonhöhe des zu beurteilenden Tones wird dann die Frequenz des Sinustones, gemessen in Hz, genommen. Für die folgenden Betrachtungen ist diese Versuchsmethodik genau genug, im Bereich wissenschaftlicher Forschung finden auch aufwändigere Prozeduren Anwendung. Lässt man die Tonhöhe der A-Saite mit diesem Verfahren beurteilen, so erhält man tatsächlich Vergleichstonfrequenzen bei 110 Hz – allerdings mit kleinen, wesentlichen Unterschieden. Ein Grund für diese Abweichungen ist die bei der Saitenschwingung auftretenden Dispersion und die daraus resultierende Teiltoninharmonizität, daneben spielen aber auch Teiltoninteraktionen beim Wahrnehmungsvorgang eine Rolle.

Waren die ersten Kapitel den physikalischen Prinzipien der Schallerzeugung gewidmet, so soll nun verstärkt das Hörereignis betrachtet werden. Denn eigentlich ist die Gitarre nicht nur ein Schallgenerator, sondern ein Musikinstrument. Für eine ausführliche Darstellung und Herleitung der Psychoakustik-Grundlagen wird auf die im Anhang zitierte Literatur verwiesen.

8.1 Tonsysteme

Die Saiten der Gitarre sind in E-A-D-G-H-E gestimmt. Diese Töne sind (u.a.) Elemente einer Tonleiter, die ihrerseits Element eines Tonsystems ist. Hierunter versteht man die (theoretisch unendliche) Menge aller geordneten Töne, und die Festlegung der einzelnen Tonabstände. Bei der abendländischen Musik ist das sog. 12-stufige Tonsystem vorherrschend, mit der aus 12 Tönen gebildeten Tonleiter. Hiervon abweichende Tonsysteme sind z.B. die Pentatonik, deren Tonleiter nur 5 Töne kennt, und die Diatonik mit siebenstufiger Tonleiter. Aus den Regeln des Tonsystems lassen sich die Abstände der Töne (Frequenzrelationen) ableiten, und hieraus ergeben sich Konstruktionsvorschriften für die Gitarre und Regeln zum Stimmen der einzelnen Saiten. Hierfür sind Grundkenntnisse in Schwingungstechnik hilfreich.

Auf der Gitarrensaite breiten sich hauptsächlich **Transversalwellen** (Querwellen) aus, die an den Saitenenden (Steg, Sattel) reflektiert werden. Regt man die Saite monofrequent an, so findet man bei bestimmten Frequenzen besonders stark ausgeprägte Schwingungsmuster (Eigenmoden bei Eigenfrequenzen). Die tiefste Frequenz, bei der eine derartige **Eigenmode** auftritt, ist die Saitengrundfrequenz. Bei vereinfachter Betrachtung sind alle höheren Eigenfrequenzen ganzzahlige Vielfache dieser Grundfrequenz, bei genauerer Analyse findet man eine leichte Frequenzspreizung (Kap. 1).

Abb. 8.1 zeigt die ersten 3 Eigenmoden einer monofrequent schwingenden idealen Saite. Wird die Saite nicht monofrequent, sondern polyfrequent angeregt (z.B. durch einen Impuls), so können sich als Überlagerung viele dieser Eigenmoden zu einem komplizierten Schwingungsbild summieren. Jede der (theoretisch unendlich vielen) **Eigenmoden** ist durch vier individuelle Parameter charakterisiert: Ihre **Eigenfrequenz**, die für die *n*-te Eigenmode bei der dispersionsfreien Saite der *n*-fachen Grundfrequenz entspricht (*n* ganzzahlig), ihre **Amplitude** und **Phase**, sowie ihre **Schwingungsrichtung**. Von diesen vier modenspezifischen Größen soll im Folgenden nur mehr die Frequenz betrachtet werden. Nimmt man willkürlich 100 Hz für die Grundfrequenz an, so liegen die Teiltonfrequenzen höherer Ordnung ($n > 1$) bei 200 Hz, 300 Hz, 400 Hz usw.. Wird die Saitenlänge halbiert, so erhält man bei identischer Spannkraft eine Verdopplung der Grundfrequenz, die Teiltonfrequenzen liegen dann bei 200 Hz, 400 Hz, 600 Hz, 800 Hz usw..

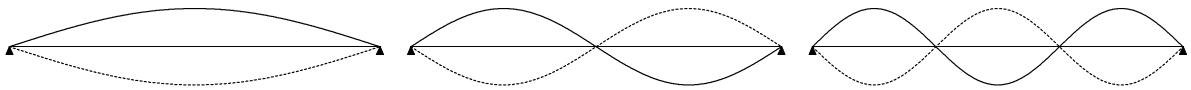


Abb. 8.1: Die ersten drei Eigenmoden der idealen Saite. Grundschwingung (1. Partialton, links); 1. Oberschwingung (2. Partialton, Mitte); 2. Oberschwingung (3. Partialton, rechts).

Die einzelnen Teiltöne (auch Partialtöne genannt) erzeugen aber nicht individuelle Hörwahrnehmungen in dem Sinne, dass beim Anzupfen *einer* Saite eine Vielfalt von Tönen hörbar wird. Vielmehr 'verschmelzen' die auf einer weitgehend unbewussten Verarbeitungsebene erzeugten Partialtonhöhen zu einer einzigen **Saiten-Tonhöhe**, und erst die wird – günstige Randbedingungen vorausgesetzt – bewusst wahrgenommen. Die von der angezupften Saite erzeugte Saiten-Tonhöhe entspricht *in etwa* der von der Grundschwingung erzeugten Tonhöhe, sie ist hiermit aber nicht identisch[♣]. Zwischen beiden bestehen kleine Abweichungen, die für die ersten, grundlegenden Betrachtungen aber unberücksichtigt bleiben.

[♣] Die Teiltöne höherer Ordnung (Obertöne, $n > 1$) verändern die Saitentonhöhe zwar nur in geringem Maße, sie tragen aber erheblich zur hier nicht betrachteten Klangfarbe bei.

© M. Zollner 2004 - 2009

Die im Beispiel erwähnte Saite mit 100 Hz Grundfrequenz, und die auf halbe Länge verkürzte Saite (200 Hz Grundfrequenz) erzeugen je einen Ton, im Folgenden T100 und T200 genannt. Im direkten Vergleich nacheinander gespielt, klingen T100 und T200 sehr ähnlich, was nicht weiter verwundert, sind doch die in T200 enthaltenen Teiltonfrequenzen eine Untermenge derer von T100. Das Beispiel lässt sich fortsetzen, wenn man die halbierte Saite (T200) nochmals halbiert (T400). Die nun entstehenden Teiltonfrequenzen 400 Hz, 800 Hz, 1200 Hz usw. sind wiederum Untermengen der in T200 und T100 enthaltenen Teiltonfrequenzen, und Ähnliches ergibt sich bei weiterem Halbieren des jeweiligen Saitenrestes. Alle durch derartiges Halbieren (bzw. Verdoppeln) entstehenden Töne klingen sehr ähnlich, auch wenn sich ihre absolute Tonhöhen deutlich unterscheiden. Da die beim Halbieren bzw. Verdoppeln erzeugte Frequenzrelation 2:1 bzw. 1:2 in der Musik als **Oktave** bezeichnet wird, nennt man die hierbei entstehenden Töne **oktavverwandt**. Der hohe Grad der auditiven Verwandtschaft zweier im Oktavabstand stehender Töne hat dazu geführt, diese Töne mit demselben Buchstaben zu bezeichnen. National wird z.B. der **Normstimmton** mit a^1 (oder a') bezeichnet, der im Oktavabstand darüber liegende Ton mit a^2 (oder a''), international sind hierfür auch die Tonbezeichnungen A_4 bzw. A_5 gebräuchlich.

8.1.1 Das pythagoreische Tonsystem

Die fortgesetzte Halbierung der Saitenlänge ist ein erster Schritt, um verwandte Töne unterschiedlicher Grundfrequenz zu erzeugen. Geht man diesen Weg konsequent weiter, so findet man auch beim **Dritteln der Saitenlänge** Töne, deren Teiltonfrequenzen Übereinstimmungen aufweisen. Die Teiltöne dieses T300 genannten Tones liegen bei 300 Hz, 600 Hz, 900 Hz, 1200Hz usw.. Verglichen mit T200 stimmt jetzt aber nur mehr jede zweite (geradzahlige) Teiltonfrequenz überein, nämlich 600 Hz, 1200 Hz, usw.. (**Abb. 8.2**) Die Grundfrequenz der gedrittelten Saite verhält sich zur Grundfrequenz der halbierten Saite wie 3:2; diese Frequenzrelation (Frequenz-Intervall) wird in der Musik **Quinte** genannt. Daraus leitet sich für die zugehörigen Töne der Begriff **Quintverwandtschaft** ab. Im Vergleich zur Oktavverwandtschaft ist die Quintverwandtschaft weniger stark ausgeprägt.

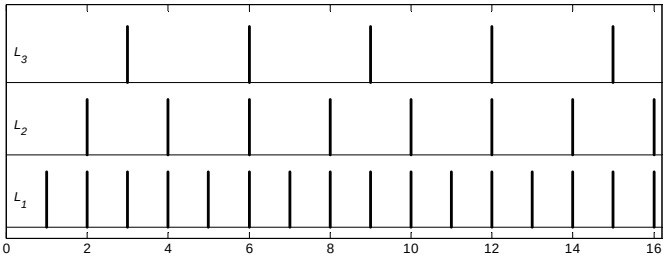


Abb. 8.2: Teiltonspektren von Saiten mit den relativen Längen: $L_1 = 1$, $L_2 = 1/2$, $L_3 = 1/3$. Abszisse: Normierte Frequenz, Ordinate: Amplituden (willkürlich)

Die kombinierte Ausführung von Quint- und Oktavsprüngen ermöglicht nun, eine Vielzahl von Tönen zu erzeugen, die alle mehr oder weniger stark verwandt sind. Schon in der Antike wurde (neben vielen anderen) aus Quint- und Oktavintervallen ein Tonsystems aufgebaut, das nach seinem Protagonist Pythagoras (um 530 v. Chr.) **pythagoreisches Tonsystem** genannt wird. Theoretisch lassen sich hiermit unendlich viele verschieden Töne erzeugen, praktisch kommt man aber nach 12 Quintsprüngen an einen herausragenden Endpunkt: Nach 12 aufeinanderfolgenden Quintintervallen ergibt sich als Frequenzverhältnis $1{,}5^{12} = 129{,}74_6$. Man ist damit nahe der 7. Oktave angekommen, deren Frequenzverhältnis $2^7 = 128$ beträgt.

© M. Zollner 2004 - 2009

Der zwischen beiden Werten bestehende kleine Unterschied von $129{,}74_6 / 128 = 1{,}013_6$ wird in der Musik **pythagoreisches Komma** genannt. Aus der Aufeinanderfolge von Quintintervallen und Oktavverschiebungen lassen sich alle Töne der konventionellen abendländischen Musik erzeugen. Die Frequenzen der im Quintabstand liegenden Töne werden hierzu so oft um eine Oktave verschoben, bis alle Frequenzen innerhalb einer Basisoktave zu liegen kommen. Ausgehend von der willkürlich gewählten Startfrequenz 100 % erhält man hierbei die folgenden gerundeten (!) Frequenzen (zur leichteren Interpretierbarkeit werden Frequenzen zunächst in % angegeben; Frequenzangaben in Hz siehe Kap. 8.1.3):

100 –	150 –	225 –	338 –	506 –	759 –	1139 –	1709 –	2563 –	3844 –	5767 –	8650 –	12975	%.
100	150	113	169	127	190	142	107	160	120	180	135	203	%.
C	G	D	A	E	H	Fis	Cis	Gis	Dis	Ais	Eis	His	

In dieser Tabelle gibt die erste Zeile die aufsteigenden Quintfrequenzen an, die zweite Zeile die zugehörigen Frequenzen der Basisoktave, in der dritten Zeile sind die Tonbezeichnungen angegeben. Beispielsweise muss man 2563 % um vier Oktaven (zu tieferen Frequenzen hin) verschieben, um 160 % zu erhalten: $2563 / 2^4 = 160$. Ordnet man jetzt die Frequenzen der zweiten Zeile nach monoton aufsteigender Reihenfolge um, so entsteht die Frequenzfolge einer Tonleiter (Zahlenwerte gerundet):

100 –	107 –	113 –	120 –	127 –	135 –	142 –	150 –	160 –	169 –	180 –	190 –	203	Frequenz / %
C	Cis	D	Dis	E	Eis	Fis	G	Gis	A	Ais	H	His	Tonbezeichnung

Neben der aufsteigenden Quintenfolge lässt sich aber auch eine absteigende Quintenfolge erzeugen; auch hierbei sind benachbarte Töne quintverwandt. Passend zum obigen Beispiel müsste hierzu die Startfrequenz 100 % fortgesetzt durch 3/2 geteilt werden: 67 %, 44 %, usw.. Mit geeigneter Oktavverschiebung zu höheren Frequenzen hin entsteht ebenfalls eine Tonleiter, deren exakt berechnete Frequenzen aber gegenüber den o.a. leicht abweichen.

Für das klassische **pythagoreische Tonsystem** wurden aber nicht alle oben berechneten Töne verwendet. Man begnügte sich – ausgehend vom Grundton C – mit 5 aufsteigenden Quinten (C-G-D-A-E-H) und einer absteigenden Quinte (F), und konnte hiermit eine **Tonleiter** bilden:

1	$Q^2/2$	$Q^4/4$	$Q^{-1}\cdot 2$	Q	$Q^3/2$	$Q^5/4$	2
C	**D**	**E**	**F**	**G**	**A**	**H**	**C'**
1\1	8\9	64\81	3\4	2\3	16\27	128\243	1\2

In dieser Tabelle steht Q für das Quintintervall[♣] (Frequenzverhältnis 2\3), der zugehörige Exponent gibt die Anzahl der Quintsprünge an. Aus dem Nenner kann die Anzahl der zusätzlich benötigten Oktavverschiebungen entnommen werden. $Q^5/4$ bedeutet fünf Quintsprünge zu höheren Frequenzen, und anschließend 2 Oktaven ($2^2 = 4$) zu tieferen Frequenzen. Die dritte Zeile gibt die auf den Grundton bezogene Frequenzrelation als Bruch an. Die Töne der o.a. Tonleiter und ihre Frequenzrelation (Intervall) zum Grundton bezeichnet man nach ihrer

[♣] Bei der **Intervallbezeichnung** sind zur Angabe der Frequenzrelation zwei verschiedene Schreibweisen gebräuchlich, für die Quinte z.B. 2:3, aber auch 3:2. Beide Relationen sind selbsterklärend, während die Buchstabenbezeichnung (C-G) nicht eindeutig aussagt, welcher der beiden Töne der tiefere ist. Im Folgenden wird immer der tiefere Ton als erster (linksstehend) geschrieben, wie bei Achsenskalierungen üblich. Konsequent weitergedacht entstünden daraus aber Brüche, die kleiner als 1 sind, wie z.B. $f_{C1} : f_{G1} = 2:3 = 0{,}666...$ Diese an sich richtige Darstellung steht jedoch im Widerspruch zur Praxis, Intervalle durch Zahlen anzugeben, die größer als 1 sind. Im Folgenden wird dieser Widerspruch durch den rückwärtsgerichteten Schrägstrich (wie bei Matlab) beseitigt: $f_{C1} \setminus f_{G1} = 2\setminus 3 = 1{,}5$.

© M. Zollner 2004 - 2009

Platznummer: C = Prim, D = Sekunde, E = Terz, F = Quart, G = Quinte, A = Sexte, H = Septime, C' = Oktave. Grundlage hierfür war die lateinische Nummerierung: Primus, Sekundus, Tertius, Quartus etc.. Im strengen Sinne der Harmonielehre bezeichnen diese Namen die *Abstände* zwischen zwei Tönen (inter-vallum = Raum zwischen den Schanzpfählen), im alltäglichen Sprachgebrauch sind sie aber auch Tonnamen: *Die Quarte der C-Tonleiter ist das F*. Mit *Abstand* im o.a. Sinne ist immer der Abstand zum Grundton gemeint, also das Verhältnis der Frequenz des betrachteten Tones (z.B. F) zur Frequenz des Grundtones (C), in diesem Beispiel mit 3\4 einer Quarte entsprechend. Daneben kann man aber auch das Verhältnis der Frequenzen zweier in der Tonleiter direkt benachbarter Töne bilden; hierbei ergibt sich:

$f_C \setminus f_D = 8\setminus 9$; $f_D \setminus f_E = 8\setminus 9$; $f_E \setminus f_F = HT$; $f_F \setminus f_G = 8\setminus 9$; $f_G \setminus f_A = 8\setminus 9$; $f_A \setminus f_H = 8\setminus 9$; $f_H \setminus f_{C'} = HT$;

Von diesen 7 Frequenzverhältnissen entsprechen 5 einem sog. **Ganztonschritt**, nämlich C-D, D-E, F-G, G-A, A-H. Die restlichen beiden Nachbartonintervalle sind **Halbtonschritte.** Die Frequenzrelation eines Ganztonschrittes beträgt bei pythagoreischer Stimmung 8\9 = 1,125, die eines Halbtonschrittes (E-F, H-C) **HT** = 243\256 = 1,053$_5$. Die hierbei entstandene Tonleiter wird **diatonische Tonleiter** genannt, weil sie aus zwei verschiedenen Tonschritten, nämlich Ganz- und Halbtonschritten aufgebaut ist. Ergänzend sollte noch 'pythagoreische Stimmung' angegeben werden, denn es gibt viele verschiede Stimmungen.

Die **Tonbezeichnung H** verdient noch spezielle Beachtung, stellt sie doch eine deutsche Besonderheit dar. Ursprünglich bildeten die mit A beginnenden Buchstaben die Bezeichnungen der Tonleiter-Töne: A-B-C-D-E-F-G. Anstelle von H wurde früher – dem Alphabet folgend – B verwendet. Die mittelalterliche Hexachord-Theorie brauchte aber neben dem w.o. definierten B noch ein zweites, dessen Tonhöhe um einen Halbtonschritt vermindert war. Zur Unterscheidung wurden die Bezeichnungen *B-quadratum (B-durum)* und *B-rotundum (B-molle)* eingeführt, abgeleitet von der eckigen (harten) bzw. runden (weichen) Schreibweise des Buchstabens *b*. Das eckige CC♭ mutierte zu einem ♭, und fortan hatte Deutschland eine Besonderheit, die im internationalen Vergleich immer wieder zu Komplikationen führt. Das deutsche H heißt international B; das deutsche B heißt international B-flat (= vermindertes B).

Die o.a. diatonische Tonleiter besteht aus 5 Ganz- und 2 Halbtonschritten. Jeder der 5 Ganztonschritt kann pythagoreisch in zwei Halbtonschritte unterteilt werden – allerdings auf zwei verschiedene Arten. Bei den deutschen Tonbezeichnungen wird die Erhöhung um einen Halbton durch Anhängen von "is" zum Ausdruck gebracht, bei der Erniedrigung um einen Halbton wird "es" angehängt. Das erniedrigte D heißt **Des**, das erhöhte C heißt **Cis**. Es wurde bereits gezeigt, dass sich alle Ganz- und Halbtöne durch Aufwärtsquinten und Abwärtsoktaven im pythagoreischen Sinne erzeugen lassen: C–G–D–A–E–H–Fis–Cis–Gis–Dis–Ais–Eis–His. Aber auch mit Abwärtsquinten und Aufwärtsoktaven sind alle Töne pythagoreisch erzeugbar: C–F–B–Es–As–Des–Ges–Ces–Fes–Heses–Eses–Ases–Deses. Hierbei bedeutet Es das um *einen* Halbton erniedrigte E (nicht Ees), As das erniedrigte A. Die Töne: Heses, Eses, Ases und Deses entstanden durch Erniedrigung von H, E, A, D um *zwei* Halbtöne.

In **Abb. 8.3** sind die Grundtonfrequenzen dieser beiden pythagoreisch-chromatischen Tonleitern dargestellt. Wegen des pythagoreischen Kommas stimmt (außer beim Start) kein Frequenzpaar der Aufwärts- bzw. Abwärtsquintenfolge überein. Beschränkt man sich auf Erniedrigungen um *einen* Halbton, so entsteht eine 21-stufige Tonleiter: Jede der 7 diatonischen Stufen C-D-E-F-G-A-H bekommt einen tieferliegenden und einen höherliegenden Halbtonschritt zugeordnet. Dieses 21-Tonsystem war tatsächlich Grundlage von Tasteninstrumenten,

© M. Zollner 2004 - 2009

aber aufwändig. Viele Musiker vereinfachten deshalb die Tonleiter durch enharmonische Gleichsetzung ähnlicher Töne. Die hieraus entstandene **12-stufige pythagoreisch-chromatische Tonleiter** ist in Abb. 8.3 oben durch Quadrate dargestellt. Zwischen alle Ganztonstufen ist nur je eine Halbtonstufe eingefügt, die Halbtonabstände sind aber, wie deutlich zu sehen ist, unterschiedlich groß (□—□).

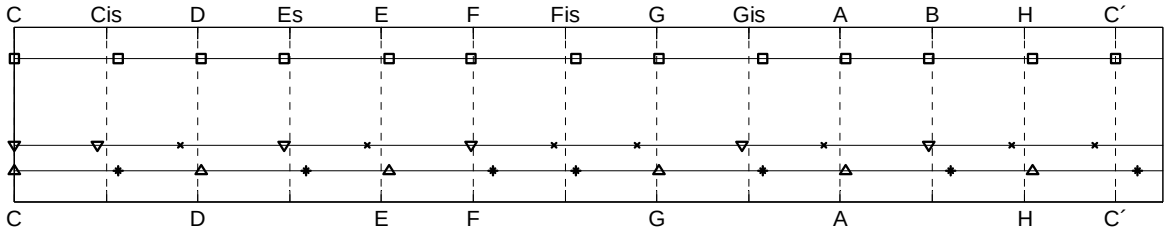


Abb. 8.3: Die über einer logarithmischen Frequenzachse dargestellten Grundfrequenzen der pythagoreisch-chromatischen Tonleiter. ∆ = Aus den ersten 6 Aufwärts-Quintsprüngen ermittelt, ∇ = aus den ersten 6 Abwärts-Quintsprüngen ermittelt; ×,∗ = die restlichen 7 Quintsprünge. □ = im Mittelalter als chromatische Tonleiter verwendet. Die um 1700 entwickelte gleichschwebend-temperierte Stimmung ist gestrichelt eingetragen (8.1.3).

Die unterschiedlichen Halbtonabstände erschweren den Tonartwechsel: Die auf dem Grundton C gebildete Sekunde (C-D) hat einen größeren Frequenzabstand als die auf Cis gebildete (Cis-Es), und ein ähnliches Schicksal erleiden auch andere Intervalle (z.B. C-E, Gis-C). Ein weiteres Problem ist die u.U. mangelhafte Konsonanz beim Zusammenspiel zweier Töne. Grundgedanke der pythagoreischen Stimmung war die auf Quinten aufbauende und aus der Partialtonfolge abgeleitete Tonverwandtschaft. Gut gemeint – aber wie das bei Verwandten halt so ist: Mit größer werdendem Abstand verlieren sich die Ähnlichkeiten. In **Abb. 8.4** sind für die Prim (C) und die Terz (E) schematisch die Partialtonfrequenzen angegeben. Liegen beim gleichzeitigen Anspielen der beiden Töne einzelne Partialtöne in unmittelbarer Nachbarschaft, wie beim 5. Teilton der Prim (C) und dem 4. Teilton der pythagoreischen Terz (E_P), so können **Schwebungen** hörbar werden.

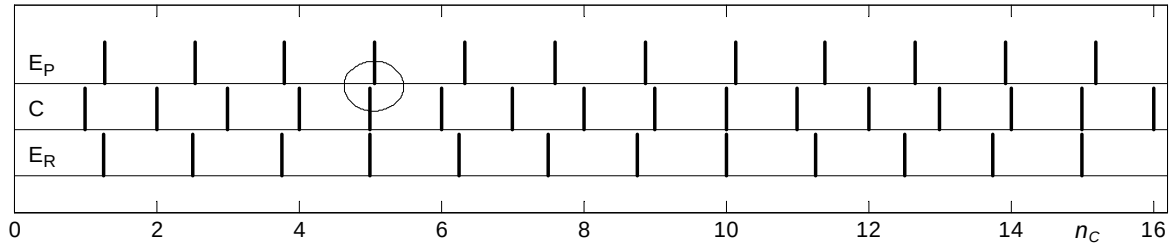


Abb. 8.4: Partialtonspektrum der Töne C (Prim) und E (Terz). Beim 5. Teilton der Prim bzw. 4. Teilton der pythagoreischen Terz (E_P) entstehen Schwebungen durch geringen Frequenzabstand. Bei der reinen Terz (E_R) sind die betreffenden Partialtonfrequenzen identisch. Abszisse: Normierte Frequenz der Prim-Partialtöne.

Eine **Schwebung** kommt zustande, wenn zwei monofrequente Töne gleicher Amplitude und ähnlicher Frequenz gleichzeitig abgespielt werden (addiert werden). Jeder Gitarrenton besteht aus einer Vielzahl von (monofrequenten) Partialtönen, die für sich betrachtet je sinusförmig sind (auch eine Kosinusschwingung ist sinus*förmig*). Der 5. Partialton (= 4. Oberton) einer mit 100 Hz schwingenden idealen Saite liegt bei 100 Hz · 5 = 500 Hz, der 4. Partialton einer hierzu pythagoreisch gestimmten Terz liegt bei 126 Hz · 4 = 504 Hz. Der Frequenzunterschied

© M. Zollner 2004 - 2009

der beiden Partialtöne ist 4 Hz. Betrachtet man nur die Summenschwingung dieser beiden Partialtöne, so ergibt sich ein Bild ähnlich **Abb. 8.5** (Mitte). Der Phasenunterschied der beiden Partialtöne schwankt im Rhythmus ihrer Differenzfrequenz, und im selben Rhythmus wechseln sich Verstärkung und Auslöschung ab. Anstelle zweier Partialtöne fast gleicher Tonhöhe wird (bei ausreichendem Pegel) *ein* Partialton gehört, dessen Lautstärke rhythmisch schwankt (schwebt).

Die Interpretation der in Mittellage verlaufenden Summenkurve (Abb. 8.5) wird durch Umformung auf multiplikative Verknüpfung erleichtert:

$$\cos(2\pi f_1 t) + \cos(2\pi f_2 t) = 2 \cdot \cos(2\pi f_\Delta t) \cdot \cos(2\pi f_\Sigma t); \quad f_\Delta = \frac{f_2 - f_1}{2}; \quad f_\Sigma = \frac{f_2 + f_1}{2}$$

In der Produktdarstellung ist f_Σ die Frequenz einer Kosinusschwingung, deren Amplitude sich "im Rhythmus der Differenzfrequenz" f_Δ ändert. Im o.a. Zahlenbeispiel ist f_Σ = 502 Hz, liegt also exakt zwischen den Primärfrequenzen f_1 und f_2. Der Begriff "Differenzfrequenz" ist mit Vorsicht zu gebrauchen: Rechnerisch ergibt sich f_Δ = 2 Hz, das ist der *halbe* Frequenzabstand zwischen f_1 und f_2. Die Hüllkurvenmaxima der Schwebung treten aber (Betrag!) mit doppelter Frequenz auf, d.h. zweimal pro f_Δ-Periode. Die o.a. Schwebung mit 500 Hz und 504 als Primärfrequenzen kann folglich als 502-Hz-Ton aufgefasst werden, der pro Sekunde 4 Hüllkurvenmaxima und 4 Hüllkurvenminima hat, also viermal pro Sekunde lauter und leiser wird. Die auditive Wirkung einer Partialtonschwebung ist schwer vorhersagbar: Sie kann (obwohl physikalisch vorhanden) unhörbar sein, weil von Nachbartönen vollständig verdeckt. Wenn sie hörbar in Erscheinung tritt, kann sie angenehm oder unangenehm klingen. Über viele Jahrhunderte wurde die Meinung vertreten, Partialtonschwebungen seien unerwünscht, woraus die schwebungsfreie **reine Stimmung** entstand (Kap. 8.1.2).

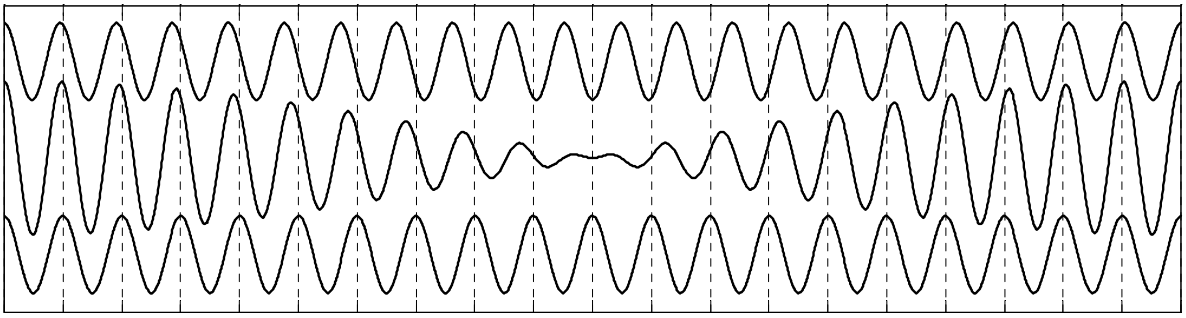


Abb. 8.5: Zwei Kosinusschwingungen (oben, unten), und deren Summe (Mitte). Die Frequenzen der beiden Kosinusschwingungen unterscheiden sich geringfügig (5%), die Kurven sind am linken und rechten Bildrand gleichphasig, in der Bildmitte gegenphasig. Gleichphasige Addition ergibt eine Verdopplung der Amplitude (konstruktive Interferenz), gegenphasige Addition führt zu Auslöschung (destruktive Interferenz). Abszisse: Zeit.

8.1.2 Die reine Stimmung

Als Synonyme für *rein* stehen auch *harmonisch* und *natürlich*, mit der Begründung, die Natur selbst habe mit den ganzzahligen Partialton-Frequenzverhältnissen den Weg gewiesen. Der Schritt zum Begriff *göttliche Stimmung* ist somit nicht weit, und schuf Arbeitsplätze für Philosophen und Esoteriker, vor allem aber für Mathematiker – die nicht zwangsläufig Musiker

© M. Zollner 2004 - 2009

sein mussten. *Reine Stimmung*, das klingt wie *reine Lehre*; der Gegensatz hierzu kann eigentlich nur Häresie sein. Im Englischen wird die reine Stimmung als *just Intonation* bezeichnet; *just* heißt aber auch *gerecht, richtig, wohlbegründet* – offensichtlich das Gegenteil zu *ungerecht, falsch* und *unbegründet*. Man kann sich gut vorstellen, wie Heerscharen von Mathematikern Begründungen für diese und jene Stimmung hergeleitet haben – mit Tabellen von bis zu 12-stelliger Genauigkeit! Oder besser: Mit 12-stelligen Tabellen; denn die Genauigkeit war so eine Sache [Barbour]. Von den durchaus häufigen Rundungs- und Rechenfehlern abgesehen: Bei einer 1 Meter langen Monochordsaite bedeutet 12-stellige Genauigkeit eine Längentoleranz von 0,001 nm; zum Vergleich: Die Wellenlänge sichtbaren Lichts beträgt ca. 600 nm. Ähnlich unsinnig ist die Angabe von Tonhöhenabweichungen auf ein Zehnmillionstel cent "genau".

Die **reine Stimmung** (JUST INTONATION) lässt sich bis ins Altertum zurück verfolgen. Aus der pythagoreischen Schule, die um 530 v.Chr. entstand, sind zwei verschiedene Lehrmeinungen hervorgegangen: Die **Kanoniker** (Kanon = Regel, Gesetz) vertraten die konservative Meinung, die **Harmoniker** gaben hingegen dem Wohlklang Priorität, auch wenn dabei mathematische Naturgesetze modifiziert werden mussten. Die kanonische Pythagoreerlehre sah das Frequenzverhältnis 6 : 8 : 9 : 12 als "heilige Hochzeit" der Quart mit der Quint an (**Abb. 8.6**), aus dem die große Sekund (Ganzton F-G) hervorgeht. Simbriger/Zehelein liefern hierzu eine erstaunliche Bewertung: *Dieselbe Tongruppierung ist uns bereits in der primitiven Musik begegnet; bei den Pytagoreern finden wir dieselbe Grunderscheinung hochkulturmäßig begründet und sanktioniert.* Also: Erkennt man als Musiker oder Musikhörer bestimmte Intervalle als harmonisch/konsonant, ist's primitives Treiben; kleistert man aber göttlich-kosmisch-mystisches Brimborium drum'rum, wird's zur Hochkultur.

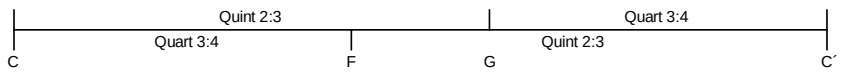


Abb. 8.6:
Die "heilige Hochzeit"

Doch trotz geballter mystischer Sanktionierung konnte nicht verborgen bleiben, dass einige Akkorde bei pythagoreischer Stimmung nicht so recht gefallen wollten. Adept: "Oh ehrenwerter Maestrissimo: Die Accordi, sie woll'n partout nit klinge! Die Quinten und die Terzen, sie mögen mich nit herzen". "Schweig er still. S'ist göttlich". Viele hielten sich an diesen weisen Rat, einige gingen aber an die Öffentlichkeit. Das konnte damals unter künstlich erhöhter Umgebungstemperatur leicht zum vorschnellen Ende führen – oder zu ewigem Ruhm verhelfen. Oder beides. **Didymos** (Didymus) und **Ptolemäus**, ihres Zeichen **alexandrinische** Gelehrte und zunächst durchaus Anhänger des pythagoreischen Kanon, fanden offensichtlich den Königsweg, indem sie die auf der göttlichen Quint beruhende pythagoreische Terz durch eine mindestens ebenso göttliche Ganztonrelation ersetzten: Die Durterz, bei pythagoreischer Stimmung das Frequenzintervall 64\81 = 1,2656, wurde im sog. alexandrinischen System zu 4\5 = 1,2500. Die Mollterz (27\32 = 1,1852) übernahm Didymos vom pythagoreischen System, Ptolemäus modifizierte sie zu 5\6 = 1,2000. Im Prinzip. Bei genauerer Betrachtung findet man [z.B. bei Barbour] zwei didymische Stimmungen, und nicht weniger als 7 ptolemäische. Der Grundstein zur reinen Stimmungen war aber gelegt.

Beim Literaturstudium gewinnt man – wie gesagt – den Eindruck, der reinen Stimmung hafte etwas Göttliches an, um dann aber mit zunehmender Verwirrung zu erkennen, dass es sich offensichtlich um eine Art Polytheismus handeln muss. Barbour definiert *reine Stimmung* als: Auf Oktave (1\2), Quinte (2\3) und große Terz (4\5) aufgebaut; die Intervalle selbst werden ebenfalls als *rein* (JUST, PURE) bezeichnet. An anderer Stelle erweitert Barbour den Begriff

© M. Zollner 2004 - 2009

reine Stimmung jedoch auf: Auf Oktave (1\2), Quinte (2\3), Quarte (3\4), große Terz (4\5) und kleine Terz (5\6) aufgebaut. Andere Autoren bezeichnen gar alle Intervalle, deren Frequenzrelationen den ganzzahligen Relationen der ersten 16 Partialtonfrequenzen entsprechen, als *reine Intervalle*. Alle Intervalle? Nun ja, fast alle. Also die Relationen, die einigermaßen passen. Und nicht der 7., 11., 13. und 14. Teilton! Natürlich nicht. Valentin begründet: *Die wunderbare, natürliche und deshalb unausgeklügelte Ordnung des ganzen Systems geht aus der Reihenfolge der in diesen Tönen enthaltenen Zusammenstellung der reinen Intervalle hervor, die bei entsprechender Oktavversetzung unser gesamtes Tonleitersystem ergeben.* Der 7., 11., 13. und 14. Teilton sind "die schwarzen Schafe", auch so was kommt in der Natur vor. Nur für C-Fis bzw. C-Ges fand sich in der natürlichen Ordnung gar keine passende Frequenzrelation. Da musste dann der Teufel bemüht werden, nur der konnte ein derart unpassendes, teuflisches Intervall (Tritonus, Diabolus in Musica) eingeschmuggelt haben. Die Frage: "Wie konnte Gott zulassen ..." schuf reichlich Arbeitsplätze für Philosophen (vergl. Theodizee), sprengt aber den Rahmen physikalischer Betrachtungen.

Die reine Stimmung leitet ihre Begründung aus der ganzzahligen Frequenzrelation der ersten 16 Teiltöne ab. Warum gerade 16 Teiltöne? Weil der 16. Teilton genau 4 Oktaven über dem Grundton liegt. Warum dann aber nicht nur 1 oder 2 oder 3 Oktaven? Weil damit noch keine chromatische Tonleiter erzeugbar ist. Außerdem können einige Blasinstrumente so gerade eben die ersten 16 "Naturtöne" (Eigentöne, Partialtöne) wiedergeben. Aus der Tatsache, dass ca. 16, aber eben nicht 64 Eigentöne produzierbar waren, wurde die Besonderheit des Tritonus mit seiner 45\64-Relation begründet. **Abb. 8.7** stellt die Frequenzrelationen einer rein gestimmten Tonleiter dar. Außer dem Teufelsintervall geht tatsächlich alles mit natürlichen Dingen zu, Zähler und Nenner sind ganzzahlig zwischen 1 und 16. Die **große Terz** C-E, bei pythagoreischer Stimmung schwebend, ist nun schwebungsfrei (vergl. Abb. 8.4).

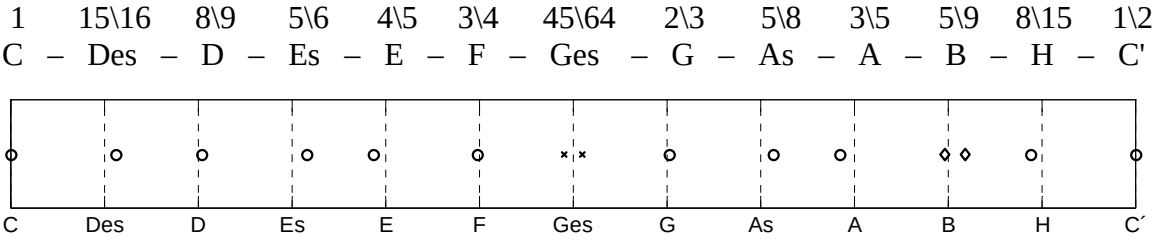


Abb. 8.7: Reine Stimmung (Mersennes Lautenstimmung Nr. 2). Der Tritonus wurde auch als Fis mit 32\45 angegeben, beim B findet man statt 5\9 auch 9\16.

Neben C-E bilden auch F-A und G-H mit 4\5 ein schwebungsfreies großes Terz-Intervall. Bei den **kleinen Terzen** tauchen aber bereits Unterschiede auf: E-G, A-C, und H-D ergeben 5\6, D-F ergibt jedoch 27\32. Für die **Quint**intervalle erhält man: C-G, E-H, F-C, G-D und A-E ergeben 2\3, aber D-A → 27\40. Die **Ganzton**intervalle sind 8\9 oder 9\10, die **Halbton**intervalle der C-Dur-Tonleiter sind 15\16, die restlichen (chromatischen) Halbtonintervalle sind 24\25, 25\27 oder 128\135. Trotz Legitimation durch die Natur selbst – das schuf Raum für Spötter: Lernen Sie noch, oder spielen Sie ein spezielles Tonsystem?

Nicht, dass den betroffenen Musikern diese Dissonanzen verborgen geblieben wären. Man wusste um sie, beschränkte sich beim Musizieren auf wenige Tonarten und suchte die *heulenden Wolf-Intervalle* zu meiden. Oder baute Instrumente, bei denen jede Oktave in 21 Zwischentöne geteilt war. Und falls das nicht reichte: J. M. Barbour listet Unmengen weiterer

© M. Zollner 2004 - 2009

Teilungen auf, so z.B.: Die 31-er Teilung (Fibonacci-Folge), die 53-er Teilung (Bosanquet-Harmonium), und nicht zu vergessen: *The 118-division has both fifths and thirds that are superlative (0,5 cent flat and 0,2 cent sharp respectively)*. Na also, geht doch. Daneben wurden aber auch für die zwölfteilige Oktave weitere reine (!) Stimmungen entwickelt, was Barbour zu dem Schluss kommen lässt: **Die reine Stimmung gibt es gar nicht, sondern stattdessen viele verschiedene reine Stimmungen, deren beste die ist, die der pythagoreischen Stimmung am nächsten kommt.**

So wünschenswert "reine" Intervalle bei mehrchörigem Spiel sein mögen; bei zeitlich aufeinanderfolgenden Intervallen kumulieren die Fehler. Ein Beispiel aus der moderneren Musik ist J. Hendrix' "Hey Joe" (**Abb. 8.8**). Die Begleitung steigt erst eine große Terz vom E zum C hinab (man könnte auch sagen, eine kleine Sexte hinauf), um dann nacheinander vier Quintsprünge zu durchlaufen: E → C – G – D – A – E. Mit reinen Intervallen ergibt sich für einen Umlauf:

$$\frac{4\cdot 3\cdot 3\cdot 3\cdot 3}{5\cdot(2\cdot 2)\cdot 2\cdot(2\cdot 2)\cdot 2} = \frac{324}{320} = 1{,}0125 \;\hat{=}\; +21{,}5\,\text{cent}\,;$$ C↓E = 5\4, Quinte = 2\3, Oktavsprung = 2\1.

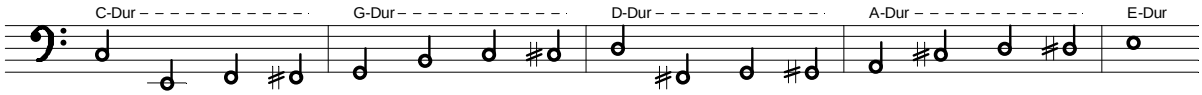


Abb. 8.8: Jimi Hendrix / Noel Redding: Die Bass-Chromatik in "Hey Joe".

Ein voller Kadenzumlauf, der im Originaltempo ca. 12 Sekunden dauert, würde auf der Basis reiner Intervalle zu 1,25% Frequenzerhöhung führen; nach einer Minute wäre das schon ein Halbton. Um jeden Umlauf auf exakt gleicher Tonhöhe durchführen zu können, müsste z.B. der Schritt vom D zum A (Quinte) mit der abweichenden Relation 27\40 ausgeführt werden. Was aber mit der reinen Lehre der ersten 16 Naturtöne in Konflikt kommt.

Ein anderes "Naturgesetz", das in der Baukunst Erfolge verbuchte, ist der **goldene Schnitt**. Das "goldene Tonsystem als Fundament der theoretischen Akustik" ist Barbour aber nur wenige Zeilen Wert. Sein Fazit: Ein Irrlicht (Ignis fatuus).

8.1.3 Temperierte Stimmungen

In der Musik wird der Begriff Temperatur (engl. TEMPERAMENT) synonym zu Stimmung verwendet. **Temperierte Stimmung** ist nun aber kein Pleonasmus, sondern der Fachbegriff für Stimmungen, die im Kleinen gezielt von globalen Bildungsgesetzen abweichen. Frühe Versionen der temperierten Stimmung können auf Giovanni Maria Lanfranco (1533) zurückgeführt werden, der – ausgehend von reiner Stimmung – den Vorschlag machte, die Quinten eine Spur tiefer zu stimmen, und die Terzen nur so viel höher zu stimmen, wie gerade noch erträglich. In der Folgezeit gab es unzählige Versuche, diese allgemeinen Ratschläge zu präzisieren. Von empirischen Ergebnissen (die Quinte möge einmal pro Sekunde schweben) über grafische Konstruktionen, Nomogramme, furchterregende Formeln und vielstellige Tabellen führt der Weg zu der heute dominierenden **gleichschwebenden Stimmung**: Die Oktave wird in 12 äquidistante Halbtonschritte geteilt – fertig. Dass diese scheinbar einfache Vorschrift nicht schon viel länger praktiziert wird, liegt an ihrer Forderung nach Kompromissbereitschaft;

© M. Zollner 2004 - 2009

verlangt sie doch, reine, hochkonsonante Intervalle wie die Quinte zu verstimmen. Nicht alle Musiker bringen diese Leidensfähigkeit auf: Der Cellist Pablo Casals spricht von der *Gehirnwäsche der temperierten Stimmung*, dem Geiger Carl Flesch war es nach Streichquartettproben angeblich unmöglich, mit einem (temperiert gestimmten) Klavier zu musizieren. Nun ist ja ein Geiger frei in der Intonation; ihm stehen die Saite und damit die Tonhöhe als Kontinuum zur Verfügung. Beim Klavier besteht diese Möglichkeit nicht. Wenn die Tastenanzahl nicht ins Unermessliche wachsen soll, bleibt nur eine sehr tonartspezifische Stimmung, oder die universelle gleichschwebende Stimmung.

Tonintervalle werden durch die zugehörigen Frequenzrelationen charakterisiert. Bei der gleichschwebenden Stimmung folgen innerhalb der Oktave 12 gleichartige Halbtonschritte aufeinander, woraus eine geometrische Frequenz-Folge entsteht: 1, *HT*, *HT*·*HT*, *HT*·*HT*·*HT*, usw.. Hierbei steht *HT* für das Halbtonintervall, dessen zwölfmalige Wiederholung die reine Oktave ergibt: $HT^{12} = 2$. Die Frequenzrelation direkt benachbarter (im Halbtonabstand stehender) Töne berechnet sich damit zu:

$$HT = \sqrt[12]{2} = 1{,}059463... \qquad \text{Halbtonintervall bei gleichschwebender Stimmung}$$

Die zwölfte Wurzel aus 2, das ist eine Irrationalzahl. Wörtlich genommen, also eine vernunftwidrige Zahl. Auch das mag ein Grund sein, warum so manchen Musiktheoretiker ein ungutes Gefühl beschlich. 3\4 für die rein gestimmte Quarte ist von der Natur selbst vorgegeben; das gleichschwebende Pendant hingegen widersetzt sich mit HT^5 der Ratio. Dabei sind die numerischen Unterschiede gar nicht so groß: 3\4 = 1,33333... , HT^5 = 1,33484... , gerade mal 0,1% Unterschied. Aber wenn's um Prinzipien geht, kämpfen Götter selbst vergebens. Nun darf natürlich nicht verschwiegen werden, dass bei anderen Intervallen die Unterschiede auch größer sein können. Die nachfolgende Tabelle listet alle Töne und Frequenzrelationen der gleichschwebend temperierten Tonleiter auf. Weitere Töne sind nicht definiert, es gibt somit keinen Unterschied zwischen Cis/Des, Eis/F, Ases/G, H/Ces usw..

C	Cis=Des	D	Dis=Es	E	F	Fis=Ges	G	Gis=As	A	B	H	C'
0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1	1,0595	1,1225	1,1892	1,2599	1,3348	1,4142	1,4983	1,5874	1,6818	1,7818	1,8877	2

Tabelle: Töne und Frequenzrelationen der gleichschwebend temperierten Tonleiter. Die zweite Zeile gibt die Halbtonschritte an, die dritte die auf 4 Nachkommastellen gerundeten Frequenzrelationen. Bezug = C.

Der Begriff *gleichschwebend* könnte dahingehend missverstanden werden, dass alle Intervalle gleichartige Schwebungen hervorrufen; das ist nicht so. Die englische Bezeichnung EQUAL TEMPERAMENT ist auch nicht selbsterklärend; gleich sind (als Frequenzrelation) die Halbtonabstände, nicht die Schwebungen. Gleich (im Sinne von relativ gleich) ist auch die Aufteilung des pythagoreischen Kommas auf alle 12 Quintsprünge. Als Synonym zu *gleichschwebend temperiert* findet man gelegentlich *wohltemperiert*, was auf **J. S. Bachs** Präludien und Fugen zurückgeht, die er unter dem Titel "Das wohltemperierte Klavier" veröffentlichte. Vermutlich waren Bachs Instrumente aber nicht gleichschwebend temperiert, sondern nach Werckmeister gestimmt. Andreas **Werckmeister** (*Musikalische Temperatur*, 1691), hatte eine Stimmung entwickelt, die der gleichschwebend temperierten nahe kam, mit ihr aber nicht identisch ist. Schon ein Jahrhundert früher (um 1596) hatte Simon **Stevin** ein Monochord gebaut, dessen Halbton-Frequenzrelationen der 12-ten Wurzel aus 2 (also 1,059...) entspricht – vermutlich

© M. Zollner 2004 - 2009

das erste derartige Instrument in Europa [Barbour]. Und fast gleichzeitig (um 1636) leistet Marin **Mersenne** umfangreiche theoretische Vorarbeit. Insgesamt listet Barbour im Kapitel *Equal Temperament* 41 verschiedene temperierte Stimmungen auf – der Erfolg hatte viele Väter, die um ihre Anerkennung vermutlich vehement kämpfen mussten. Bis heute finden sich erbitterte Gegner, die sich an den schwebenden, "unnatürlichen" Intervallen stören, und Fürsprecher, die in unbegrenzten Modulationen schwelgen. **Gitarristen** sollten tunlichst zur letztgenannten Gruppe zählen, denn ihr Instrument wird mit gleichschwebend temperierter Stimmung hergestellt.

Außer den Frequenz*relationen* der Tonleitertöne muss auch ein **Absolutwert** spezifiziert werden, um die gesamte Relationalskala eindeutig zu definieren. Schon seit langem wird a^1, das sogenannte eingestrichene a (auch als a' oder A_4 bezeichnet), als Normstimmton (Kammerton) verwendet. Die heutige Norm-Stimmfrequenz ist **440 Hz**, in den vergangenen Jahrhunderten gab es hierzu beträchtliche Abweichungen (337 – 567 Hz). In Deutschland wurde 1752 in Berlin die Norm-Stimmfrequenz auf 422 Hz festgelegt. 1858 folgte auf der Pariser Stimmton-Konferenz der Vorschlag zur internationalen Normung, der 1885 auf der Wiener Stimmton-Konferenz mit 435 Hz angenommen wurde. 1939 änderte man diesen Wert bei der Londoner ISA-Konferenz auf 440 Hz, 1971 durch eine ISO-Resolution bestätigt (ISO = International Standard Organisation). Zusammen mit der Normung wurde die Idee propagiert, die Norm-Stimmfrequenz als Pausenzeichen bei Radio/Fernsehen, sowie als Telefonamtszeichen zu verwenden. Keine gelungene Marketingmaßnahme – beim Telefon erbrachte anno 2004 eine Kontrollmessung 5% Abweichung. Die folgende Tabelle zeigt einige Grundtonfrequenzen für gleichschwebend gestimmte Töne, Bezug für A_4 ist 440 Hz.

C	Cis=Des	D	Dis=Es	E	F	Fis=Ges	G	Gis=As	A	B	H
523,25	554,37	587,33	622,25	659,26	698,46	739,99	783,99	830,61	880	932,33	987,77
261,63	277,18	293,66	311,13	**329,63**	349,23	369,99	392,00	415,30	440	466,16	493,88
130,81	138,59	**146,83**	155,56	164,81	174,61	185,00	**196,00**	207,65	220	233,08	**246,94**
-	-	-	-	**82,41**	87,31	92,50	98,00	103,83	**110**	116,54	123,47

Tabelle: Frequenzen gleichschwebend gestimmter Töne, bezogen auf A_4 = 440 Hz; auf zwei Stellen nach dem Komma gerundet. Die leeren Saiten der Gitarre E_2, A_2, D_3, G_3, H_3, E_4 sind fett gezeichnet.

Damit auch kleine Abweichungen von der richtigen Stimmung in handlichen Zahlen angegeben werden können, wurde 1885 von Alexander John Ellis mit dem **cent** das (vermeintliche) Tonhöhenatom definiert:

$$1\,\text{cent} = 2^{1/1200} = 1{,}0005778 \qquad \text{Intervall} = 3986 \cdot \lg(f_2 / f_1)\ \text{cent}$$

1 cent ist 1/100 Halbton, bzw. der 1200-ste Teil einer Oktave. Die Frequenzen 2000 Hz und 2001,155 Hz unterscheiden sich um 0,058%, also um 1 cent. Simbriger/Zehelein zitieren Preyer mit der (aus heutiger Sicht fragwürdigen) Erkenntnis, im Bereich zwischen 500 und 1000 Hz könne das Gehör 1200 Tonhöhenstufen unterscheiden. Vermutlich verschreckten nicht wenige Lehrer ihre Schüler mit der Forderung, sie müssten Intonationsfehler von einem Hundertstel Halbton heraushören können. Mehr zu diesem Thema findet sich unter 8.2.2.

© M. Zollner 2004 - 2009

8.1.4 Die gleichschwebend-temperierten Intervalle

Das Intervall (inter vallum = Zwischenraum) ist der Abstand zweier Töne, numerisch ausgedrückt durch die Relation (das Verhältnis) der Tonfrequenzen. Die Intervallnamen leiten sich von der lateinischen Platznummer in der Tonleiter ab; bei der C-Dur-Tonleiter sind das: C = Prim, D = Sekunde, E = Terz, F = Quart, G = Quint, A = Sexte, H = Septime, C' = Oktave. Zwischen dem 3. und 4. Ton, sowie zwischen dem 7. und 8. Ton liegt ein Halbtonschritt, alle anderen Töne liegen je einen Ganztonschritt auseinander. Ein **Ganztonschritt** besteht bei der gleichschwebend-temperierten Stimmung aus zwei gleich großen **Halbtonschritten** (**HT**). Alle Intervalle können als Vielfache eines HT dargestellt werden:

Tonabstände (Intervalle) der diatonischen Tonleiter, ausgedrückt in Halbtonschritten:
C-C = 0, C-D = 2, C-E = 4, C-F = 5, C-G = 7, C-A = 9, C-H = 11, C-C' = 12.

Nicht nur als Relation zum Tonleitergrundton C, sondern zwischen allen Tönen sind die Intervalle als HT-Vielfache bestimmbar. Z.B. D-E = 2 HT, G-H = 4 HT, F-A = 4 HT.

Durch Unterteilen des Ganztonschrittes in zwei HT-Schritte entstehen neue Töne, die durch Versetzungszeichen (Vorzeichen) nach ihren Nachbarn benannt werden: Cis = C# = um 1 HT erhöhtes C = bei gleichschwebend temperierter Stimmung identisch mit Des = D*b* = um 1 HT erniedrigtes D. Entsprechend: D# = Es, F# = G*b*, G# = As, A# = B. Die Gleichsetzung der erhöhten und erniedrigten Töne (z.B. C# = D*b*) wird **enharmonische Identität** oder enharmonische Verwechslung genannt. Für Gitarristen sind erfahrungsgemäß die Kreuzvorzeichen (#) vertrauter als die *b*-Vorzeichen, weshalb sie im Folgenden Priorität haben. Aus der 7-stufigen diatonischen Dur-Tonleiter (C-D-E-F-G-A-H) entstand durch Einführen der Zwischenstufen eine 12-stufige chromatische Tonleiter:

C – C# – D – D# – E – F – F# – G – G# – A – B – H chromatisch Tonleiter

Jeder Bindestrich steht in dieser Folge für einen HT, sodass die als HT-Vielfache ausgedrückte Intervallgröße leicht abzählbar ist. Die lateinischen Zählwörter (Primus, Sekundus etc.) sind aber schon für die 7-stufige (diatonische) Dur-Tonleiter verbraucht, was zu einer etwas verwirrenden Nomenklatur geführt hat: Prim (0 HT), Quart (5 HT), Quint (7 HT) und Oktave (12 HT) werden als **reine Intervalle** bezeichnet – auch wenn ihre Stimmung nicht rein ist! Also Vorsicht: Auch bei gleichschwebend-temperierter Stimmung wird C-G als "reine Quint" bezeichnet. Alle anderen Intervalle der Dur-Tonleiter sind **groß**. Die Abstände zum Tonleiter-Grundton sind somit: C-C = reine Prim, C-D= große Sekunde, C-E = große Terz, C-F = reine Quart, C-G = reine Quint, C-A = große Sexte, C-H = große Septime, C-C' = reine Oktave.

Wird ein großes Intervalle um einen HT verkleinert, entsteht ein **kleines** Intervall. Hierfür gibt es zwei Möglichkeiten: Entweder erniedrigt man den oberen (höheren) Ton um einen HT, oder man erhöht den unteren (tieferen) Ton um einen HT: C-D*b* = C#-D = kleine Sekunde, C-E*b* = C#-E = kleine Terz, C-A*b* = C#-A = kleine Sexte, C-B = C#-H = kleine Septime. Wird ein reines oder ein großes Intervall um einen HT vergrößert, entsteht ein **übermäßiges** Intervall, wird ein reines oder ein kleines Intervall um einen HT verkleinert, entsteht ein **vermindertes** Intervall. Damit existieren zwei verschiedene Schemata:

vermindert – klein – groß – übermäßig	(Sekunde, Terz, Sexte, Septime)
vermindert – rein – übermäßig	(Prim, Quart, Quint, Oktav)

© M. Zollner 2004 - 2009

C-D# ist somit eine übermäßige Sekunde, im Sinne enharmonischer Identität aber bei gleichschwebend-temperierter Stimmung gleichwertig mit der kleinen Terz C-Es. Für Puristen ein Gräuel, für Pragmatiker hingegen Alltag: "C-D# ist eine kleine Terz". Es macht wirklich keinen Sinn, bei gleichschwebend-temperierter Stimmung über die Unterschiede zwischen C# und D*b* nachzudenken. Natürlich neigen Sänger oder Geiger dazu, durch Kreuzvorzeichen erhöhte Töne etwas höher zu intonieren, bzw. durch *b*-Vorzeichen erniedrigte Töne etwas tiefer; dies ist dann aber keine gleichschwebend-temperierte Stimmung mehr. Beim Akkordspiel hat der Gitarrist – um dessen Instrument es ja geht – kaum eine Möglichkeit, Einzeltöne in ihrer Tonhöhe zu modifizieren. Nur beim Melodiespiel könnte höheres Harmonielehrewissen eingesetzt werden – sofern nicht der Keyboarder mit seiner gleichschwebend-temperierten Stimmung einen Riegel vorschiebt.

Die folgende Liste gibt einen Überblick über **alle Intervalle**, hier auf C bezogen. Dabei steht v für vermindert, k für klein, g für groß, ü für übermäßig:

v-Oktave: C-C'*b*	r-Oktave: C-C'		ü-Oktave: C-C'#
v-Septime: C-H*bb*	k-Septime: C-B	g-Septime: C-H	ü-Septime: C-H#
v-Sexte: C-A*bb*	k-Sexte: C-A*b*	g-Sexte: C-A	ü-Sexte: C-A#
v-Quint: C-G*b*	r-Quint: C-G		ü-Quint: C-G#
v-Quart: C-F*b*	r-Quart: C-F		ü-Quart: C-F#
v-Terz: C-E*bb*	k-Terz: C-E*b*	g-Terz: C-E	ü-Terz: C-E#
v-Sekunde: C-D*bb*	k-Sekunde: C-D*b*	g-Sekunde: C-D	ü-Sekunde: C-D#
v-Prim: C-C*b*	r-Prim: C-C		ü-Prim: C-C#

Jeder Ton der chromatischen Tonleiter kann somit bei enharmonischer Gleichsetzung in zwei verschiedenen Intervallbeziehungen zum Tonleitergrundton (hier C) stehen:

C	reine Oktave	12	übermäßige Septime	Oktav
H	große Septime	11	verminderte Oktave	major-Sept
B	kleine Septime	10	übermäßige Sexte	Sept
A	große Sexte	9	verminderte Septime	Sext
G#	kleine Sexte	8	übermäßige Quint	—
G	reine Quint	7	verminderte Sexte	Quint
F#	übermäßige Quart	6	verminderte Quint	Tritonus
F	reine Quart	5	übermäßige Terz	Quart
E	große Terz	4	verminderte Quart	Durterz
D#	kleine Terz	3	übermäßige Sekunde	Mollterz
D	große Sekunde	2	verminderte Terz	Ganzton
C#	kleine Sekunde	1	übermäßige Prim	Halbton
C	reine Prim	0	verminderte Sekunde	Prim

In dieser Tabelle stehen in der *ersten* Spalte die Tonbezeichnungen, in der *zweiten* die bevorzugten Intervallbenennungen, in der *dritten* die Halbtonabstände zum Tonleiter-Grundton, in der *vierten* die alternativen Benennungen, und in der *fünften* Spalte die im Musiker-Jargon auch gebräuchlichen Kurzformen. Und nochmals: Basis ist die gleichschwebend-temperierte Stimmung mit enharmonischer Gleichsetzung. Die klassische Harmonielehre hat Gründe für eine weitergehende Differenzierung; dies ist aber jenseits der Zielsetzung dieser Darstellung [siehe weiterführende Literatur].

© M. Zollner 2004 - 2009

Die folgende Tabelle gibt die numerischen Unterschiede zwischen reiner und gleichschwebender Stimmung an. Die Abweichung ist reine Stimmung ./. gleichschwebende Stimmung.

Intervallname	HT-Schritte	Töne	Frequenzrelation	cent	Abweichung
Reine Oktave	12	C-C'	1\2	1200,00	0,00
Große Septime	11	C-H	8\15	1088,27	-11,73
Kleine Septime	10	C-B	9\16	996,09	-3,91
Große Sexte	9	C-A	3\5	884,36	-15,64
Kleine Sexte	8	C-Gis	5\8	813,69	+13,69
Reine Quint	7	C-G	2\3	701,96	+1,96
Tritonus	6	C-Fis	32\45	590,22	-9,78
Reine Quart	5	C-F	3\4	498,05	-1,95
Große Terz	4	C-E	4\5	386,31	-13,69
Kleine Terz	3	C-Dis	5\6	315,64	+15,64
Große Sekunde	2	C-D	8\9	203,91	+2,91
Kleine Sekunde	1	C-Cis	15\16	111,73	+11,73
Reine Prim	0	C-C	1\1	0,00	0,00

Tabelle: Frequenzrelation der Inneroktav-Intervalle bei reiner Stimmung. Die Abweichung, angegeben in cent, bezieht sich auf das entsprechende gleichschwebend-temperiert gestimmte Intervall. Die Angabe in 1/100 cent sollte bei praktischer Verwendung auf ganze cent-Werte gerundet werden. Gegenüber der gleichschwebend-temperiert gestimmten großen Terz ist die rein gestimmte große Terz um 14 cent zu klein. Umgekehrt: Gegenüber der rein gestimmten großen Terz ist die gleichschwebend-temperiert gestimmte große Terz um 14 cent zu groß. 1 cent Abweichung entspricht 0,058% Frequenzunterschied.

Aus der folgenden Darstellung (**Abb. 8.9**) sind die Frequenzrelationen bei unterschiedlicher Stimmung ersichtlich. Abszisse ist eine logarithmisch geteilte Frequenzachse.

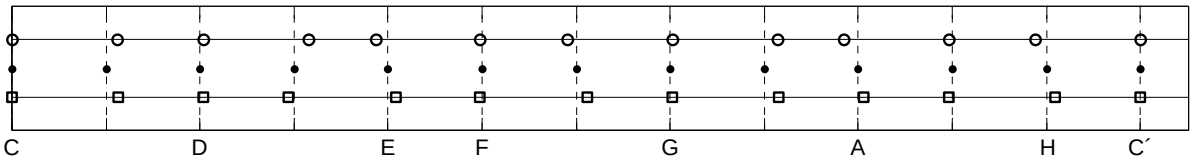


Abb. 8.9: Pythagoreische (□), gleichschwebende (•) und reine (o) Intervalle.

Da bei der gleichschwebend-temperierten Stimmung alle Halbtonabstände gleich sind, stellt der Wechsel der Tonart (des Tonleiter-Grundtons) kein Problem dar. Beispielsweise ergeben sich bei Bezug auf E folgende Intervalle: E-F# = 2 HT = große Sekunde, E-A = 5 HT = reine Quart. Der Bezug auf eine spezielle Tonart kann letztlich entfallen, jedes Intervall ist eindeutig durch die Anzahl seiner Halbtonschritte (HT) definiert.

Auch **über den Oktavraum hinaus** sind – wieder im Sinne lateinischer Stufenbezeichnung – weitere Intervallnamen definiert: Kleine None (13), große None (14), kleine Dezime (15), große Dezime (16), reine Undezime (17), übermäßige Undezime = verm. Duodezime (18), reine Duodezime (19), kleine Tredezime (20), große Tredezime (21); die Halbtonabstände sind jeweils in Klammern angegeben.

© M. Zollner 2004 - 2009

8.1.5 Typische Gitarren-Verstimmungen

Jeder Gitarrist hat vermutlich schon Tage erlebt, an denen sich seine Gitarre nicht richtig stimmen ließ. So richtig schlimm wird's immer, wenn man versucht, einzelne *Akkorde* nachzustimmen. Auch bei einem perfekt bundierten Hals und hochwertigen Saiten kann dieses Problem auftreten, dessen wahrscheinlichster Grund der Unterschied zwischen reiner und gleichschwebend-temperierte Stimmung ist. Während die temperierte **Quinte** mit 2 cent Abweichung sehr nahe an der reinen Quinte liegt, besteht bei der **Terz** eine viel größere Abweichung: +13,7 cent bei der Dur-Terz, und –15,6 cent bei der Moll-Terz! Mit diesen bereits hörbaren Verstimmungen muss der Gitarrist leben. Versucht er eine akkordspezifische Korrektur einzelner Saiten (in Richtung reiner Stimmung), können bei anderen Akkorden Abweichungen von 29 cent auftreten – und dann wird's richtig falsch. Als Beispiel:

Ein (ohne Barré) gespielter A-Dur-Akkord besteht aus den Tönen [e-a-e-a-cis-e]. Sofern alle sechs Töne gleichschwebend-temperiert gestimmt sind, bereitet insbesondere das auf der H-Saite gespielte Cis Probleme: Es ist 14 cent höher als ein reines Cis. Falls nun die H-Saite um 14 cent (7,9 ‰) tiefer gestimmt wird, ist für diesen A-Dur-Akkord das Problem beseitigt. Aber: Wenn mit dieser Stimmung nun z.B. ein E-Dur-Akkord [e-h-e-gis-h-e] gespielt wird, klingt's grausam falsch: Dessen Durterz ist das auf der G-Saite gespielte Gis; die vorher tiefer gestimmte H-Saite spielt in E-Dur eine zu tiefe Quinte, während die benachbarte G-Saite eine zu hohe Durterz spielt. Das zwischen beiden Saiten liegende Intervall (3 Halbtöne Gis-H) ist somit um 29 cent zu klein! Auch der Wechsel vom reinen A-Dur-Akkord auf D-Dur gelingt nicht: Die zu tief gestimmte H-Saite spielt nun am dritten Bund ein zu tiefes D. Das auf der benachbarten E-Saite gespielte Fis ist die Dur-Terz – sowieso schon um 13,7 cent zu hoch, und nun im Abstand zur (um 13,7 cent erniedrigten) Tonika doppelt verstimmt.

Es kann immer Spezialfälle geben, bei denen für eine begrenzte Akkordauswahl eine spezielle Verstimmung Vorteile bietet. Z.B. klingt es gar nicht übel, wenn für E und A7 die G-Saite leicht tiefer gestimmt wird. E-Dur mit [e-h-e-gis-h-e], und A7 mit [e-a-e-g-cis-e]. Hiervon profitiert in E-Dur die Terz, und in A7 die kleine Septime; beide sind gegenüber der reinen Stimmung zu groß, so dass eine Verkleinerung praktikabel ist. Aus dem gleichen Grund lässt sich mit gleicher Verstimmung auch noch ein H7-Akkord [fis-h-dis-a-h-fis] spielen. Aber Wehe, man wechselt nun auf C oder G. Für universellen Einsatz bleibt folglich nur die möglichst perfekte gleichschwebend-temperierte Stimmung.

8.1.6 Die gespreizte Stimmung

Von Klavierstimmern ist bekannt, dass sie nicht exakt temperiert, sondern leicht gespreizt stimmen. Insbesondere in ganz tiefen und ganz hohen Lagen können dadurch Abweichungen von bis zu 30 cent entstehen. Als Gründe werden Teiltonspreizung, aber auch verengende Tonhöhenwahrnehmung genannt. Jedoch: Im gitarrenrelevanten Tonhöhenbereich ist der Effekt mit ca. 2 cent/Oktave gering ausgeprägt, und die im Vergleich zu Gitarrensaiten viel dickeren Klaviersaiten sind kein adäquates Pendant. Buzz Feiten hat sich die gespreizte Stimmung patentieren lassen, siehe Kap. 7.3. Fender empfiehlt hingegen, die Oktave am 12. Bund mit höchstens 1 cent Fehler exakt einzustellen – ohne Spreizung. Möge ein jeder nach seiner Façon selig werden.

© M. Zollner 2004 - 2009

8.2 Frequenz und Tonhöhe

Die **Frequenz** ist eine Größe aus der Welt der Physik, während die **Tonhöhe** als sensorische Wahrnehmungsgröße zum Hörereignis gehört. Üblicherweise misst man die Frequenz in Hz, und gibt damit die Schwingungsanzahl pro Sekunde an. Die Einheit Hertz, abgekürzt Hz, ist nach dem Physiker Heinrich Hertz benannt. Kehrwert der Frequenz ist die Periodendauer, kurz **Periode** genannt. Zu einem Ton der Frequenz f = 500 Hz gehört die Periode T = 2 ms. Die **Tonhöhe** kann entweder im Selbstversuch bestimmt werden (Introspektion), oder indirekt im Fremdversuch durch Auswerten der Reaktion einer Versuchsperson. Obwohl die Tonhöhe eine subjektiv bewertete Größe ist, kann sie numerisch gemessen werden. **Messen** heißt, einer Objektmenge nach festgelegten Regeln Zahlen zuzuordnen, die innerhalb sinnvoller Fehlergrenzen reproduzierbar sein sollten. Was man als sinnvoll ansieht, ist allerdings wieder eine sehr subjektive Entscheidung[♣]. Die meisten psychometrischen Versuche ergeben intra- und interindividuelle **Streuungen**: Ein und dieselbe Versuchsperson kann beim mehrmaligen Durchführen eines Versuchs unterschiedliche Bewertungen abgeben (intraindividuelle Streuung), die Urteile verschiedener Versuchspersonen können sich bei je einmaliger Darbietung aber auch unterscheiden (interindividuelle Streuung).

8.2.1 Frequenzmessung

Einfache Frequenzmessgeräte zählen die Anzahl der pro Zeitintervall erfolgten Schwingungen. 5 Schwingungen pro 0,1 s ergibt 50 Hz. Unter Schwingung wird immer die komplette Periode verstanden, bei der Saite also von der Ruhelage ausgehend: Schwingen in eine Richtung, Umkehren am Scheitelpunkt, Durchschwingen durch die Ruhelage in Gegenrichtung, Umkehren am anderen Scheitelpunkt, Rückschwingen zur Ruhelage. Bei einer idealen Schwingung sind Begriffe wie Frequenz oder Periode somit leicht definierbar, aber reale Schwingungen sind nicht ideal. Die Signaltheorie definiert einen **periodischen** Vorgang als *in identischer Form unendlich oft wiederholt.* Ein Sinuston ist somit periodisch, und hat eine einzige Frequenz. Auch ein aus einem 100-Hz-Ton und einem 200-Hz-Ton zusammengesetzter Klang (den man in der Musik auch Ton nennen würde), ist periodisch (**Abb. 8.10**). Da hierbei aber mehr als eine Frequenz auftauchen, nämlich 100 Hz und 200 Hz, ist in **Teiltonfrequenz** (auch Partialtonfrequenz genannt) und **Grundfrequenz** zu unterscheiden. Die Grundfrequenz ist aber nicht zwangsläufig die des tiefsten Teiltons, sondern der Kehrwert der Periode. Das Schwingungsbild eines aus 200 Hz, 300 Hz und 400 Hz bestehenden Klangs wiederholt sich nach 10 ms; deshalb ist seine Grundfrequenz 100 Hz, auch wenn in diesem Klang gar kein Teilton mit 100 Hz vorkommt. Allgemein gesagt ist die Grundfrequenz der größte gemeinsame Teiler aller Teiltonfrequenzen, und die Periode ist das kleinste gemeinsame Vielfache aller Teiltonperioden.

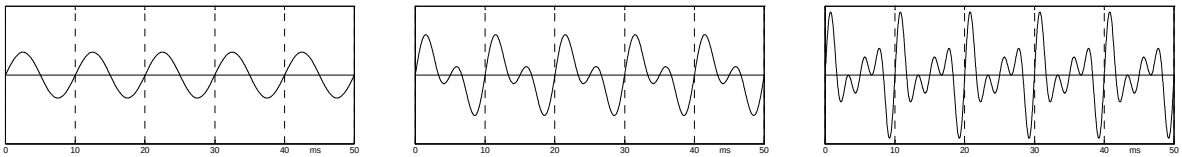


Abb. 8.10: Sinuston (100Hz), Zweitonklang (100|200Hz), Dreitonklang (200Hz|300Hz|400Hz); je 0–50ms.

[♣] Der Autofahrer, dessen Fahrzeug gerade einen hochfrequenten Radarstrahl reflektiert hat, wird möglicherweise mehr Toleranz fordern als die von Bußgeldern profitierende Gemeindeverwaltung.

© M. Zollner 2004 - 2009

Offensichtlich muss ein Ton nicht monofrequent sein, um *eine* Frequenz (exakt: Eine Grundfrequenz) zu haben. Theoretisch können sogar – wie beim idealen Rechteckton – unendlich viele Teiltöne vorhanden sein. Die Teiltöne müssen aber **harmonisch** sein, d.h. ihre Frequenzen müssen ganzzahlige Vielfache der Grundfrequenz sein. Das ist z.B. bei idealen Irrationalzahlen wie $\sqrt{2}$ und $\sqrt{3}$ nicht möglich. In der Praxis sind Frequenzangaben aber immer nur mit endlicher Stellengenauigkeit möglich, z.B. 1,414 Hz und 1,732 Hz. Falls es sich hierbei nun um gerundete Wurzeln handelt, wäre die Angabe: "Die Grundfrequenz ist 0,001 Hz" sehr willkürlich. Und übrigens auch nicht im Sinne des ggT: Zumindest 0,002 Hz ist ein gemeinsamer Teiler. Das Problem mit den Irrationalzahlen ist weniger akademisch, als man zunächst glauben möchte: Saitenschwingungen sind nämlich niemals exakt periodisch. Ihr Abklingen gibt jeder "Periode" eine andere Amplitude, und ihre Teiltöne sind wegen der Biegesteifigkeit und der damit auftretenden dispersiven Wellenausbreitung **unharmonisch**. Nehmen wir an, das Abklingen erfolgt so langsam, dass seine Auswirkungen auf die spektrale Reinheit vernachlässigt werden können. Nehmen wir weiter an, die Analyse eines Gitarrentons hätte vier Teiltöne bei den Frequenzen 100 Hz, 201 Hz, 302 Hz und 404 Hz ergeben. Was ist die Frequenz dieses Tones? Es macht wenig Sinn, 1 Hz als Grundfrequenz zu spezifizieren, und die Teiltöne zur 100., 201., 302. und 404. Harmonischen zu ernennen. Es bleibt nur die ernüchternde Erkenntnis: **Ein Gitarrenton hat keine Grundfrequenz**. Aber er hat eine Tonhöhe! Die Ermittlung dieser Tonhöhe bleibt einem späteren Abschnitt vorbehalten, zunächst muss noch geklärt werden, was dann ein **Stimmgerät** macht, und warum eine Saite trotzdem gestimmt werden kann.

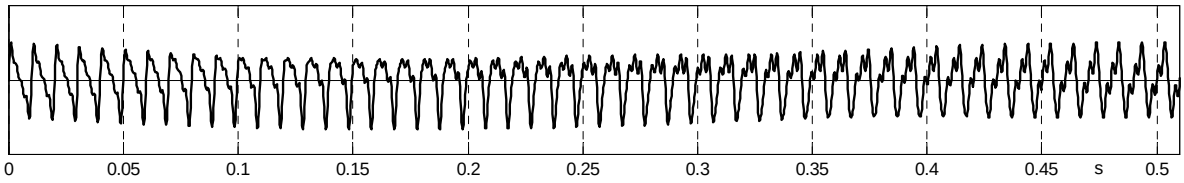


Abb. 8.11: Viertonklang, f_1 = 100Hz, f_2 = 201Hz, f_3 = 302Hz, f_4 = 404Hz. $1/f$ –Hüllkurve; t = 0 – 0,5 s.

Abb. 8.11 zeigt die ersten 0,5 Sekunden eines aus den o.a. Frequenzen zusammengesetzten Viertonklangs. Wieviele Perioden treten während dieser Zeit auf? Wenn man versucht, die Maxima zu zählen, kommt man in Bildmitte etwas in Bedrängnis, kann sich aber mit der Erkenntnis an den rechten Bildrand retten, dass es ca. 49¾ Perioden sind. Aber was heißt hier "Periode"? Auge bzw. Gehirn versuchen halt, so gut sie können, visuelle Glättungen (Filterungen!) und lokal begrenzte Autokorrelationen vorzunehmen, und eine *visuelle* Bewertung abzuliefern. Was anders sollte ein visuelles System auch machen. Ob das aber für akustische Signale hilfreich ist? Wie könnte ein exakter Algorithmus aussehen? Einfache Messgeräte bestimmen den steigenden (oder fallenden) Nulldurchgang. Das führt zwischen 0,15 – 0,2 s und zwischen 0,35 – 0,45 s zu erheblichen Problemen. **Glättung**, d.h. Tiefpassfilterung, ist natürlich ein Weg – aber dann wird die Frequenz des *gefilterten* Signals bestimmt. Im Extremfall lässt der Glättungstiefpass nur die 100-Hz-Schwingung durch; dann ist Frequenzmessung natürlich einfach. Die meisten elektronischen Stimmgeräte haben vermutlich ein Tiefpassfilter eingebaut, das saitenspezifisch oder zumindest instrumentspezifisch filtert. Außerdem akzeptieren sie kleinere Abweichungen vom Sollwert. Trotzdem kann es passieren, dass die Anzeige zwischen korrekt und falsch hin- und herpendelt. Der versierte Gitarrist dreht dann den Klangregler zu (Tiefpassfilter), oder reduziert seine Genauigkeitsansprüche. Manche zelebrieren auch den Akt: Der Gitarrist stimmt immer, die Gitarre stimmt nie.

© M. Zollner 2004 - 2009

Die Abb. 8.11 zugrunde gelegten Frequenzen zeigen die prinzipielle Problematik, übertreiben aber den Sachverhalt. Die bei E-Gitarren typische Teiltonspreizung beträgt für die E_2-Saite bei 500 Hz ca. 0,2%, bei 1 kHz ca. 1%. Aber immerhin: Ist der 12. Teilton der tiefen E-Saite mit wesentlichem Pegel im Gesamtsignal vertreten, so entsteht eine u.U. störende Diskrepanz von ungefähr 9 Hz zwischen der idealen Lage ($12 \cdot 82{,}4\,\text{Hz} = 988{,}8\,\text{Hz}$) und der realen Lage (997,7 Hz). Für eine präzise Stimmung wäre ein derartiger Fehler inakzeptabel. Die Amplituden der höheren Teiltöne klingen aber viel schneller ab als die der tiefen Teiltöne, und deshalb bringen die meisten Stimmgeräte eine akzeptable Anzeige zuwege – zumal der Gitarrist die zu stimmende Saite weich anschlägt, um die Obertöne nicht zu sehr zu betonen. Bei den tiefen Teiltönen der tiefen E-Saite ist die Inharmonizität dann ziemlich unproblematisch: 0,02% beim zweiten und 0,05% beim dritten Teilton. Bei den höheren Gitarrensaiten ergeben sich bezüglich der Inharmonizität noch weniger Probleme: Wegen geringerer Saitendicke spielt die Biegesteifigkeit eine geringere Rolle, und die Anzahl der störenden Teiltöne sinkt wegen der Tiefpassbegrenzung des Tonabnehmers.

Als Fazit bleibt somit festzuhalten: Auch wenn die aus unharmonischen Teiltönen aufgebaute Saitenschwingung theoretisch keine Grundfrequenz hat, in der Praxis ermittelt ein Stimmgerät die Frequenz der Grundschwingung bzw. einen Wert, der diesem sehr nahe kommt. Ob das Gehör auch zu diesem Ergebnis kommt, ist hingegen eine ganz andere Frage (Kap. 8.2.3).

8.2.2 Frequenz- und Tonhöhengenauigkeit

Es wäre naheliegend, nach einem Kapitel über Frequenzmessung die Tonhöhenbestimmung ausführlicher zu erläutern. Zunächst werden aber Fehler und wünschenswerte Genauigkeit vorgestellt, um die im dann folgenden Kapitel dargelegten Gehöreigenschaften besser bewerten zu können.

Die Messung der Frequenz eines streng periodischen Tones ist mit für Musiker mehr als ausreichender Genauigkeit möglich. Präzisionsfrequenzzähler haben relative Messfehler im Bereich um 10^{-5}; auch 10^{-6} ist nicht unmöglich. Beispielsweise führt bei einer Uhr ein Fehler von 10^{-5} zu einer Ungenauigkeit von 1 Sekunde / Tag. Das Problem liegt nicht in der zugrunde liegenden Referenz (geheizte Quarzgeneratoren sind hochgenau), sondern im zu messenden Signal. Wenn dieses nicht exakt identische Perioden aufweist, wird die Messung schwierig. Bei genau bekannter Kurvenform ist Frequenzmessung einfach und schnell: Mit Ausnahme einiger weniger Punkte (z.B. Nulldurchgang) reichen drei Punkte einer Sinusschwingung, um die drei Freiheitsgrade: Amplitude, Phase und Frequenz zu ermitteln. Theoretisch dürfen diese drei Punkte in sehr kurzem Abstand aufeinander folgen, und somit sind hohe Messgenauigkeit und kurze Messdauer keine Gegensätze. Diese sehr theoretischen Erkenntnisse der Funktionsanalysis helfen aber bei der Frequenzmessung nicht weiter, denn hierbei ist der Kurvenverlauf nicht bekannt, und dann gilt: **Messdauer** und **Frequenzgenauigkeit** sind zueinander reziprok. Wenn Frequenzmessung auf Periodenzählen beruht, ist für 0,1 Hz Genauigkeit eine Messdauer von 10 s erforderlich. Interaktives Stimmen wird bei derart langen Zeiten natürlich unmöglich. Frequenzverdopplung bzw. Halbperiodenmessung könnten Vorteile bringen, setzen aber voraus, dass das Tastverhältnis bekannt ist – was bei Instrumententönen nicht der Fall ist. Somit bleibt nur, die Frequenz einzelner Teiltöne zu ermitteln. Vermutlich wird in den meisten Fällen die Frequenz des Grundtons (1. Teiltons) bestimmt, und als Saitenfrequenz angegeben.

© M. Zollner 2004 - 2009

Nicht nur mit Blick auf das Messverfahren muss der Messdauer Beachtung geschenkt werden; es ist auch zu berücksichtigen, dass das zu messende Signal **zeitvariant** ist. Die Amplituden der Teiltöne nehmen als Funktion der Zeit unterschiedlich schnell ab, es ändern sich aber auch die **Teiltonfrequenzen**. Dies hängt damit zusammen, dass die Saite beim Verlassen ihrer Ruhelage länger, und somit stärker gespannt wird. Je größer die Schwingungsamplitude, desto höher die Frequenz. Des weiteren ist zu berücksichtigen, dass eine reale Saitenschwingung niemals genau **in einer Ebene** erfolgt. Während des Ausschwingens dreht sich die Schwingungsebene, was auch als Überlagerung zweier orthogonaler Schwingungen aufgefasst werden kann. Diese beiden Schwingungen können sich wegen richtungsabhängiger Lagerimpedanzen in ihren Frequenzen geringfügig unterscheiden, und somit treten über der Zeit Amplituden- und Frequenzänderungen auf.

Ein (nicht repräsentativer) Feldversuch sollte Anhaltspunkte liefern, wie genau – trotz all dieser Schwierigkeiten – Saitenfrequenzen gemessen werden können. Aus der Vielzahl der am Markt erhältlichen digitalen **Stimmgeräte** wurden drei ausgewählt und mit Sinusgenerator und Präzisionszähler überprüft. Der Bereich, innerhalb dessen die Messung als "gut" angezeigt wurde, betrug ±1,6‰, ±2,0‰, ±2,3‰, im Mittel also **±2‰**, entsprechend **±3,5 cent**. Um nicht missverstanden zu werden: Die drei untersuchten Stimmgeräte zeigten nicht "falsch" an, vielmehr wurden beispielsweise alle Frequenzen zwischen 439,4 und 440,7 Hz als *korrekt auf A gestimmt* bewertet. Die Breite dieses Toleranzintervalls ist ein Kompromiss zwischen hoher Genauigkeit einerseits, die aber wegen der o.a. Probleme u.U. nie erreicht werden kann, und leichter erreichbarer "Stimmung" andererseits, die aber wegen hörbarer Abweichung vom Idealwert nicht akzeptiert wird.

Den zeitlichen Ablauf einer Messung zeigt **Abb. 8.12**. Hierfür wurden mit einem Stimmgerät (Korg GT-2) die Stimmungen zweier Gitarren gemessen; die vom Messinstrument angezeigten Abweichungen vom Sollwert sind über einer Messzeit von 8 Sekunden für jede Saite dargestellt. Jeweils bei $t = 0$ wurde die Saite normal angezupft; alle nicht beteiligten Saiten waren bedämpft, um Interferenzen zu vermeiden. Bei der Tennessean fällt auf, dass die Tonhöhe während der ersten Sekunden deutlich abnimmt. Der Effekt wurde nicht näher untersucht, Ursache sind möglicherweise die relativ dünnen Saiten, deren mittlere Zugspannung beim starken Schwingen erhöht wird. Zum Ende der dargestellten Messdauer nehmen die Abweichungen zu, was am abnehmenden Signalpegel liegt. Bei der Ovation (gemessen wurde das Piezosignal) zeigen sich auch zwischendurch immer wieder Schwankungen; deren Ursache wurde genauer analysiert.

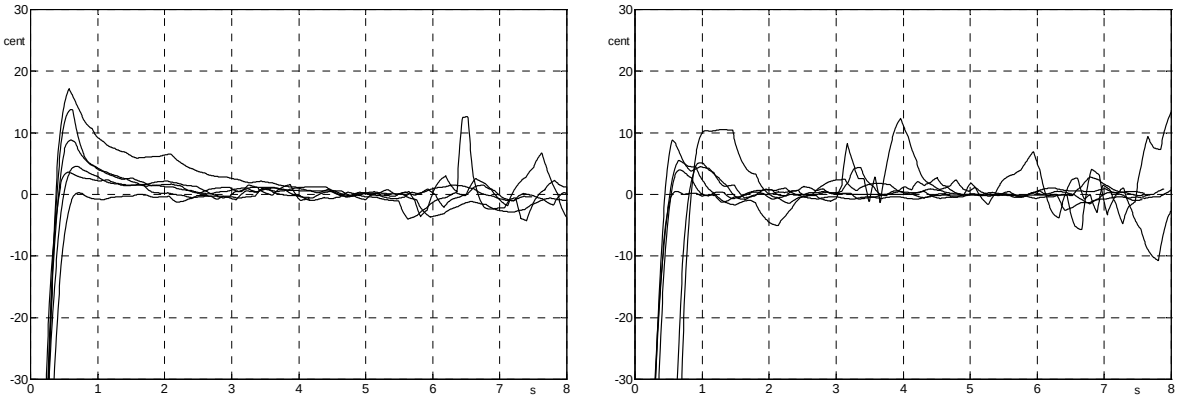


Abb. 8.12: Tonhöhenmessung mit dem Stimmgerät Korg GT-2. Tennessean (links), Ovation SMT (rechts).

© M. Zollner 2004 - 2009

In **Abb. 8.13** wird die gemessene Tonhöhe mit dem Zeitverlauf des Grundtonpegels verglichen. Signalgeber ist in beiden Fällen die angezupfte h-Saite der Ovation SMT. Bei 3,4 s erkennt man ein Minimum im Verlauf des Grundtonpegels. Mit einer Verarbeitungs-Totzeit von ca. 0,5 s lassen sich die Tonhöhenschwankungen um 4 s erklären; die restlichen Schwankungen können nicht sicher zugeordnet werden.

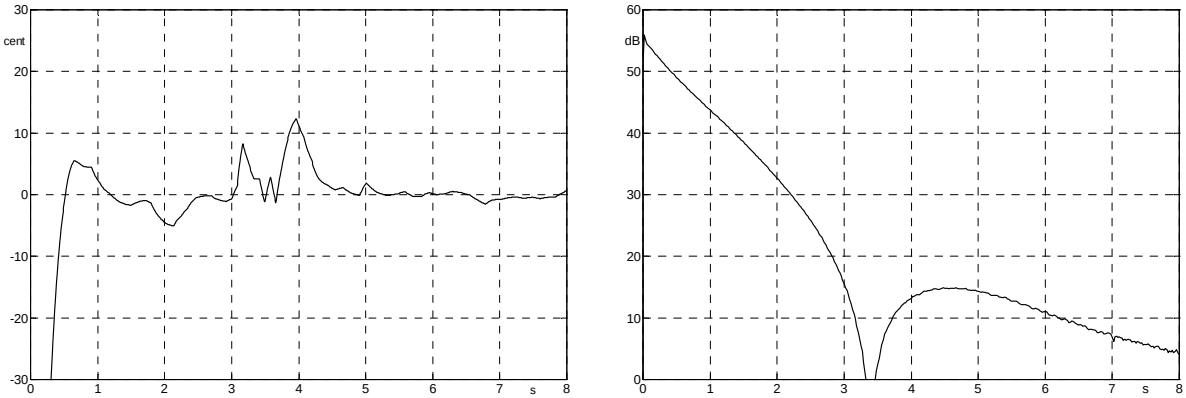


Abb. 8.13: Gemessene Tonhöhenabweichung, Grundtonpegel; Ovation SMT, h-Saite bei $t = 0$ angezupft.

Die Messungen zeigen, dass trotz vermeintlich digitaler Präzision mit erheblichen Schwankungen des Anzeigewertes zu rechnen ist. Da das Stimmgerät bei Betrieb an einem Präzisionsgenerator sehr genau und ohne nennenswerte Schwankungen anzeigt, kommt als Ursache nur der Gitarrenton selbst in Frage. Je "lebendiger" er ist, desto stärker fluktuiert das Mess-Ergebnis bzw. schwankt die Tonhöhe.

An diese Stelle passt ein kurzer Exkurs in die Grundlagen der **Thermodynamik**. Der lineare Ausdehnungskoeffizient beschreibt, wie sich Abmessungen in Abhängigkeit von der Temperatur verändern. Falls die Abmessungen eingeprägt (erzwungen) sind, ändert sich bei Temperaturänderung die mechanische Spannung. Für Stahlsaiten bedeutet dies: Die ungespannte Saite verlängert sich bei +1°C Temperaturerhöhung um $16 \cdot 10^{-6}$. Dies scheint unbedeutend, verglichen mit den o.a. 2‰. Allerdings muss berücksichtigt werden, dass für die Änderung der Saitenfrequenz die relative *Spannungs*änderung zu berücksichtigen ist. Typischerweise muss eine E_2-Saite um ca. 1,5 mm gedehnt (gespannt) werden, um richtig gestimmt zu sein. Und in Relation zu diesen 1,5 mm ist die durch Temperaturänderung hervorgerufene Längenänderung zu sehen. Die relative Frequenzänderung entspricht (Wurzel!) der halben relativen Dehnungsänderung. Dies bedeutet für das Beispiel: **Bei 1°C Temperaturänderung ändert sich die Saitenfrequenz um 5,3‰.** Hierbei wurde angenommen, dass die Abmessungen von Hals/Korpus unverändert blieben, was wegen der sehr unterschiedlichen thermischen Zeitkonstanten im Kurzzeitbereich Berechtigung hat. Ein Versuch bestätigte: Als eine gestimmte Gitarre (Gibson ES335) aus dem Zimmer ins Freie gebracht wurde, erhöhte sich innerhalb weniger Sekunden die Frequenz der E_2-Saite um 12‰; im Freien war es einige Grad kühler als im Zimmer. Umgekehrt folgt daraus: Wer die Stimmung der Gitarre auf 1‰ konstant halten möchte, muss fordern, dass kurzfristige Temperaturschwankungen unter 0,2°C bleiben ☺.

Die wichtigste Frage wurde bis zuletzt aufgespart: **Wie präzise ist eigentlich das Gehör?** In der Terminologie der Psychoakustik: Wie groß ist die Tonhöhenunterschiedsschwelle? Hierzu kann man sehr unterschiedliche Antworten finden, je nach Versuchsmethodik. Grundsätzlich ist zwischen dem **Sukzessivpaar** (2 Töne folgen zeitlich nacheinander) und dem **Zweiklang** (2 Töne werden gleichzeitig gespielt) zu unterscheiden.

© M. Zollner 2004 - 2009

Bei der gleichzeitigen Darbietung zweier Töne können u.U. äußerst kleine Frequenzabweichungen bemerkt werden. Wenn man z.B. zwei 1-kHz-Sinustöne um 0,1 Hz gegeneinander verstimmt, so entsteht eine Schwebung, d.h. ein an- und abschwellender Ton, dessen Amplitude alle 10 Sekunden seinen Maximalwert erreicht. Diese Dauer ist gering, verglichen mit der durchschnittlichen Lebenserwartung, und auch klein gegenüber der Duldungsdauer üblicher Versuchspersonen, und somit gut beobachtbar. Auch 0,01 Hz sind aus gleichem Grund beobachtbar, ab 0,001 Hz wird dann vielleicht die endliche Geduld der Versuchsperson zum Problem. Bezogen auf 1000 Hz sind 0,001 Hz bereits 10^{-6}. Daraus aber zu folgern, die Frequenzauflösung des Gehörs würde immer 0,001‰ betragen, ist Unsinn – das Ergebnis ist nur versuchsbezogen nutzbar.

Ein großer Teil der Musik besteht aber aus Zwei- und Mehrklängen; was gilt hier? Die Antwort muss unbefriedigend bleiben, weil Musik vielgestaltig ist, aber grobe Richtlinien gibt es. Eine erste Grenze wird durch die Klangdauer definiert. Wenn ein Zweiklang nur 1 Sekunde dauert, können 0,1 Hz Frequenzabweichung nicht bemerkt werden. Bei lang ausgehaltenen Klängen fällt das Erkennen von Frequenzunterschieden prinzipiell leichter, aber: Lang ausgehaltene Noten werden häufig mit **Vibrato** gespielt (zur Terminologie siehe Kap. 10.8.2), dann fallen kleine Verstimmungen weniger auf. Nun können zwar nicht alle Instrumente ein Tonhöhen-Vibrato erzeugen. Häufig sorgt dann aber mehrchörige Auslegung dafür, dass bereits bei Einzeltönen hörbare Modulationen auftreten. Beispielsweise werden beim Klavier die meisten Töne von zwei oder drei sehr ähnlich gestimmten Saiten erzeugt, da sind Schwebungen systemimmanent. Auch wenn man versucht, alle Saiten eines Klaviertones auf exakt gleiche Tonhöhe zu stimmen, entstehen wegen überkritischer Saitenkopplung Schwebungen. Ob nun neben den im Einzelton hörbaren Schwebungen die beim Zusammenklang zusätzlich entstehenden Schwebungen als eigenes Merkmal hörbar werden – das hängt von zu vielen Faktoren ab, als dass es mit einfachen Algorithmen fassbar wäre. Mit Blick auf die Häufigkeitsverteilung der Dauer musikalischer Töne, und unter Berücksichtigung der auditiven Schwankungsbewertung, kann eine vorsichtige Prognose erfolgen: Ab etwa 1 s Hüllkurvenperiode verlieren Schwebungen an sensorischer Bedeutung; dem entspricht eine diesbezügliche Frequenzauflösung von etwa 1 Hz.

Bei der **zeitlich aufeinanderfolgenden Darbietung** zweier Töne sind Schwebungen ausgeschlossen. Meinen viele Psychoakustiker. Entscheidend ist hierbei aber nicht, welche Schalle generiert werden, sondern was bei der Versuchsperson ankommt. Schalldarbietungen in einem Raum sind immer von **Reflexionen** begleitet, die, so sie in Massen auftreten, **Hall** genannt werden. Wenn die Pause zwischen den sukzessiv dargebotenen Tönen zu kurz ist, entsteht im Übergang vielleicht doch eine kurze Schwebung, die u.U. gehört wird. Deshalb sollten derartige Versuche nur mit Kopfhörerdarbietung erfolgen. Der Raum als Übertragungssystem birgt noch weitere Gefahren: Wegen der Überlagerung zeitlich verschachtelter Reflexionen wird die Impulsantwort in die Breite gezogen; ihre Fouriertransformierte, die Übertragungsfunktion, bekommt selektive Maxima und Minima, und dazwischen einen steilflankigen Verlauf. Eine Frequenzänderung von 1 Hz, die als solche vielleicht unhörbar wäre, erfährt hierdurch eine Pegeländerung von mehreren dB, und das Gehör bemerkt die Änderung. Ursache ist dann zwar die Frequenzänderung, für die Detektion maßgeblich ist aber die Amplitudenunterschiedsschwelle des Gehörs.

Die **Frequenzunterschiedsschwelle** von (sukzessiv über Kopfhörer dargebotenen) Sinustönen, deren Dauer 0,2 s nicht unterschreitet, beträgt im Frequenzbereich unter 500 Hz ca. 1 Hz; über 500 Hz ca. 2‰. Verkürzung der Dauer < 0,2 s verschlechtert die Unterschiedsschwelle. Diese Daten sind Mittelwerte aus einer größeren Zahl psychoakustischer Experimente.

© M. Zollner 2004 - 2009

Bei einem Sinuston lässt sich leicht feststellen, ob er zum 1-Hz-Kriterium gehört, oder zum 2‰-Kriterium: Die Grenze liegt bei 500 Hz, hier gehen beide Grenzwerte[♣] ineinander über. Bei einem aus mehreren Teiltönen zusammengesetzten Ton (Klang) ist diese Entscheidung nicht mehr so einfach. Bei der E_2-Saite liegen die ersten 6 Teiltonfrequenzen unterhalb von 500 Hz, alle weiteren oberhalb. In solchen Fällen gilt: Frequenzänderungen werden hörbar, wenn bei mindestens einem (hörbaren) Teilton die Frequenzunterschiedsschwelle überschritten wird. Im Falle der E_2-Saite ist somit nicht von 1 Hz / 82,4 Hz ≙ 12‰ auszugehen, sondern vom 2‰-Obertonkriterium. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem bei Stimmgeräten gefundenen Toleranzbereich. Umgerechnet auf die bei Musikern gängige Einheit cent erhält man für den Tonhöhentoleranzbereich **3 – 5 cent**. Mit cent wird der hundertste Teil eines Halbtonintervalls bezeichnet, 1 cent ≙ 0,58‰. Die manchmal geforderte 1-cent-Genauigkeit ist übertrieben: Bei der Gitarre müsste hierfür die Saitentemperatur auf ca. 0,1°C konstant bleiben, und das wird schwierig bei heißen Rhythmen. Lässt sich die Gitarre mit einer Genauigkeit von ±2‰ stimmen, ist man auf der sicheren Seite (bzw. Saite). Woraus aber nicht geschlossen werden darf, dass alle größeren Abweichungen bereits als falsch gestimmt wahrgenommen werden. Das Gehör ist im Einzelfall nämlich auch zu großen Kompromissen bereit.

8.2.3 Die Tonhöhenwahrnehmung

Es wurde schon darauf hingewiesen, dass Tonhöhe und Frequenz zwei verschiedene Größen sind (Kap. 8). Das Gehör ermittelt die Tonhöhe nach komplizierten Algorithmen, deren umfassende Darstellung den Rahmen dieser Arbeit sprengen würde (hierüber existiert Spezialliteratur). Erster wichtiger Verarbeitungsschritt ist die Frequenz/Orts-Transformation im Innenohr (Cochlea): Im Inneren der schneckenförmigen Cochlea läuft eine Wanderwelle, deren Maximum von Amplitude und Frequenz der Schallwelle abhängt. Winzige Sinneshärchen reagieren auf die Bewegung dieser Wanderwelle und senden Nervenimpulse über verschiedene Nervenfasern ans Gehirn, wo eine weitergehende Verarbeitung stattfindet. Ein normal angeschlagener Gitarrenton besteht aus einer Vielzahl fast harmonischer Teiltöne. So ungefähr die ersten 6 – 8 dieser Teiltöne führen zu unterscheidbaren lokalen Wanderwellenmaxima, die höheren Teiltöne werden zu Gruppen zusammengefasst verarbeitet.

Normalerweise hören wir beim Anzupfen einer Saite nicht die einzelnen Teiltöne, sondern einen komplexen Ton mit *einer* Tonhöhe. Mit etwas Aufwand lassen sich aber einzelne Teiltöne heraushören: Hierzu unterdrückt man zunächst mit einem Sperrfilter (Notchfilter) den betreffenden Teilton, und schaltet dann die Filterwirkung ab, sodass wieder das Originalsignal wiedergegeben wird. Ab diesem Moment wird der betreffende Teilton für einige Sekunden hörbar, um dann wieder mit seinen Kollegen zu einem integralen Klangereignis zu verschmelzen. Voraussetzung hierfür ist ausreichende Teiltonamplitude; der Teilton darf nicht von seinen spektralen Nachbarn so stark verdeckt sein, dass er zum Höreindruck gar nichts beiträgt. Wie Einzelelemente zu Gruppen zusammengefasst werden, ist seit langem ein Forschungsthema der Gestaltpsychologen, das zunächst für das visuelle System die **Gestaltgesetze** ergab (siehe Kap. 8.2.4). Insbesondere das "Gesetz des gemeinsamen Schicksals" spielt auch im auditiven System eine dominierende Rolle, wenn es darum geht, die einzelnen Teiltönen eines komplexen Klangereignisses zu gruppieren, sie Schallquellen zuzuordnen, und denen wiederum Attribute wie z.B. eine Tonhöhe zuzuordnen.

[♣] Sowohl 1 Hz als auch 2‰ sind als Richtwerte zu interpretieren, die individuellen Streuungen unterliegen.

© M. Zollner 2004 - 2009

Bei komplexen Klängen, deren Teiltöne *exakt harmonisch* liegen, funktioniert die Tonhöhenerkennung in der Regel ganz gut – insbesondere, wenn viele Teiltöne vorhanden sind. Wie beim visuellen System mit seinen optischen Täuschungen sind aber auch im auditiven Bereich spezielle Klänge bekannt, die zu scheinbar paradoxen Wahrnehmungen führen. Liegen die Teiltonfrequenzen *unharmonisch*, was z.B. bei Glocken die Regel ist, so erarbeitet der Tonhöhenalgorithmus Schätzwerte mit Wahrscheinlichkeiten. Hierbei kann durchaus der Fall eintreten, dass sich eine Versuchsperson nicht zwischen zwei Tonhöhen entscheiden kann, oder dass zwei Versuchspersonen demselben Schall völlig unterschiedliche Tonhöhen zuweisen. Saitentöne sind aber nur schwach inharmonisch, im schlimmsten Fall sind da Oktavverwechslungen vorstellbar. In der Regel wird als **Tonhöhe eines Saitentones** ein Wert ermittelt, der nahe beim Grundton liegt, mit diesem aber nicht identisch ist. Das Gehör weist in einem ersten Schritt allen nichtverdeckten Teiltönen ihre **Spektraltonhöhen** zu, und ermittelt daraus über eine spektrale **Bewertungskurve**, die bei **ca. 700 Hz** ein flaches Maximum aufweist[♣], die **virtuelle Tonhöhe**. Tief- und hochfrequente Teiltöne tragen somit zur Tonhöhe weniger bei als mittelfrequente Teiltöne. Dass insbesondere nicht der Saitengrundton die wahrgenommene Tonhöhe definiert, zeigen Versuche von Plomp[♥]: Hierbei wurde bei einem Klavierton die Frequenz des Grundtons um 3% erniedrigt, während gleichzeitig die Frequenzen aller anderen Teiltöne um 3% erhöht wurden; die wahrgenommene Tonhöhe erhöht sich dadurch um 3%. Zwar kann der Grundton (je nach Pegel) großen Einfluss auf die **Klangfarbe** haben, für die Tonhöhe ist er – sofern genügend Obertöne vorhanden sind – eher unwichtig.

Bei der **Gitarre** sind nun aber die Obertöne zu hohen Frequenzen hin progressiv verschoben (bei 1 kHz durchaus +15 cent). Rechnet man hiervon auf die Tonhöhe zurück, ergibt sich ein Wert, der höher ist als der eines **Stimmgerätes**, das nur den Grundton analysiert. Bevor nun aber der Eindruck entsteht, dann müsse beim Stimmen das Stimmgerät eben um 15 cent mehr anzeigen (was nicht der Fall ist), sei zumindest in Stichworten darauf verwiesen, dass die gehörte Grundtonhöhe (bzw. -frequenz) nicht einfach der *n*-te Teil der Frequenz des *n*-ten Teiltones ist: Fastl/Zwicker [12] berichten von Hörversuchen mit harmonisch-komplexen Tönen, deren wahrgenommene Tonhöhe *niedriger* ist als die objektive Grundfrequenz – der Fehler des o.a. Stimmgerätes tendiert somit in dieselbe Richtung wie das Gehör. Ergänzend ist auch noch zu berücksichtigen, dass die Tonhöhe (trotz konstanter Teiltonfrequenzen) vom **Schallpegel** abhängt: Mit zunehmendem Pegel nimmt die Tonhöhe ab, und zwar durchaus bis zu 5 cent pro 10 dB. Noch größere Effekte können **Zusatzschalle** hervorrufen, die sich dem Gitarrenton überlagern: Die Literatur [12] nennt hierfür Verschiebungen, die im Extremfall bis zum Halbtonabstand gehen können! Auch wenn derart große Verstimmungen nicht zum Gitarrenalltag gehören: Alles in allem erkennt man ein weites Feld, das viel Raum für Grundlagenversuche lässt. Das aber auch klar zum Ausdruck bringt: **Ein centgenaues Stimmen ist nicht möglich**. Auch wenn einzelne Teiltonfrequenzen mit hoher Präzision messbar und einstellbar sind – ob's "stimmt", entscheidet das Gehör, und zwar nach komplizierten, sehr individuellen und situationsbedingten Kriterien. Dass in Laborversuchen Tonhöhenunterschiede von **3 – 5 cent** erkannt werden, bedeutet noch nicht, dass diese Genauigkeit generell einzuhalten ist. Ein verbindlicher Grenzwert für hörbar verstimmte Töne kann nicht angegeben werden, weil zu viele Parameter den Einzelfall bestimmen, aber für die Praxis hat sich die Faustregel bewährt: **5 cent maximale Verstimmung sind wünschenswert**, 10 cent häufig akzeptabel. Hörer mit goldenen Ohren dürfen diese Zahlen aber auch gerne halbieren.

♣ Terhardt E.: Pitch, Consonance, and Harmony. JASA 55 (1974), 1061–1069.

♥ Plomp R.: Pitch of complex tones. JASA 41 (1967), 1526–1533.

© M. Zollner 2004 - 2009

8.2.4 Teilton-Gruppierung

Es ist üblich, Saitenschwingungen als Summe unterschiedlich abklingender Teiltöne zu beschreiben. Diese "Entwicklung nach harmonischen Reihengliedern" ist nicht zwingend, aber das Standardwerkzeug der Spektralanalyse, das seine Berechtigung u.a. aus der Hydromechanik des Innenohrs[♣] ableitet. Auch wenn es letztlich ein Modell ist: Der Gitarrenton "besteht aus" Teiltönen. Nun hören wir aber beim Anzupfen einer Saite nicht eine Vielzahl einzelner Töne, sondern *einen* Ton – es gibt bei der auditiven Wahrnehmung folglich **Gruppierungs-Mechanismen**, die aus den auf niedriger Verarbeitungsebene gewonnenen Spektraltonhöhen (der nichtverdeckten Teiltöne) Gruppen zusammengehöriger Teiltöne bilden. Das Gehirn, die menschliche CPU, erhält über die Sinnesrezeptoren Informationen und wertet sie aus, d.h. reduziert durch Kategorisierungs- und Entscheidungsprozesse diese immense Datenflut. Als Beispiel: Nur eine Sekunde einer Musik-CD enthält 1,4 Millionen bit Information! Ob davon tatsächlich 50 bit (pro Sekunde) ins Bewusstsein gelangen, wie Psychologen vermuten, oder ein paar mehr oder ein paar weniger: Der überwiegende Teil der ankommenden Information muss "weggeworfen" werden. Aber welcher?

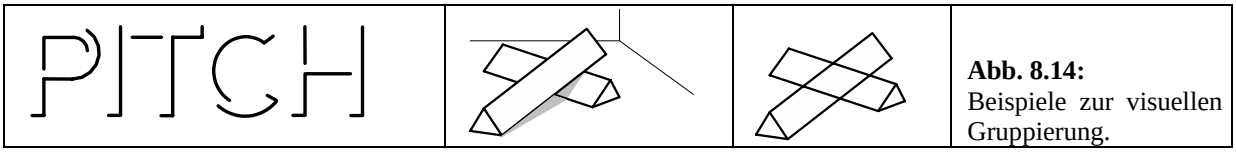


Abb. 8.14: Beispiele zur visuellen Gruppierung.

Gestaltpsychologen wie z.B. Max Wertheimer haben aus Versuchen zur visuellen Wahrnehmung **Gestaltgesetze** formuliert, die auch auf Hörwahrnehmungen übertragbar sind. Offenbar wird im Erkennungsprozess die Vielfalt der von den Rezeptoren gelieferten Daten anhand bereits im Gedächtnis gespeicherter Gruppierungsprozesse und -muster reduziert, wird Bekanntem und Plausiblem eine höhere Priorität zugewiesen als Unbekanntem bzw. Unlogischem. Die in **Abb. 8.14** in der Mitte dargestellte Anordnung von zwei Holzscheiten ist auf einen Blick räumlich interpretierbar, obwohl die Zeichenebene ja nur eine ebene Fläche darstellt. Nach kleinen Änderungen (rechtes Bild) will sich der Raumeindruck aber schon nicht mehr einstellen. Es würde zu weit führen, die Gesetze der Nähe, der Ähnlichkeit, des glatten Verlaufs, der Geschlossenheit und des gemeinsamen Schicksals im Detail zu erläutern, hier muss auf die Literatur der Wahrnehmungspsychologie verwiesen werden. Als ein Beispiel, das den Bogen zur Akustik schließt, ist in Abb. 8.14 das Wort "Pitch" in einer unvollständigen Outline-Schrift gedruckt. Trotz erheblicher Bilddefizite gelingt es unserem visuellen Sinnessystem ohne Probleme, die Linien sinnvoll, d.h. nach gespeicherten Gesetzen, zu vervollständigen und ihnen eine Bedeutung zuzuordnen. "Pitch" wird als Wort erfasst, und nicht als Linienhaufen. Obwohl auch das möglich ist, unser Sehsinn ist da flexibler als unser Gehör. Was beim Sehen willkürlich trennbar ist (Linien oder gruppiertes Objekt), wird beim Hören schwierig bis unmöglich: So leicht wie bei "Pitch" fällt es beim Gitarrenton nicht, zwischen Einzelobjekt (Teilton) und Gruppe (Gitarrenton) hin- und herzuwechseln. Beim Anschlagen der Saite hören wir *einen* (musikalischen) Ton, können aber nur schwer einzelne Teiltöne heraushören. Das ist zwar nicht ganz unmöglich, fällt aber wesentlich schwerer als die Trennung eines abgelesenen Wortes in seine Buchstaben und deren Linien und Bögen. Insofern bestehen also Unterschiede zwischen der visuellen und der auditiven Verarbeitung, aber eben auch Gemeinsamkeiten, wie z.B. bei der Fähigkeit zur Gruppierung, oder die hierarchische Struktur. Nach dem Terhardtschen Tonhöhenmodell werden zuerst (im Innenohr) Spektraltonhöhen ermittelt, und daraus (auf höherer Ebene) virtuelle Tonhöhen.

[♣] Frequenz-Orts-Transformation, [12] Kapitel 3.

© M. Zollner 2004 - 2009

Der unterste (periphere) Verarbeitungsschritt dieser Hierarchie ähnelt einer Kurzzeit-Fourieranalyse (mit gleichwohl sehr speziellen Parametern). Bereits auf dieser Verarbeitungsebene werden Teiltöne ausgesondert, deren Energie so gering ist, "dass man ihr Fehlen nicht bemerken würde". Denn nicht jeder Teilton trägt zum Höreindruck bei: Ist sein Schallpegel im Vergleich zu dem seiner spektralen Nachbarn zu gering, wird er unterdrückt, was die Psychoakustik **Verdeckung** oder Maskierung nennt. Den nicht- bzw. teilverdeckten Teiltönen werden Spektraltonhöhen zugeordnet, die in höheren Hierarchieebenen gewichtet und zu einer virtuellen Tonhöhe zusammengefasst werden. Hierbei stört es nicht, wenn der Grundton eines harmonisch komplexen Klanges im Schallsignal völlig fehlt: So können beim Telefon mit seiner Bandbegrenzung auf 300 – 3400 Hz die ersten beiden Teiltöne einer Männerstimme (f_G = 120 Hz) gar nicht übertragen werden – trotzdem ist die Grundtonhöhe bei Anhören rekonstruierbar, und es entsteht keinesfalls der Höreindruck eines sprechenden Kindes.

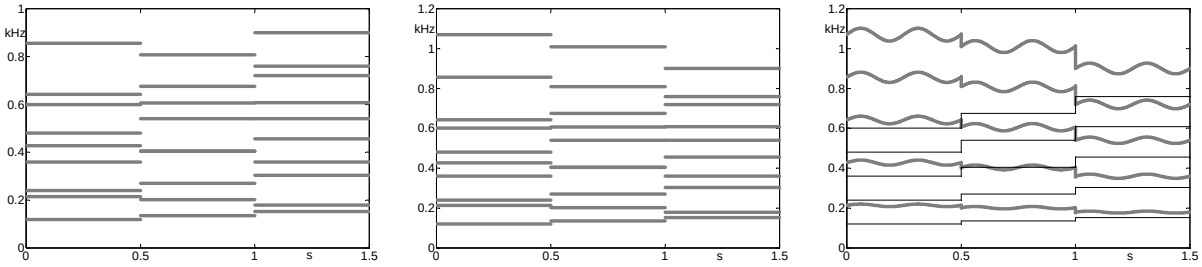


Abb. 8.15: Spektrogramme zweier Tonfolgen; im rechten Bild ist die absteigende Folge frequenzmoduliert.

Eine (von mehreren) Gruppierungsregeln besagt, dass *gleichzeitig* beginnende sinusförmige Töne, deren Frequenzrelation *ganzzahlig* ist, wahrscheinlich von derselben Schallquelle stammen und deshalb zu einem Objekt zu gruppieren sind. Natürliche Schallquellen, und nur mit diesen konnte das Gehör während seiner Evolution trainieren, erzeugen so gut wie nie reine Töne. Und sollte es doch einmal vorkommen, es wäre äußerst unwahrscheinlich, wenn im selben Augenblick noch weitere derartige Schallquellen zu tönen begännen, und überdies noch in ganzzahliger Frequenzrelation. Wenn folglich ein derartiger *harmonisch-komplexer Klang* ertönt, kann er nur von *einer* Quelle stammen, und deshalb ist es im Sinne der Informationsreduktion zweckmäßig, die zugehörigen Spektrallinien zusammenzufassen, wie eben auch die beiden Linien der Buchstaben L, V oder T als zusammengehörig erachtet werden. Und wie die visuelle Signalverarbeitung die Überlagerung zweier Buchstaben trennen kann, folgt auch das Gehör *einem* Sprecher – selbst wenn gleichzeitig noch ein zweiter spricht. Das funktioniert nicht perfekt, aber erstaunlich gut: Chucks "Long distance information" ist klar zu verstehen, trotz konkurrierender Begleitinstrumente, und ähnlich ist's bei "O sole mio" und "im fernen Land". Mehr oder weniger, je nach Orchester und Sänger. Der sich bei "der Gral" schon mächtig ins Zeug legen sollte, damit das Publikum nicht erstaunt zur Kenntnis nehmen muss, es sei "der Karl", der dort in der Monsalvat bewacht würde. Denn die Gruppierung der Harmonischen und somit deren Dekodierung gelingt nicht immer fehlerfrei. **Abb. 8.15** vermittelt einen Eindruck, welche Schwierigkeiten entstehen können: Im linken Bild ist das Spektrogramm einer kleinen zweistimmigen Melodie dargestellt. Schwer zu sagen, welche Linien zusammengehören. Im mittleren Bild mit seinem größeren Frequenzumfang beginnt das Bildungsgesetz sichtbar zu werden, aber erst im rechten Bild herrscht Klarheit: Mit unterschiedlicher Linienstärke und frequenzmodulierter Oberstimme fällt die Trennung leicht. Das Gehör, insbesondere das musikalisch ausgebildete, trennt schon ohne **Vibrato** die beiden Stimmen in eine auf- und eine absteigende, mit Vibrato geht's noch leichter. Das ist ein Grund, warum Sänger und Instrumentalsolisten ihre Töne häufig mit Vibrato erzeugen: Sie können damit leichter aus der Vielfalt der Begleittöne herausgehört werden. Da die Modulation aller (Solisten-) Teiltöne gleichartig verläuft, erhält das Gehör eine Gruppierungshilfe.

© M. Zollner 2004 - 2009

Der Wahrnehmungspsychologe spricht hier vom **Gesetz des gemeinsamen Schicksals** (law of common fate): Alles, was gleichzeitig beginnt und in gleicher Weise die Tonhöhe ändert, gehört "vermutlich" zusammen. Und damit das Erkennen bzw. Gruppieren besonders leicht fällt, wählt der Solist seine Modulationsfrequenz bei ungefähr 4 – 7 Hz, denn für derartige Modulationen ist das Gehör besonders empfindlich (Schwankungsstärke [12]). Auch die begleitenden Musiker (Orchester bzw. Chor) bedienen sich häufig des Vibratos – teils, weil sie schon gar nicht mehr anders können, vor allem aber, um unschönen Schwebungen zu vermeiden, die bei mehrstimmigem Spiel sonst automatisch entstünden. Für die "Subs" ist bezüglich Vibrato allerdings Zurückhaltung erforderlich, sonst entsteht ein heilloses Durcheinander.

Wie ein Vibrato die Teilton-Gruppierung beeinflusst, zeigt auch das linke Bild in **Abb. 8.16:** Zunächst erklingt ein 100-Hz-Ton, gebildet aus seiner 1., 2., 3., 4., 6., 7., 8. und 9. Harmonischen. Ab der Hälfte ertönt aber **ein zusätzlicher Ton** in Quintlage (streng genommen ist's eine Duodezime), weil die 3., 6. und 9. Harmonische leicht moduliert werden – sie bilden jetzt, neu gruppiert, die 1., 2. und 3. Harmonische des zusätzlichen 300-Hz-Tones.

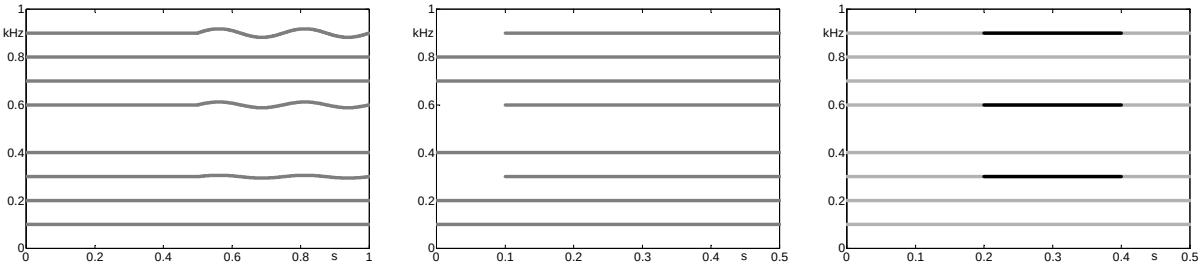


Abb. 8.16: Teiltöne mit gemeinsamem Schicksal (common fate) werden zu Objekten gruppiert.

Im mittleren Bild beginnen einige Teiltöne verspätet: Es erklingt zuerst ein 100-Hz-Ton, gefolgt von einem 300-Hz-Ton. Aber nur, wenn die Verzögerung lang genug ist (z.B. 100 ms). Bei ca. 30 – 50 ms entsteht eine Art Anschlag-Akzent, die verzögerten Teiltöne sind kurz hörbar, als "Belebung" des 100-Hz-Tones. Für noch kürzere Verzögerungen (z.B. 5 ms) verliert dieser Akzent an Bedeutung, es erklingt nur mehr *ein* Ton. Trotz objektiver Verzögerung entsteht dann eine subjektive Gleichzeitigkeit, der *eine* gemeinsame Ursache zugeordnet wird.

Im rechten Bild wird der Pegel der 3., 6. und 9. Harmonischen abrupt geändert, hier durch Schwärzung angedeutet. Man hört einen 100-Hz-Ton, und zwischen 0,2 – 0,4 s einen zusätzlichen 300-Hz-Ton. Ändert sich der Pegel der 3., 6. und 9. Harmonischen aber kontinuierlich, so hört man nur *einen* Ton mit sich ändernder Klangfarbe. Eine abrupte Änderung, so lehrt die Erfahrung, kann nur von einem neu hinzukommenden Objekt verursacht worden sein, während langsame Veränderungen auch Einzelobjekten zugestanden werden.

Das Entdecken und Verstehen der auditiven Gruppierungsalgorithmen, die hier nur anhand weniger Beispielen erläutert wurden, interessiert nicht nur Musiker und Psychoakustiker, sondern zunehmend auch Neurowissenschaftler. Wer sich vertieft mit der kortikalen Hard- und Software beschäftigen möchte, findet in Spitzers "Musik im Kopf" [ISBN 3-7945-2427-6] eine fundierte Ergänzung.

© M. Zollner 2004 - 2009

8.2.5 Teilton-Inharmonizität

Bedingt durch die dispersive Transversalwellenausbreitung sind die Teiltöne der Gitarrensaite nicht harmonisch[♣], sondern spektral gespreizt: Die Frequenz des *i*-ten Teiltons ist nicht $i \cdot f_G$, sondern etwas größer. Im Detail wurde der analytische Zusammenhang zwischen Biegesteifigkeit und Teiltonspreizung schon in Kap. 1.3 dargestellt, hier sollen nun die damit zusammenhängenden Auswirkungen auf den wahrgenommenen Klang diskutiert werden.

In den folgenden Analysen wird ein reales Gitarrensignal mehreren synthetischen Signalen gegenübergestellt. **Das reale Signal** wurde (ohne Klangfilterung) vom Piezo-Tonabnehmer einer Ovation-Gitarre (Viper EA-68) abgenommen und im Rechner gespeichert. Für die Aufnahme wurde die leere E_2-Saite (D'Addario EJ-26, 0.052") direkt neben dem Steg mit einem Plektrum griffbrettnormal angezupft; die erste Sekunde des Ausschwingens wurde für Hörversuche verwendet. Für **das synthetische Signal** wurden exponentiell abklingende sinusförmige Schwingungen überlagert und als WAV-File gespeichert.

Die DFT-Analyse des realen Signals ergab den Spreizungsparameter in sehr guter Präzision zu b = 1/8000; die Teiltonfrequenzen f_i berechnen sich hiermit zu:

$$f_i = i \cdot f_G \cdot \sqrt{1 + b \cdot i^2}$$ f_i = Teiltonfrequenz; f_G = Grundtonfrequenz.

Abb. 8.17 zeigt für die gespreizten Teiltöne die prozentuale Frequenz-Spreizung; Abszisse ist hierbei f_i, und nicht $i \cdot f_G$. In der rechten Bildhälfte sind oben die Pegel der Teiltöne dargestellt, darunter ihre Abklingzeitkonstanten. Bei vielen Teiltönen findet man in guter Näherung ein exponentielles Abklingen, einige zeigen aber starke Hüllkurven-Schwebungen. Für die ersten Versuche wurden dieses Schwebungen allerdings ignoriert und durch exponentielles Abklingen angenähert.

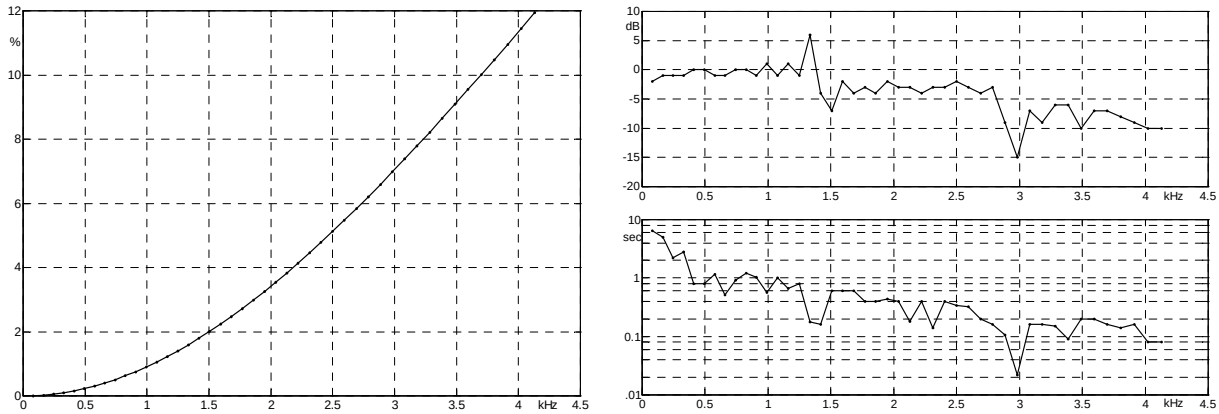


Abb. 8.17: Prozentuale Teiltonspreizung (links), Teiltonpegel und -Abklingzeitkonstante (rechts).

Die Pegel- und Abklingdaten der Teiltöne des realen Signals waren die Basis zur Erzeugung unterschiedlicher synthetischer Signale:

$$u_{\text{synth}} = \sum_i A(i) \cdot e^{-t/\tau(i)} \cdot \sin\left[2\pi \cdot f_i(i) \cdot t + \varphi(i)\right];$$ synthetisches Signal

♣ Harmonisches Spektrum: Die Frequenzen der Teiltöne stehen zueinander in ganzzahligen Verhältnissen.

© M. Zollner 2004 - 2009

In der Formel steht A für die Amplitude, τ für die Abklingzeitkonstante, f_i für die gespreizte Frequenz, und φ für die Phase; alle diese Parameter sind Funktionen der Teiltonordnung i. Die Teiltonphasen des realen Signals waren nicht gemessen worden – im Gegensatz zu Pegelspektren erfordern Phasenspektren eine nicht unerhebliche Nachbearbeitung, um eine gut interpretierbare Kurve zu erhalten.

Für einen ersten Hörversuch wurde ein synthetisches Signal erzeugt, dessen Teiltonamplituden und -Abklingzeitkonstanten dem realen Signal entsprachen; alle Teiltonphasen waren aber zu null gesetzt, alle Teiltonfrequenzen ganzzahlig vielfach zur Grundtonfrequenz, d.h. nicht gespreizt. Das derart synthetisierte Signal klingt anders als das reale Signal. Angesichts der in Abb. 8.17 dargestellten Frequenzverschiebungen könnte man spontan an einen Tonhöhenunterschied denken – dieser wurde beim ersten Hörversuch auch tatsächlich bemerkt. Die "exakte" Grundfrequenz des realen Signals ist bei nur 1 s Signaldauer allerdings gar nicht genau genug ermittelbar, und sie verändert sich auch während des Ausschwingens (Saitenmechanik). Deshalb wurde das synthetische Signal nach Gehör auf f_G = 81,9 Hz gestimmt, und damit war die Tonhöhe ausreichend gut angeglichen. Danach konnte der **wesentliche Klangunterschied** im Hörversuch ermittelt werden: Der synthetische Klang wird mit "klarer, schnarrender, räumlich kleiner" beschrieben, der reale Klang mit "raschelnder, metallener, räumlich größer". Bei Schalldarbietung über Lautsprecher (Breitbandchassis, normal reflektierendes Zimmer) ergab sich zusätzlich ein interessanter Abstandseffekt: Mit zunehmendem Lautsprecherabstand werden reales und synthetisches Signal subjektiv immer ähnlicher.

Das Gehör hat keinen Rezeptor, der den im Gehörgang ankommenden Schalldruck zeitlich analysiert. Vielmehr wird das Schallsignal zuerst in einem hydromechanischen Filter in spektrale Bänder (sog. Frequenzgruppen) zerlegt [12], und erst daraufhin in elektrische Nerven-Impulse (Aktionspotentiale) umcodiert. Gleichwohl macht es Sinn, einen Blick auf die Zeitfunktionen der Schallsignale zu werfen – zumindest, solange man die im Gehör stattfindende Bandpassfilterung nicht ganz aus den Augen verliert. In **Abb. 8.18** sind die Zeitfunktionen des realen und des synthetischen Signals dargestellt – sie unterscheiden sich erheblich.

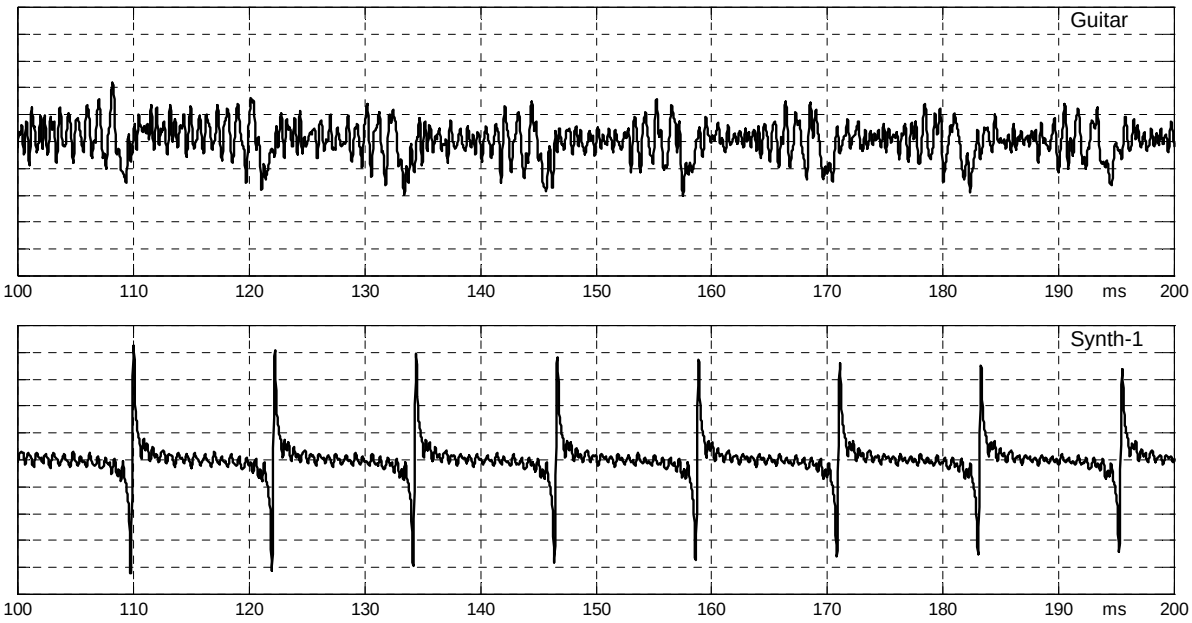


Abb. 8.18: Zeitfunktion des realen und des synthetischen Signals; E_2-Saite.

© M. Zollner 2004 - 2009

Das in Abb. 8.18 dargestellte synthetische Signal ist periodisch, das reale Signal nicht. Der Hauptunterschied der beiden Signale ist aber nicht in der Periodizität zu finden, sondern im Crestfaktor (Spitzenwert : Effektivwert). Die große Impulshaltigkeit des synthetischen Signals zeigt sich auch in einer gehörbezogenen Spektralanalyse (**Abb. 8.19**), wie sie z.B. von der CORTEX-Software "VIPER" erzeugt wird: Hier ist als Abszisse die Zeit dargestellt, als Ordinate die in der Einheit Bark skalierte Tonheit (eine nichtlinear abgebildete Frequenz [12]), und als Farbe codiert eine spezifische Erregungsgröße, die aus der im Innenohr durchgeführten Signalfilterung abgeleitet wird. Während beim synthetischen Signal das Gehör über die ganze Signalbandbreite gleichzeitig erregt wird, tritt diese Synchronität beim realen Signal nur im tieffrequenten Bereich auf. Beim Anblick dieser Bilder wird verständlich, warum das synthetische Signal als "schnarrend", und das reale Signal als "raschelnd" bezeichnet wurde, und man kann auch vermuten, warum der Abstand zwischen Lautsprecher und Zuhörer so einen großen Einfluss auf den Klang hat: Bei größerem Abstand werden beim synthetischen Signal die Lücken zwischen den Impulsen mit Echos aufgefüllt, es nähert sich damit dem realen Signal an. Offensichtlich ist nicht die Inharmonizität per se das Besondere am realen Signal, sondern das Fehlen einer strengen zeitperiodischen Struktur mit großer Impulshaltigkeit.

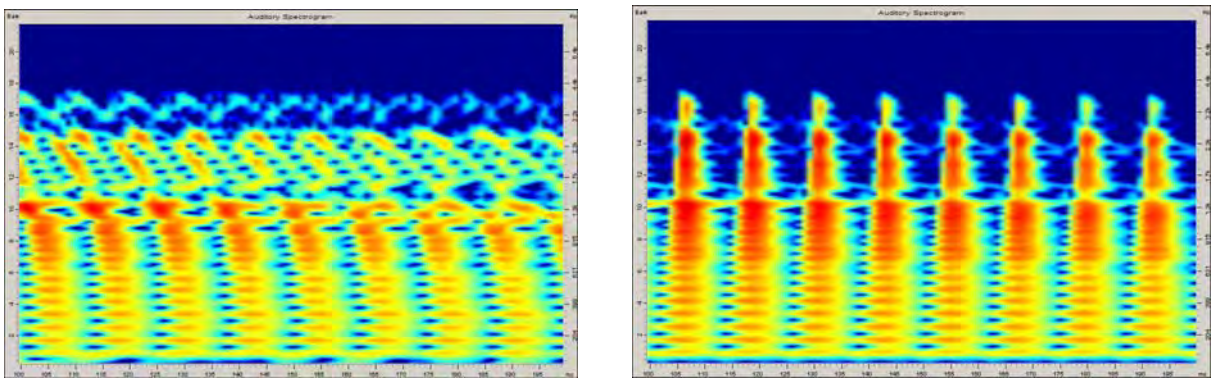


Abb. 8.19: Auditory Spectrogram (CORTEX-VIPER), reales Signal (links), Synth-1 (rechts).

Es gibt einen einfachen Weg, diese Hypothese zur Impulshaltigkeit bzw. Harmonizität zu überprüfen: Wählt man nicht alle **Teiltonphasen** zu null, sondern statistisch gleichverteilt, so erhält man ein sog. Pseudo-Noise-Signal: Aufgrund seiner streng harmonischen Teiltonstruktur ist es periodisch, der Verlauf innerhalb einer Periode (die in diesem Fall ca. 12 ms beträgt) ist aber zufallsbedingt. **Abb. 8.20** zeigt das Auditory Spectrogram, **Abb. 8.21** die Zeitfunktion. Obwohl auch dieses Signal (wie schon Synth-1) nicht die Frequenzspreizungen des realen Signals besitzt, klingt es doch fast genau so wie dieses. Einige Probanden mit trainiertem Gehör werden zwar immer noch kleine Unterschiede entdecken – insbesondere der Anschlag

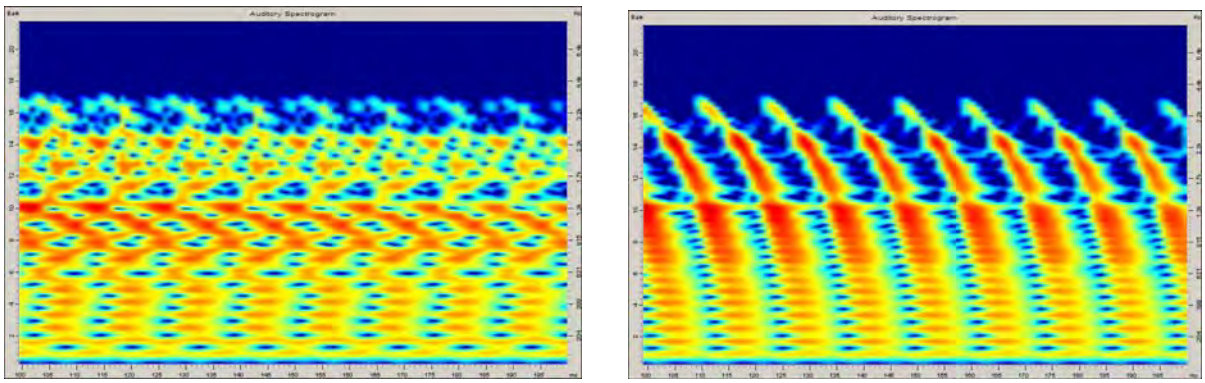


Abb. 8.20: Auditory Spectrogram (CORTEX-VIPER), Synth-2 (links), Synth-3 (rechts).

© M. Zollner 2004 - 2009

klingt nicht ganz so präzise – der Unterschied zwischen dem realen Signal und Synth-1 ist aber wesentlich größer als der Unterschied zwischen dem realen Signal und Synth-2. Das dem realen Signal eigene *Rascheln* ist auch bei Synth-2 vorhanden, hingegen fehlt das für Synth-1 charakteristische *Schnarren*. Sehr kritische Probanden könnten bei Synth-2 vielleicht "eine Spur zu viel Rascheln" heraushören, die meisten werden im Vergleich zum realen Signal aber gar keinen Unterschied bemerken. Eine Alternative zur gleichverteilten Phase ist ein von M. R. Schröder[♣] vorgeschlagener Phasenfrequenzgang, der ebenfalls einen kleinen Crestfaktor garantiert. Das als Synth-3 bezeichnete Signal hat ein harmonisches (d.h. nicht gespreiztes) Spektrum, dessen Teilton-Phasen nach folgender Formel definiert sind:

$$\varphi(i) = i^2 \cdot \pi \cdot 0{,}04\,; \qquad \text{Schröder-Phase}$$

Beim ersten Anhören unterscheiden sich das reale Signal, Synth-2 und Synth-3 nur wenig; Synth-1 klingt hingegen deutlich anders. Bei Kopfhörerwiedergabe wird das trainierte Gehör zwar zwischen allen vier Signalen Unterschiede bemerken, bei Lautsprecherwiedergabe (Nahbereich) klingt hingegen nur noch Synth-1 anders, und bei großem Lautsprecherabstand klingen alle vier Signale praktisch gleich.

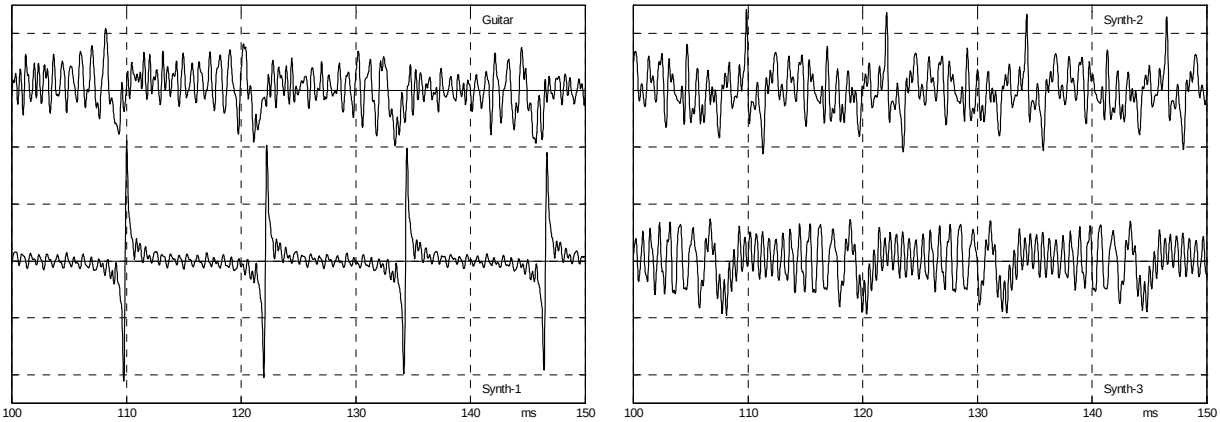


Abb. 8.21: Zeitfunktionen des realen und der drei synthetischen Signale.

Da alle drei synthetischen Signale identische Amplitudenspektren besitzen, und teils ähnlich, teils unterschiedlich klingen, kann der Frequenzauflösung des Gehörs diesbezüglich keine Bedeutung zukommen. Grundlage des Klangunterschiedes ist einzig und allein der Phasenunterschied; nur in diesem Parameter unterscheiden sich die zur Synthese verwendeten Formeln. Wird eines der Signale über Lautsprecher abgestrahlt, ändern sich die Teiltonfrequenzen nicht, die Teiltonphasen schon. Diese plakative Aussage ist aus signaltheoretischer Sicht zwar nicht ganz korrekt, weil ein abklingender Teilton ja nicht durch eine einzige Frequenz, sondern durch ein kontinuierliches Spektrum beschrieben wird, das sehr wohl von Lautsprecher und Raum verändert werden kann – gleichwohl als Näherung brauchbar. Das direkte Auswerten von Phasenfrequenzgängen hilft allerdings noch nicht weiter: Das Gehör hat keinen Rezeptor, der a priori die Phase ermittelt. Vielmehr tasten im Cortischen Organ kleine Sinneshärchen die frequenzselektiv schwingende Basilarmembran ab, und deren Schwingungs-Hüllkurve liefert die Grundlage für Schwankungs- und Rauhigkeitsempfindungen [12]. Das dem Signal Synth-1 bescheinigte *Schnarren* ist ein typisches Attribut eines rauen Schalles. Die klassische Psychoakustik definiert **Rauhigkeit** als die zu einer schnellen Signalmodulation

[♣] M. R. Schroeder, IEEE Trans. Inf. Theory, 16 (1970), 85-89.

© M. Zollner 2004 - 2009

gehörende Empfindung; "schnell" sind Modulationen, deren Modulationsfrequenz im Bereich zwischen 20 und 200 Hz liegt. Der Linienabstand aller drei synthetischer Signale liegt mit 82,3 Hz ganz nahe bei 70 Hz, der Standardfrequenz für Rauhigkeitsskalierungen. Neben der Modulationsfrequenz sind aber auch die zeitlichen Erregungsfunktionen aus benachbarten Basilarmembran-Bereichen zu bewerten: Ihre Kreuzkorrelationsfunktionen (KKF) sind eine Art Gewichtungsfunktion für die aus einzelnen Teilrauhigkeiten gebildete **Gesamtrauhigkeit**[♣]. Bei Synth-1 sind alle Frequenzbänder gleichzeitig aktiv, was in Abb. 8.19 daran zusehen ist, dass die roten Bereiche übereinander liegen (bei gleichen *t*-Werten). Gleichzeitigkeit ist eine notwendige Bedingung für Rauhigkeit. Bei Synth-2 (Abb. 8.20) sind hingegen die roten Bereiche zerstreut, sie treten in den einzelnen Frequenzbändern zu unterschiedlichen Zeiten auf, und deshalb ergibt sich kein schnarrender, rauer Klang, sondern ein raschelnder[♦].

Neben Angaben zur Rauhigkeit der Signale beurteilten Probanden auch die wahrgenommene Größe der Schallquelle. Ein typisches Phänomen der Wahrnehmungspsychologie: Während ja die objektive Schallereignisgröße, nämlich die Lautsprecherabmessungen, unverändert bleibt, ändert sich mit den Phasenänderungen die **Hörereignisgröße**: Synth-1 scheint punktquellenartig aus der Mitte der Lautsprechermembran zu kommen, Synth-2 kommt hingegen aus einem Raumbereich. Nicht sehr groß, vielleicht 10cm x 10cm, aber eben nicht punktförmig. Und noch etwas fällt auf: Alle Schalle außer Synth-1 scheinen hinter dem Lautsprecher zu entstehen, sie haben mehr räumliche Tiefe. Dieser Eindruck entsteht vor allem, wenn man zuerst Synth-1, und danach eines der anderen synthetischen Signale anhört. Eine Erklärung hierfür könnte sein, dass das Gehör bei Synth-1 keine Echos entdecken kann, und im Vergleich dazu die anderen beiden synthetischen Schalle als ähnlich, aber mit sehr frühen Echos behaftet interpretiert. Und Echos verleihen Räumlichkeit und Größe, auch wenn sie aus derselben Richtung kommen wie der Primärschall.

Zusammengefasst ergibt sich: Die Teiltonfrequenzen des realen Signals sind gespreizt, diese Spreizung hat auf die Tonhöhe aber nur einen untergeordneten Einfluss. Vergleicht man das reale Signal mit einem synthetischen, dessen Teiltonpegelverläufe denen des realen entsprechen, dessen Teiltonfrequenzen aber harmonisch, d.h. nicht gespreizt sind, so ergibt sich ein sehr ähnlicher Klangeindruck, wenn die Teiltonphasen so gewählt werden, dass der Crestfaktor nicht zu groß wird. Setzt man hingegen alle Teiltonphasen zu null, entsteht ein andersartiger, schnarrenderer Klang, der (bei Lautsprecherwiedergabe) aus einem Raum*punkt* zu kommen scheint, während alle anderen Schalle aus einem Raum*bereich* kommend wahrgenommen werden.

Nun wird die Synthese dahingehend modifiziert, dass die Teiltonfrequenzen über die weiter oben angegebene Spreizungsformel definiert werden (b = 1/8000). **Synth-4** ist ein synthetisches Signal, dessen Teiltonfrequenzen und Teiltonpegelverläufe denen des realen Signals entsprechen. Unterschiede bestehen in den Teiltonpegelphasen (bei Synth-4 sind alle Phasen null), und im detaillierten Teiltonpegelverlauf – wie schon erwähnt, werden schwebend abklingende Teiltöne bei allen synthetischen Signalen durch exponentiell abklingende Teiltöne ersetzt. Die inharmonische Synthese überzeugt auf Anhieb, Synth-4 ist selbst bei Kopfhörerdarbietung vom realen Signal kaum unterscheidbar. Dabei offenbaren sowohl die Zeitfunktionen als auch die Spektrogramme (**Abb. 8.21**) Unterschiede, was aber zu erwarten ist: Die Synthese ist auf lediglich 45 exakt exponentiell abklingende Teiltöne (f < 4,1 kHz) begrenzt.

♣ W. Aures: Ein Berechnungsverfahren der Rauhigkeit, Acustica 58 (1985), 268-281.

♦ Der Begriff "rauschähnlicher Klangeindruck" ist aus signaltheoretische Sicht naheliegend, mit Blick auf eine spezielle Untermenge der angesprochenen Zielgruppe aber u.U. irreführend – deshalb "Rascheln".

© M. Zollner 2004 - 2009

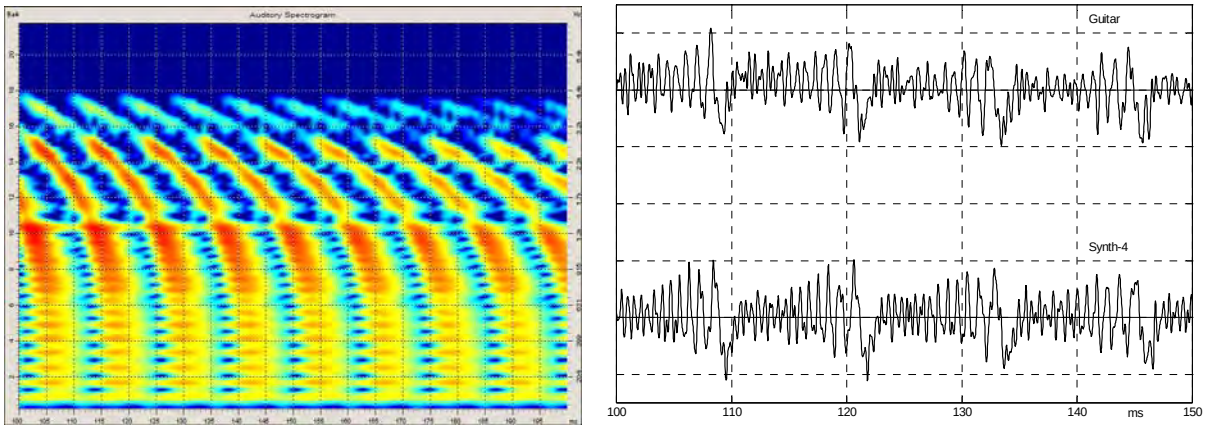


Abb. 8.22: Synthetisches Signal mit gespreiztem Spektrum (Synth-4).

Die Spreizung der Teiltöne führt im Zeitbereich zu einem fortschreitenden Synchronisationsverlust. Im Moment des Anzupfens (Attack) müssen alle Teiltöne phasengleich zusammenarbeiten, um die abrupte Signaländerung zu bewerkstelligen. Bei Synth-1 wird der Attack in identischer Form periodisch wiederholt, die spektralen Maxima treten zeitgleich auf (pancochleäre **Synchronität**), der Ton schnarrt. Bei Synth-2 und Synth-3 ist diese pancochleäre Synchronität durch Laufzeitverzerrungen weitgehend zerstört, die Erregungsperiode bleibt aber in allen Frequenzgruppen konstant. Bei Synth-4 nimmt die Erregungsperiode mit zunehmender Frequenz ab, die für die Rauhigkeitsbildung zugrunde liegende KKF wird zeitvariant. Dass eine echte pancochleäre Synchronität wegen der (maximal) ca. 6ms dauernden intracochleären Laufzeit gar nicht zustande kommt, stört nicht: Das Gehör hat sich daran gewöhnt, alle Impulse erleiden dieses Schicksal – und bleiben doch ein Objekt.

Es ist nicht selbstverständlich, dass Änderungen im **Phasenspektrum** hörbar werden. Würde man denselben Versuch mit 500 Hz Grundfrequenz wiederholen, die o.a. Phasendrehungen würden zwar die Zeitfunktion verändern, wären aber nicht wahrnehmbar. Es hat sich als zweckmäßig erwiesen, die auditive Zeitauflösung zu ca. 2 ms anzunehmen; bei 82 Hz Grundfrequenz kann das Gehör somit noch "in die Zwischenräume hören", bei 500 Hz nicht mehr. Eine besondere Sensibilität für die Zeitverläufe der frequenzgruppenspezifischen Lautheit ist aber offensichtlich nicht vorhanden: Synth-1 wird eindeutig als andersartig erkannt, Synth-2 und Synth-3 klingen aber sehr ähnlich, trotz unterschiedlicher KKF. Wobei diese Ähnlichkeit durchaus intraindividuellen Streuungen unterliegt: So kann es vorkommen, dass ein spezieller Schall als zu tief gestimmt empfunden wird. Änderung der Grundfrequenz (von z.B. 81,9 Hz auf 82,3 Hz) behebt diese Diskrepanz, jetzt stimmt's. Perfekt. Ein paar Minuten später ist derselbe Ton aber plötzlich zu hoch – und muss auf z.B. 81,9 Hz runtergestimmt werden. Im besten Fall kann das Gehör 0,2% Frequenzunterschied bemerken [12]. Kann – muss aber nicht. Die Hörversuche vermittelten den Eindruck, als ob die Aufmerksamkeit des Probanden selektiv arbeitete: Einmal wird der Tonhöhe mehr Beachtung geschenkt, ein anderes Mal der Rauhigkeit. Oder Attributen, die den Rahmen allgemeinverständlicher Adjektive sprengen. "Topfig" (auch bei WORD unbekannt), "drahtig", "metallisch", "rollend" ... irgendwie möchte man die noch verbleibenden Klangfarbenunterschiede beschreiben, indes, die Semantik lässt einen im Stich. Und hoffentlich muss das Ganze nie in eine Fremdsprache übersetzt werden. Wer hätte gedacht, dass "**kinzokuseino**" metallisch heißt? Oder "**hakuryokunoaru**" kräftig? Nach was klingt "**namerakadadenai**"? Hört man da "Rauhigkeit" heraus? Beziehungsweise "**chruuschness**", so man aus multinationalen Forschungsprojekten franklikanisch gewöhnt ist.

© M. Zollner 2004 - 2009

Die meisten Teiltöne des realen Gitarrensignals klingen in guter Näherung exponentiell ab, bei einigen sind aber **Schwebungen** zu beobachten. Deren Ursache an dieser Stelle jedoch nicht näher untersucht wird – geht es doch vor allem um Hörwahrnehmungen. Bereits der zweite Teilton lässt kurz nach dem Ende der 2 s dauernden Aufnahme ein Schwebungsminimum vermuten; also ca. 5 s Schwebungsperiode. Für die auf 1 s begrenzten Hörversuche ist dieser Abfall noch gut mit einem exponentiellen Abklingen zu approximieren, aber schon beim 17. Teilton sind zwei Schwebungen kombiniert: Eine langsame mit 1,6 Hz, und eine schnellere mit 18,4 Hz Schwebungsfrequenz (**Abb. 8.23**). Der (insbesondere im Vergleich zum 15. Teilton) relativ geringe Teiltonpegel sorgt aber dafür, dass diese Schwankung praktisch nicht wahrgenommen werden kann – sie ist verdeckt [12]. Wieder andere Verhältnisse findet man beim 27. Teilton: Hier liegt eine klassische Schwebung mit 950 ms Schwebungsperiode vor. Auf den ersten Blick ist keine eklatante Verdeckung zu erkennen, die benachbarten Teiltöne haben ähnliche Pegel – aber sie klingen alle relativ glatt ab, sodass der gesamte Frequenzgruppenpegel, der ja aus 4 Teiltonpegeln zu bilden ist, so gut wie keine Schwankung aufweist. Die aus einer schmalbandigen **DFT-Analyse** gewonnenen Teiltonpegel liefern objektive Signalparameter, ermöglichen für sich betrachtet aber noch keine Aussagen über die Hörbarkeit spezieller Klangattribute. Aber auch psychoakustische Berechnungsverfahren, wie z.B. die Rauhigkeits- oder die **Schwankungsanalyse**, sind mit Vorsicht zu gebrauchen: Zu unvollständig ist noch das Wissen über die Interaktionen inharmonischer Klänge. Die besten Ergebnisse über die Hörbarkeit von Teiltonschwebungen liefert der Hörversuch – nicht verwunderlich, natürlich. Im Falle des o.a. Gitarrentons führt er zu einer klaren Aussage: Trotz inharmonischer Teiltöne sind praktisch keine Schwebungen zu hören.

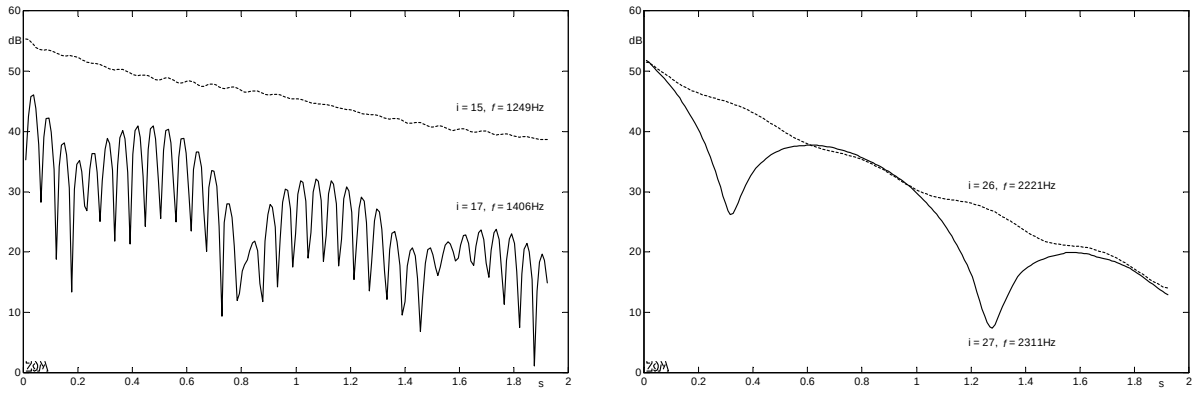


Abb. 8.23: Abklingkurven einzelner Teiltonpegel; Ovation-Gitarre, Piezo-Tonabnehmer.

Aus der Tatsache, dass bei dem hier vorliegenden Gitarrenton keine Schwebungen hörbar sind, darf aber nicht geschlossen werden, dass Schwebungen generell unhörbar sind. Sie sind vorhanden, und sie werden hörbar, wenn sich ihre Teiltonpegel ausreichend aus ihrer spektralen Nachbarschaft abheben. Ursachen können Tonabnehmer-Magnetfelder sein (Kap. 4.11), oder Modenkopplungen in den Saitenlagern (Kap. 1.6.2). Teilton-Inharmonizitäten können hingegen (für sich betrachtet) nur geringe Schwankungs-Wahrnehmungen erzeugen. Oktav-Schwebungen [Plomp, JASA 1967] oder zeitvariante Kreuzkorrelationen [Aures, Acustica 1985] erklären nur sehr dezente Schwankungen – deutlich schwebende Teiltöne erfordern im Spektrum jedoch zwei nahe benachbarte Linien gleichen oder ähnlichen Pegels. Und die können alleine durch Inharmonizität nicht erzeugte werden. Man möchte noch "**im LZI-System**" hinzufügen, um wirklich an alles gedacht zu haben. Und merkt schlagartig, dass diese Einschränkung gerade bei Gitarrenverstärkern in vielen Fällen nicht erfüllt ist. Spektrale Inharmonizität kann sehr wohl Nachbartöne erzeugen, wenn man **Nichtlinearitäten** zulässt!

© M. Zollner 2004 - 2009

Nichtlineare Verzerrungen treten im Gitarrenverstärker in unterschiedlicher Stärke auf. Die mit dem Piezo-Tonabnehmer abgenommene Akustikgitarre wird man meistens nicht hörbar verzerren wollen, die über Magnettonabnehmer abgenommene Elektrogitarre – je nach Stilrichtung – vielleicht schon. Eine Nichtlinearität, d.h. vereinfacht ausgedrückt eine krumme Übertragungskennlinie, bereichert das Spektrum um zusätzliche Töne. Ein aus zwei Primärtönen bestehendes Tongemisch (Eingangssignal der Nichtlinearität)

$$x(t) = \hat{x} \cdot \left[\cos(2\pi \cdot f_1 \cdot t) + \cos(2\pi \cdot f_2 \cdot t)\right]$$

wird an der nichtlinearen, in eine Reihe entwickelten Übertragungskennlinie

$$y(t) = v_1 \cdot x(t) + v_2 \cdot x^2(t) + v_3 \cdot x^3(t) + ...$$

auf das Ausgangssignal $y(t)$ abgebildet. Für rein quadratische oder rein kubische Verzerrungen lässt sich das zu $y(t)$ gehörende Spektrum leicht berechnen [z.B. 3], für Verzerrungen beliebiger Ordnung entsteht für das o.a. Eingangssignal ein Verzerrungsspektrum, das harmonisch zur neuen Grundfrequenz $ggt(f_1, f_2)$ ist. Die Operation $ggt(f_1, f_2)$ ermittelt den *größten gemeinsamen Teiler* der beiden Frequenzen f_1 und f_2. Für f_1 = 500 Hz und f_2 = 600 Hz ergibt sich beispielsweise ein Verzerrungsspektrum mit Spektrallinien bei ganzzahlig Vielfachen von 100 Hz, für f_1 = 510 Hz und f_2 = 610 Hz ein Verzerrungsspektrum mit Spektrallinien bei ganzzahlig Vielfachen von 10 Hz.

Verallgemeinert man nun das Zweitonsignal $x(t)$ zum n-Tonsignal, so ist dessen Verzerrungsspektrum im allgemeinen Fall harmonisch zu einer Grundfrequenz, die dem größten gemeinsamen Teiler aller n beteiligten Primärtonfrequenzen entspricht. Ist $x(t)$ ein zeitperiodisches Signal mit der Periodendauer T, so ist sein Spektrum harmonisch, d.h. alle Teiltonfrequenzen sind ganzzahlig vielfach zu $f_G = 1/T$. Der größte gemeinsame Teiler aller Teiltonfrequenzen ist ebenfalls f_G, und somit ändert eine Nichtlinearität nichts an der Harmonizität (bzw. an der zeitlichen Periodizität). Bei einem gespreizten Spektrum erhält man hingegen eine unüberschaubare Vielfalt neuer Frequenzen (die Wurzelfunktion ist irrational), die ein rauschendes oder prasselndes Zusatzgeräusch erzeugen. **Abb. 8.24** zeigt für ein zeitperiodisches Signal (Synth-1) und ein synthetisches Signal (ähnlich Synth-4, aber b = 1/3000) das an einer punktsymmetrischen Verzerrungskennlinie entstehende Spektrum. In diesem Konglomerat aus überlagerten Primär- und Verzerrungstönen ist alles möglich – auch hörbare Schwebungen.

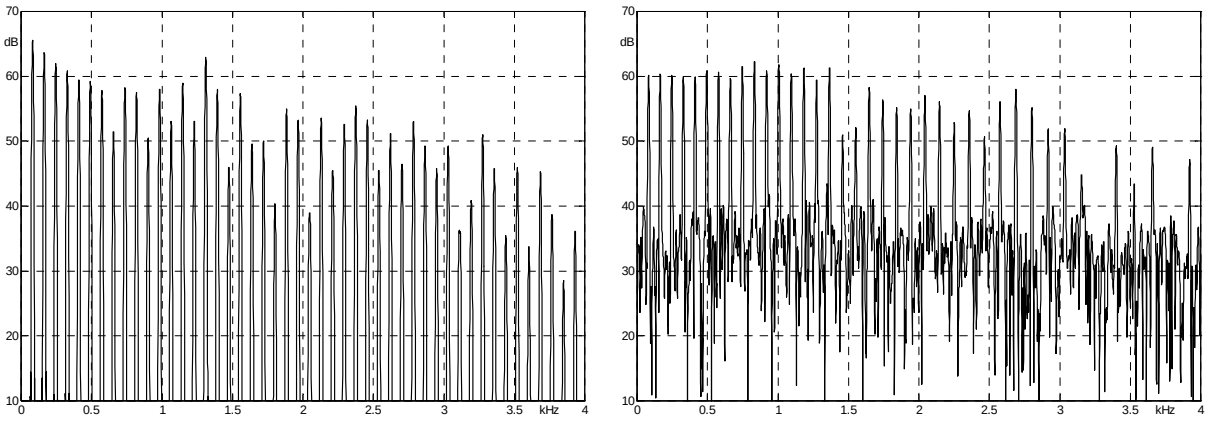


Abb. 8.24: Spektren der nichtlinear verzerrten Signale. Harmonisches Primärsignal (links), gespreizt (rechts). Vergleiche auch: Kap. 10.8.5.

© M. Zollner 2004 - 2009

Fazit: Aufgrund ihrer Biegesteifigkeit haben Saiten kein harmonisches, sondern ein gespreiztes, inharmonisches Spektrum; die zugehörige Zeitfunktion ist deshalb nicht periodisch. Vergleicht man den inharmonischen Klang mit einem harmonischen Klang (gleicher Grundfrequenz), dessen Teiltonpegel denen des inharmonischen Klanges zumindest näherungsweise entsprechen, so kommt der *Teiltonphase* große Bedeutung zu. Ein harmonischer Klang, dessen Teiltonphasen alle null (oder π) sind, klingt schnarrend, und deutlich anders als ein realer Gitarrenton. Mit einer geeigneten Phasenfunktion, die einen kleinen Crestfaktor erzeugt, kann man aber harmonische Klänge synthetisieren, die sich klanglich kaum von den inharmonischen unterscheiden. Auch wenn das trainierte Gehör bei Kopfhörerwiedergabe noch kleine Unterschiede bemerken kann – bei der für Gitarre typischen Lautsprecherwiedergabe sind praktisch keine Unterschiede mehr zu hören. Erst wenn der Spreizungsparameter *b* wesentlich größer als etwa 1/5000 angenommen wird (bei Gitarrensaiten untypisch), bemerkt man die Inharmonizität deutlich. Bei b = 1/500 entsteht z.B. das für den Stundenschlag eine Wanduhr charakteristische "Bong", mit b = 1/100 nähert man sich synthesizerähnlichen Klängen. Wird allerdings ein stark nichtlineares System (Verzerrer) in den Signalweg geschaltet, können auch schwach inharmonische Signale ihr Spektrum und damit ihren Klang total verändern; harmonische Klänge ändern dabei nur ihre Amplituden und Phasen, bleiben aber harmonisch.

Diese Aussagen sollten als Ergebnisse einer kleinen Versuchsreihe interpretiert, und nicht auf alle beliebigen Instrumentenklänge verallgemeinert werden. Ziel dieser Untersuchungen war nicht, die absolute Wahrnehmbarkeitsschwelle für Inharmonizität zu finden, sondern die eher geringe Bedeutung gitarrentypischer Inharmonizitäten aufzuzeigen. Bei andersartigem Abklingen der Teiltöne hoher Ordnung können sehr wohl Inharmonizitäten bemerkt werden, denen ein viel kleinerer Inharmonizitätsparameter zugrunde liegt (Järveläinen, JASA 2001).

Formel-Zusammenstellung:

$$u_{\text{synth-1}} = \sum_i A(i) \cdot e^{-t/\tau(i)} \cdot \sin\left[2\pi \cdot i \cdot f_G \cdot t\right] \qquad \text{Synth-1}$$

Die Winkelfunktion wurde als Sinus angesetzt, um den Crestfaktor nicht noch größer zu machen.

$$u_{\text{synth-2}} = \sum_i A(i) \cdot e^{-t/\tau(i)} \cdot \sin\left[2\pi \cdot i \cdot f_G \cdot t + \varphi(i)\right] \qquad \text{Synth-2}$$

Die Phasenwinkel $\varphi(i)$ sind im Intervall [0...200°] gleichverteilt.

$$u_{\text{synth-3}} = \sum_i A(i) \cdot e^{-t/\tau(i)} \cdot \sin\left[2\pi \cdot i \cdot f_G \cdot t + \varphi(i)\right] \qquad \text{Synth-3}$$

Die Phasenwinkel $\varphi(i)$ berechnen sich nach Schröder zu: $\varphi(i) = 0{,}04 \cdot \pi \cdot i^2$. Dies entspricht einer über der Frequenz linear zunehmenden Gruppenlaufzeit.

$$u_{\text{synth-4}} = \sum_i A(i) \cdot e^{-t/\tau(i)} \cdot \cos\left[2\pi \cdot f_i(i) \cdot t\right] \qquad \text{Synth-4}$$

Die Teiltonfrequenzen sind inharmonisch gespreizt.

$$f_i = i \cdot f_G \cdot \sqrt{1 + b \cdot i^2}\,; \qquad f_G = 81{,}9 \text{ Hz}; \quad b = 1/8000; \quad i = 1{:}45;$$

© M. Zollner 2004 - 2009

8.3 Der Charakter der Tonarten

"Und tatsächlich machte es den Anschein, dass für Beethoven gewisse Tonarten bestimmte Charaktere hatte, die sie für entsprechende Stimmungen und Inhalte vorzugsweise brauchbar machten[♣]". Diese und ähnliche Aussagen haben dazu geführt, Tonarten einen absoluten Charakter zuzuweisen, im Sinne von Es-Dur = heroisch, C-Dur = unpersönlich, E-Dur = feierlich. Das könnte verschiedene Ursachen haben:

a) Tonarten haben einen Charakter. Geniale Musiker (wie z.B. Beethoven) haben das erkannt, und ihre Kompositionen danach orientiert.
b) Aus welchem Grund auch immer haben geniale Musiker an Tonartencharaktere geglaubt. Liebhaber ihrer Musik haben das verinnerlicht, gelernt, nachgemacht, weitergegeben, und so entstand eine sich selbst erfüllende Prophezeiung: Weil Es-Dur heroisch klingt, komponiert man heroische Musik in Es-Dur. Und folglich klingt Es-Dur heroisch.
c) Das Ganze ist nichts als purer Zufall.

Mies berichtet überzeugend von einem Experiment, das auf die Existenz absoluter Charaktere hinweist: Er spielt Schuberts Impromptu ca. 20 Schülern vor; einmal in G-Dur, einmal in Ges-Dur, und fragt, welches denn die ursprüngliche Tonart sei. 3 Schüler sind für G-Dur, die übrigen für Ges-Dur. Begründung: Die bessere Übereinstimmung des Klanges mit der Stimmung des Stückes. Mies weiß um die begrenzte Aussagekraft dieses einzelnen Experiments, und beginnt systematische Untersuchungen an einer Vielzahl von Klavierwerken. Seine Ergebnisse sind auf den ersten Blick widersprüchlich: Einerseits kommt er zu einer Charakter-Zuordnung (Tabelle s.u.), andererseits fasst er zusammen: "Und da haben die Untersuchungen einwandfrei erwiesen, dass es einen allgemeinen Charakter der Tonarten, über alle Zeiten und Komponisten, Taktarten und Zeitmaße, Rhythmen und Melodien hinweg nicht gibt. **Ein allgemeiner Charakter der Tonart, unabhängig von Komponist, Zeit, Hörer usw. existiert nicht**". Indes steht dieses Fazit nicht im Widerspruch zur Tabelle, denn diese beantwortet die Frage: Welche Zuordnungen haben die untersuchten Komponisten bevorzugt? Wenn nun aber D-Moll für Brahms leidenschaftlich ist, dann kommt dieser Erkenntnis keine größere Bedeutung zu als etwa der Aussage: Es-Dur ist Beethovens Lieblingstonart. Wer wollte großen Komponisten subjektive Präferenzen absprechen? Ein Pars-pro-toto-Prinzip wird hierdurch aber nicht begründet.

C-Dur:	*Objektiv, äußerlich, unpersönlich. Tonart der Wahrheit. Für Dank, Ehrenbezeugungen.*
Cis-Dur:	*Flimmernd, blitzend, lebhaft, virtuos.*
Des-Dur:	*Weich, sanft, gefühlsmäßig.*
D-Dur:	*Marschtonart, Tusch, Heiterkeit, Freude, festlicher Prunk, Racheszenen.*
Es-Dur:	*Ernsthaft, gemessen, tiefe Liebe, peinigender Liebesschmerz.*
E-Dur:	*Feierlich, ernst bis schwermütig. Gehört erhabenen, weltfernen Augenblicken.*
F-Dur:	*Freundlich, natürlich, maßvoll.*
Fis-Dur:	*Leidenschaftlich, heiße Liebe.*
G-Dur:	*Einfach, unkompliziert, heiter.*
As-Dur:	*Still, gefühlvoll, sehnsüchtig. Finstere Szenen.*
A-Dur:	*Mannigfach, lieblich, ständchenhaft. Tonart froher Menschen. Ausdruck von Glanz.*
B-Dur:	*Lustig, scherzhaft, sanft. Herzliches Empfinden.*
H-Dur:	*Kein Grundcharakter.*

Tabelle: Der Charakter der Tonarten. Paul Mies, 1948. Stark verkürzte Darstellung.

[♣] P. Mies, Der Charakter der Tonarten, Staufen, Köln 1948

© M. Zollner 2004 - 2009

Mies weist bei seiner Darstellung ausdrücklich auf die enharmonischen Identitäten hin, und bezieht sich auf das gleichschwebend temperiert gestimmte Klavier. Hätten Tonarten einen absoluten Charakter, könnte aber nicht Des-Dur weich, sanft, und Cis-Dur blitzend, lebhaft wirken. Dass hingegen Cis-Dur virtuos wirkt, ist für Musiker vorstellbar – bei 7 Vorzeichen! Sucht man lange genug, findet man Widersprüche: Ges-Dur = traurig, Fis-Dur = leidenschaftlich. Andererseits: Vieles lässt sich hinbiegen: ***"Roll Over Beethoven"*** (Entschuldigung, verehrter Ludwig van), ist – wie die CD glauben machen will – in Es-Dur. Peinigender Liebesschmerz? Eigentlich nicht, vermutlich heroisch; schließlich ist Chuck B. für viele der wahre RR-Hero. Aber was macht das Songbook daraus (*The authentic transcriptions with notes and tablature*)? D-Dur!! Also "Freude"! Das muss es sein; wahrscheinlich liefen die Tonbandmaschinen der 50-er Jahre ein paar Prozent zu langsam, Chuck hat sicherlich in D-Dur gespielt. Heiterkeit, Freude, festlicher Prunk, das passt zu ihm. Doch Mies listet bei D-Dur auch noch "Racheszenen" auf, und siehe da: "*Dig these rhythm and blues*", auch dieser kleine Seitenhieb kommt im richtigen Rahmen. Oder aus dem Stones-Songbook: "***Let's Spend The Night Together***" ist natürlich in As-Dur. Sehnsüchtig und gefühlvoll, ganz der Mick. Wer sagt da: "Finstere Szenen"? Eher eine gewisse "Sinnigkeit und Zartheit der Empfindung", wie Riemann ausführt. "Übungscharakter" ergänzt Mies, und trifft hiermit ins Schwarze (*you need some guiding, baby*). Auch "den größten Raum nehmen die Mitteltempi ein" (*I'm in no hurry I can take my time*) und "mittleres und langsames Tempo bei häufig durchgehender Bewegung" sind As-Dur-typisch, also ganz das, wofür der Rolling-Stones-Frontman steht. Nicht zu vergessen: "Mildverklärte Wehmut und Sehnsucht" (*now I need you more than ever*) sowie Stephanis "mildfeierlicher Ernst" (*Oh my, da da da da da da da*). Schließlich: "Die bei den temperierten Stücken häufig fühlbare Bewegung wird auch in der Begleitung deutlich" (*around and around, oh my, my, yeah*) – fühlbare Bewegung im Background-Gesang, in der Tat. Viel gäbe es zu ergänzen, wie etwa den *19th Nervous Breakdown* (E-Dur, weltferne Augenblicke), oder *Street Fighting Man* (F-Dur, freundlich, natürlich, maßvoll). And many more …

Aber auch Kritik ist auszumachen: "Angesichts all dieser Feststellungen lässt sich von einem absoluten Charakter von Es-Dur sicherlich nicht reden." Oder: "Über As-Dur ist sich die Literatur durchaus nicht einig". Oder: "Es wäre ja möglich, dass Beethovens Ausspruch, der nicht eigenen Aufzeichnungen entstammt, nicht richtig im Bezug auf die Tonart überliefert wäre; in seinen Werken findet er jedenfalls keine Stütze." Alle Zitate von Mies. Es wäre auch möglich, dass alles ein großes Missverständnis ist.

Über die Absolutstimmung eines Instrumentes gab es im Verlauf der letzten Jahrhunderte sehr unterschiedliche Meinungen: Der **Kammerton** (Normstimmton), das eingestrichene a (a', A_4), variierte in seiner Frequenz zwischen 337 – 567 Hz! Und selbst wenn man mit Blick auf Beethoven bzw. Brahms nur bis ins 18. Jh. zurückgeht, findet man immer noch einen knappen Halbton Streubreite. Das könnte aus A-Dur ("Tonart froher Menschen") As-Dur machen, und somit "finstere Szenen" bewirken. Schauerlich: Das *eine Spur zu tief* gespielte A-Dur-Scherzo als Tummelplatz finsterer Sadisten und froher Caligophiler, als Schnittmenge von Freude und Leid? "So stirb, so stirb, stirb, stirb! Haha! Hahaaaa! Hahahaha! Stirb! Stirb!" "Willkommen, wonnigliches Weh, weiter, weiter." Eindeutig: A-Dur, einen Viertelton zu tief?

Nein, die Psychoakustik kennt keinen Toncharakter, der nur auf der Frequenzlage beruht. Trotzdem ist es vorstellbar, dass Schuberts Impromptu in Ges authentischer klingt als in G. Von Mies' Versuch sind keine Aufnahmen bekannt, man kann deshalb nur spekulieren: Mies hatte das Stück vermutlich in Ges einstudiert, die Transposition nach G erfordert andere Fingerbewegungen und könnte allein deshalb zu einem anderen Klangcharakter geführt haben; der geübte Zuhörer kann bereits 5 ms Timing-Unterschiede heraushören (Kap. 8.5)!

© M. Zollner 2004 - 2009

Oder: Die spezielle Stimmung des verwendeten Klaviers bewirkte charakteristische Schwebungen, die natürlich tonartabhängig sind. Auch klaviertypische Resonanzen könnten eine Rolle gespielt haben, und einzelne Töne/Passagen/Akkorde tonartspezifisch verändert haben. Schließlich ist auch denkbar, dass Mies, der ja die Originaltonart kannte, von G-Dur selbst nicht überzeugt war, und deshalb in dieser Tonart auch ausdrucksloser spielte. Denn: Ein Doppelblindversuch war das nicht.

Könnte man den Mies-Versuch als Doppelblindversuch wiederholen? Man bräuchte hierzu einen sehr guten Pianist, der das Stück nicht kennt, und die G- und Ges-Version mit gleicher Hingabe einübt. Das scheint machbar. Vermutlich wird dieser Pianist aber einer der beiden Versionen bewusst oder unbewusst den Vorzug geben, und deshalb nicht beide mit gleichem Ausdruck spielen können. Damit würden die Zuhörer dann die Spielweise, und nicht primär die Tonart bewerten. Somit müsste man direkt den Pianist (bzw. mehrere Pianisten) befragen, was die Allgemeingültigkeit des Versuchs aber einschränkt. Mit moderner Technik ist auch eine elektronische Transposition machbar: Das Stück wird z.B. in Ges-Dur aufgenommen, und mit 6% höherer Geschwindigkeit (bzw. Samplingfrequenz) abgespielt. Damit verändert sich aber nicht nur die Tonart, sondern auch das Timing: Die G-Dur-Version ist 6% schneller als die Ges-Dur-Version – auch nicht optimal. Bei Harmonizern und Pitch-Shiftern, Spezialgeräte der Tonstudiotechnik, die nur die Tonhöhe ändern, ohne die Laufzeit zu beeinflussen, ist ebenfalls Skepsis angeraten, da hierbei die Versuchspersonen möglicherweise die Qualität der Signalverarbeitungsalgorithmen beurteilen, und nicht alleine den Charakter der Tonart.

Denkbar wäre folgendes Vorgehen: Der Pianist spielt das Stück in der Originaltonart, die Tastenbewegungen werden elektronisch aufgezeichnet (MIDI oder besser). Nun können aus den gespeicherten Daten künstliche Klavierklänge erzeugt werden, und zwar sowohl in der Originaltonart, als auch transponiert. Diese 'elektronische Musik' lässt man von Zuhörern bezüglich ihres Tonartcharakters bewerten[♣]. Die heutige Psychoakustik geht davon aus, dass derartiger Musik kein tonartspezifischer Charakter innewohnt, dass also Aggressivität, Leidenschaft oder auch Trauer durch Harmonie und Rhythmik zum Ausdruck zu bringen sind.

Das bedeutet nun aber nicht, dass sich der Charakter eines auf der Gitarre begleiteten Musikstückes nicht ändern kann, wenn das Stück von G-Dur nach A-Dur transponiert wird. Spielt der Gitarrist den G-Dur-Akkord ohne Barré (g-h-d-g-h-g), und wechselt zum offenen A-Dur (e-a-e-a-cis-e), ändert sich die Klangfarbe wesentlich. Der Grund ist allerdings nicht in der geänderten Tonart an sich zu suchen, sondern in der geänderten Akkordzusammensetzung. Im G-Dur-Akkord kommt die Quinte nur einmal vor, in A-Dur jedoch dreimal. Ein am 5.Bund gespielter A-Dur-Akkord hat hingegen zwei Quinten, und somit lautet das einfache Fazit: Beim Tonartenwechsel kann sich der Klangcharakter ändern, aber nicht entsprechend einer allgemeingültigen Skale, sondern interpretations- und instrumentenspezifisch.

[♣] Ähnliche Versuche hatten schon Terhardt und Seewann durchgeführt, allerdings mit Tönen, die sich von denen eines akustischen Klaviers unterschieden – die Fragestellung betraf dabei nämlich das absolute Gehör, und nicht den Tonartcharakter [Aural key identification and its relationship to absolute pitch. Music Percept. 1, 1983].

© M. Zollner 2004 - 2009

8.4 Konsonanz und Dissonanz

Obwohl jeder Musiker zu wissen glaubt, was ein **dissonanter Akkord** ist, fällt eine physikalische Beschreibung schwer. Die Pythagoreer betrachteten die Oktave, die Quinte und die Quart als konsonant (symphonisch), und alle anderen Intervalle als dissonant (diaphonisch). Mit einer Besonderheit: *Hin und wieder wird zum Erstaunen des modernen Abendländers auch die große Sekunde als Konsonanz bezeichnet. Dies hat seinen Grund in dem ganz anders gearteten melodischen Konsonanzbegriff: Konsonant ist, was leicht zu treffen ist* (*Simbriger / Zehelein*). Eine andere Erklärung wäre: Die große Sekunde durfte nicht zu weit abseits stehen, war sie doch Frucht der "heiligen Hochzeit" (Abb. 8.6), und somit durch die Erkenntnisse einer "Hochkultur" sanktioniert.

Offenbar gibt es mehrere Arten von Konsonanz. Als Synonym findet man häufig Wohlklang, Verschmelzung, Ruhe, Entspannung. Spielt man auf einem Klavier in Mittellage gleichzeitig zwei Töne im Quintabstand, so verschmelzen beide zu einem harmonischen Klang. Die beiden Töne "mögen sich", sie klingen gut zusammen, und nichts anderes heißt con-sono. Ganz anders verhalten sich zwei Tönen im Halbtonabstand: Der Ästhet hört förmlich ihren gegeneinander ausgetragenen Kampf, der Signaltheoretiker konstatiert Schwebungen, der Psychoakustiker Rauhigkeit, der Musiker Dissonanz.

Schon früh wurde aus dem Nominalattribut Konsonanz ein Ordinalattribut: Bei Zweiklängen sollte nicht nur beschrieben werden, ob sie gut harmonieren (konsonieren), sondern auch, wie gut sie harmonieren – im Sinne einer Rangordnung. Im 13. Jh. stellt **Franco von Köln** eine fünfstufige Skala auf (K. = Konsonanz, D. = Dissonanz):

Vollkommene K.	Mittlere K.	Unvollkommene K.	Unvollkommene D.	Vollkommene D.
Prime Oktave	Quinte Quarte	Große Terz Kleine Sexte	Kleine Terz Große Sexte	Sekunden Septimen

Die hohe Konsonanz einer Quinte war schon aus Abb. 8.2 ersichtlich: Im Teiltonspektrum ergibt sich eine nahe Verwandtschaft. Der 3., 6., 9. usw. Teilton des tieferen Tones hat dieselbe Frequenz wie der 2., 4., 6. usw. Teilton des höheren Tones. Reine Stimmung und dispersionsfreie Wellenausbreitung vorausgesetzt. Was lag näher, als aus der Ähnlichkeit der Teiltonspektren zweier Töne Bildungsgesetze für Konsonanz und Dissonanz abzuleiten? Z.B.:

- Je mehr gemeinsame Teiltöne, desto größer die Konsonanz. Oder:
- Je einfacher das Frequenzverhältnis, desto größer die Konsonanz.

Allerdings auch vorsichtige Rückzugsgefechte: "Wesentlich sind nur die ungeradzahligen Teiltöne". Oder: "Der 7., 11., 13., 14. und 17. Teilton werden ausgeschlossen". Oder: "Die Quarte ist eine Auffassungsdissonanz". Oder: "Es gibt dissonierende Akkorde von großem Wohlklang". Oder: "Im Zusammenhang erlangt ein konsonierendes Intervall sehr oft dissonanten Sinn". Ganz aktuell Haunschilds Neue Harmonielehre (1998): "Allgemein kann festgestellt werden, das sich das menschliche Verständnis von Konsonanz und Dissonanz immer mehr zugunsten der Dissonanz verschiebt. Das bedeutet, dass in der heutigen Zeit mehr und mehr Intervalle und Akkorde als konsonant empfunden werden, die früher sicherlich als Dissonanzen eingestuft worden wären. Nur noch die Intervalle mit einer sogenannten Halbtonreibung (kleine Sekunde und große Septime) werden als wirklich dissonant gewertet."

© M. Zollner 2004 - 2009

Auch Philosophen soll Raum gewidmet werden: "Entsprechend den Verhältnissen der natürlichen Konsonanzgrade kann gesagt werden, dass jedes Wesen, jede Seinsform um so vollkommener ist, und um so mehr im Einklang mit seiner Um- und Mitwelt steht, je näher es dem Ursprung ist. Das Konsonanzprinzip ist das Verbindende im Verschiedenartigen, entspricht also der Harmonie, dem organischen Eingeordnetsein in höherer Einheit, also der Liebe" (gefunden in Simbriger/Zehelein). War dann **Schönberg** vielleicht lieblos? Er meinte: "Wir sind ja heute schon so weit, zwischen Konsonanz und Dissonanz keinen Unterschied mehr zu machen." Ähnlich Rossi, aber nicht ganz so radikal: "Consonance and dissonance greatly depend on each individual's musical experience, and, more broadly speaking, musical culture".

Es soll nicht bestritten werden, dass Schwebungen, Rauhigkeiten, Fluktuationen, Reibungen, oder wie man die **Hüllkurvenschwankungen** der Teiltöne sonst noch nennen kann, eine Ursache für das Dissonanz- bzw. Konsonanzempfinden darstellen. Vom sog. *unbiased Scaling*, also einer absoluten, rein signalabhängigen Skalierung, verabschiedet sich die Wahrnehmungspsychologie aber zusehends. Viktor Sarris erläuterte am 8. Oldenburger Symposium: "Whereas classical sensory psychophysics relies mainly on the (illusory) assumption of absolute, i.e. invariant stimulus-response laws, the relation-theory in psychophysics is based on the general premise that, on principle, one and the same stimulus may be perceived and judged very differently as a function of the variables implied by the total 'contextual' situation at hand. … Contextual effects in psychophysics are of major importance since virtually all kinds of sensory-perceptual-cognitive judgments, whether in direct or indirect scaling resp. in discrimination and postdiscrimination-testing, are **contextual**." Die Erkenntnis, dass Bewertungen situationsbezogen erfolgen, betrifft auch Konsonanzbeurteilungen, insbesondere wenn sie von Personen mit musikalischer Erfahrung bzw. Ausbildung getroffen werden.

Als **Beispiel** möge ein Zweiklang dienen, bei dem die beiden Töne eine **große Sexte** bilden. Also z.B. H-Gis. Stellen wir uns zwei Gitarristen vor: Einer spielt kontinuierlich einen E-Dur-Akkord, der andere greift auf der G-Saite das H, und alternierend (z.B. 6/8-Takt) auf der hohen E-Saite das Gis. Sowohl H als auch Gis sind im E-Dur-Dreiklang enthalten, die beiden Gitarren harmonieren, das Ergebnis ist ein spannungsfreier Klang. Nun schiebt der 'Sextist' seine Greifhand um 3 Halbtöne höher, greift also auf der G-Saite das D, und auf der E-Saite das H. Nach einem Takt geht er nochmals um 3 Halbtöne höher, und spielt F-D (**Abb. 8.25**). Während der ganzen Zeit bleibt der Begleit-Gitarrist auf E-Dur. Die zweite Sexte ist mit D-H immer noch nahe an E-Dur, das D baut als kleine Septime allerdings schon eine leichte Spannung auf (E^7-Akkord). Aber erst die dritte Sexte bringt so richtig Dramatik ins Geschehen: Deren D kann wieder als kleine Septime gewertet werden, das F ist nun aber als kleine None hochgradig dissonant ($E^{7/b9}$ -Akkord). Jeder E-Gitarrist mit klassischer Ausbildung (also Beatles-Beck-Blackmore) kennt diesen schrägen Akkord aus Lennon/McCartneys *I want you*. Das Interessante an diesem Beispiel: Auch wenn gar keine Begleitgitarre mitspielt, hört der erfahrene Sextenspieler diese ansteigende Dramatik! Die sich z.B. durch eine abschließende große Sexte auf E-Cis auflösen (entspannen) lässt. Nochmals: Ein Gitarrist spielt (jetzt ohne Begleitung) die großen Sexten: H-Gis, D-H, F-D, E-Cis, und hört einen Spannungsbogen – obwohl doch immer des gleiche (nicht dasselbe!) Intervall gespielt wird.

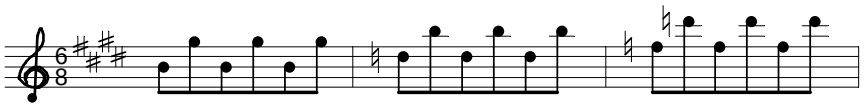


Abb. 8.25: Große Sexten.

© M. Zollner 2004 - 2009

Voraussetzung für die sich ändernde Spannung ist eine im Gedächtnis mitgeführte **Referenz**. Die bei jedem Musiker vorhanden sein muss. Wie anders könnte er sonst eine Improvisation spielen, die sich ja an Begleitakkorden orientiert. Der versierte Musiker braucht nun aber – im Gegensatz zum Anfänger – gar keine hörbare Begleitung, er erzeugt sie sich selbst, vor seinem "inneren Ohr". Das Ganze ist weniger esoterisch, als befürchtet. Der Leser möge als Beispiel zum Sprechen ansetzen, aber im letzten Moment innehalten. Ein "*a*" sagen wollen, aber die Stimmbänder geschlossen lassen. Pflichtbewusst ist die Zunge hierbei schon auf Position gegangen, und es entwickelt sich eine gute Vorstellung, wie dieser Vokal gleich klingen würde, wenn er denn dürfte. Das innere Ohr hört ihn schon, obwohl er physikalisch noch gar nicht existiert. Ein Sänger könnte zusätzlich auch schon die Stimmbänder in die richtige Spannung bringen, um eine spezielle Tonhöhe zu produzieren; ohne Gesangstraining funktioniert das aber schon nicht mehr so gut. Das innere Ohr braucht nämlich Verbindungen zwischen motorischen und sensorischen Hirnbereichen. Und zur Sensorik zählt beim Hören seltsamerweise nicht nur der 8. Hirnnerv (N. acusticus). Spielt man einem Laiensänger (der Begriff möge für den Wollenden, aber Nichtkönnenden stehen) einen Ton vor und fordert ihn zum Nachsingen auf, so setzt ein mehr oder weniger schauerlicher Regelprozess[♣] ein: Die Stimmbänder produzieren einen Ton, aber erst wenn er physikalisch existiert, erkennt das Gehör die Tonhöhe und das Gehirn kann die Stimmbänder zur Änderung ihrer Spannung veranlassen. Von einem Sänger wird hingegen erwartet, dass er ohne störende Regelvorgänge gleich die richtige Tonhöhe produziert. Das kann er auch, weil er gelernt hat, schon vor dem Erklingen des Tones die Stimmbänder richtig zu spannen ("muskuläres Tongedächtnis").

Seit wir dem Gehirn mit Magnetresonanztomografie 'beim Denken' zusehen können, beginnen wir die Zusammenarbeit einzelner Hirnregionen zu verstehen. Oder besser: Zu erahnen, denn umfassendes Verständnis ist noch nicht vorhanden. Interessante Zusammenhänge wurden bei Pianisten beobachtet: Wenn ein **Pianist** Klaviermusik hört, sind in seinem Gehirn auch Bereiche aktiv, die seinen Fingern zugeordnet sind. Vermutlich übt das Gehirn schon, wie die Finger zu bewegen wären, um das Gehörte zu spielen – auch wenn der Pianist nur zuhört, und nicht selbst spielt. Auch umgekehrt funktioniert's: Wenn er auf einer Tastatur spielt, die keine hörbaren Töne erzeugt, sind in seinem Gehirn trotzdem auditive Areale aktiv – das ist das innere Ohr. Bei Klavier-Anfängern wurden diese senso-motorischen Kopplungen übrigens nicht beobachtet, Anfänger müssen erst durch Üben die Hardware konfigurieren.

Zurück zur **Konsonanz**: Zumindest der versierte Musiker ergänzt die über das Ohr aufgenommenen Töne um Grund- und Begleittöne, die nur in seiner Vorstellung existieren. Diese Ergänzung kann mehr oder weniger konsonant sein, und deshalb ist Konsonanz nicht alleine durch die physikalischen Signalparameter beschreibbar. Die im o.a. Beispiel aufgeführten großen Sexten erzeugen nur dann eine ansteigende Spannung, wenn als Referenz das E bzw. der E-Dur-Akkord beibehalten wird. Denkt der Zuhörer hingegen an einen mitlaufenden Grundton, im Beispiel also E – G – B, so bleibt die Spannung unverändert. Das Festlegen der aktuellen Referenz ist ein individueller Vorgang, der zwar grob vorgegebenen Regeln folgt, im Einzelfall aber nicht determiniert abläuft. Vielmehr sind musikalische Ausbildung als allgemeines Kriterium und musikalischer Kontext im Speziellen maßgeblich. Gut vorstellbar, dass zur Grundtonauswahl Wahrscheinlichkeiten aufgestellt und bewertet werden, und dass Teiltonrelationen und Akkordverwandtschaften eine wichtige Rolle spielen. Das Gehirn ist ja äußerst leistungsfähig, wenn es darum geht, Fehlstellen bei visuellen Eindrücken zu ergänzen – beim auditiven System dürfte es ähnlich sein.

[♣] Wir kennen das von Casting-Shows, die froschähnliche Superstars hervorgebracht haben (Kermit on dope), deren Intonationsgeschick selbst innerhalb Niederbayerns (!) kritische Stimmen hervorrief.

© M. Zollner 2004 - 2009

Der im Beispiel aufgeführte dritte Sext-Zweiklang (F-D) kann als Teil eines terzverwandten Vierklangs aufgefasst werden. **Terzverwandt** sind Vierklänge, wenn drei ihrer vier Töne übereinstimmen und ihre Grundtöne im Terzabstand liegen. Die ersten beiden Sext-Zweiklänge legen mit H-Gis und D-H die Basis für einen E^7-Akkord. Der dritte Sext-Zweiklang ist Teil eines verminderten Septakkords (Gis^{07}), terzverwandt mit E^7, und mit diesem einen $E^{7/b9}$-Akkord bildend. Dieses Bildungsgesetz ist nicht zwingend, alternative Referenzsysteme sind vorstellbar. Gerade weil mehrere Referenzsysteme möglich sind, ist der Konsonanzgrad eben nicht eindeutig definierbar.

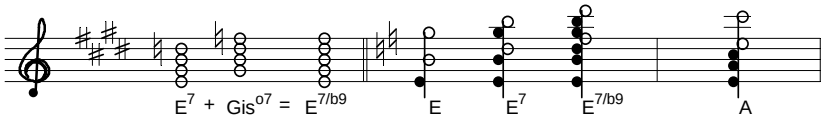


Abb. 8.26: Terzverwandte Vierklänge (links); Spannungsbogen mit Auflösung in A-Dur (rechts).

In **Abb. 8.26** ist die o.a. Terzverwandtschaft deutlich zu sehen: E-Gis-H-D ist ein E^7-Akkord, der mit Gis-H-D-F (Gis^{07}) drei gleiche Töne hat, und von diesem zum $E^{7/b9}$-Akkord ergänzt wird. Im rechten Teil der Abbildung finden wir den ersten Sext-Zweiklang (offene Noten), und den hinzugedachten Grundton E mit einer ausgefüllten Note. Dieses Muster wird im Gedächtnis gespeichert, hinzu kommt der nächste Sext-Zweiklang, woraus der E^7-Akkord entsteht. Auch der wird gespeichert (ausgefüllte Symbole), und durch den dritten Sext-Zweiklang ergänzt – fertig ist die Dissonanz. Gespielt werden jeweils nur die offen gezeichneten Noten, der Rest existiert nur im Gedächtnis. Falls der Gitarrist als Abschluss noch die große Sexte E-Cis spielt, erhält er eine schöne Auflösung (Entspannung) nach A; insbesondere, wenn er sich E-A-Cis dazudenkt.

Dieses Beispiel sollte zeigen, wie die Konsonanz einer großen Sexte in eine Dissonanz umschlagen kann – es muss nur die Vorstellung (das innere Ohr) "mitspielen". Aber natürlich haben nicht nur die gedachten, sondern auch die real existierenden Töne einen Einfluss auf die wahrgenommene Dissonanz. Eine **große Septime** (z.B. E-Dis) wird allgemein als dissonant bezeichnet. Erzeugt man sie aus zwei Sinustönen, entstehen bei ihr im Gegensatz zur kleinen Sekunde (E-F) jedoch keine "richtigen" Schwebungen, sondern **Oktavschwebungen** (sog. Schwebungen zweiter Art). Potentialableitungen aus dem Hörnerv lassen vermuten, dass bei der Analyse der Basilarmembran-Schwingung eine Art Halbwellengleichrichtung vorgenommen wird♣. Die hierbei in den Nerven-Aktionspotentialen entstehenden Muster wechseln ihre Form im Rhythmus der Differenzfrequenz, die in diesem Beispiel mit $T = 1 / (f_2 - 2f_1)$ definiert ist. **Abb. 8.27** zeigt einen Ausschnitt eines derartigen Signals; der dargestellte Zeitausschnitt entspricht gerade dieser Schwebungsperiode. Zum Vergleich wurde in Abb. 8.5 eine Schwebung erster Art dargestellt. Schwebungen zweiter Art wirken dezenter Als Schwebungen erster Art [Plomp, JASA 1967].

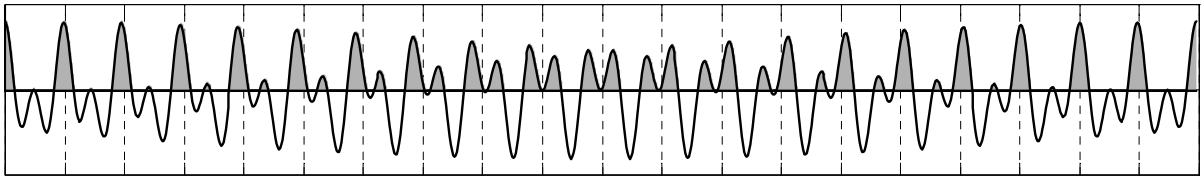


Abb. 8.27: Oktavschwebung. Summe zweier Primärtöne gleichen Pegels. Die Frequenz des höherfrequenten Tones ist um 2,5% größer als das Doppelte der Frequenz des niederfrequenten Tones: $f_2 = 2{,}05 \cdot f_1$.

♣ Zumindest im Frequenzbereich < 1,5 kHz.

© M. Zollner 2004 - 2009

Jedoch sind Instrumententöne so gut wie nie aus nur einem einzigen Teilton aufgebaut. Bei der Gitarre wird man es im Regelfall mit mehreren Teiltönen zu tun haben – dann sind Schwebungen erster Art klangbestimmend, wie folgendes Beispiel zeigt: Spielt man die eben erwähnte **große Septime** auf der Gitarre, z.B. das E auf der D-Saite, und das Dis auf der H-Saite, entsteht tatsächlich ein Klang, der von den meisten als dissonant bezeichnet werden dürfte. Kaum ergänzt man aber diese beiden Töne zu einem vollen **E^{maj7}-Akkord** E-H-E-Gis-Dis-Gis, ist die Dissonanz verschwunden♣. Als Gründe könnte man die vielen konsonanten Intervalle anführen, die sonst noch in diesem Akkord stecken, oder die Zerstörung der strengen Hüllkurvenschwankung durch zusätzliche Partialtöne. In diesem Zusammenhang ganz interessant: In den Grifftabellen der "Rock-Gitarre" (Bechtermünz-Verlag) taucht ein anderer E^{maj7}-Akkord auf: E-H-Dis-Gis-H-E. Das sind zwar die gleichen Tonbezeichnungen wie oben, aber in anderer Oktavlage, und deshalb nicht ganz so "rund": Der Akkord poltert etwas und klingt nicht ganz so schön melancholisch wie der oben angegebene – doch das ist eine sehr subjektive Bewertung. Falsche Griffe kann es eigentlich nicht geben – nur falsche Erwartungen.

Abb. 8.28 zeigt die beiden E^{maj7}-Akkorde im Vergleich. Für die Spektren wurde die gleichschwebend-temperierte Stimmung zugrunde gelegt, alle Teiltöne haben (willkürlich) gleiche Amplitude. Beim 2. Akkord treten bei 160 Hz zwei Teiltöne mit nur 9 Hz Abstand auf; dies erzeugt schnelle Schwebungen, die eher unschön klingen. Die nahe benachbarten Teiltöne bei 415 Hz haben 3 Hz Abstand – auch sie schweben, aber langsam, mehr in Sinne eines Vibratos, und nicht ganz so lästig. Und bei 311 Hz / 330 Hz? Da liegt die auch im ersten Akkord auftretende gewollte Dissonanz der großen Septime, gebildet von den E- bzw. Dis-Teiltönen.

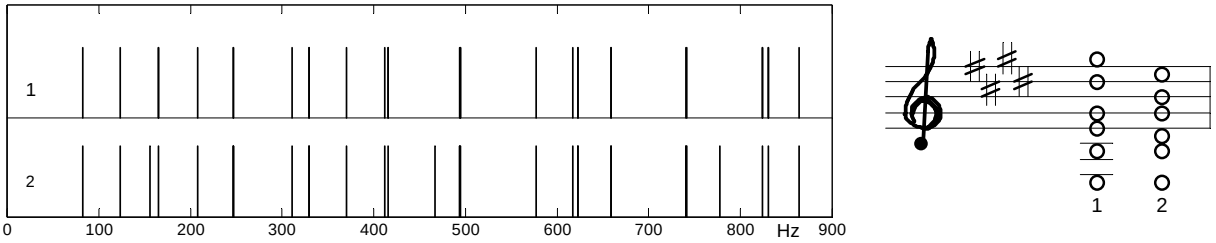


Abb. 8.28: Amplitudenspektren und Notenbilder der im Text erläuterten E^{maj7}-Akkorde.

Je näher zwei Teiltöne spektral beisammen liegen, desto langsamer ist die dadurch hervorgerufene Schwebung. Sehr geringe Teiltonabstände (z.B. 1 Hz) kommen auch bei einzeln gespielten Tönen vor, wegen leichter Verstimmung der zirkulären Saiten-Polarisation, wegen progressiver Teiltonspreizung, oder weil das Instrument merchörig ist (z.B. Klavier). Etwas schnellere Schwebungen (z.B. 4 Hz) können ebenfalls schon bei Einzeltönen entstehen, wenn z.B. der Ton mit Vibrato bzw. Tremolo erzeugt wird. Noch schnellere Schwebungen, die teils als **Schwankungsstärke** [12], teils als **Rauhigkeit** wahrgenommen werden, entstehen typischerweise erst beim simultanen Spielen mehrere Töne. Die Grenze zwischen Schwankungsstärke und Rauhigkeit liegt bei ca. 20 Hz Modulationsfrequenz, und derart modulierte Töne, seien sie rau oder schwankend, können den Wohlklang mindern und dissonant klingen. Mit zunehmender Modulationsfrequenz verschwindet der Eindruck von Dissonanz aber wieder, sonst wäre ja schon der (harmonisch komplexe) 100-Hz-Ton dissonant – was er nicht ist. Man mag ihm Rauhigkeit attestieren, aber keine Dissonanz. Bei welchem Teiltonabstand nun aber maximale Dissonanz auftritt, das ist mit einer einzige Zahl nicht spezifizierbar – zu komplex sind die Begriffe Konsonanz und Dissonanz, zu vielgestaltig die Klänge.

♣ Auch das ist natürlich wieder Auffassungssache, und mag im Einzelfall subjektiv anders bewertet werden.

© M. Zollner 2004 - 2009

Psychoakustiker trennen gerne in sensorische und musikalische Konsonanz, oder ähnliche, oft historisch begründete Termini. Sensorische Konsonanz, das ist die absolute Skalierung, das "unbiased Scaling", das Psychologen gerne mal in Frage stellen. Also: Kopfhörer aufsetzen, an nichts Böses (und natürlich auch: an nichts Gutes) denken, und die Konsonanz der beiden dargebotenen Sinustöne bewerten. Um nicht missverstanden zu werden: Das ist nicht unsinnig, damit gewinnt man elementare Grundkenntnisse, aus denen vielleicht einmal eine umfassende Dissonanztheorie entstehen könnte. Von der Dissonanz zweier Sinustöne ist's aber noch ein weiter Weg zur Dissonanz eines E^{maj7}-Akkordes. Nicht nur, weil hierzu bereits musikalischer Kontext, "musical experience and culture" gehören, alles Elemente der musikalischen Konsonanz (auch Tonalität genannt), sondern weil schon die rein psychoakustische Analytik erhebliche Probleme bereitet. Was beim AM- oder FM-Ton noch leicht gelingt, wird beim Akkord zur Fahrt ins Ungewisse. So schön die Formeln über Frequenz- und Pegelabhängigkeiten bei Rauhigkeit und Schwankungsstärke sind – sie helfen nichts bei Signalen mit komplizierten, zeitvarianten Teiltönen. Ein E^{maj7}-Akkord hat weder eine Modulationsfrequenz, noch hat er einen Modulationsgrad – wie übrigens auch der Automotor, dessen Rauhigkeitsanalyse Generationen von Akustikern beschäftigt. Die von Aures [Acustica, 58, 1985] vorgeschlagene Synthese aus spezifischen Rauhigkeiten weist einen Weg, offenbart aber auch die Probleme: Nicht nur der Pegel jedes Teiltons muss bekannt sein (das ist messbar), auch die Teiltonphasen sind zu ermitteln, weil über die spezifischen Rauhigkeiten benachbarter Bänder Kreuzkorrelationen zu erstellen sind. Also Zeitfunktionen, und deshalb ist die Phase wichtig. Gängige Analysatoren bilden jedoch nur die Dämpfungsfunktionen der gehörspezifischen Frequenzgruppenfilter einigermaßen richtig nach, über deren (pegelabhängige!) Phasengänge ist noch nicht allzu viel bekannt. Und wenn man's wüsste, man hätte immer erst eine Dimension erfasst. Denn: *One and the same stimulus may be perceived and judged very differently as a function of the variables implied by the total 'contextual' situation at hand* [Sarris].

Hängt man die Erwartungen nicht ganz so hoch, und gibt sich mit qualitativen Regeln zufrieden, sind indes viele Phänomene erklärbar. Wie dieses: Zupft man auf der Gitarre synchron das tiefe E (leere E-Saite) und am 4. Bund der H-Saite das Dis mit den Fingernägeln an, ertönt ein dissonanter Zweiklang. Der seine Dissonanz deutlich verliert, wenn man dieselben Saiten mit der Fingerkuppe anzupft. Die Erklärung: Zwischen dem Dis-Grundton und der 4. Harmonischen der tiefen E-Saite können sich dissonante Schwebungen ausbilden – aber nur, wenn diese 4. Harmonische auch mit ausreichendem Pegel vorhanden ist. Durch das Anzupfen mit Fingernagel oder Plektrum werden die Obertöne betont, und wenn nicht gerade alte Saiten aufgezogen sind, entsteht eine ausreichend starke 4. Harmonische. Beim Anzupfen mit der Fingerkuppe wird hingegen die 4. Harmonische zu schwach wiedergegeben, die Dissonanz ist weniger stark ausgeprägt. Die Ausprägung der Dissonanz ist in diesem Beispiel von der Spieltechnik (der Interpretation) abhängig, und kann nicht alleine aufgrund des Intervalls angegeben werden. Und natürlich ist von großer Bedeutung, wie gut die verwendete Gitarre diese benachbarten Teiltöne abstrahlt. Und wie schnell diese abklingen. Und wie der Raum sie überträgt. Und ob weitere Saiten angeschlagen werden, sodass einzelne Teiltöne verdeckt werden. Roederer[♣] gibt hierzu ein ergänzendes Beispiel: *Wenn beispielsweise eine Klarinette und eine Geige eine große Terz spielen, wobei die Klarinette den unteren Ton erzeugt, klingt dieses Intervall glatt. Wenn jedoch die Klarinette den oberen Ton spielt, klingt das Intervall "rau"*. Die Begründung liegt wieder in der instrumentspezifischen Obertonstruktur. Die zum einen vom Generatormechanismus bestimmt wird, aber u.U. auch vom Musiker, vom Raum und der räumlichen Anordnung, und natürlich von allen Schallquellen, die sonst noch tönen. Zuletzt erfolgt eine subjektive Bewertung auf der Basis des Hörer-Wissens, unter Bezug auf den musikalischen Kontext, und das Ergebnis ist dann ein sehr subjektiver Dissonanzgrad, der keinesfalls nur anhand einer Intervallrelation berechnet werden kann.

© M. Zollner 2004 - 2009

Weit spannt sich der Bogen von den älteren Harmonielehre-Büchern[1], die einer großen Sexte generelle Dissonanz attestieren, zu moderneren Büchern[2], die solches nur mehr der kleinen Sekunde zugestehen wollen, von göttlichen Vollkommenheiten und unvollkommenen Teufelstönen über Helmholtzsche Klangverwandtschaften bis hin zu Multiplen Regressionen[3]. Allen gemein ist die Suche nach Regeln, denn: Musik wird nach Regeln gemacht – aber halt nach ziemlich komplizierten. Auch die auditive Verarbeitung akustischer Signale erfolgt nach Regeln – und auch die sind alles andere als einfach. Und sowohl interindividuellen, als auch intraindividuellen Streuungen unterliegend.

Es gibt gute Gründe anzunehmen, dass Hörwahrnehmungen auf der Basis hörbarer Partialtöne entstehen. Hörbar sind Partialtöne nur, wenn sie sowohl über der Ruhehörschwelle, als auch über den von anderen Tönen hervorgerufenen Verdeckungsschwellen (Mithörschwellen) liegen. Hörbar in diesem Sinne bedeutet aber nicht zwangsläufig *als Einzelton heraushörbar*. Ein Partialton ist i.d.S. hörbar (trägt zum Höreindruck bei), wenn sich beim Wegfiltern dieses Partialtones der Höreindruck ändert. Ändert der sich nicht, ist dieser Partialton unhörbar. Setzt man als Ursache der Dissonanzwahrnehmung die Interaktion einzelner Partialtöne an, so ist Voraussetzung, dass diese Partialtöne i.d.S. hörbar sind. Damit wird Dissonanz aber vom individuellen Klangspektrum abhängig, und lässt sich keinesfalls "von der Partitur weg" berechnen. Liegt hingegen das am Ohr eintreffende Schallspektrum zugrunde, sind orientierende Berechnungen möglich, zur Zeit aber noch mit deutlich eingeschränkter Allgemeingültigkeit. Daniels[3] Fazit kann man u.a. drei Ergebnisse entnehmen: Rauhigkeit und sensorischer Wohlklang sind (negativ) korreliert, Rauhigkeit und Unangenehmheit sind (positiv) korreliert, aber: Sensorischer Wohlklang und Unangenehmheit sind nicht korreliert. Doch, das geht, diese Merkmale hängen ja noch von anderen Faktoren ab. Auch aus Daniels Arbeit: "Dies deutet auf einen wesentlichen Unterschied zwischen den Gegensatzpaaren *angenehm – unangenehm* und *wohlklingend – missklingend* hin". Daniel vertieft sich nicht weiter in angenehme Dissonanzen oder unangenehme Konsonanzen, eine Frage lässt sich nun aber nicht mehr verdrängen: Was beurteilen eigentlich Versuchspersonen, wenn sie zur Konsonanz eines musikalischen Akkordes befragt werden? Die Angenehmheit? Oder den Wohlklang?

Kein Wunder, dass Michael Dachs[4] schon vor über 50 Jahren zu der Erkenntnis gelangte: *Im Zusammenhang erlangt ein konsonierendes Intervall sehr oft dissonanten Sinn.* Aus derselben Zeit Simbriger/Zehelein: *Es gibt kaum ein zweites Problem, das in der modernen Akustik so umstritten wäre wie das der Konsonanz und Dissonanz.* Gut 50 Jahre zusätzliche Forschung haben den damaligen Wissensstand zwar beträchtlich erweitert, aber immer noch keinen für Musiker handhabbaren Algorithmus zur Konsonanzberechnung bereitstellen können. Was kein Nachteil sein muss: If you can feel it, you can play it. Ach ja, Musiker, immer eine Lösung parat. And if you can't make it, fake it.

♣ Roederer J.: Physikalische und psychoakustische Grundlagen der Musik, Springer 1999.

[1] Z.B. H. Grabner, Handbuch der funktionellen Harmonielehre, Max Hesses, Berlin 1950.

[2] Z.B. F. Haunschild, Die neue Harmonielehre, AMA, Brühl 1998.

[3] Z.B. P. Daniel: Berechnung und kategoriale Beurteilung der Rauhigkeit und Unangenehmheit von synthetischen und natürlichen Schallen, Universität Oldenburg, 1995.

[4] M. Dachs: Harmonielehre, Kösel 1948.

© M. Zollner 2004 - 2009

8.5 Timing und Rhythmus

"If I only had time", das meint nicht nur John Rowles, das ist *der* Stoßseufzer aller schlechten Drummer. In der Time zu bleiben ist schwierig, und schon Time zu definieren ist nicht leicht. Meist bezieht man sich bei dieser Frage auf Augustinus (Mönch, kein Drummer); seine Überlegungen über die Zeit sind weitverbreitet. Sie werden gerne auf die Kurzform gebracht: "Wenn niemand mich fragt, was Zeit ist, weiß ich es; wenn ich es einem Fragenden erklären will, weiß ich es nicht." So ähnlich ist's mit Rhythmus, Groove und Timing. Selbst moderne Rhythmik-Bücher[♣] kommen ganz ohne Definition von Rhythmus aus, und: ja, das ist auch schwierig. Versucht's einer, liest sich's in etwa wie folgt: *Rhythmus ist die regelmäßige (periodische) Wiederholung von zu Mustern zusammengefassten Akzenten.*

Ein Muster (engl. Pattern) entsteht aus gruppierten Akzenten, ein Akzent ist eine Auffälligkeit, also z.B. die Schläge der Bass-Drum. Und schon fallen einem Beispiele ein, in denen diese Definition nicht passt, aber: Wenn schon ein jeder diese Definition kritisieren kann, weil er sowieso weiß, was Rhythmus ist, dann ist eine ausführliche Definition auch entbehrlich. Zumindest hier, wo auditive Wahrnehmung im Vordergrund stehen soll, und nicht musikalische Rhythmiklehre. **Abb. 8.29** gibt einen knappen Überblick über die hierarchische Verarbeitung der kontinuierlichen Zeit, ihrer Diskretisierung zu Grundschlägen, deren Gruppierung und Betonung, und auf diesem Ordnungsschema das individuelle Pattern, das sich in diesem Fall eintaktig wiederholt. Zweitaktig wäre, wenn sich zwei verschiedene Patterns abwechseln würden (Bossa), aber nochmals: Es soll nicht primär um Musik gehen, sondern ums Gehör.

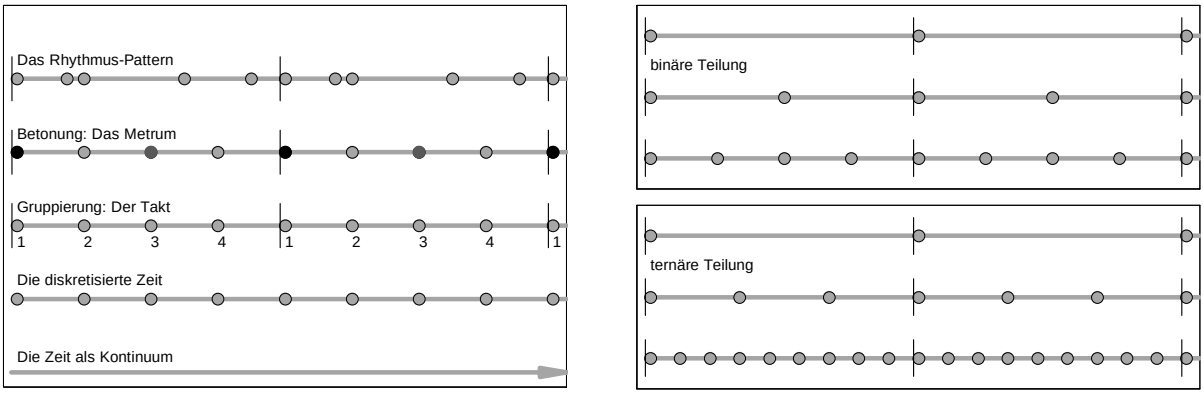


Abb. 8.29: Takt, Metrum, Rhythmus (links), binäre und ternäre Takt-Unterteilung (rechts).

Die Punkte in Abb. 8.29 markieren den Beginn einzelner Töne, und der Laie glaubt, ein Musiker mit gutem "Timing" müsse diese Startzeitpunkte möglichst präzise reproduzieren, um das Prädikat "spielt wie eine Maschine" zu erhalten. Ob dies tatsächlich zutrifft, sei auf die folgende Seite verschoben, zunächst geht's um die Analyse: Wie genau kann das ausgebildete Gehör Rhythmusschwankungen analysieren? Die Studiopraxis liefert hier einen kaum umstrittenen **Richtwert von 10 – 20 ms**, darunter werden Timingfehler schnell bedeutungslos. Immerhin: Der Profi sollte seine Töne also auf ungefähr 1/100 Sekunde genau treffen können, und Musik-Soft- und -Hardware muss sehr schnell reagieren, sollen die immer vorhandenen Verzögerungen (Signal processing Delays) subjektiv nicht bemerkt werden. Und nicht übersehen: Ein Effektgerät mit 7 ms Delay ist unkritisch, 4 davon in Kette sind unzumutbar. Aus diesem Grund bieten einige Prozessoren eine Einstellmöglichkeit: Wenig Delay für Live-Betrieb, viel Delay (aber auch viel Effekt) für Offline-Bearbeitung.

♣ Marron E.: Die Rhythmik-Lehre. AMA 1991.

© M. Zollner 2004 - 2009

Nun zum eigentlichen Thema dieses Abschnitts: **Ein guter Musiker muss u.U. objektiv falsch spielen, damit's subjektiv richtig klingt**. Die subjektive Bewertung kommt vom Zuhörer, die objektive liefert der Analysator. Ein guter Musiker spielt seine Töne nicht generell zum notierten Zeitpunkt, sondern mit einer kleinen Verschiebung, die teils gewollt (determiniert), teils ungewollt (stochastisch) ist. Beide (!) Verschiebungen sind erwünscht, sofern arttypisch. Und deshalb taugt der fettgedruckte Satz nicht als Entschuldigung für Anfänger – objektiv falsches Spiel kann auch sehr falsch klingen. Was aber ist richtig falsch?? Nicht im Sinne einer Steigerung von falsch, sondern: Welche Abweichung vom objektiven Metronomschlag führt zu einem subjektiv gut empfundenen Rhythmus?

Zunächst zu den gewollten, determinierten Abweichungen. Drei Hauptbereiche sind hier zu nennen: Die Tonerzeugung (das Einschwingen), die Tonwahrnehmung (das Hörereignis), und die Interpretation. Zur **Tonerzeugung:** Bis der Ton eines Blasinstrumentes eingeschwungen ist, können 20 ms vergehen – oder auch bis zu 100 ms, bei leise gespielten Tönen. Natürlich zählt als Toneinsatz hierbei nicht der Moment, in dem sich zum ersten Mal die Lippen öffnen, sondern ein etwas späterer Zeitpunkt, den man nur über die Wahrnehmung definieren kann. Der Bläser muss also schon losblasen, kurz bevor der Ton erklingen soll. Ab wann genau der dann gespielte Ton als existent erachtet wird, ist eine Entscheidung des Gehörs, also ein Akt der **Tonwahrnehmung**. Fastl listet in seinem Psychoakustik-Buch [12] 8 Beispiele von Tönen unterschiedlicher zeitlicher Hüllkurve (HK) auf, und bestimmt hierzu deren subjektiven Beginn. Nur wenn der Ton abrupt einsetzt und sofort wieder leiser wird (abklingende HK), fallen objektiver und subjektiver Beginn praktisch zusammen. Steigt die HK aber an, liegt der subjektive Tonbeginn um bis zu 60 ms nach dem objektiven. Für diese speziellen Töne, denn natürlich sind derartige Zahlen vom speziellen Versuch abhängig. Aber selbst wenn alle Töne hart einsetzen, finden sich erstaunliche Unterschiede zu scheinbar gleichlangen Pausen: Damit das Gehör eine Tondauer genauso lang bewertet wie eine Pausendauer, muss die objektive Tondauer gegenüber der objektiven Pausendauer wesentlich verkürzt werden! In Fastls Beispiel sollen zunächst eine Allegretto-Achtelnote und danach eine Achtelpause (je 240 ms) gespielt werden. Damit Ton und Pause subjektiv gleich lang klingen, darf der Ton aber nicht 240 ms lang gespielt werden, sondern ist auf 100 ms zu verkürzen, die Pause ist auf 380 ms zu verlängern! Bei der folgenden Viertelnote und Viertelpause ist die Relation nicht mehr ganz so dramatisch: Tondauer 260 ms, Pausendauer 700 ms (statt 480 ms). Die Begründung für diese doch erheblichen Diskrepanzen liefern auditive Ein- und Ausschwingvorgänge, die die subjektive Tondauer (gegenüber der objektiven) verlängern, und somit die subjektive Pausendauer verkürzen. Neben diesen (in der Verarbeitung begründeten Diskrepanzen) ist aber auch noch die individuelle **Interpretation** des Musikers zu berücksichtigen. Für eine spezielle Stilistik wird z.B. die Eins (das erste Viertel) bewusst einen Moment zu früh gespielt, oder die Drei kommt einen Moment später als sie sollte. Und nicht etwa, weil noch geübt wird, sondern um individuelle Virtuosität zu demonstrieren. Wär's nicht so, müssten ja alle am Pianoforte zelebrierten Elisen identisch klingen.

Gerade das Abweichen von absoluten Regeln zeichnet den Könner aus. Der nicht nur weiß, an welchen Stellen er vom strengen Schema abweichen muss, sondern auch weiß um wie viel. Oft ist dieses Wissen nur implizit vorhanden, d.h. ohne bewusst zu sein. Lässt man einen Virtuosen mehrmals dasselbe Stück spielen, wird man an bestimmten Stellen immer (fast) dieselbe Abweichung erkennen. Sie ist also Ausdruck seines persönlichen Spiels, und nicht zufällig. Fragt man ihn aber, an welchen Stellen er z.B. die Eins etwas verschoben hat, wird er Mühe haben, eine vollständige Liste zu erstellen, und fragt man gar nach dem Grad der Verschiebung, wird die Antwort lauten: *Wie ich's halt empfinde, ich schau' nicht auf die Uhr*.

© M. Zollner 2004 - 2009

Ein Beispiel zur Rhythmuskonstanz untersuchen Lindsay/Nordquist[♣] in ihrer Arbeit über Swing-Rhythmik: **"Fever"** von Ray Charles (2004). Das Stück wird dominiert von einem Fingerschnippen, das die Betonung auf die sonst eigentlich weniger betonten geradzahligen Viertel legt (Backbeat, in etwa: Jambus anstelle von Trochäus). Diese Snaps sind unglaublich präzise, wie **Abb. 8.30** zeigt: Hier ist die Hüllkurve über der Sollzeit dargestellt (894 ms, entspricht 67 Bpm), die mit nur ±2 ms Abweichung getroffen wird. Ohne nähere Information kann man nur das Mitwirken eines Assistenzsystems vermuten, denn es ist nicht vorstellbar, dass ein frei spielender Musiker auch nach 3 Minuten immer noch die Time auf 2 ms genau trifft. Dass Fever trotz dieser maschinenhaften Präzision nicht langweilig wird, liegt am steten Wechsel der von den anderen Instrumenten gespielten Pattern. Der Bass spielt eigentlich Halbe, aber schon die ersten vier Takte offenbaren, dass einige Basstöne auf einem ternären Raster sitzen (Drittelung der Viertel). Auch die Congas mit ihrem "da-dub-da" kommen ohne Drittelung nicht aus. Würde man nur Akzente auf den Vierteln zulassen, das Leben und der Charme des Stückes wären verschwunden, der "Swing" wäre weg.

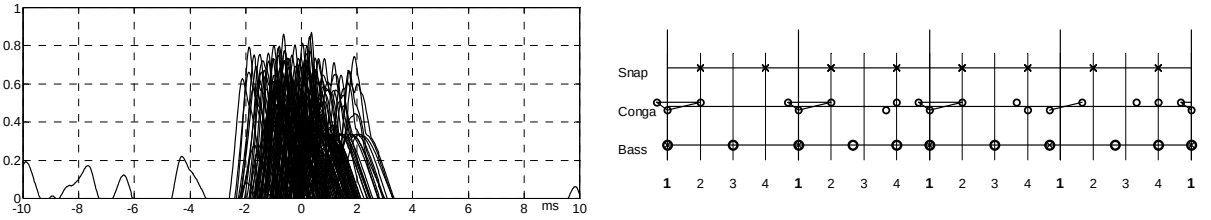


Abb. 8.30: R. Charles / N. Cole: *Fever*. Links Timing-Analyse, rechts vier Takte vom Anfang des Stückes.

"Hit the Road Jack" ist ein weiteres Ray-Charles-Stück, das die Frage beantworten hilft, wie präzise ein Profi in der Time bleibt. Die ersten 1,5 Minuten spielt Ray Charles bei dieser Version ohne Begleitung, und offensichtlich auch ohne Click-Track. Und zieht dabei das Tempo von 91 auf über 95 Bpm (Beats per Minute) hoch – bei einem Tanzturnier mit seinen rigiden Tempovorgaben (oft nur ±2%) wäre das schon sehr grenzwertig. Aber hey, das ist Ray Charles, und kein Tanzturnier; genau so, wie er das Stück spielt, gehört's.

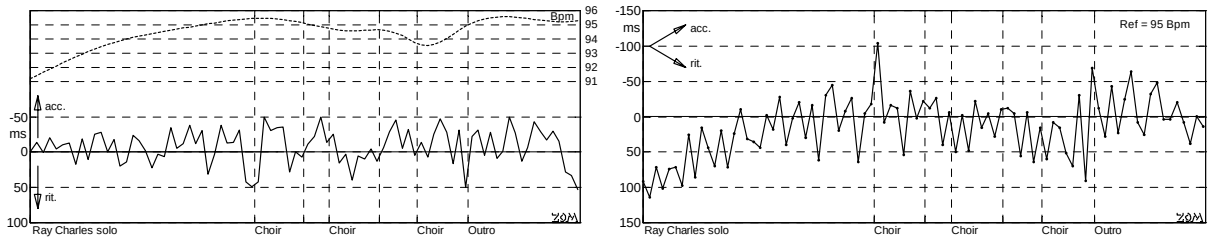


Abb. 8.31: Ray Charles 1981, *Hit the Road Jack*. Absolute (links) und differentielle Takt-Abweichungen. Im linken Bild sind die (absoluten) Abweichungen auf das geglättete Tempomodell (---) bezogen.

Rechnet man die langsamen Tempoänderungen heraus, wie im linken Bild dargestellt, verbleiben kurzzeitige Schwankungen von maximal ±50 ms (natürlich ist hierbei Willkür im Spiel, mit anderer Bpm-Kurve erhält man andere Abweichungen). Maximal 50 ms bei einem 2.5 Sekunden langen Takt, das ist schon in Ordnung – insbesondere, wenn die großen Abweichungen wie hier zur Form des Stückes passen: Dem 1. Einsatz des Chors geht eine minimale Verzögerung voraus, die keineswegs falsch klingt, sondern Ausdruck individueller Interpretation ist. Zwei Hände am Piano und eine Stimme erzeugen hier einen sehr lebendigen Rhythmus, der subjektiv als richtig empfunden wird, egal, was die Uhr dazu sagt.

[♣] Lindsay K.A., Nordquist P.R.: A technical look at swing rhythm in music; http://www.tlafx.com/jasa06_1g.pdf

© M. Zollner 2004 - 2009

Dass man "Hit the Road Jack" auch anders interpretieren kann, zeigt **Abb. 8.32**. Das gleiche Stück, derselbe Interpret, aber 18 Jahre früher aufgenommen. Gegenüber der mit 90,8 Bpm definierten Referenz bleibt das Tempo zunächst minimal zurück (-0,4 Bpm), holt wieder auf, und fällt zum Ende hin wieder zurück. Die Abweichungen überschreiten selten 15 ms, wobei aber gegenüber Abb. 8.31 zu berücksichtigen ist, dass jetzt auf die Viertelnoten Bezug genommen wird. Dies ist möglich, weil von Anfang an ein Schlagzeug mitspielt, dessen Akzente präziser auszumessen sind als der Beginn eines Klavierakkordes. Ob bei der Aufnahme ein Metronom verwendet wurde, ist weder der Ton-, noch der Bilddokumentation zu entnehmen. Deshalb hypothetisch: Es läuft ein Metronom mit, der Schlagzeuger bemerkt nach ungefähr 18 s (gegen Ende des 1. Chorus) ein Nachhinken, steuert gegen, und erreicht zum Ende des 2. Chorus wieder präzise die Time. Größere Abweichungen findet man in der Mitte jedes Chorus (hier im Sinne von Refrain gebraucht), und somit passend zum Aufbau, denn jeder Chorus besteht aus zwei Hälften. Auch die 2. Strophe besteht aus zwei Teilen, was eine Begründung für den kleinen Schlenker in ihrer Mitte liefert. Gestorben, nächster Take.

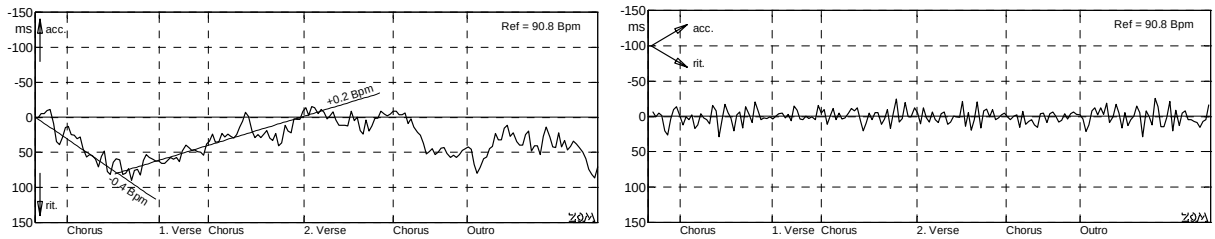


Abb. 8.32: Ray Charles 1963, *Hit the Road Jack*. Absolute (links) und differentielle Viertel-Abweichungen.

Nun zu den Eagles, deren Mitgliedern das Prädikat "erfahrene Studio-Musiker" anhaftet. Ihr "**Heartache tonight**" weist zu Beginn einen ausgeprägten Backbeat auf, eine Betonung der geradzahligen Viertel, hervorgerufen durch ein Händeklatschen. Im Stück ist dieser Handclap nicht ständig präsent, deswegen wurde die Snare analysiert: **Abb. 8.33** zeigt für die im Sekunden-Abstand aufeinander folgenden Halbe-Noten nur sehr geringe Abweichungen, deren Extremwerte auch noch mit dem Aufbau korrelieren. Auch hier ist anzunehmen, dass zur Aufnahme ein Click-Track mitlief: Zum einen wegen der hohen Präzision, zum anderen, weil dies inzwischen gängige Studiopraxis ist – die Nachbearbeitung fällt einfach viel leichter. Die Qualität des Drummers wird durch diese Vermutung nicht in Abrede gestellt: Dass ein Click mitläuft, garantiert noch lange keinen präzisen Rhythmus.

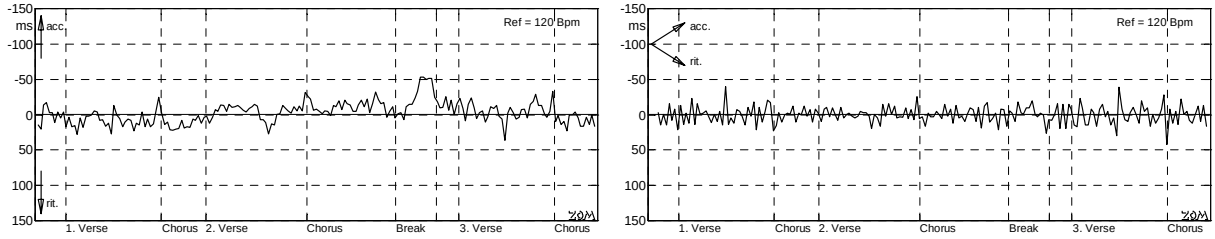


Abb. 8.33: Eagles, *Heartache Tonight*. Absolute (links) und differentielle Halbe-Abweichungen.

Heartache tonight wurde als 4/4-Takt analysiert: Die Viertel sind betont, mit Snare-Gegenschlägen (Offbeats) auf den geradzahligen Vierteln. Die Viertel-Unterteilung ist ternär, also "shufflemäßig". Jeweils zum 1. und 3. Viertel gibt es einen Vorschlag, d.h. einen Akzent, der aber nicht auf dem davor liegenden Achtel liegt, sondern (wegen der Shuffle-Teilung) etwas später kommt. In Triolennotierung würde man das zweite Viertel dritteln, und den Vorschlag auf das letzte Drittel setzen (Achteltriole). Entsprechendes vor dem Taktbeginn.

© M. Zollner 2004 - 2009

Nun zu den Rolling Stones, der "größten Live-Band aller Zeiten". Seit ca. 1962 aktiv, und noch immer in der Szene♣. Irgendwie zumindest. 1969, als Ihr **"Honky Tonk Women"** eingespielt wurde, hatten auch sie schon Studioerfahrung, aber irgendwie anders als die Eagles. Das live gespielte Stück beginnt mit ca. 103 Bpm, legt mächtig Tempo zu, und endet mit ca. 120 Bpm. Nicht, dass die Gitarren versehentlich zu langsam angefangen hätten – nein, das gehört so. Vom schweren, erdigen Anfangs-Riff weg nimmt das Stück Fahrt auf, und hat dann beim 1. Chorus Betriebstemperatur erreicht. Zur 2. Strophe hin wird das Tempo leicht zurückgenommen, und dann geht's mit Vollgas zum Schluss. Falsch? Keinesfalls, das groovt. Die gegenüber Abb. 8.33 doch deutlich größeren Abweichungen fallen nicht weiter auf, weil die Live-Aufnahme speziell im Chorus ein charmantes "Miteinander" bietet, das so klingt, wie Live-Aufnahmen zu dieser Zeit eben gerne geklungen haben. Lebendig – aber nicht falsch.

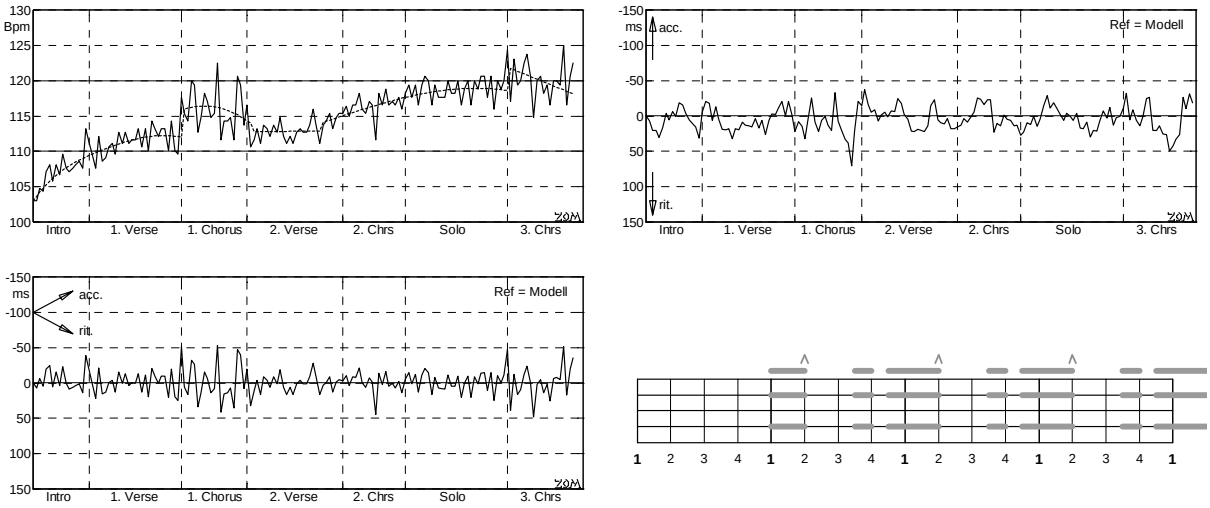


Abb. 8.34: Rolling Stones, *Honky Tonk Women* (Ya-yas-LP 1969). Bpm-Tempo (links oben), und absolute Halbe-Abweichungen (re. oben), auf das geglättete Tempomodell (---) bezogen. Auch die differentiellen Halbe-Abweichungen (links unten) sind relativ zum Tempomodell. Rechts unten: Rhythmus Pattern (Intro).

Das inzwischen wohl weltberühmte Anfangs-Riff ist ein schönes Beispiel für die Fähigkeit des Zuhörers, den Grundschlag zu entdecken, auch wenn der gar nicht gespielt wird. Nur ganz zu Beginn wird im Intro die Eins betont, danach wird der Power-Chord ab Vier-und über den Taktstrich hinweg an das folgende Viertel gebunden. Auch die Drei, sonst der andere Akzent im Standard-4/4-Takt, ist unbetont. Wegen der betonten Zwei, die sofort als Offbeat interpretiert wird, gelingt es trotzdem mühelos, den Takt zu finden. In diesem Beispiel werden die *Viertel* mit ihrem Halbsekunden-Abstand als Grundschlag interpretiert, auf diesen Rhythmus synchronisiert sich der Kopf des Zuhörers, wenn man "mitgroovt". Zweimal pro Sekunde den Kopf nach unten schlagen, das ist eine sehr arttypische Bewegung. Man könnte auch die *Achtel* als Grundschlag empfinden, die hierzu gehörende Kopfbewegung wäre aber bereits zu schnell. Hingegen passt das Achteltempo hervorragend, um mit den Fingern mitzuklopfen. Den ganzen menschlichen Körper möchte man in diesem Tempo aber nicht schütteln, obwohl das natürlich eine sehr subjektive Entscheidung ist. Üblicherweise groovt sich's jedoch mit ca. 120 Bpm am besten, weshalb dieses Tempo (Moderato – Allegretto) oft bei Tanzmusik zu finden ist. Die Abmessungen und Massen der Gliedmaßen erwachsener Menschen spezifizieren zusammen mit den Federsteifigkeiten die Eigenschwingungen dieses Systems. Und auch hier gilt: Bei Resonanz ist die Schwingneigung besonders groß.

♣ Unterhalten sich zwei Musiker: "Ich habe gelesen, Schaben könnten vermutlich einen Atomkrieg überstehen." "Ja – Keith Richards aber auch".

© M. Zollner 2004 - 2009

Dass bei den Rolling Stones nicht immer alles in der Time war, zeigt ein frühes Stück, das peinlicherweise **"Time is on my side"** heißt. Das Tempo, das während der ersten Hälfte ziemlich konstant bei 67.4 Bpm bleibt, fällt mit Beginn des Gitarrensolos schlagartig auf 65.4 Bpm ab (**Abb. 8.35**). Was jedoch nicht weiter tragisch ist, weil ein gut erkennbarer Grund vorliegt. Auch die kurzzeitigen Schwankungen, anhand der Snare ausgemessen, sind nicht wirklich problematisch (Bild rechts oben). Echt falsch ist aber der Schellenring♣, der zeitlich immer wieder aus dem Rahmen fällt.

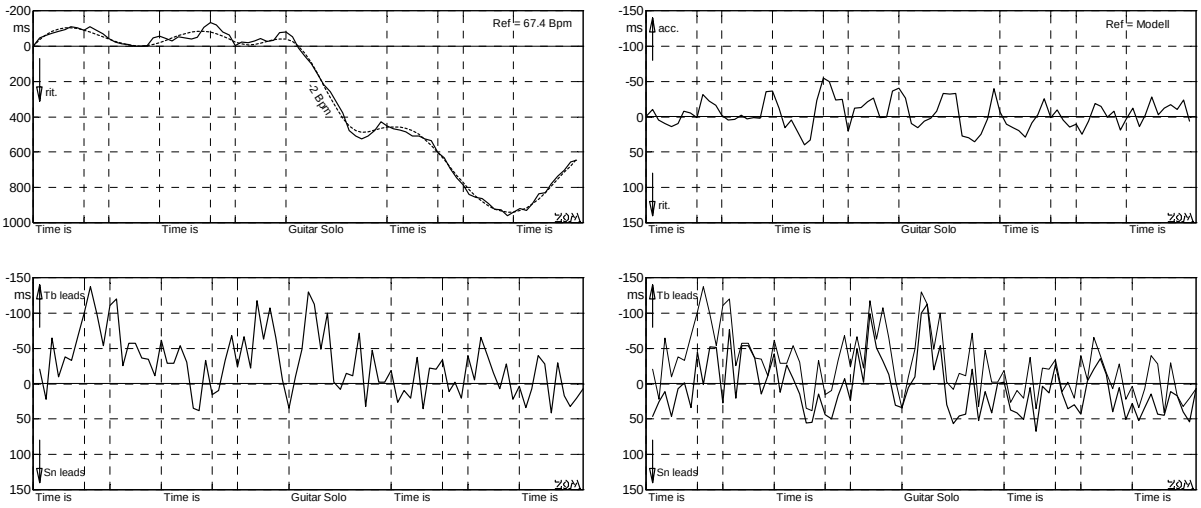


Abb. 8.35: Rolling Stones, *Time is on my side*, (Rolling Stones No. 2, 1964).

Im linken unteren Bild ist der Zeitversatz zwischen Schellenring und Snare dargestellt, der häufig 50 ms, und mehrmals 100 ms überschreitet – das ist hörbar falsch. Wenn man nicht *auf* den Schellenring schlägt, sondern *mit* dem Schellenring gegen die Hand, entstehen zwei Töne: Einmal beim Beschleunigen, einmal beim Abbremsen (Aufprall). Offenbar wird so gespielt, denn häufig sind zwei kurz aufeinander folgende Schellenschläge zu hören. Der erste (im linken Bild dargestellt) ist dabei fast immer zu früh, der zweite pendelt um die Sollzeit (im rechten Bild als dicke Linie dargestellt). Time is on my side? Nicht wirklich, das war auch schon 1964 "out of time". Manchmal folgen die beiden Schellenschläge so dicht aufeinander, dass sie zu einem verschmelzen, einige Male ist's vermutlich auch tatsächlich nur einer, häufig beträgt der zeitliche Abstand aber mehr als 50 ms, und da ist (als Richtwert) die Echogrenze: Ab etwa 50 ms Abstand werden Einzelechos hörbar, kürzer verzögerte Wiederholungen fasst das Gehör zu *einem* Ereignis zusammen. Der planlose Wechsel von Einfach- und Doppelschlag sowie die stark schwankenden Zeiten werden vom Gehör in diesem Beispiel nicht mehr als Belebung, sondern nur mehr als Timing-Fehler wahrgenommen.

Ein leicht verspäteter Schelleneinsatz wäre u.U. noch eher akzeptabel, weil von der Snare zumindest teilweise verdeckt (Flanken-Maskierung). Der vorgezogene Schellenschlag, über ca. 4 kHz zumeist das einzige Ereignis, zieht aber die Aufmerksamkeit auf sich, auch, weil er wegen seines perkussiven Charakters als Zeit*punkt* wahrgenommen wird – im Gegensatz etwa zu einer leicht geöffneten Hi-Hat, deren Zischen einen Zeit*bereich* markiert. Eine um ein Sechzehntel (150 ms) vorgezogene offene Hi-Hat, ja, das hätte auch gepasst. Aber auch da würde gelten: Wenn vorgezogen, dann konsequent – und nicht ein paar Mal auf Drei-und, dann auf Vier (zusammen mit der Snare), und bei den nächsten Malen auf Drei-dreiviertel. Charly hätte das natürlich gewusst – diesen mickrigen Jag hat wohl ein anderer reingeholzt.

♣ Vermutlich wird ein Tamburin gespielt, es geht aber nicht um den Fell-Ton, sondern um die Schellen.

© M. Zollner 2004 - 2009

Als **Fazit** sollen nochmals ein paar Zahlen festgehalten werden: Die Wahrnehmungsgrenze für Gruppenlaufzeitverzerrungen liegt bei ungefähr **2 ms**; dieser Wert hat für übliche Musikdarbietungen keine Bedeutung. Ab ungefähr **5 ms** können in Einzelfällen Timingfehler bemerkt werden, aber erst ab ca. **10 ms** beginnt der für die Studioarbeit relevante Delay-Bereich. Um nicht missverstanden zu werden: Es geht um den Toneinsatz, und nicht um die zeitversetzte Überlagerung! Phaser, Flanger und ähnliche Effektgeräte (Kap. 10.8.3) erzeugen schon bei sehr kurzen Delay-Zeiten hörbare Effekte, die aber wegen der Änderung der spektralen Hüllkurve bemerkt werden, nicht primär als Zeit-Effekt. Bei kurzen Wiederhol-Perioden liegt die Wahrnehmungsgrenze für Timingabweichungen u.U. schon bei 10 ms, bei nicht ganz so schnellen Rhythmen verlängert sie sich auf ca. **20 ms**. Das ist es dann aber, noch größere Delay-Zeiten können problematisch werden und falsch klingen. Können – müssen aber nicht.

Ließen sich die Timing-Regeln auf ein paar Zeilen zusammenfassen, es gäbe nur gut klingende Rhythmus-Computer. Schon beim einfachen **¾-Takt** beginnen die Ausnahmen: Spielt man alle drei Viertel exakt auf der regulären Time, klingt's falsch. Spielt man das zweite Viertel ein klein bisschen früher, passt's, und jeder meint, nun hätten alle Viertel denselben Abstand. Viel Verschiebung ist nicht nötig, ungefähr den 6. Teil einer Viertelnote, je nach Tempo. Doch auch mit dieser Verschiebung des zweiten Viertels beginnt der Rhythmus eintönig zu werden, wenn z.B. immer derselbe Trommelschlag wiederholt wird. Ein Schlagzeuger würde ja nicht immer exakt denselben Schlag reproduzieren, sein Stock würde vielmehr das Fell an unterschiedlichen Positionen treffen, sodass zwar ähnliche, aber im Detail doch unterschiedliche Schläge erklingen. Und er würde leichte Variationen vornehmen, neben der Klangfarbe auch Lautstärke und eben Timing variieren, um die einzelnen Teile des Stückes bestmöglich zu unterstützen. All das weiß und kann der Rhythmus-Computer auf seiner einfachsten Programm-Ebene nicht, und deshalb klingt er nach einer primitiven Maschine. Die er ja auch ist.

Ein Beispiel für große zeitliche Verschiebungen ist der **Shuffle**, jenes Galoppieren, das lautmalerisch als "damm-da-damm-da-damm" beschrieben werden kann. Jedes zweite Achtel (so man einen 4/4-Takt zugrunden legt) wird hierbei später gespielt als es die binäre Notation fordern würde. Um wie viel später ist der künstlerischen Interpretation überlassen, und entscheidet, ob die Musiker eines Ensembles miteinander oder gegeneinander spielen. Ein Musiker, der einen "gerade" (d.h. binär) notierten Shuffle ostentativ auch gerade spielt, "schmeißt" das ganze Stück, obwohl er sich doch objektiv richtig wähnt. Das Ausweichen auf die ternäre Notation (Triolen) hilft da nur bedingt, weil auch hiermit nicht zum Ausdruck kommt, wie stark "geshuffelt" wird. Das entscheidet das "Feeling", die Erfahrung und Ausdruckskraft der Musiker, sowie deren Einfühlungsvermögen. In die Interpretation der Mitmusiker, und in das spezielle Stück. Wenn eine Band durch häufiges Proben "zusammenwächst", dann erwirbt jeder der Musiker Erfahrung über die Interpretation der anderen, und am Ende "shuffelt" jeder so, dass er zu den anderen passt. Was nicht unbedingt heißen muss, dass dann jeder mit exakt denselben Abweichungen spielt.

Tabelle: Tempi (Bpm)

Largo	40 – 60	Larghetto	60 – 66	Adagio	66 – 76
Andante	76 – 108	Andantino	100 – 108	Moderato	108 – 120
Allegretto	120 – 132	Allegro	120 – 168		
Presto	168 – 200	Prestissimo	ab 200		

Tabelle: Versmaße

Jambus:	– o – o – o – o	Trochäus:	o – o – o – o –
Daktylus:	o – – o – – o – – o – –	Anapäst:	– – o – – o – – o – – o

© M. Zollner 2004 - 2009

8.6 Lautstärke und Klangfarbe

Eine Elektrogitarre klingt anders als eine Akustikgitarre, auch wenn beide den gleichen Ton spielen. Tonhöhe und -dauer mögen identisch sein, bei "artgerechtem" Spiel werden sich aber Klang (Sound, Timbre) und Lautstärke unterscheiden. Ursache für beide Unterschiede sind die verschiedenartigen Verläufe der Teiltonpegel, also das individuelle, instrumenttypische Ein- und Ausschwingen der einzelnen Teiltöne (Partialtöne).

In einfachen Modellen weist man jedem Teilton eine zum Grundton mehr oder weniger ganzzahlige Frequenz zu (Dispersion siehe Kap. 1.3), und spezifiziert (je Teilton) einen Anfangspegel und eine Abklingzeitkonstante, die über der Zeit ein exponentielles Abklingen der Amplitude bzw. ein lineares Abklingen des Pegels bewirkt. Genauere Analysen zeigen jedoch, dass die meisten Teiltonpegel nach komplizierten Funktionen abnehmen, und damit ist die Grundlage für kompliziertere Modelle gegeben, die jeden (primären) Teilton als Summe sekundärer Teiltöne definieren. Oder auch anders – denn es sei immer wieder daran erinnert, dass die Menge der mathematisch äquivalenten Modelle eigentlich unbegrenzt ist.

Reduziert man den Schalldruckpegel aller Teiltöne um denselben dB-Wert, nimmt die Lautstärke ab, dreht man am Treble-Poti die Pegel der hohen Teiltöne zurück, klingt's dumpfer – das ist altbekannt. Schwieriger zu beantworten ist die Frage, *wie* Lautstärke und Klang von den physikalischen Schallparametern abhängen, und was überhaupt guten bzw. schlechten Klang ausmacht. Die Lautstärke eines Tones, im Folgenden **Lautheit** genannt, ist eine monotone Funktion des Schalldruckpegels, im Folgenden nur mehr **Pegel** genannt. Und da der Pegel von der Leistung abhängt, gilt: Mehr Leistung = mehr Lautheit. Diese einfache Formel muss natürlich präzisiert werden, da sonst sehr schnell das Ergebnis lautet: Ein 100-W-Amp ist lauter als ein 50-W-Amp – das kann in dieser Allgemeinheit jedoch nicht gesagt werden.

Zunächst ist zwischen Verstärkerleistung und Schallleistung zu unterscheiden. Die Verstärkerleistung, die streng genommen in Wirk-, Blind- und Scheinleistung zu unterteilen wäre, ist die Leistung, die der Verstärker an den Lautsprecher abgibt, z.B. 10 Watt (10 W). Der größte Teil dieser Leistung wird vom Lautsprecher in Wärme umgewandelt (Kap. 11), ca. 1 – 10% wandelt der Lautsprecher in Schall um. Ein sehr effizienter Gitarrenlautsprecher würde z.B. von den zugeführten 10 W elektrischer Leistung 9 W in Wärme umwandeln, und 1 W als Schallwelle abstrahlen. In der unmittelbaren Umgebung des Lautsprechers konzentriert sich diese Schallleistung auf eine kleine Kugelfläche und erzeugt dabei eine hohe Intensität (die Intensität ist Leistung pro Fläche [3]). Nimmt man an, dass der Lautsprecher einen kurzen Schallimpuls erzeugt, so bewirkt dies die Entstehung einer kugelförmig gedachten Welle, die sich um den Lautsprecher herum ausbreitet und mit fortschreitender Zeit ihren Radius, und damit ihre Oberfläche, vergrößert. Da die Oberfläche quadratisch vom Radius abhängt, nimmt die Intensität quadratisch über der Entfernung ab. Im freien, ungestörten Schallfeld, denn nur darum geht es zunächst. Und da die Intensität quadratisch vom Schalldruck abhängt, gilt das einfache 1/*r*-Gesetz (**Eins-durch-*r*-Gesetz**): Verdoppelt man die Entfernung zum Lautsprecher, nimmt der Schalldruck auf die Hälfte ab, oder, hierzu äquivalent: nimmt der Schalldruckpegel um 6 dB ab (Genaueres bei [3]). Als Beispiel: Ein effizienter Gitarrenlautsprecher erzeugt bei 10 W Verstärkerleistung in 1 m Abstand einen Pegel von 110 dB; in 2 m folglich 104 dB, in 10 m Entfernung 90 dB. Sollen in 10 m nicht 90 dB, sondern 100 dB erzeugt werden, müssen 100 W Verstärkerleistung zugeführt werden, für 110 dB gar 1000 W. Und schon bemerkt man die Grenzen dieses Modells, das nur bezüglich der Schallwelle linear bleiben darf – beim Lautsprecher sind Belastungsgrenzen zu respektieren, der Wirkungsgrad ist natürlich leistungsabhängig, der Lautsprecher geht bei Überlastung kaputt.

© M. Zollner 2004 - 2009

Im Freien, bei ungestörter Schallausbreitung, nimmt der Pegel pro Entfernungsverdopplung um 6 dB ab. Das bemerkt jeder Musiker mit Entsetzen, wenn er zum ersten Mal ein Open-Air-Konzert bestreitet, und seine Anlage, die im Club immer zu laut war, plötzlich hoffnungslos untergeht. Im Freien fehlen die Reflexionen von Decke und Wänden, die dafür sorgen, dass der Schall nicht nur einmal, sondern (als Echo) mehrfach den Zuhörer erreicht. Im Raum entsteht eine Überlagerung von gerichtetem und diffusen Schallfeld, wobei in Lautsprechernähe das gerichtete, und in größerer Entfernung das diffuse Schallfeld überwiegt. Die Grenze zwischen beiden Schallfeldern markiert der Hallradius, der in üblichen Räumen ein paar Meter beträgt (Genaueres bei [3]). Ab dem Hallradius, sagt die einfache Theorie, bleibt **im Raum** der Schallpegel ortsunabhängig. Für das berechnete Beispiel bedeutet dies: Wäre der Hallradius 5 m, so ergäbe sich (für 10 W, vom Lautsprecher aus gerechnet) bis zu dieser Entfernung für den Schalldruckpegel eine Abnahme auf 96 dB; im restlichen Raum ($r > 5$ m) wäre der Schalldruckpegel ortsunabhängig 96 dB. Natürlich müsste man auch noch Bündelungseffekte und die tatsächliche Raumgeometrie, sowie die Verteilung von Reflektoren und Absorbern berücksichtigen, das würde aber über den hier gesetzten Rahmen hinausgehen. Mit diesem Beispiel sollte nur gezeigt werden, dass – ehe man sich über die Lautstärke Gedanken macht – Schallquelle und Raum zu betrachten sind: Welche elektrische Leistung entsteht, welchen Wirkungsgrad hat der Lautsprecher, in welchen Raum strahlt er Schall ab, und zuletzt: Wo befindet sich der Zuhörer? Aus all diesen Parametern ergibt sich der am Ohr des Zuhörers entstehende Schallpegel, und daraus, und nicht allein aus der Verstärkerleistung, kann auf die Lautheit geschlossen werden.

Den Zusammenhang zwischen Schallpegel und **Lautheit** erforscht die Psychoakustik. Inzwischen genormt, aber nicht unumstritten. Wie laut man einen Schall empfindet, ist eine sehr persönliche Angelegenheit, die gleichwohl die Wissenschaft interessiert. Und so befragt man Versuchspersonen (Probanden) nach ihren Lautstärkeeindrücken, lässt sie Kategorialurteile abgeben (leise, laut, sehr laut), lässt sie Größenschätzungen durchführen (doppelt so laut wie der Referenzschall), lässt sie Schwellen ermitteln (jetzt beginnt ein Ton hörbar zu werden). Dass nicht alle Menschen exakt dasselbe hören, ist eigentlich zu erwarten, dass ein und derselbe Mensch bei zweimaliger Befragung nicht unbedingt dasselbe antwortet, auch. Mit dieser Erkenntnis ist aber noch nicht viel gewonnen, der Psychoakustiker will wissen, um wie viel dB der Pegel zu erhöhen ist, damit der Proband eine Lautheitsverdopplung wahrnimmt. Und genau da beginnen die Probleme: Es gibt nämlich eine Vielzahl von Versuchen, um genau das zu ermitteln – aber leider auch eine Vielzahl von Antworten bzw. Modellen, die sich nicht generell entsprechen. Das Abschätzen der Lautheitsverdopplung bzw. -halbierung ist ein häufig praktizierter Versuch, aus dem dann die ganze Skala von *unhörbar* bis *zu laut* zusammengebaut wird. Hellbrück [1993] widmet sich ausführlich dieser Thematik, und beschreibt sowohl das Für, als auch das Wider zum genormten Stevens/Zwickerschen Lautheitsmodell: Potenzfunktion, oder Exponentialfunktion? Stevens und Mitarbeiter ließen Probanden Lautheitsverhältnisse schätzen, und entwickelten daraus das **Lautheits-Potenzgesetz**, welches besagt, dass die Lautheit gemäß einer Potenzfunktion vom Schalldruck abhängt. Um die Lautheit eines 1-kHz-Tones (im Pegelbereich > 40 dB) zu **verdoppeln**, muss nach diesem Gesetz der **Pegel um 10 dB erhöht** werden. Einer Pegelerhöhung um 20 dB entspricht demnach eine Lautheits-Vervierfachung, und zu +30 dB gehört eine Lautheits-Verachtfachung. Auf Verstärkerleistungen umgerechnet: Um die Lautheit zu verdoppeln, muss (Linearität vorausgesetzt) die Verstärkerleistung verzehnfacht werden! Gegenüber dem 10-W-Verstärker ist also erst der 100-W-Verstärker doppelt so laut, und nicht etwa der 20-W-Verstärker. Hierzu gibt es aber eine Menge zu ergänzen. Nicht nur, dass dies zunächst nur für den 1-kHz-Ton gilt, und man in Hellbrücks Buch das schöne Zitat findet: *Man muss mit der Möglichkeit rechnen, dass die ganze sone-Skala nur ein pures Artefakt unangemessen und stupide angewendeter psychometrischer Methoden ist.*

© M. Zollner 2004 - 2009

Sone, das ist die Einheit der Lautheit. Stupide erforscht? Lassen wir das, da werden sich Psychologen und Ingenieure noch in Jahrzehnten die Bälle hin- und herwerfen. Möchte man nicht bei der doch sehr unbefriedigenden Erkenntnis abbrechen, dass wegen der individuellen Streuungen gar kein exakter Funktionalzusammenhang herstellbar ist, bleibt nur das Bilden statistischer **Mittelwerte**. Ein Beispiel aus den Anfängen der Lautheitsberechnung zeigt die Problematik: Da bemerkt man bei Hörversuchen, dass Breitbandrauschen wesentlich lauter ist als ein 1-kHz-Ton, obwohl beide genau den gleichen Schallpegel haben. Offenbar ist der Schallpegel als Maß für die empfundene Lautheit ungeeignet, und daraus erwächst die Frage, um wieviele dB sich dann die beiden Schalle unterscheiden, wenn man sie auf gleiche Lautheit einstellt. Für den in [12] beschriebenen Versuch wird ein spezielles Rauschen verwendet, das sog. *Gleichmäßig Anregende Rauschen*, das man sich näherungsweise als Rosa Rauschen vorstellen kann, einem lang gesprochenen "ch" ähnlich. Eine Möglichkeit zur Lautheitsschätzung besteht darin, den 1-kHz-Sinuston vorzugeben (z.B. mit 80 dB), und vom Proband den Pegel des Rauschens so einstellen zu lassen, dass er beide Schalle (die abwechselnd, und nicht gleichzeitig dargeboten werden), gleich laut hört. Es gibt aber auch den umgekehrten Weg: Das Rauschen wird vorgegeben, und der Proband stellt den 1-kHz-Ton auf gleiche Lautheit ein. Überraschenderweise ergeben sich hierbei unterschiedliche Werte, selbst wenn man die unvermeidlichen kleineren Streuungen herausmittelt. Hier liegt eindeutig (neben der zufälligen Abweichung) eine **systematische Abweichung** vor: Die einzustellende Größe wird zu groß eingestellt. Zum vorgegebenen 70-dB-Rauschen wird ein gleichlauter 90-dB-Ton eingestellt, zum vorgegebenen 90-dB-Ton wird aber ein gleichlautes 78-dB-Rauschen eingestellt.

Die in **Abb. 8.36** dargestellten Messungen zeigen drei Ergebnisse:

- Damit beide Schalle subjektiv gleich laut sind, muss der Pegel des 1-kHz-Tones um z.T. mehr als 20 dB über dem Pegel des Rauschens liegen.
- Die Ergebnisses sind vom Messverfahren abhängig.
- Die Streuungen sind erheblich.

Die Streuungen sind in Abb. 8.36 als **Interquartil-Striche** dargestellt, diese repräsentieren 50% der Messwerte; die "oberen" und "unteren" 25% werden verworfen. Als Beispiel: Das 70-dB-Rauschen empfinden 25% genauso laut wie einen 1-kHz-Ton, dessen Pegel L größer als 97 dB ist; weitere 25% spezifizieren L < 83 dB, und die restlichen ("mittleren") 50% stellen den 1-kHz-Pegel auf 83 ... 97 dB ein. Als Punkt ist im Bild jeweils noch der Medianwert angegeben. Dass Rauschen lauter ist als ein 1-kHz-Ton gleichen Pegels, kann man dieser Messung zweifelsfrei entnehmen, die quantitative Bewertung unterliegt aber erheblichen Streuungen, die auch noch von der Einstellmethode abhängig sind. Die Psychoakustik berücksichtigt dies dadurch, dass sie zwei verschiedene Lautstärken definiert: Eine Standardlautstärke, und eine Objektlautstärke. Der Lautheitsvergleich mit dem 1-kHz-Ton war nämlich

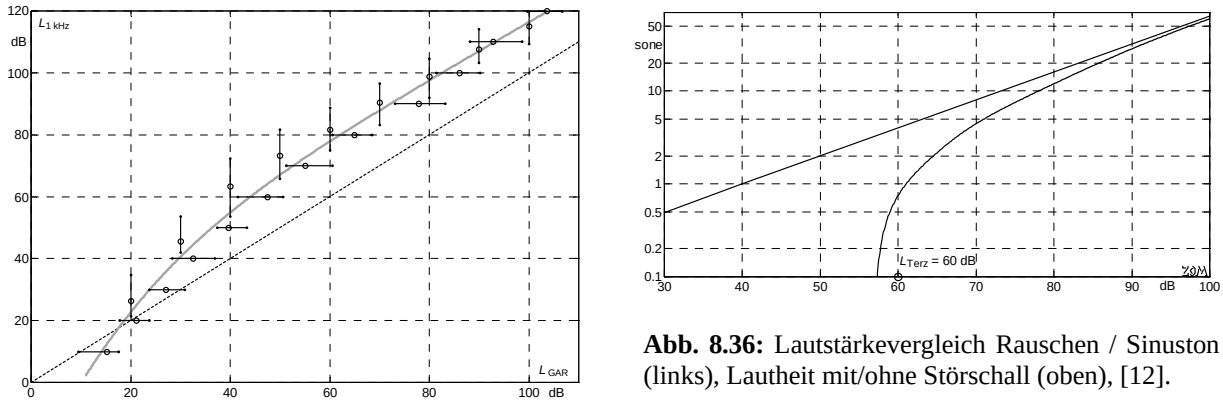


Abb. 8.36: Lautstärkevergleich Rauschen / Sinuston (links), Lautheit mit/ohne Störschall (oben), [12].

© M. Zollner 2004 - 2009

das erste Verfahren zur Lautstärkeermittlung beliebiger Schalle (Objekte) anhand eines Standards (des 1-kHz-Tones). Hält man den Pegel des Standards konstant, und verändert den Pegel des Objektes, also in diesem Beispiel des Rauschens, erhält man die **Objektlautstärke**; verändert man den Pegel des 1-kHz-Tones, erhält man die **Standardlautstärke**. Der zwischen beiden Kurven interpolierte Wert wird in der älteren Literatur **interpolierter Lautstärkepegel** genannt (im Bild als graue Linie eingezeichnet). Den Begriff des Lautstärkepegels hat man eingeführt, um nicht immer vom "Pegel des gleichlauten 1-kHz-Tones" sprechen zu müssen – stattdessen spezifiziert man den **Lautstärkepegel** in der Einheit **Phon**, mit dem Zahlenwert des Pegels des gleichlauten 1-kHz-Tones. Wenn also Rauschen gleicht laut empfunden wird wie ein 90-dB-Ton (mit 1 kHz), hat dieses Rauschen einen Lautstärkepegel von 90 Phon. Damit ist nun die Lautstärkeempfindung quantifizierbar geworden, allerdings mit schwer interpretierbaren Zahlenwerten: 80 Phon sind ja nicht doppelt so laut wie 40 Phon, sondern 16 mal so laut. Deshalb wurde ergänzend die in **sone** gemessene **Lautheit** eingeführt: Als Referenzpunkt wurde der 1-kHz-Ton mit 40 dB Pegel definiert, hierzu gehört die Lautheit $N = 1$ sone. Da 10 dB Pegelerhöhung eine Lautheitsverdopplung bewirkt, gehört zu 50 dB die Lautheit 2 sone, zu 60 dB 4 sone, zu 70 dB 8 sone usw.. Unter 40 dB gilt dieser Zusammenhang nicht mehr, hier bewirken schon kleinere Pegeländerungen eine Lautheitsverdopplung.

Im rechten Bild von Abb. 8.36 ist mit der oberen Linie der Zusammenhang zwischen dem Pegel des 1-kHz-Tones (Abszisse) und der Lautheit (Ordinate) dargestellt. Nochmals: Nur für 1-kHz-Töne – bei anderer spektraler Zusammensetzung gelten andere Kurven. Voraussetzung ist auch, dass der 1-kHz-Ton alleine dargeboten wird, d.h. ohne andere Schalle. Spielt man gleichzeitig andere Schalle ab, kann die Lautheit des 1-kHz-Tones "**gedrosselt**", d.h. verringert werden. Die untere Linie des rechten Bildes in Abb. 8.36 zeigt so einen Fall: Außer dem 1-kHz-Ton wird gleichzeitig Rosa Rauschen mit einem Terzpegel von 60 dB dargeboten. Hat der 1-kHz-Ton einen hohen Pegel, z.B. 90 dB, unterscheiden sich die beiden Kurven kaum, das Rauschen hat wenig Einfluss auf die Lautheit des Tones. Reduziert man aber den Pegel des Tones, z.B. auf Werte unter 57 dB, wird dieser gänzlich unhörbar, weil vom Rauschen "verdeckt". Bei Anwesenheit eines Verdeckungsschalles steigt folglich die Lautheit über dem Pegel stärker an als ohne Verdeckungsschall.

Für die musikalische Aufführungspraxis kann diesen Zusammenhängen entnommen werden, dass kleinere Änderungen der Schallleistung (z.B. +10%) für die Lautstärkewahrnehmung unbedeutend sind. Wenn sich die Verstärkerleistung von 40 auf 44 W ändert (und eine proportionale Änderung bei der Schallleistung stattfindet), wird man in der Regel noch keine Lautstärkeänderung bemerken. Nach gängiger Praxis setzt man als Unterschiedsschwelle bei der Leistung ca. +50% an. Der Unterschied zwischen einem 40-W- und einem 60-W-Verstärker wird gerade eben bemerkt, eine Leistungsverdopplung ist deutlich wahrnehmbar. Musiker, die vor der Entscheidung stehen, ob sie einen 50-W- oder "doch lieber" einen 60-W-Verstärker kaufen sollen, tun gut daran, besonders auf den Lautsprecher-Wirkungsgrad zu achten. Denn ein Celestion G-12-H steht beispielsweise mit 100 dB/1m im Datenblatt, ein G-12-M Greenback jedoch mit 97 dB/1m. Rein rechnerisch muss folglich dem Greenback die doppelte Verstärkerleistung zugeführt werden, damit er denselben Schallpegel erzeugt wie der G-12-H. Wie diese Datenblattangaben ermittelt wurden, ist dann schon wieder eine andere Geschichte, und dass neben der Lautstärke (bzw. der Lautheit) ja auch der Klang eine ganz zentrale Rolle spielt, ebenfalls. Es würde hier viel zu weit führen, ausführlich alle lautheits- und klangbestimmenden Parameter zu erläutern, Interessenten sei Fastls Buch "Psychoacoustics" [12] empfohlen, das auf 462 Seiten einen umfassenden Überblick über die wichtigsten Grundlagen und Modelle liefert. Weitere Bücher listet die Literaturübersicht auf.

© M. Zollner 2004 - 2009

Die **Klangfarbe** ist der letzte Schallparameter, der hier Erwähnung findet. Für viele Leser vielleicht der wichtigste, aber leider auch der komplizierteste. Die Klangfarbe, der "Sound", wird nach sehr individuellen Kriterien bewertet, und jeder Versuch, hierfür ein Rechenmodell aufzustellen, scheitert. Gewiss – die Klangfarbe hängt vom Schallspektrum ab, aber schon dessen messtechnische Bestimmung endet im Misserfolg, so man nicht ganz einfache Schalle analysiert. Harmonisch komplexe Töne sind eine Sache, ein mit voller Begleitung gespieltes Gitarrensolo eine andere. Einem Klang eine Rauhigkeit oder Schwankungsstärke anhand von Modulationsindizes und -frequenzen zuweisen zu wollen, ist sinnlos, weil diese im Gitarrensolo nicht bestimmbar sind. Jede Spektralanalyse kann wahlweise als spektrale Gewichtung mit der komplexen Übertragungsfunktion einer Bandfilterbank interpretiert werden, oder als zeitliche Faltung mit den Impulsantworten dieser Filter. Bandbreite und Impulsantwort können nun nicht beide auf einen rechteckigen Bereich begrenzt werden, und deshalb führt jede Spektralanalyse zu spektralem und zeitlichem **Leakage**. Mit spektralem Leakage ist gemeint, dass selbst das Spektrum eines reinen Sinustones nicht diskret an einer Frequenzstelle, sondern als kontinuierlich verteilte Spektraldichte gemessen wird. Nur in Sonderfällen, z.B. bei bekannter Signalperiode, ist eine Fourier-Reihenentwicklung möglich, dieser Fall hat aber für die Praxis keine Bedeutung. Weil das Spektrum eines reinen Tones verbreitert ('verschmiert') dargestellt wird, ist es schwierig, spektral eng benachbarte Töne zu trennen. Da spektrale und zeitliche Unschärfe zueinander reziprok sind, könnte man zwar die Analysedauer verlängern, und somit das spektrale Leakage verringern, damit steigt aber das zeitliche Leakage, das die zeitliche Verbreiterung ('Verschmierung') des zu analysierenden Tones bezeichnet. Konkret: Möchte man im Frequenzbereich 1 Hz Trennschärfe, beträgt die zeitliche Unschärfe ca. 1 s. Der genaue Zusammenhang zwischen diesen beiden Größen muss hier nicht hergeleitet werden[♣], für orientierende Betrachtungen reicht $\Delta t \cdot \Delta f = 1$. Soll also die zeitliche Analyse-Unschärfe auf 10 ms verringert werden, vergrößert sich die spektrale Unschärfe auf 100 Hz. Will man z.B. aus einem Musikstück die Teiltöne der Leadgitarre extrahieren und unterwirft hierfür die Wave-Datei einer DFT-Analyse, so ist es sehr schwierig zu entscheiden, welche der vielen Linien zur Gitarre gehören, und welche von anderen Instrumenten stammen. In einigen Fällen mag das gelingen, in anderen nicht.

Besondere Bedeutung kommt hierbei dem "**Attack**" zu, dem Toneinsatz. Viele Instrumente können nur anhand ihrer Attack-Struktur richtig erkannt werden; schneidet man die ersten ca. 100 ms ab, wird der Klang wesentlich verfälscht. Gerade in diesem Bereich ist gute Zeit- und Frequenzauflösung wünschenswert, soll die Teiltonstruktur aussagekräftig erfasst werden. Die zeitlichen und spektralen Leakage-Effekte sind per se nicht als Fehler zu bewerten, eher als eine Art analyse-immanenter Artefakt; ein Blackman-Harris-Fenster ist nicht falscher oder richtiger als ein Kaiser-Bessel-Fenster, es ist anders. Das heißt aber auch: Es verändert die Teiltonstruktur anders. Wären Gitarrentöne aus unendlich lang dauernden harmonischen Teiltönen aufgebaut, die Analyse wäre relativ einfach. Das sind sie aber nicht: Ihre Frequenzrelation ist nicht ganzzahlig, sondern gespreizt, und zusätzlich (wegen frequenzabhängiger Lagerimpedanzen) leicht verschoben (Kap. 2). Die Amplituden der Teiltöne sind zeitlich nicht konstant, sie klingen auch nicht nach einfachen Funktionen ab. Und dazu kommen die fast immer präsenten anderen Instrumente, da ja kaum einmal ein Instrument über längere Zeit ganz alleine spielt. Spektralanalysen können durchaus helfen, orientierende Eindrücke zu vermitteln: Sind nur ungerade Teiltöne dominant, wie stark ist der Grundton, hören die starken Teiltöne schon bei 1 kHz auf, oder reichen sie bis 5 kHz hinauf? Bereits beim zeitlichen Verlauf, bei den Teiltonschwankungen, wird's aber kompliziert, werden die Analyse-Ergebnisse in hohem Maße von den Parametern der Analysefilter abhängig.

♣ Siehe z.B.: Zollner, M., *Frequenzanalyse*, Hochschule Regensburg, 2009;
oder: Zollner M., *Signalverarbeitung*, Hochschule Regensburg, 2009.

© M. Zollner 2004 - 2009

Wenn man nicht gleich mit der Spektralanalyse eines ganzen Ensembles beginnt, sondern den Schall eines einzelnes Instrumentes im reflexionsarmen Raum aufnimmt und analysiert, kommen zumeist Spektren heraus wie die in **Abb. 8.37** dargestellten. Sie vermitteln die Erkenntnis, dass z.B. eine Klarinette hauptsächlich ungerade Teiltöne erzeugt, was auch noch in guter Übereinstimmung mit der Wellenmechanik dieses aeroakustischen Resonators ist (einseitig offene, d.h. "gedackte" Pfeife). Das linke und das mittlere Bild entstammen zwei verschiedenen Büchern; beide sollen ein Klarinettenspektrum darstellen, das rechte Bild zeigt ein Cello-Spektrum. Dass sich die beiden Klarinettenspektren derart stark unterscheiden, muss nicht auf gravierende Messfehler zurückzuführen sein, sondern auf die Variabilität dieses Schalles: Es gibt eben nicht "den" Klarinettenton, und ebenso wenig gibt es "das" Klarinetten-Spektrum. Im Cello-Spektrum von Abb. 8.37 mag man ja charakteristische Unterschiede zum Klarinetten-Spektrum erkennen, die aber angesichts der spektralen Klarinettenunterschiede bedeutungslos werden. Fazit: **Einzelspektren** sind wenig aussagekräftig.

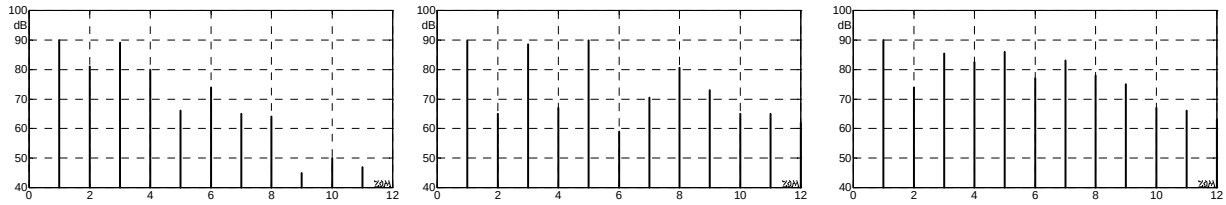


Abb. 8.37: Schallspektren einiger Instrumente: Klarinette, Klarinette, Violoncello.

Dickreiter[♣] erläutert zum Violinenklang: *Der Teiltonaufbau der Violine ist relativ unregelmäßig, d.h. er verändert sich oft von Ton zu Ton. Ursache hierfür sind die komplizierten Resonanzeigenschaften des Resonanzkörpers, auf die Materialeigenschaften und Konstruktion großen Einfluss nehmen.* Das Spektrum eines d^1 kann deshalb ganz anders aussehen wie das eines g^1, und natürlich spielt auch die relative Position von Geige und Mikrofon eine Rolle, die Abstrahlung erfolgt ja mit frequenzabhängiger Richtcharakteristik. Die ersten "elektronischen Orgeln" versuchten den Klang bestimmter Instrumente dadurch zu imitieren, dass sie periodische Töne erzeugten, deren Spektrum eine vermeintlich instrumenttypische Hüllkurve hatte – wie z.B. das Cello-Spektrum aus Abb. 8.37. Dass der Klang dann nur sehr entfernt an ein Cello erinnerte, wurde mehr oder weniger akzeptiert, es durfte wohl durchaus leicht nach "Elektronen" klingen. Hauptkritikpunkt: Der Klang einfacher Orgeln ist zu "steril", er lebt nicht, es fehlen die instrumenttypischen Schwebungen. Die wurden dann mit Amplituden- und Frequenzmodulatoren (Vibrato, Tremolo) nachgeliefert, aber ebenfalls sehr künstlich, da nicht teiltonbezogen, sondern global. Erst mit dem Aufkommen der Sampling-Keyboards und der Verfügbarkeit riesiger Halbleiterspeicher konnten Instrumentenklänge mit akzeptabler Natürlichkeit synthetisiert werden.

Nicht, dass die Spektraldarstellung völlig ungeeignet wäre, instrumenttypische Eigenschaften zu visualisieren – mit Spektren lassen sich Signale vollständig beschreiben. Nur ist eben die Information eines Einzelspektrums zu beschränkt, als dass hieraus schon das Instrumenttypische zu extrahieren wäre. Typisch ist z.B. das Vorhandensein von Begleitgeräuschen, die gleichwohl zur Instrumenterkennung beitragen. Hierzu gehören die Hammergeräusche des Klaviers ("plock"), die Blasgeräusche der Flöte, die Kratzgeräusche des Geigenbogens, der "Kiecks" beim Bläsereinsatz, das Aufprallen der Basssaiten (beim Slap-Bass überbetont), und viele mehr. Typisch sind spektrale Maxima (**Formanten**), die an fester Frequenzstelle liegen, oder grundtonabhängig mitwandern, typisch sind zeitliche Teiltonpegelschwankungen.

♣ Dickreiter M.: Handbuch der Tonstudiotechnik, Saur 1979.

© M. Zollner 2004 - 2009

Alle diese Charakteristika helfen dem Gehör, Klangfarben zu kategorisieren und letztlich bestimmten Instrumenten zuzuordnen. Auf der Basis gelernten Wissens – wer noch nie bewusst eine Oboe gehört hat, erkennt sie nicht und hört nur einen komisch näselnden Ton. Aber auch wer eigentlich weiß, wie eine Oboe klingt, tut sich mit der Erkennung sehr schwer, wenn aus einem Oboenton eine Periode ausgeschnitten und periodisch wiederholt wird (*geloopt* wird). Obwohl hierbei ein oboentypisches Spektrum entsteht – aber in untypischem Kontext. Bei der auditiven Signalanalyse (d.h. beim Hören) werden die ankommenden Schalle automatisch mit bekannten, im Gedächtnis gespeicherten Mustern verglichen. Stimmen gehörter und gespeicherter Schall einigermaßen überein, fällt die Entscheidung: Klingt wie eine Oboe, und/oder wie ein Musikinstrument, und/oder näselnd, und/oder gefährlich, oder was da eben noch alles an Übereinstimmendem gefunden wurde. Man kann sich die Klangfarbenermittlung mehrstufig vorstellen: In einer ersten Hierarchiestufe ermittelt das Innenohr das zeitvariante Spektrum der nichtverdeckten Teiltöne, also die Momentanklangfarbe, üblicherweise beschrieben durch *ein* Spektrum. Da, wie die Signaltheorie lehrt, ein Spektrum aber nicht für einen Zeitpunkt, sondern nur über einem Zeitbereich ermittelt werden kann, darf der Begriff *Moment* nicht zu eng gesehen werden: So ungefähr 10 – 30 ms lange Abschnitte wertet die Sprachanalytik aus, und die ist ein leistungsfähiges Werkzeug, bei dessen Anwendung gerne darauf verwiesen wird, dass für die Gehörevolution Sprachanalyse noch wichtiger war als Musikanalyse. Das klingt überzeugend, bedeutet aber nicht, dass sich sämtliche musikalischen Analysen danach richten müssen; bei perkussiven Schallen können kürzere Analysedauern sinnvoll sein, bei sehr tiefen Basstönen auch längere (weil sie eine feinere Frequenzauflösung ermöglichen). Als erste Orientierung sind 20 ms Analysedauer aber durchaus brauchbar, und das bedeutet 50 Spektren pro Sekunde. Die natürlich nicht alle identisch sind, sondern zeitvariant. Auf der Basis dieses spektralen Ensembles kann dann die nächsthöhere Klangfarbenbestimmung erfolgen, die schon mehr als nur "klingt nach äää" hergibt. Also z.B. "Klingt nach Trompete". Damit diese schon ziemlich komplexe Analyse erfolgreich ist, müssen typische Muster über Toneinsatz, Schwankungen, Dauer und Ausklingen gespeichert sein. Sind die Abweichungen zu groß, versagt der Erkennungsalgorithmus. Schneidet man die ersten 100 ms eines Instrumententones heraus, sinkt seine Erkennungsrate wesentlich ab – offenbar enthält schon dieser kurze Ausschnitt wichtige Informationen über das Instrument, die im späteren Tonverlauf nicht mehr enthalten sind. Oder, und auch das darf nicht übersehen werden: Der beschnittene Klang wird nicht dem richtigen Instrument zugeordnet, weil zu ihm noch nichts gelernt wurde (noch keine derartigen Muster hinterlegt wurden).

In einer noch höheren Verarbeitungseben könnten dann Bewertungsprozesse beginnen, die zur Erkenntnis führen: "Klingt nach Josh Redman", oder "das ist Hendrix auf der Strat". Doch derartige Bewertungen sind nicht mehr Gegenstand der aktuellen Betrachtung, deshalb zurück zur Klangfarbe, und deren signaltheoretischer Basis. Was Klangfarbe nicht ist, weiß man schon länger, und daraus entstand die Ausschlusss-Definition: Klangfarbe ist das, was übrig bleibt, wenn man von Lautstärke und Tonhöhe abstrahiert, oder, gemäß einer alten ASA-Definition: *Klangfarbe ist das Wahrnehmungsattribut, durch das sich zwei Klänge noch unterscheiden, wenn Lautheit und Tonhöhe gleich sind*. Irgendwie eine Art Abfalleimer-Definition, in die alles geworfen wird, was man nicht genau definieren kann. Eine Anleihe bei der Optik hilft ein kleines Stückchen weiter: So, wie man visuell wahrgenommene Farben auf der Basis spektraler Intensitätsverteilungen objektiv definieren kann, führt man die Klangfarbe der auditiven Wahrnehmung auf die Hüllkurve des Schallspektrums zurück, und wie ein Bild aus aneinandergereihten örtlich verteilten Farbflecken besteht, besteht der Instrumententon aus zeitlich aneinandergereihten Momentanklangfarben. Dass dieser Vergleich schnell an seine Belastungsgrenze kommt, muss einkalkuliert werden, diese beiden Sinneskanäle zeigen neben einigen Ähnlichkeiten eben auch große Unterschiede.

© M. Zollner 2004 - 2009

Zur Erläuterung der Möglichkeiten und Grenzen spektrumbasierter Klangfarbenanalyse soll ein Zweiklang verwendet werden: Zwei addierte Sinustöne (300 Hz, 312 Hz) gleichen Pegels, die zum Zeitpunkt t = 100 ms abrupt eingeschaltet werden (**Abb. 8.39**). Als Zeitfunktion:

$$x(t) = \sin(\omega_1 t) + \sin(\omega_2 t) \;=\; 2 \cdot \sin\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} \cdot t\right) \cdot \cos\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} \cdot t\right) \qquad \text{Schwebung}$$

Schon dieses einfache Beispiel zeigt, dass es zu jedem Signal mehr als eine Möglichkeit der Darstellung gibt: Der **Zweiklang** kann entweder als **Summe** zweier Töne dargestellt werden, oder als **Produkt** zweier anderer (!) Töne. Anstatt einen 300-Hz-Ton und einen 312-Hz-Ton zu addieren, kann man auch einen 306-Hz-Ton mit einem 6-Hz-Ton multiplizieren. Eine Spektralanalyse zerlegt das Signal nur und immer in seine additiven Komponenten, nicht in sein multiplikativen, zeigt also im Spektrum eine 300-Hz- und eine 312-Hz-Linie. Die in der Zeitfunktion (Abb. 8.39 links oben) so schön zu erkennende 6-Hz-Hüllkurve bleibt der Spektralanalyse folglich verborgen. Und auch das 300/312-Hz-Linienpaar wird nur bei geeigneten Analyseparametern als zwei getrennte Linien dargestellt – da es unendlich viele Parameter-Varianten gibt, gibt es auch unendlich viele Spektren.

Das über $-\infty < t < \infty$ ermittelte Langzeitspektrum ist nutzlos, vielmehr wird das durch Verschieben eines kurzen Fensterausschnittes gewonnene **Spektrogramm** benötigt (**Abb. 8.38**). Im linken Bild ist bei **a** ein rechteckiges Bewertungsfenster eingezeichnet, das als multiplikative Gewichtung (zeitlich) über das Signal geschoben wird; vom derart gewichteten Signal (wie bei ***b*** dargestellt) wird das DFT-Spektrum als Funktion der Verschiebungszeit berechnet. Da bei diesem Fenstertyp an den Fenstergrenzen unerwünschte Sprünge entstehen, findet das Rechteckfenster keine praktische Anwendung; üblich sind Fenster mit verrundetem Verlauf.

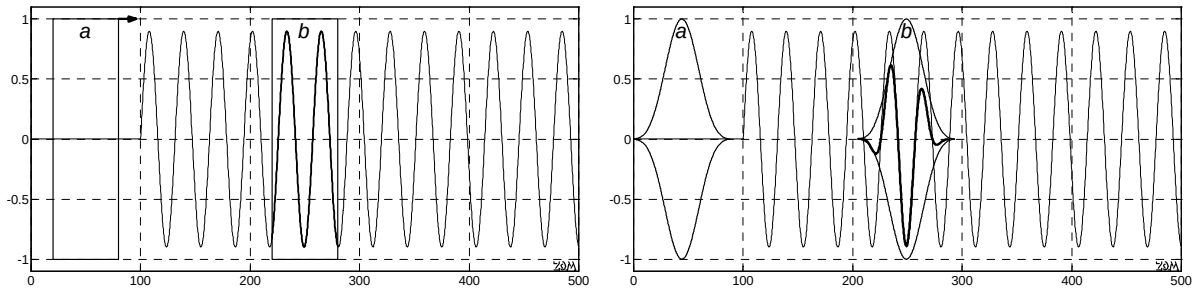
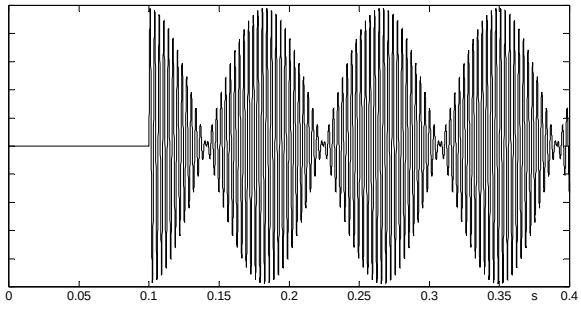
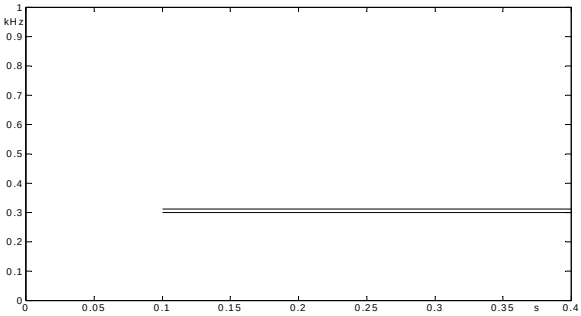


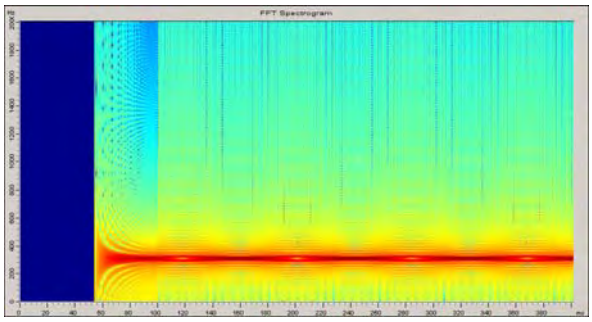
Abb. 8.38: Zeitfunktion eines Sinustones, mit zwei unterschiedlichen Bewertungsfenstern.

Aber auch bei der im rechten Bild dargestellten Fenstergewichtung (hier: Kaiser-Bessel) bleibt ein grundsätzliches Problem: Das Spektrum wird vom gefensterten, d.h. veränderten Signal ermittelt. **Abb. 8.39** zeigt die mit verschiedenen Fenstern ermittelten Spektrogramme, jeweils für das o.a. Zweitonsignal. Das für jedes Spektrum in identischer Form verwendet wurde – die Unterschiede kommen ausschließlich von den unterschiedlichen Analyseparametern. Die Fensterlänge ist mit der Punktezahl N spezifiziert, zu N = 2048 gehört die Rahmenlänge 46 ms. Die im Farbspektrum als Abszisse angegebene Zeit markiert den Beginn des Fensters. Und da dessen Breite ja nicht 0, sondern z.B. 46 ms beträgt, wird verständlich, warum die Analyse den Beginn des Zweiklangs auf z.B. 54 ms vorverlegt – obwohl die beiden Sinustöne doch erst bei 100 ms eingeschaltet werden! Doch genau ab dieser Verschiebung fällt der Signalbeginn in das Rechteckfenster, und deshalb beginnt auch das zugehörige Spektrum ab 54 ms. Erhöht man die Punktezahl auf 4096, verlängert sich die Fensterdauer auf 92 ms, und das (zum Rechteckfenster gehörende) Spektrogramm beginnt bei 8 ms.

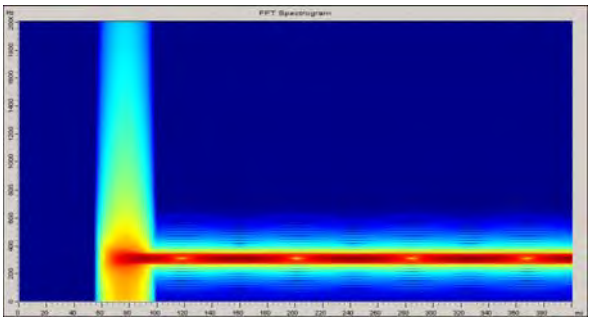
© M. Zollner 2004 - 2009



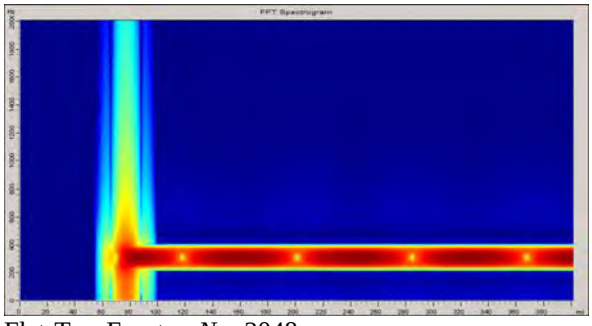




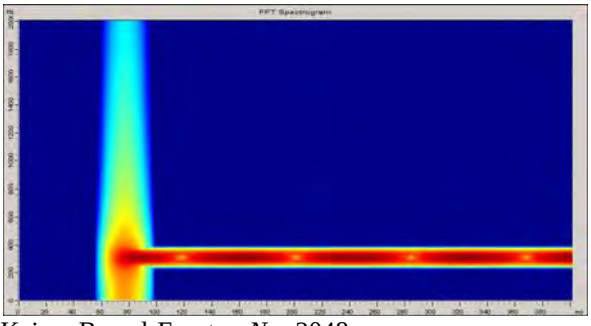
Reckteck-Fenster, N = 2048



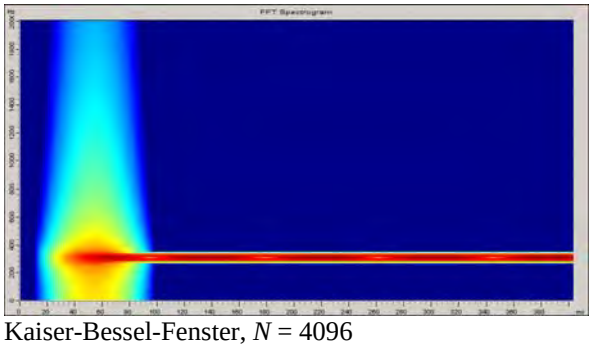
Hanning-Fenster, N = 2048



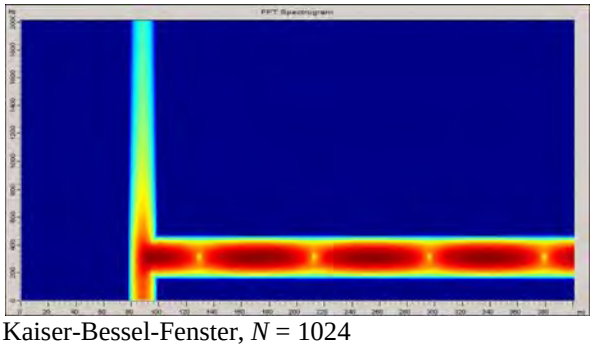
Flat-Top-Fenster, N = 2048



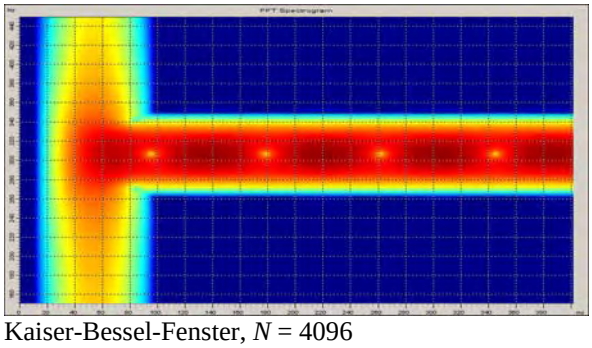
Kaiser-Bessel-Fenster, N = 2048



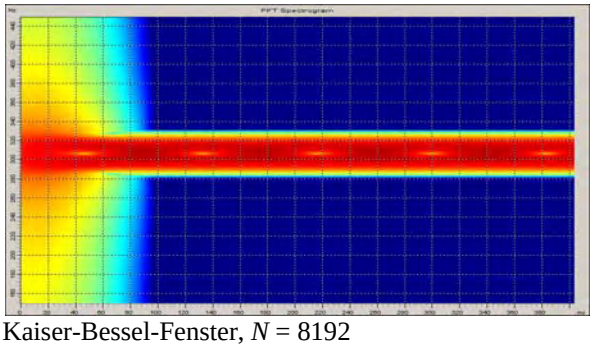
Kaiser-Bessel-Fenster, N = 4096



Kaiser-Bessel-Fenster, N = 1024



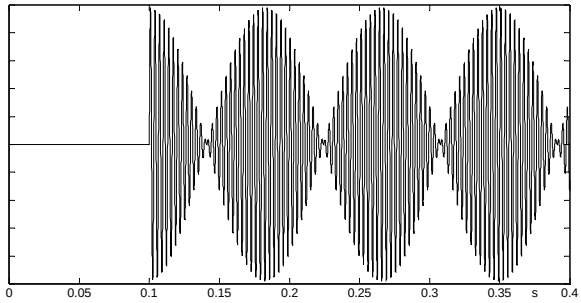
Kaiser-Bessel-Fenster, N = 4096

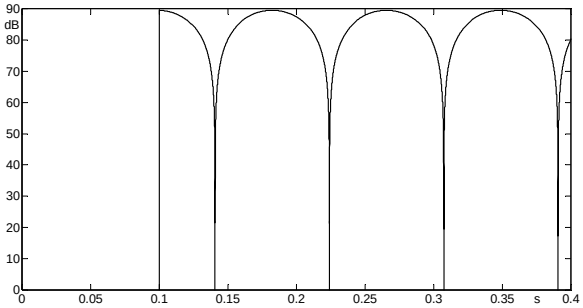


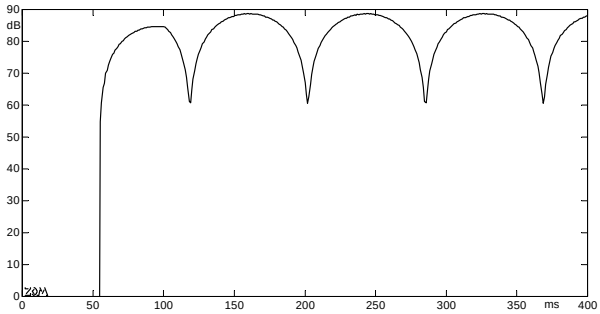
Kaiser-Bessel-Fenster, N = 8192

Abb. 8.39a: DFT-Spektrogramme einer hart eingeschalteten Schwebung (300 Hz / 312 Hz). ΔL = 90 dB.

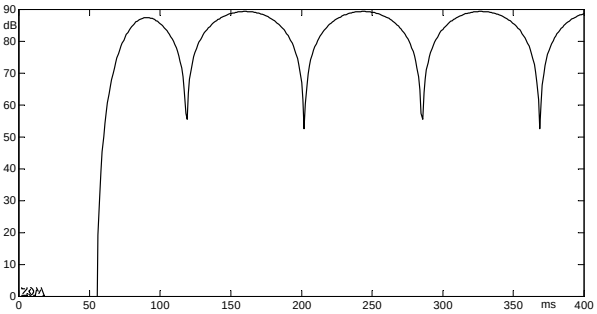
© M. Zollner 2004 - 2009



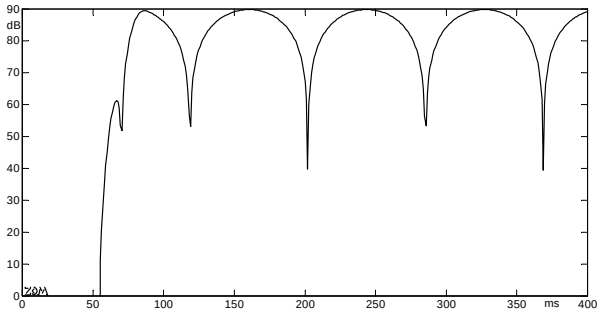




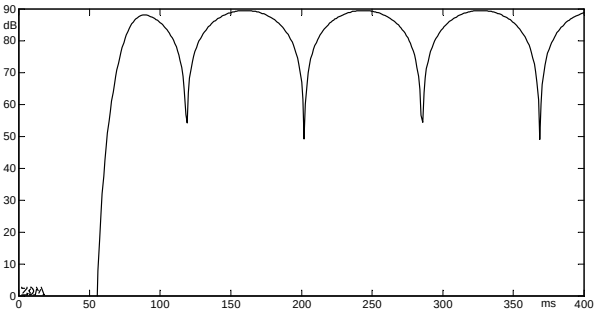
Reckteck-Fenster, $N = 2048$



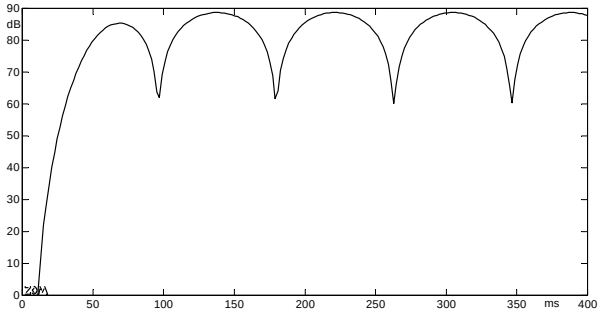
Hanning-Fenster, $N = 2048$



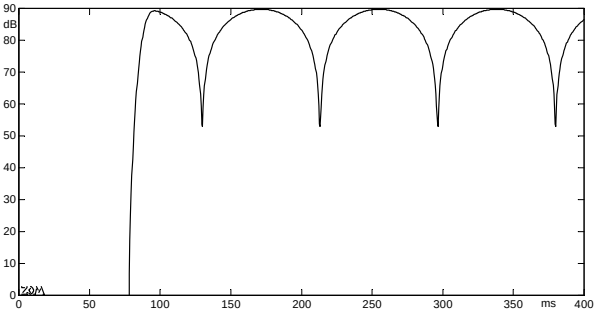
Flat-Top-Fenster, $N = 2048$



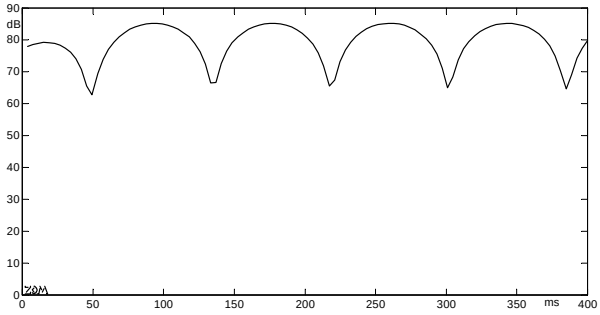
Kaiser-Bessel-Fenster, $N = 2048$



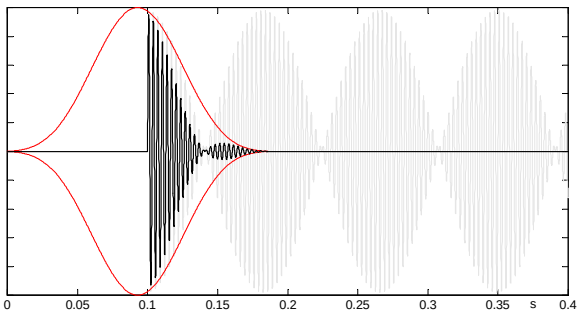
Kaiser-Bessel-Fenster, $N = 4096$



Kaiser-Bessel-Fenster, $N = 1024$



Kaiser-Bessel-Fenster, $N = 8192$



Kaiser-Bessel-Fenster, $N = 8192$, Zeitbereich

Abb. 8.39b: DFT-Pegelverläufe (bei 306 Hz) einer hart eingeschalteten Schwebung (300 Hz / 312 Hz).

© M. Zollner 2004 - 2009

Man könnte die Zeitachse auch so skalieren, dass mit $t = 0$ das *Ende* des Fensters angegeben wird, dann würden sich entsprechende Verschiebungen am Signalende zeigen. Zur Sicherheit sei nochmals betont, dass es sich hierbei nicht um einen Programmfehler der Analysesoftware handelt, sondern um einen systemimmanenten Artefakt aller Spektralanalysen: Abhängig von der Fensterdauer (= von der Impulsantwort des Filters) verlängert sich das Signal. Aber auch in Ordinatenrichtung entstehen Veränderungen: Der Einschaltknack als senkrechter Streifen, und das spektrale Leakage als vertikale Verbreiterung der Spektrallinien. Eigentlich sollten ab 100 ms zwei Linien parallel nach rechts laufen, wie im Bild rechts oben dargestellt, stattdessen wird *ein* Streifen dargestellt. Einfacher Grund: Bei $N = 2048$ ist die Analyse-Bandbreite zu gering, die beiden Linien können nicht getrennt werden. Nimmt man als Bandbreite den Kehrwert der Fensterdauer, erhält man $\Delta f = 22$ Hz Bandbreite – zu viel für nur 12 Hz Linienabstand. Bei dem im Folgenden verwendeten Kaiser-Bessel-Fenster (**Abb. 8.40**) ist außerdem zu berücksichtigen, dass die effektive Dauer nur ca. ¼ der Rahmenlänge beträgt, und die effektive Bandbreite deshalb ca. viermal so groß ist wie die des Rechteckfensters[♣].

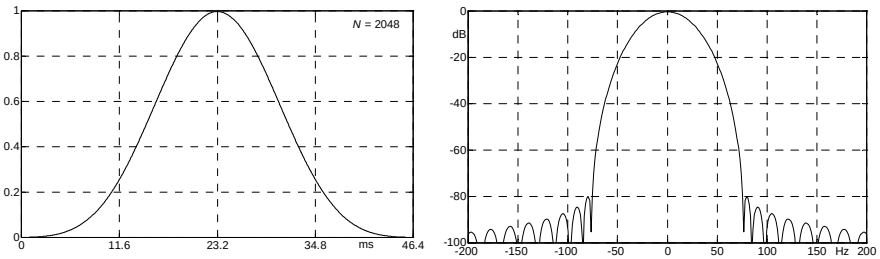


Abb. 8.40: Zeitfunktion (links) und Spektralfunktion des Kaiser-Bessel-Fensters, $N = 2048$, $f_a = 44.1$ kHz.

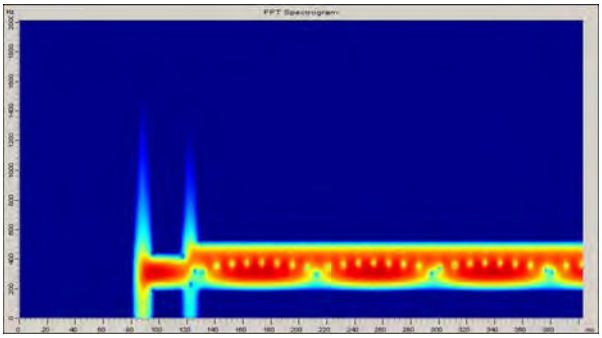
Wenn nun zeitliches und spektrales Leakage Auswirkungen jeglicher Spektralanalyse sind, liegt die Frage nahe, ob dergleichen nicht auch beim Hören entsteht, denn auch hierbei wird ja das Schallsignal in seine spektralen Bestandteile aufgelöst. Und natürlich, auch dabei gibt's Leakage. Weil die **Gehörfilter** aber adaptiv und nichtlinear sind, lässt sich nicht einfach *eine* Bandbreite und *eine* Einschwingzeit angeben – die Sache ist komplizierter. Zu kompliziert für diese als Übersicht gedachte Erläuterung, und deshalb sei diesbezüglich auf die Fachliteratur verwiesen, z.B. Fastls Psychoakustik [12]. Zwei Töne mit großem Frequenzabstand verarbeitet das Gehör in getrennten Kanälen, Töne mit kleinem Frequenzabstand werden gemeinsam verarbeitet. Das o.a. Zweitonsignal kann vom Gehör nicht in seine beiden Töne separiert werden, man hört einen Ton mit schnell schwankender Lautstärke. Also Produkt-, nicht Summenform. Man hört etwas, was im Spektrum gar nicht existiert: Einen 306-Hz-Ton! Schon dieses einfache Beispiel zeigt, wie schwierig es sein kann, von einem Spektrum auf Höreindrücke zu schließen. Gänzlich unmöglich ist es nicht, die Analyseparameter können ja verändert werden. In **Abb. 8.39** sind deshalb unterschiedliche Analysen dargestellt, mit Variation der Fensterart und -länge. Alle zeigen einen **Schaltknack**, um damit zu beginnen. Je länger das Fenster, desto länger der Schaltknack. Das muss so sein: Wenn beim Verschieben des Fensters so gerade eben der Signalanfang in das Fenster fällt, wird ja nur ein sehr kurzdauernder Impuls analysiert – dessen Spektrum ist zwangsläufig breitbandig. Je weiter man das Fenster über den Signalbeginn hinaus in das Signal schiebt, desto länger wird das zu analysierende (gefensterte) Signal, und desto schmalbandiger das Spektrum. Hört man diesen Schaltknack? Nein! Jedenfalls nicht so, wie es die Bilder vermuten lassen. Deshalb ist es zweckmäßig, nicht (wie in Abb. 8.39) das Farbspektrum mit 90 dB Dynamik darzustellen, sondern mit nur z.B. 40 dB; visueller und auditiver Eindruck passen dann besser zusammen.

♣ Was genau unter "effektiv" zu verstehen ist, wird hier nicht näher untersucht.
Mehr Details unter: M. Zollner, *Signalverarbeitung*, Hochschule Regensburg, 2009,
sowie: M. Zollner, *Frequenzanalyse*, Hochschule Regensburg, 2009.

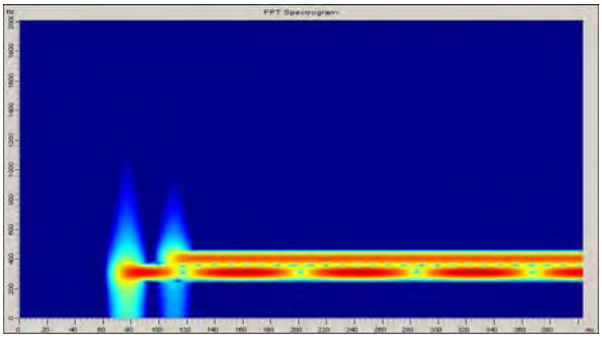
© M. Zollner 2004 - 2009

Nun zu den schnellen Schwankungen, die in der Zeitfunktion gut zu sehen sind. Sie erscheinen auch in einem Zeitschnitt des Spektrums, einem sog. **Slice** (Pegel über der Zeit bei fester Frequenz, Abb. 8.39b). Logarithmieren der Hüllkurve gibt den im Bild rechts oben dargestellten Verlauf, Auswertung der DFT-Analyse die darunter dargestellten Bilder. Und wieder zeigt sich: Das zeitliche Leakage bewirkt sehr unterschiedliche Pegelverläufe, je nach Fensterart und -dauer. Somit bleibt festzuhalten: Die **DFT-Analyse** liefert eine Vielfalt unterschiedlicher Spektren, die zunächst wenig Rückschlüsse auf die Schallwahrnehmung zulassen. Mit ergänzenden Algorithmen wird es zwar möglich, gehörtypische Bewertungen nachzubilden (gehörbreite Frequenzgruppenfilter, Konturierungs-Algorithmen, spektrale und zeitliche Verdeckungen), die wissenschaftlichen Forschungsarbeiten hierzu haben ihren großen Durchbruch aber noch vor sich.

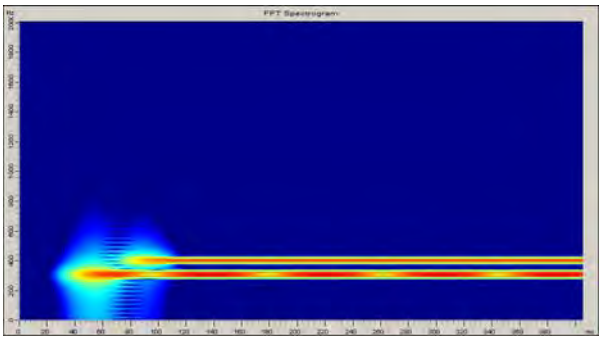
Das in Abb. 8.39 analysierte Zweitonsignal offenbarte bereits die Grundproblematik jeglicher Spektralanalyse. Dabei handelte es sich nur um ein sehr einfaches Signal – Instrumententöne sind erheblich komplexer aufgebaut, ganz zu schweigen von Akkorden oder Tutti-Stellen. Demgegenüber ist das in **Abb. 8.41** analysierte **Dreitonsignal** immer noch relativ einfach: Drei addierte Sinustöne gleichen Pegels, jedoch zu unterschiedlichen Zeiten eingeschaltet. Der 300-Hz-Ton und der 312-Hz-Ton werden bei t = 100 ms eingeschaltet, der 400-Hz-Ton bei t = 134 ms. Analysiert wird wieder mit dem Kaiser-Bessel-Fenster, in der Bilddarstellung ist jedoch gegenüber Abb. 8.39 die Pegeldynamik von 90 dB auf 50 dB reduziert.



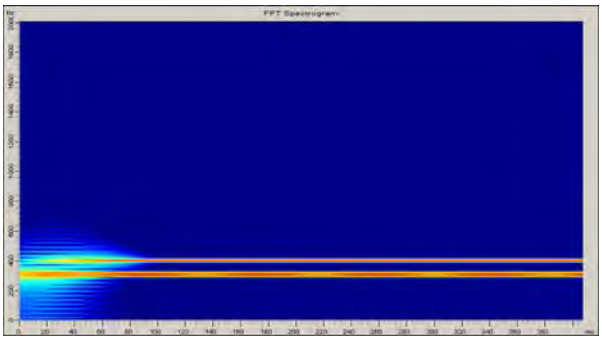
Kaiser-Bessel-Fenster, N = 1024



Kaiser-Bessel-Fenster, N = 2048



Kaiser-Bessel-Fenster, N = 4096



Kaiser-Bessel-Fenster, N = 8192

Abb. 8.41: DFT-Spektrogramme eines Dreitonsignals (300 Hz / 312 Hz / 400 Hz). ΔL = 50 dB.

Mit zunehmender Fensterdauer verwischt sich der Toneinsatz, dafür verbessert sich die spektrale Trennung. Die so besonders hoch aber gar nicht sein sollte, denn: Auch bei diesem Dreitonsignal wird ein Ton gehört. Kein Sinuston, eher ein lebhaft brodelndes Tongemisch, aber mit *einer* Tonhöhe. Erst beim mehrmaligen Anhören könnte man auch dazu tendieren, ein Pendeln zwischen zwei Tonhöhen zu hören, aber keinesfalls das, was die mit N = 8192 durchgeführte Analyse suggerieren möchte.

© M. Zollner 2004 - 2009

Mit der Verfügbarkeit leistungsfähiger PC kam ja bei Schallanalysen der Wunsch auf, endlich "das richtige" Spektrum darstellen zu können. Also nicht nur 512 Linien, sondern 4096, oder besser gleich 16384. Bei 44.1 kHz Abtastfrequenz hat das 16k-Fenster aber eine Länge von 372 ms – zu lang im Vergleich zum Gehör, selbst wenn man die (kürzere) effektive Dauer ansetzt. Für Klanganalysen stellt N = 4096 einen bewährten Kompromiss dar, der die Basis für ergänzende DFT-Analysen und Nachbearbeitungen bietet. Die dringend erforderlich sind: Die 2k-Analyse aus Abb. 8.41 vermittelt den Eindruck, als würden zwei Teilschalle zu unterschiedlichen Zeiten beginnen. Was aus objektiver Sicht ja auch stimmt: Eine Schwebung ab 100 ms, und ein Sinuston ab 134 ms. Das kümmert das Gehör indes überhaupt nicht, das hört einen einzigen Toneinsatz, nicht zwei. Selbst wenn die beiden Teilschalle mit 70 ms Abstand beginnen, hört man sie nicht zeitlich getrennt. Aus einem einfachen Grund: Die Schwebung des Zweiklangs erschwert das Erkennen der Zeitstruktur. Erst ab ca. 100 ms Versatz bemerkt man bei diesem Beispiel (!) den verspäteten Zusatzton. (Vergl. aber Kap. 8.5).

Damit nicht immer nur synthetische Klänge analysiert werden, kommt nun ein echter Gitarrenton: **Claptons Intro zu Stepping Out**. Die Gitarre spielt hier an mehreren Stellen alleine, was die Spektralanalyse sehr erleichtert. In **Abb. 8.42** sind Spektren und Zeitfunktionen dargestellt, in den oberen beiden Bildzeilen von einem G_3, darunter ein C_4. Viermal das gleiche G_3, aber doch erhebliche Unterschiede! Claptons Sound lässt sich halt nicht mit einem einzigen Spektrum beschreiben, aber das ist bei J.H., R.B, G.M., oder wie sie alle heißen mögen, dasselbe: Virtuosität bedeutet Abwechslung, auch im Spektrum.

Ein paar Gemeinsamkeiten kann man den G_3-Spektren natürlich schon abringen: Bei allen zeigt sich zwischen 1 – 1.5 kHz eine Lücke, oder auch: ein spektrales Maximum zwischen 1.5 und 2 kHz. In diesem Bereich liegen der (zweite) ö- und ü-Formant, weswegen man diesen Tönen eine ö- bzw. ü-artige Klangfarbe attestieren kann. Daneben ist die Stärke der tiefen Teiltöne bemerkenswert: Weder rein geradzahlige, noch rein ungeradzahlige Teiltöne. Und schließlich: Die Brillanz einer Singlecoil-Gitarre mit ihrer 3 – 4-kHz-Resonanz wird nicht erreicht, das ist vielmehr ein kräftiger, mittiger Trompetenton. Oder Saxofon-Ton, oder Celloton mit flötenartigen Obertönen? Die Zeitschriftenliteratur, die diese Phase Claptons (zu Recht) als genial lobt, fand und findet viele Vergleiche. Eigenartig zwar, dass man einen Gitarrensound mit Anleihen bei Bläsern oder Streichern beschreiben muss, aber vielleicht erklärt ja in ferner Zukunft einmal ein Trompetenlehrer seinem Schüler: *Mittenbetonter blasen, mehr in der Art von Claptons Gitarrenton*!

Aber egal ob trompeten- oder celloähnlich, was bestimmt diesen Sound und seine Variabilität, die selbst bei gleichen Noten auftritt? Zunächst zum zweiten Teil der Frage, der ist leichter zu beantworten: Auch wenn derselbe Bund auf derselben Saite gegriffen wird, hängt der Sound vom Anzupf-Ort ab, und von der Bewegung des Plektrums. Auch vom Plektrum selbst, doch das wurde wohl während der Aufnahme nicht gewechselt. Plektrum-Winkel (parallel oder schräg zu der Saite), Grundbewegung (Auf- oder Abschlag), Bewegungswinkel (in Bezug auf das Griffbrett), Anzupfort (mehr oder weniger nahe am Steg), all das sind klangbeeinflussende Parameter. Dazu kommt die Arbeit der linken Hand: Schon leichte Bendings können dazu führen, dass Teiltöne in Interferenzlöchern verschwinden, und deswegen sind die Spektren der vier analysierten G_3 nicht identisch, deswegen gibt es nicht "das" G_3-Spektrum, und auch nicht "das" C_4-Spektrum, und schon gar nicht "das" Clapton-Spektrum. Und nicht vergessen: Gitarre, Kabel, Verstärker, Raum und Aufnahmetechnik sind natürlich auch klangbeeinflussend, allerdings je Aufnahme eher zeitinvariant – Clapton wird vermutlich nicht zwischen Amp und Mikro hin- und hergehüpft sein. Obwohl man das bei manchen Musikern…

© M. Zollner 2004 - 2009

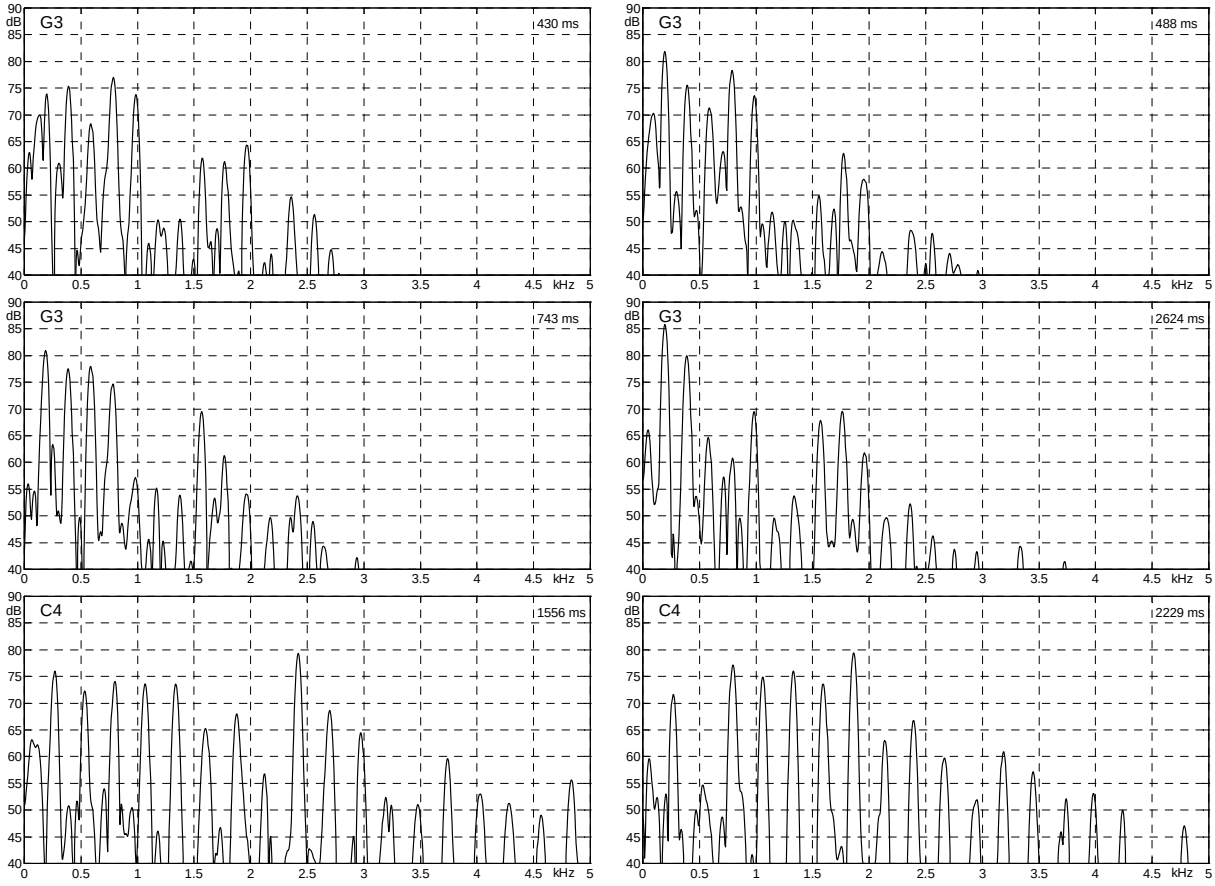


Abb. 8.42a: Einzelspektren zu den Spektrogrammen aus Abb. 8.43a. Kaiser-Bessel-Fenster, *N* = 2048.

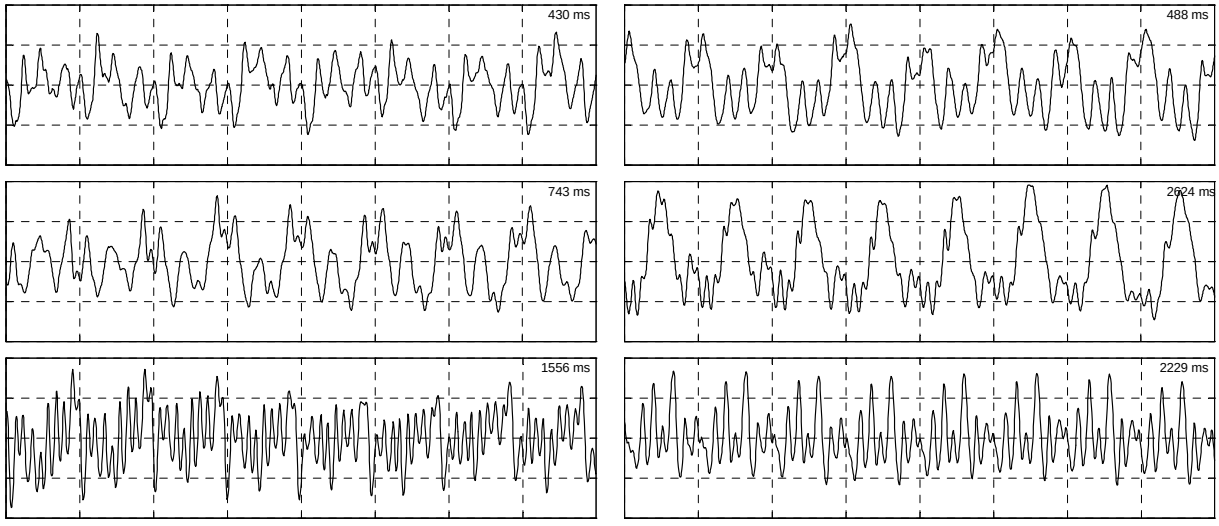


Abb. 8.42b: Zeitfunktionen zu den Spektren aus Abb. 8.41a. Zeitraster = Grundtonperiode.

Doch wo ist nun der analytische Beweis für Claptons "einzigartigen" oder zumindest "bahnbrechenden" Bluesbreaker-Sound, was ist so besonders an diesen Tönen und ihren Spektren? Eigentlich gar nichts! Hört man sie einzeln, ausgeschnitten aus dem Intro, klingen sie reichlich unspektakulär. Vielleicht nach Trompete. Oder Cello. Oder sogar: synthetisch. Interessant wird's erst, sobald eine Tongruppe erklingt, sobald jeder Ton mit seinen nur im Kontext vorhandenen Ein- und Ausschwingvorgängen dargeboten wird. Doch genau diese entziehen sich

© M. Zollner 2004 - 2009

weitgehend einer interpretierbaren Spektralanalyse. Das durch die hohe Verstärkung bedingte Nachklingen einzelner, eigentlich schon beendeter Töne ist noch am ehesten erkennbar, wie das **Farbspektrogramm** in **Abb. 8.43a** offenbart. Das schafft den Eindruck eines mächtigen, fetten, kraftvollen Tones, der nur mit Mühe im Zaum gehalten werden kann. Die kurzen Attackgeräusche, die auf 20 – 40 ms begrenzt bleiben, ergeben aber all jene Probleme, die mit dem Zwei- und Dreitonsignal schon beschrieben wurden: Hierzu lassen sich natürlich schon Spektren berechnen, aber sehr parameterabhängige. Liebe Doktoranden, die ihr gerade versucht, eine weitere Facette an den riesigen Psychoakustik-Diamant zu schleifen, lasst euch deshalb nicht entmutigen: Clapton hat 21 Jahre gebraucht, um diese Töne zu erzeugen, das muss man nicht in 2 Tagen analysiert haben. Unmöglich ist's sicher nicht, aber nur eine Gammaton-Filterbank mit Konturierungsalgorithmus – das ist noch nicht genug. Heißer Tipp: Aus den vermeintlich wesentlichen Teiltönen den Klang *synthetisieren*, und anhören. Hierbei erkennt man sehr schnell, welche Bildungsgesetze zwar nachweisbar, aber gehör-irrelevant sind, und was einen "bahnbrechenden" Sound ausmacht. Und zu den Gear-Fetischisten: Mit einer Original-58er (oder doch 59er?) macht man zwar nichts falsch, unbedingt nötig ist sie aber nicht. Nötig sind die richtigen Finger, das richtige Mikro-Timing, die richtigen Bendings. "Clapton is god", war zu lesen, nicht "Paula is goddess". Sehr informativ sind hierzu die bei Youtube zu hörenden Clapton-Epigonen, die mit teilweise beachtlichem Equipment (aber halt oft grausigem Timing) *Stepping out* nachspielen. Da merkt man am ehesten, dass die Fingerarbeit viel wichtiger ist als die Frage ob R8 oder R9.

Zeit, zum Ausgangspunkt dieses Kapitels zurückzukehren: Zur Klangfarbe. Die zweifelsohne auf der Basis eines Spektrogrammes ermittelt werden kann, jedoch auf unendlich viele Arten, da es unendlich viele Möglichkeiten für die Spektrogramm-Parametrierung gibt. Will man die nicht alle durchprobieren, liefert eine überlappende 4k-DFT mit Kaiser-Bessel-Fenster für den stationären Teil eines Gitarrentones erste Orientierungswerte. Schwieriger zu analysieren ist der Tonbeginn (der Attack), da sich hierbei das Spektrum innerhalb von 10 ms um mehr als 20 dB ändern kann – der typische Konfliktfall zwischen Zeit- und Frequenzauflösung. Sehr schwierig wird die Analyse, wenn gleichzeitig mehrere Instrumente spielen. In **Abb. 8.43a** spielt nur die Gitarre, der Verlauf einzelner Teiltöne ist gut zu beobachten. Aber schwierig zu messen, denn: Kaum einer dieser Teiltöne behält seine Frequenz – auch nicht im vermeintlich stationären Teil eines Tones. Da sind subtile Up-Bendings (um 1000 ms), Down-Bendings (um 1900 ms, auch Pre-Bendings genannt), Halbton-Bendings (um 1600 ms), und deshalb genügt es nicht, den Cursor auf die 180ste DFT-Linie zu setzen und ihren Pegelverlauf zu analysieren. Denn das ist dann auch der Pegelverlauf dieser DFT-Linie, aber nicht der eines speziellen Teiltones, weil sich dessen Frequenz verändert (z.B. von der 180sten auf die 191ste DFT-Linie). Deshalb Konturierungs- und Tonverfolgungsalgorithmen, deshalb eine weitere Vergrößerung der Parametervielfalt (welcher ist denn nun der "nächste Nachbar"?). Hat man dieses Problem gelöst (es ist ja nicht unmöglich, Teiltöne zu verfolgen), steht man vor neuen Herausforderungen: Die Teiltöne ändern nicht nur ihre Frequenz, sondern auch ihren Pegel! Und nicht wenig: Da sind 6 dB / 10 ms zu beobachten, doch mit dieser Geschwindigkeit verlaufen u.U. auch die Ein- und Ausschwingvorgänge der DFT-Analyse – ändert man die DFT-Parameter, ändern sich die Pegelschwankungen. Da diese multivariate Analyse bzw. Optimierung weit über den hier gesetzten Rahmen hinausgeht, bleibt nur die qualitative Aussage: Die Teiltöne verändern auch innerhalb eines gespielten Tones ihre Amplitude und ihre Frequenz. Die Frequenzänderung zumindest ist global (alle Teiltonfrequenzen ändern sich um denselben Prozentsatz), die Amplitudenänderung aber ist teiltonspezifisch. Nicht alle Frequenz- und Pegeländerungen bemerkt das Gehör, da gibt es Absolutschwellen, nachbartonabhängige Mithörschwellen, zeitliches Pre- und Postmasking. Nur was überschwellig ist, landet im finalen Postprozessor, der daraus dann u.a. die Klangfarbe bildet.

© M. Zollner 2004 - 2009

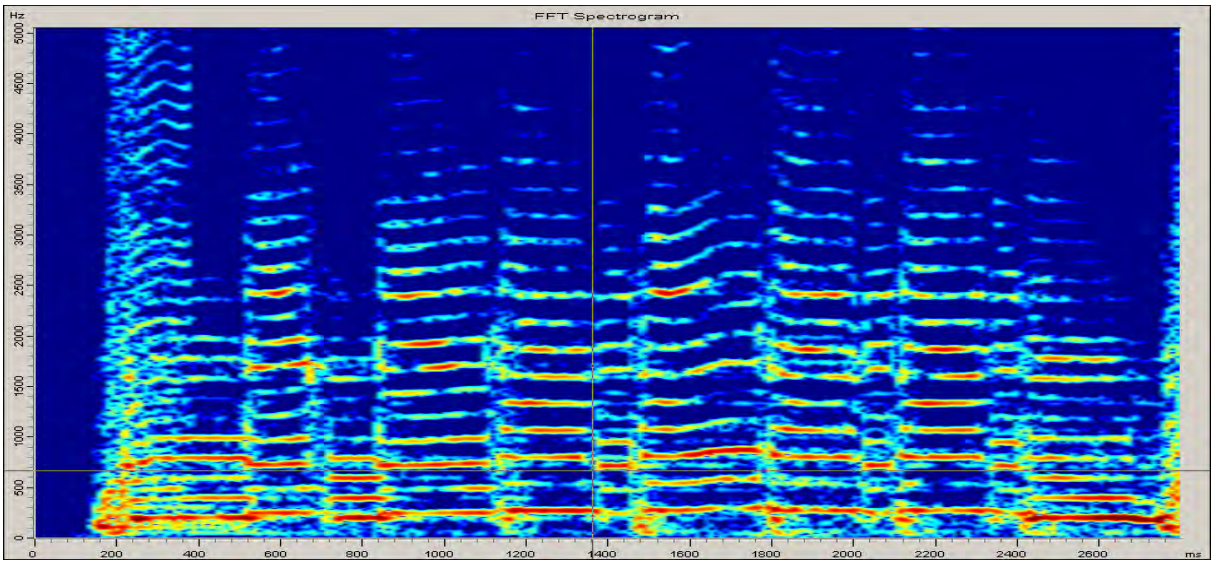


Abb. 8.43a: Ausschnitt aus *Stepping Out* (Mayall / Clapton), Gitarren-Intro. ΔL = 40dB.

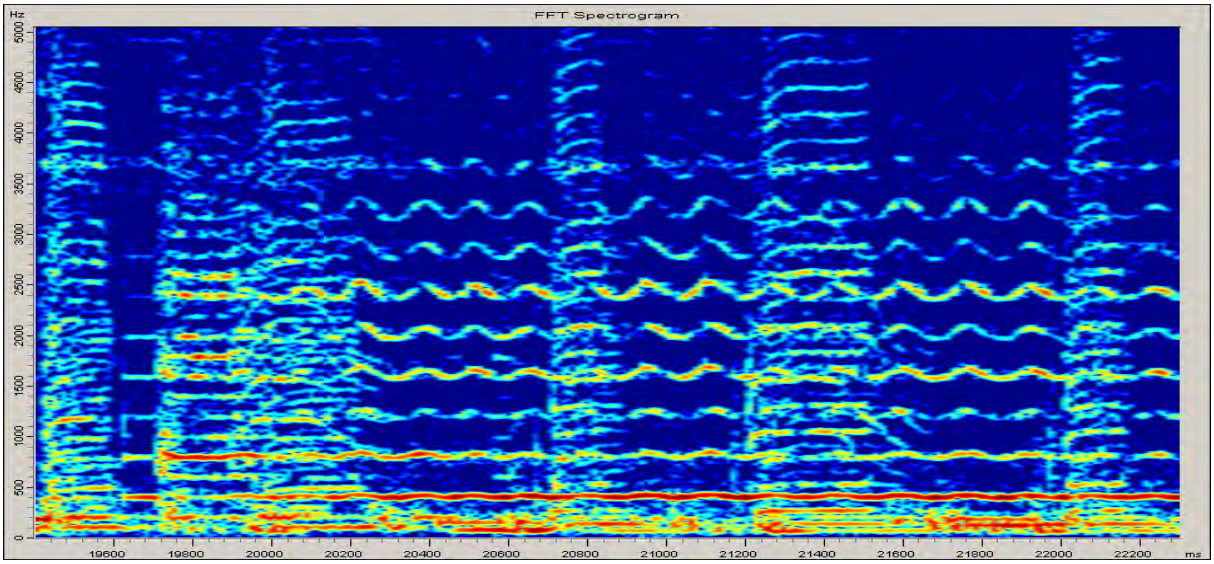


Abb. 8.43b: Ausschnitt aus *Stepping Out* (Mayall / Clapton), Gitarrenton mit Fingervibrato (7 Hz). ΔL = 40dB.

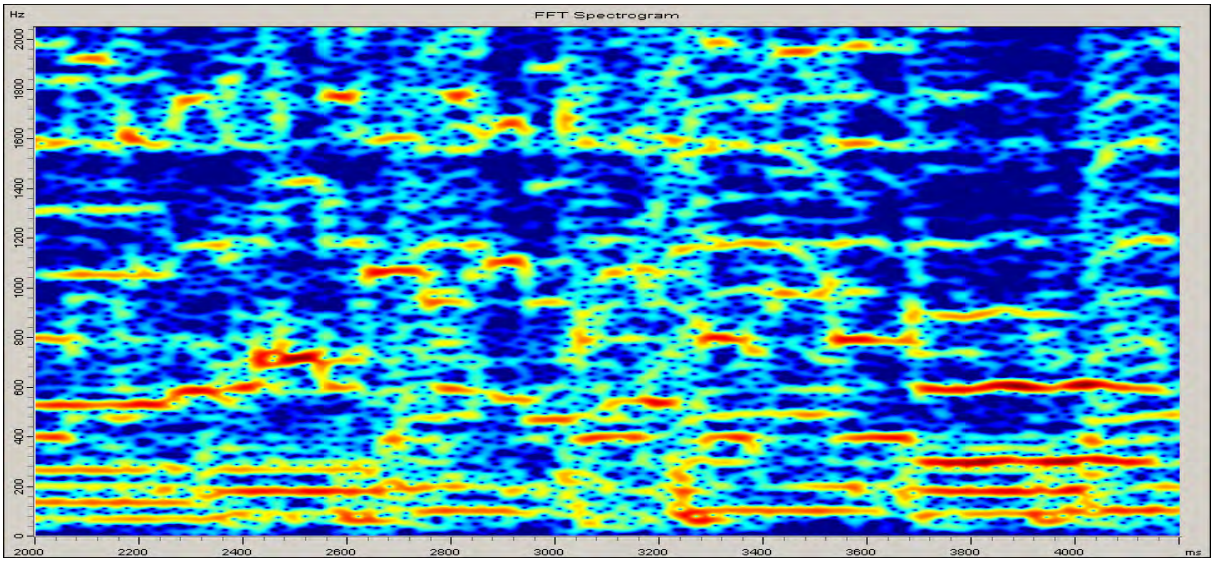


Abb. 8.43c: Ausschnitt aus *Stepping Out* (Mayall / Clapton), schnelle Achteltriolen. ΔL = 40dB.

© M. Zollner 2004 - 2009

Alles in allem: Keine triviale Analyse. Das soll nun nicht allzu entmutigend klingen, deshalb schnell ein Blick auf **Abb. 8.43b**: In diesem Bild wird die visuelle Analyse durch ein Gestaltgesetz erleichtert, das auch der auditiven Tonerkennung hilft: dem Gesetz des gemeinsamen Schicksals (siehe auch Kap. 8.2.4). Alle Linien, die synchron hin- und herschwingen, sind Teiltöne eines Gitarrentons, dazwischen setzen die Bläser (vertikale) Akzente, darunter legt der E-Bass das Fundament. Für Strat-Puristen sei angefügt: Nein, dazu braucht man keinen Whammy-Bar, das macht man mit einem Finger der linken Hand. Mit 7 Hz Modulationsfrequenz den Ton um ± ¼-Ton verbiegen, das ist Clapton at his best. In **Abb. 8.43c** wird's dann wieder schwieriger, das ist eine der schneller gespielten Passagen, und bei nur 100 ms Tondauer geht nun mal kein Vibrato. Bei diesem Ausschnitt ist schon das Pitch-Tracking, das Verfolgen der Tonhöhe, eine echte Herausforderung, ganz zu schweigen von einer automatischen Klangfarbenanalyse.

Möchte man nicht abwarten, bis die Forschung belastbare Algorithmen bietet, bleibt nur die seit Jahrhunderten praktizierte Lautmalerei (Onomatopöie). Dabei versucht man eine Musterangleichung zwischen den spektralen Maxima des zu beschreibenden (Gitarren-) Tones und denen der Sprachlaute (Formant = Frequenz eines spektralen Hüllkurvenmaximums). Und plötzlich wird verständlich, dass ein "flötender" Gibson-Sound gar nicht unbedingt nach Flöte klingen muss. Die ja gemäß Dickreiter *keine typischen Formanten hat*. Vielleicht klingt die Gitarre ja nur wie ein gesprochenes "ö", sie flööötet, ohne eine solche zu sein. Der hierfür verantwortliche (zweite) ö-Formant liegt bei ca. 1500 Hz. Oder etwas höher, sofern man eine Sprecherin unterstellt (*die* Paula, nota bene). Dass die berühmten blauen Zölöstschön-Lautsprecher gerade da ein Übertragungsmaximum haben, wäre ja auch nicht kontraproduktiv.

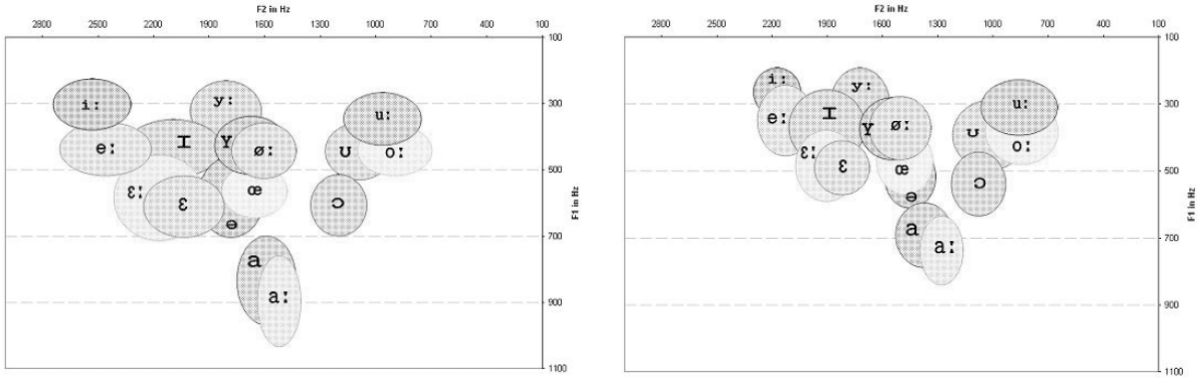


Abb. 8.44: Formantfrequenzen der deutschen Sprache, Sprecherin/Sprecher; (Sendlmeier/Seebode, TU Berlin).

Kurz zusammengefasst: Die Klangfarbe hängt von allem ab, was mit der Tonerzeugung zu tun hat. Und nicht nur das, auch die subjektiven Bewertungsmaßstäbe des Hörenden spielen eine Rolle. Zur objektiven Visualisierung des die Klangfarbe hervorrufenden Schalles ist die Schalldruck-Zeitfunktion eine vollständige, aber unzweckmäßige, unanschauliche Größe: Das Gehör verarbeitet nicht unmittelbar die Zeitfunktion, sondern ein nach komplizierten Regeln ermitteltes Kurzzeitspektrum. Die Phasen dieses Kurzzeitspektrums sind von sekundärer Bedeutung, der zeitliche Verlauf der Spektralamplituden ergibt den primären gehörrelevanten Datensatz, aus dem durch Unterdrückung maskierter (unhörbarer) Bereiche ein zweiter, überschwelliger Datensatz entsteht. Konturierungsalgorithmen (Maximumdetektion), Kurvenverfolgungs- und Gruppierungsalgorithmen führen zusammen, was zusammengehört, und ermöglichen auf der Basis gespeicherten Wissens das Erkennen instrumententypischer Merkmale, u.a. Klangfarbe, Tonhöhe oder Lautstärke. Mit reichlich Willkür: Ob man stark modulierten Tönen eine feste Tonhöhe, aber eine spezielle Modulations-Klangfarbe attestiert, oder eine variable Tonhöhe bei einfacher Klangfarbe, obliegt der Hoheit des Probanden.

© M. Zollner 2004 - 2009

8.7 Hörversuche

Der überwiegende Teil dieses Buches erläutert die Funktion der Elektrogitarre anhand physikalischer Gesetze, dokumentiert durch Formeln und Messprotokolle. Hiermit lassen sich Wellenausbreitung, Induktion und Signalfilterung erläutern, nicht jedoch die Wirkung auf die Zuhörer – deren Urteil erfährt man erst im Hörversuch. Im Folgenden soll deshalb ein kurzer Überblick über Methoden zur geregelten Schallbewertung gegeben werden.

8.7.1 Psychometrie

Die Psychophysik, ein Grenzgebiet zwischen **Psychologie** (= u.a. Lehre von den Sinneswahrnehmungen) und **Physik** (= Lehre von den Naturvorgängen), erforscht und beschreibt die Zusammenhänge zwischen physikalischen Reizen und davon hervorgerufenen Empfindungen und Wahrnehmungen, die **Psychoakustik** begrenzt das weite Gebiet der Physik auf Schallphänomene, und verbindet die "Lehre vom Schall" mit der "Lehre vom Hören". Ein Teilgebiet der Psychologie, das sich auf das (insbesondere quantitative) Messen von Empfindungen spezialisiert, ist die **Psychometrie**. Die elektrische Spannung misst man mit dem Voltmeter, die Temperatur mit dem Thermometer, aber wie misst man die Klangempfindung, die beim Anhören einer Gitarre entsteht? Das geht nur, wenn der Mensch sowohl **Messobjekt** als auch **Messgerät** ist, mit all den damit verbundenen Problemen. Messobjekt ist der Mensch, weil seine Klangwahrnehmungen ermittelt werden sollen, Messgerät, weil er sie beschreiben muss. Da Messobjekt und Messgerät nicht getrennt werden können, sind Fehler möglich: Die Aussage "ich höre keinen Ton" kann bedeuten, dass der Proband tatsächlich nichts hört und wahrheitsgemäß antwortet, aber auch, dass er etwas hört und lügt. Sie könnte aber auch bedeuten, dass der Proband meint, das, was er hört, sei kein Ton, sondern z.B. ein Geräusch, dann wäre die Antwort "keinen Ton" aus seiner Sicht wahrheitsgemäß. Um derartige Missverständnisse zu vermeiden und Probandenurteile möglichst unbeeinflusst und reproduzierbar zu erhalten, erarbeitet die Psychometrie Vorgaben zur Versuchsdurchführung und -auswertung.

Ein ganz wesentlicher Aspekt ist die **Reproduzierbarkeit** der Schalldarbietung. Dass eine Gitarre auf der Bühne anders klingt als im Studio, ist eher der (physikalischen) Raumakustik zuzuschreiben, und nicht primär der Wahrnehmungspsychologie – obwohl auch die Bewertungs*maßstäbe* (Messgerät!) situationsabhängig sein können. Um Reproduzierbarkeit bei der Darbietung zu garantieren, verwenden viele Versuchsleiter speziell entzerrte **Kopfhörer**. Dies ist besser, als den Proband in ein völlig undefiniertes Schallfeld zu setzen, garantiert aber noch keine exakte Beschallung, da die Position des Kopfhörers (relativ zum Ohr) sowie die individuelle Ohr- und Gehörgangsform Einfluss auf den Schallpegel nehmen[♣]. Dass hierbei ein völlig unnatürliches Schallfeld entsteht, das sich beim Drehen des Kopfes mitdreht, ist ein weiteres Problem. Mit präzisen Anweisungen, mechanischer Fixierung, Sondenmikrofonen und bildlicher Dokumentation lassen sich diese Unsicherheiten so weit verringern, dass sie im Forschungsalltag als "erträglich" bewertet werden – besser geht's eben nicht. Die Alternative lautet Beschallung durch einen oder zwei **Lautsprecher**. Aber nicht kleine PC-Monitore, sondern hochwertige, eingemessene Studiomonitore. Auch hierbei unabdingbar: Die Dokumentation: Terzbreite Nachhallkurven, Übertragungsmaße, Impulsantworten, am besten ergänzt durch Kunstkopfaufnahmen. Je mehr protokolliert ist, desto leichter lässt sich nach einer Versuchsserie entscheiden, ob ein Effekt auf das Gehör oder auf die Versuchsmethodik zurückzuführen ist.

[♣] Zollner M.: Interindividuelle und intraindividuelle Unterschiede bei Kopfhörerdarbietungen, Cortex 1994.

© M. Zollner 2004 - 2009

Soll nicht ein gespeicherter (oder künstlich erzeugter) Schall bewertet werden, sondern eine **Schallquelle**, also eine Akustikgitarre oder ein Gitarrenlautsprecher, ist zu überlegen, ob hiervon mit Mikrofon oder Kunstkopf eine Aufnahme erstellt wird, die dann w.o. abgehört wird, oder ob die Schallquelle live abgehört werden soll, mit Dokumentation wie bei Lautsprecher-Darbietung. Ein vor ein Gemälde gehaltener Vorhang verändert die visuelle Wahrnehmung, und in ähnlicher Weise verändert der zwischen Schallquelle und Hörer liegenden Raum die auditive Wahrnehmung. Wird die filternde Wirkung dieses Raums ignoriert, ist die Bewertung unbrauchbar. Erst wenn die Schalldarbietung bestmöglich optimiert und dokumentiert ist, kann mit der Schallbewertung begonnen werden.

Hörversuche können einfach oder komplex, grundlegend oder speziell sein. Für die Probanden leicht durchzuführen sind **Schwellenmessungen**. Hierbei unterscheidet die Psychometrie (absolute) Reizschwellen und Unterschiedsschwellen. Bei der Frage nach der **Reizschwelle** geht es nur darum, ob etwas gehört wird. Nicht jeder Ton mit von null verschiedener Schallleistung ist hörbar – um gehört zu werden, muss der Tonpegel über dem Schwellenpegel liegen. Die Reizschwelle, die für Töne ermittelt wird, die *aus der Ruhe (Stille) heraus* dargeboten werden, heißt **Ruhehörschwelle**. Ist außer dem zu beurteilenden Ton ein weiterer (Stör-) Schall vorhanden, spricht man von **Mithörschwelle**, z.B. "Mithörschwelle von Sinustönen, verdeckt durch Rosa Rauschen." Bei der Ermittlung der **Unterschiedsschwelle** geht es hingegen um die Frage, ab welcher Signaländerung ein subjektiver Unterschied wahrnehmbar wird. Also z.B.: Welche Frequenzänderung ist nötig, damit eine Tonhöhenänderung wahrgenommen wird. Soll nicht nur bewertet werden, ob ein Unterschied gehört wird, sondern auch, wie groß dieser Unterschied ist, wird's für die Probanden schwieriger. Diese **Größenschätzung**, deren Ziel die zahlenmäßige Bewertung wahrgenommener Unterschiede ist, kann zu erheblichen Streuungen führen, und bei einigen Versuchen gänzlich unmöglich sein. Auch wenn man Bewertungen "erzwingen" kann: Ob ein Schall zweimal oder dreimal so gut klingt wie ein anderer, ist kaum messbar. Ob ein Schall doppelt so laut ist wie ein anderer, ist messbar, sagt die Psychoakustik. Schon, aber mit ±6 dB Streuungen, ätzen die Kritiker. Dabei treten Messwerte-Streuungen nicht nur bei psychometrischen Versuchen auf, sie sind Charakteristika aller Messungen. In der Psychometrie sind sie nur besonders ausgeprägt, und deshalb besonders kritisch zu hinterfragen.

Kein Proband wird, soll er Lautheitsverdopplung bewirken, den Pegel immer um exakt 10 dB erhöhen. Deshalb mittelt der Versuchsleiter die intraindividuell streuenden Werte und erhält hierdurch einen probandenspezifischen Mittelwert. Und weil nur *ein* Proband eine ungeeignet kleine Stichprobe wäre, müssen 24 weitere Probanden diesen Einstellversuch durchführen, was zu 25 verschiedenen **Mittelwerten** führt. Auch über diese interindividuellen Streuungen muss gemittelt werden, und am Ende steht ein Ergebnis, das z.B. besagt, "im Mittel" erhöhen die Probanden den Pegel um 10 dB, um die Lautheit des Tones zu verdoppeln. Dass dieser Mittelwert nicht für alle Menschen gilt, wird gerne verdrängt. Also ein kurzer Blick in den Giftschrank: Die Literatur berichtet von Streuungen zwischen 5 – 17 dB, und sogar 4 – 30 dB findet man [Hellbrück 1993]. Immerhin: *Dabei lag der Schwerpunkt der Verteilung in der Klasse von 8.6 – 9.8 dB.* Na also, fast 10 dB. Daraus nun aber den Schluss zu ziehen, das Ganze "war Quatsch und wird noch quätscher", um Wehner zu zitieren, wäre eine doch unangebrachte Ignoranz. Sofern Versuchsleiter und Proband wissen, was sie da bewerten, bieten Mittelungsverfahren die einzige Möglichkeit, Punktehaufen auf Funktionen zu reduzieren. Ob Schwankungsstärke-Bewertungen um den Faktor 4 oder 8 streuen – sie zeigen eindeutig eine Bandpasscharakteristik, mit einem Modulationsmaximum um 4 Hz. Man darf nur nicht den Fehler machen, derartige Ergebnisse mit dreistelliger Genauigkeit für allgemeingültig zu erklären, denn auch Mittelwerte haben eine begrenzte Genauigkeit.

© M. Zollner 2004 - 2009

Wenn natürlich Versuchsleiter und Proband unterschiedliche Attribute im Sinn haben, werden Versuch und Mittelung fragwürdig. Ein Beispiel, stark überzeichnet: Der Versuchsleiter verteilt schriftliche Anweisungen zum Skalieren der Sonität von Trommeln. Fragen werden nicht zugelassen, um die VP nicht zu beeinflussen. Und los geht's, beurteilen Sie mit 0 bis 10. Da man als Student ungern auf 15 Euro/Stunde verzichtet, macht man mit. Entweder nach bestem Wissen bzw. Empfinden, oder nach der Monte-Carlo-Methode – diese Stunde geht auch irgendwie rum. Der PC darf danach mitteln, und schon hat man ein Ergebnis. Was sich VL und VP unter "Sonität" vorstellen, sollte natürlich zusammenpassen, sonst ist's wirklich Quatsch. Und sage keiner, ein gutes Ergebnis beweise, dass dieser Begriff selbsterklärend sei.

Ein weniger konstruiertes Beispiel aus der SZ vom 24.09.2009: Im Kernspin-Tomograph liegt ein Proband, dem verschiedene Fotografien gezeigt werden. Je nach Motiv weist die fMRT unterschiedliche Hirnaktivitäten nach. Das Besondere: Der Proband ist ein Fisch. Noch viel besonderer: Er ist tot. Trotzdem schafft es der auswertende Rechner, signifikante Ergebnisse herauszumitteln. Der Experimentator ist jedoch kein Scharlatan, sondern ehrbarer Wissenschaftler, der zeigen wollte, *wie viel Unsinn in der modernen experimentellen Hirnforschung allenthalben betrieben wird*. Merke: Viele Probanden und moderne ("russische") Mittelungsalgorithmen garantieren noch keine belastbaren Daten, oder auch: Garbage in – Garbage out.

Die moderne Psychologie, und insbesondere die Psychometrie, bedient sich zunehmend statistischer Auswertungsverfahren. Das ist lästig, aber unumgänglich. Die schönsten Experimente bringen nichts, wenn ihre Ergebnisse falsch ausgewertet werden. Genauso unsinnig ist aber, ohne experimentelle Erfahrung sinnfreie Daten so lange zu verarbeiten, bis ein günstiges Ergebnis herausgekommen ist. Wenn man bei der Quellenerkennung allen Gitarren die Ziffer 1 zuordnet, allen Posaunen die 2, und allen Bässen die 3, und ein Proband hat im Experiment viermal die 1, zweimal die 2 und viermal die 3 erkannt, darf man nicht arithmetisch mitteln, und erklären, als Mittelwert wurde eine Posaune erkannt. Das sind nämlich Nominalurteile, da gibt's keinen Mittelwert. Ähnlich unsinnig wäre es, eine "mittlere Postleitzahl" berechnen zu wollen. Möglich, aber nicht interpretierbar.

Ein **Nominalurteil** gruppiert nach Namen, fasst also Elemente gleicher Attribute zu Gruppen zusammen. Erst mit dem **Ordinalurteil** kommt eine Rangordnung zustande, aber noch ohne Metrik. In der Messtechnik ist Klasse-0 genauer als Klasse-1, und die ist wiederum genauer als Klasse-2. Klasse-0 ist aber nicht zwingend doppelt so genau wie Klasse-1, und wenn's so wäre, dürfte Klasse-1 dreimal so genau sein wie Klasse-2. Etwas mathematischer: Eine Ordinalskala wird durch Ungleichungen festgelegt, nicht durch gleich große Intervalle. Dies ist erst bei **Intervallskalen** gegeben, sie ermöglichen Additivität aufgrund von Äquidistanz. Nicht erforderlich ist hierbei, dass die Eigenschaft des mit null bewerteten Elementes verschwindet. 0°C bedeutet nicht "keine Temperatur", sondern ist vielmehr ein eher willkürlich gewählter Nullpunkt, und deshalb ist auch 20°C nicht doppelt so warm wie 10°C. Am Ende dieser Liste steht die **Verhältnisskala** (Relationalskala), bei der Zahlenverhältnisse das Verhältnis der Ausprägung der bewerteten Merkmale widerspiegeln. Die Sone-Skala ist eine Verhältnisskala: Stehen zwei Lautheiten im Verhältnis 2:1, so findet sich dieses Verhältnis auch bei den zugeordneten Sone-Zahlen (8 sone ist doppelt so laut wie 4 sone). Die Phon-Skala ist hingegen keine Verhältnisskala: 60 Phon sind nicht doppelt so laut wie 30 Phon.

Die nachfolgende **Tabelle** fasst Skalen, Merkmale und Operationen zusammen. Klarer Fall: Bei der Nominalskalierung gibt's nur *gleich* oder *ungleich*, bei der Ordinalskalierung zusätzlich *größer als* und *kleiner als*, Additivität ab der Intervallskala, und Produkt/Division erst ab der Relationalskala.

© M. Zollner 2004 - 2009

Der Median (Zentralwert) einer nominalskalierten Menge ist nicht ermittelbar, weil hierzu alle Elemente in eine Rangfolge zu bringen sind – die gibt's bei Nominalskalierung aber nicht. Lediglich der Modus, das Häufigkeitsmaximum, ist ermittelbar. "Am meisten Briefe wurden für PLZ 93057 transportiert" macht Sinn, "der Median ist PLZ 93057" ist unsinnig. Pegelwerte (dB-Werte) ins Verhältnis zu setzen ist in aller Regel unsinnig, obwohl es hier einige Ausnahmen geben kann, sofern 0 dB tatsächlich "nichts" bedeutet. Beim Schallpegel sind Pegelverhältnisse i.d.R. ohne Aussage, beim Equalizer können aber 8 dB Anhebung doppelt so viel sein wie 4 dB Anhebung.

Skala	**Nominal-**	**Ordinal-**	**Intervall-**	**Relational-**
Synonyme	Topologische Skala		Metrische Skala, Kardinalskala	
Zulässige statistische Maßzahlen	Absolute und relative Häufigkeit, Modus	Kumulierte Häufigkeit, Median, Perzentil	Arithm. Mittelwert, Varianz, Standardabweichung	Geometrischer Mittelwert
Operationen	$= \neq$	$= \neq, < >$	$= \neq, < >, + -$	$= \neq, < >, + -, \times \div$
Merkmale	Nominalmerkmal, kategoriales oder qualitatives Merkmal	Ordinalmerkmal, Rangmerkmal, komparatives Merkmal	Kardinalmerkmal quantitatives oder metrisches Merkmal	

Tabelle: Skalen, Merkmale, erlaubte Operationen. Zusätzlich zu den zulässigen statistischen Maßzahlen jeder Spalte sind auch alle links davon stehenden erlaubt.

Hat man nun die Schalldarbietung perfektioniert und festgelegt, welche Merkmals-Skala gefunden werden soll, können die Probanden (Versuchspersonen, VP) kommen. Ab jetzt gilt: Keine Beeinflussung, reproduzierbare Instruktion. Wenn gleich zu Beginn erklärt wird, jetzt solle Claptons "Brownie" beurteilt werden, wird sich keiner trauen, Soundassoziationen zu etwas Braunem herzustellen – diese Gitarre klingt trotz ihrer Farbe natürlich "megageil". Nein, **Blindversuche** sind das erklärte Wunschziel, um Befangenheit vorzubeugen – leider nicht immer durchführbar. Zwei Gitarrenverstärker können, hinter einem undurchsichtigen Vorhang verborgen, unbefangen bewertet werden (ein Drehtisch beseitigt Positionierungsprobleme), der Unterschied zwischen einer Gibson Les Paul und einer ES-335 bleibt dem Gitarristen jedoch nur verborgen, wenn man sehr umständliche Maßnahmen ergreift. Unterschiede zwischen verschiedenen Mensurlängen (24" vs. 25,5") erkennt man immer, da sind Blindversuche unmöglich. **Schriftliche** Instruktionen für alle VP stellen sicher, dass jeder dasselbe erfährt, sie ermöglichen überdies, die Anleitungen ein Jahr später nochmals durchzusehen. Erkennt man im Lauf einer Untersuchung, dass sich die VP mit der Beantwortung schwer tun (bzw. "das Falsche" bewerten), darf man nicht die Instruktionen so lange verändern, bis "das Richtige" herauskommt, und anschließend über alle Versuche mitteln. Und schon gar nicht nur über die letzten fünf VP mitteln (weil erst die den Unterschied gehört haben). Eine schwierige Frage: Soll man ungeeignete VP aussondern? Zur Beurteilung von Drum-Sticks wird man nicht gerade Harfenistinnen befragen, den Sound eines Verstärkers können aber durchaus auch Nicht-Musiker bewerten. Weil es da keine festen Regeln gibt, ist die Dokumentation besonders wichtig (Fragebogen an alle VP). Will man der Wissenschaft einen besonderen Dienst erweisen, misst man vor Beginn der Hörversuche die Ruhehörschwelle der VP (Audiogramm). Denn nicht wenige Musiker (oder andere Lärmhandwerker) erzeugten im Lauf ihres Lebens so viel Schallenergie, dass das Gehör bereits erheblich geschädigt ist, und Bewertungen deshalb nicht typisch für Normalhörende sind. Oder wie sehen Sie das, Herr Townshend? Mr. Townshend?? **MR. TOWNSHEND!!!**

© M. Zollner 2004 - 2009

Zuletzt ist noch zu klären, nach welchem Verfahren die VP ihr Urteil abgibt. "Zuletzt" mit Blick auf diese Kurzübersicht – die Regeln professioneller Psychometrie sind umfangreicher und gehen über den hier gesetzten Rahmen hinaus. **Verfahren zur Urteilsgewinnung** unterscheiden sich u.a. nach dem Grad der VP-Beteiligung: Soll sie nur ein Verbal-Urteil abgeben ("ich höre nichts"), oder muss sie einen Knopf so verdrehen, dass ein Ton gerade hörbar (bzw. unhörbar) wird? Bekommt sie eine Bewertungsskala vorgelegt, oder darf sie sich selbst eine erstellen? Ist die Aussage "kein Unterschied" erlaubt, oder wird eine Präferenz erzwungen (forced choice)? Wird die Antwort der VP bei der Auswahl neuer Testschalle berücksichtigt? Darf die VP die Testschalle so lange vergleichen, wie sie möchte, oder ist nach zweimaliger Wiederholung eine Entscheidung gefordert? Die Psychologen wurden nicht müde, jahrzehntelang zu predigen, dass all diese Versuchs-Details wesentlich für das Ergebnis sind, sodass wir Ingenieure inzwischen gar nicht mehr anders können, als daran zu glauben und dafür zu werben. Immer verbunden mit der Hoffung, die Vorteile korrekter Pegelmessung mögen im psychologischen Lager eine ähnlich starke Lobby erhalten.

Wissenschaftliche Hörversuche sind mehr als das Zusammenrufen dreier Kumpels zur Bestätigung der Hypothese, die neue Fender sei wieder ein Meilenstein der Rock-Geschichte. Die letzte Falle lauert beim Formulieren der Ergebnisse. Die Aussage: "Die Makkashitta VR-6 hat ein gewaltiges Sustain" geht in Ordnung, "die Makkashitta VR-6 hat wegen ihres Ahornhalses ein gewaltiges Sustain" ist mit großer Wahrscheinlichkeit Blödsinn. Leider Alltag in Testberichten: Der Tester hört etwas (was sein gutes Recht ist), und verknüpft ohne jeden Beweis das Gehörte mit irgendeiner Materialeigenschaft (was Leserverdummung ist). Oft werden *augen*scheinliche Assoziationen bemüht, um "ohrenklangliche" Zusammenhänge zu begründen. Klingt eine Silbertrompete "silbriger" als eine "warmtönende" Goldtrompete? Nein, sagt die Wissenschaft, alles nur Einbildung, bzw. Beeinflussung des Spielers. Muss der bei gelbem Licht spielen und kann die Metalle nicht unterscheiden, spielt er gleich, und dann klingt's auch gleich – trotz unterschiedlicher Metalle (gleiche Geometrie vorausgesetzt). Hat der große Lautsprecher weniger Höhen, weil sich seine schwere Membran langsamer in Bewegung setzt? Nein, sagt die Mechanik, da wird Grenzfrequenz mit Wirkungsgrad verwechselt. Sind die in den beiden Gehörgängen herrschenden Schalldrucke wirklich die alleinigen Anregungsgrößen für den Hörsinn??? Huiii, mit der Antwort "natürlich nicht" wäre man 1979 bei der Psychoakustikprüfung glatt durchgefallen. Doch da hat sich seither viel bewegt, man lernt dazu: Auch das Gesehene spielt beim Hören eine gewichtige Rolle, und deshalb ist z.B. die empfundene Lautstärke davon abhängig, in welcher Entfernung wir eine Schallquelle sehen. Deshalb ist der rote Schnellzug lauter als der grüne, trotz gleicher Schallpegel [Fastl], deshalb hören wir "hinten", obwohl die Schallquelle vorne ist. Ein weites Feld, noch überwiegend unbeackert.

Die folgenden Veröffentlichungen sind als PDF verfügbar:
http://homepages.fh-regensburg.de/~met39626/index.html
1) Die Entwicklungsgeschichte des Cortex-Kunstkopfes. 2) Der neue IEC-959-Kunstkopf.
3) Was ist die "richtige" Kunstkopfentzerrung? 4) Der Kunstkopf: Messgerät oder Hörgerät?
5) Kopfhörerbedingte Unterschiede bei Hörversuchen. 6) Methodenbedingte Unterschiede bei Hörversuchen.
7) Interindividuelle und intraindividuelle Unterschiede bei Kopfhörerbeschallung.
8) Das Gehör als zeitvariantes System.

© M. Zollner 2004 - 2009

8.7.2 Der Klang der unverstärkten E-Gitarre

Wie testet der Experte eine Elektrogitarre? Er hört sie sich zunächst unverstärkt (trocken) an. *"Fest steht dabei, dass der Wunschklang entgegen landläufiger Meinung bei E-Gitarren und E-Bässen nicht in der Hauptsache von den Tonabnehmern abhängig ist. Das Holz der Instrumente schafft vielmehr die Grundlage. Eine Gitarre aus Sperrholz klingt auch mit den besten Tonabnehmern nicht. Kommt ein Kunde zu mir in die 'Guitar-Garage' nach Bremen und will mit mir über neue Pickups sprechen, höre ich mir das Instrument erst einmal ohne Verstärker an."* (Jimmy Koerting, Fachblatt Musikmagazin). Oder: *"Für die erste Beurteilung der Klangqualität brauchen wir weder Verstärkertürme noch Verzerrer, ein kleiner Combo reicht vollkommen. Noch besser wäre es natürlich, das Klangverhalten in einer stillen Ecke 'trocken', rein akustisch, auf Ansprache, Ausgeglichenheit und Sustain zu testen."* G&B 3/97. Warum können dann aber zwei Gitarren, die sich – trocken gespielt – im Klang unterscheiden, diese Unterschiede über den Verstärker nicht mehr zu Gehör bringen? *"Überraschenderweise zeigen sich die Klangunterschiede am Verstärker weit weniger deutlich als im Trockentest"*. G&B 7/06, Vergleich: Gibson New Century X-Plorer ./. V-Factor. Oder aus einem anderen Vergleich: *"Die Platinum Beast klingt (unverstärkt) kraftvoll, warm und ausgewogen, mit samtiger Brillanz und zarten Obertönen, die Evil Edge Mockingbird irgendwie schwachbrüstig, mittenarm, mit etwas prägnanteren Bässen, dafür aber deutlich brillanter und obertonreicher. Dank der heißen Humbucker hört sich das Ganze am Verstärker wieder ganz anders an, denn, kaum zu glauben, beide Instrumente tönen jetzt nahezu identisch."* G&B 8/06.

Mit Extrembeispielen kommt man der Sache wohl nicht bei. Da wird Sperrholz (oder sogar Gummi!) als Korpusmaterial bemüht, um die Bedeutung und Notwendigkeit hochwertiger Korpus-Hölzer zu rechtfertigen. Das ist das eine Extrem: Mit total ungeeignetem (absorbierendem) Korpus kann man keine gute Gitarre bauen, Ergo-1: Das Holz ist wichtiger als die Tonabnehmer. Das andere Extrem: Man tausche einen brillanten, ("windungsarmen") Strat-Tonabnehmer gegen einen mumpfenden, höhenfressenden Tele-Hals-Pickup mit dickblechigem Messing-Gehäuse, und postuliere Ergo-2: Der Tonabnehmer ist wichtiger als das Holz. Beide Betrachtungen sind zu einseitig.

Aus Sicht der Systemtheorie ist die schwingende Saite ein Generator, der einerseits Korpus und Hals zum Schwingen anregt, die dann Luftschall abstrahlen. Andererseits entsteht aus der Relativbewegung zwischen Saite und Tonabnehmer die induzierte Spannung. Luftschall und Spannung sind somit korreliert, weil von derselben Quelle verursacht. Stirbt die Saitenschwingung schon nach wenigen Sekunden ab, kann der Tonabnehmer nicht ein gigantisches Sustain produzieren. Oder vielleicht doch? In gewissen Grenzen könnte er schon, zusammen mit einem geeigneten Verstärker (+Lautsprecher). Wenn der Verstärker nämlich das Signal begrenzt (Übersteuerung, Crunch, Verzerrung), verändert er tatsächlich das Abklingverhalten. Das *über den Lautsprecher* hörbare Abklingverhalten, denn das Abklingen der Saitenschwingung wird ja nicht verändert. Oder vielleicht doch?? Die Sache beginnt, undurchschaubar zu werden, und genau deshalb finden sich so widersprüchliche Meinungen in der Gitarren-Literatur. Stehen Gitarre und Lautsprecher nahe beisammen, können Rückkopplungen sehr wohl auch die Saitenschwingung beeinflussen. Und vielleicht ist gerade das der Grund für den Expertenrat: Gitarre zuerst ohne Verstärker anhören. Nur: Kaum ein Gitarrist wird sich eine E-Gitarre kaufen, um sie dann für immer unverstärkt zu spielen. Irgendwann wird eingestöpselt, und dann sollen sich die Prognosen des Trockentest bewahrheiten. Die Wahrscheinlichkeit für einen günstigen Versuchsausgang ist ja nicht gänzlich null, elektrischer und akustischer Sound sind schon irgendwie miteinander verwandt (korreliert) – aber auf welche Art, ist zunächst nicht zu erkennen. Einerseits

© M. Zollner 2004 - 2009

Stellen wir uns einen einfachen **Versuch** vor: Die Tonabnehmer einer Stratocaster werden, damit sie definiert fixiert sind, direkt ins Holz geschraubt. Das alleine ändert schon den Klang? Sei's drum, dieser spezielle Klang sei der Bezug. Gitarre, Tonabnehmer, und nun das Besondere: Einmal mit Schlagbrett (Pickguard), einmal ohne. *Plastik*-Schlagbrett, damit keine Metallunterlage für Wirbelstromdämpfungen sorgen kann. Ist ein Klangunterschied zu hören, wenn diese Gitarre einmal mit und einmal ohne Schlagbrett gespielt wird? Beim akustischen Klang definitiv ja, beim elektrischen Klang definitiv nein. Das Schlagbrett – so vorhanden – wird vom Korpus in Schwingungen versetzt. Es hat schwach bedämpfte Eigenmoden, und kann in mehreren Frequenzbereichen hörbaren Schall abstrahlen. Wirken diese Schlagbrett-Schwingungen auf die Saite zurück? Theoretisch ja, denn "Alles hängt mit allem zusammen" (Ursachenforscher Edmund Stoiber). Praktisch nein, denn zwischen Saite und Schlagbrett befindet sich ein Korpus, der ein Vielfaches der Schlagbrettmasse auf die Waage bringt. Die Saitenschwingungen werden durch das Schlagbrett nur in so unbedeutendem Maß verändert, dass der elektrische Klang sich nicht hörbar ändert. Der abgestrahlte Luftschall ändert sich allerdings schon. Oder ein anderes **Beispiel**: Ein Sänger singt in einem Konzertsaal, Zuhörer A hört im Konzertsaal zu, Zuhörer B hört aus einem Nebenraum durch eine geöffnete Türe zu. Nun wird die Türe geschlossen – was ändert sich? Für Zuhörer B sehr viel, für Zuhörer A praktisch gar nichts. Sehr theoretisch kann man zwar wieder das Stoibersche Lemma anwenden, und einen Korrekturwert bei der Wandabsorption einfordern, in der Praxis sind aber nicht alle Lemmata des o.g. Ursachenforschers zielführend.

Was hat der Sänger mit der E-Gitarre zu tun? In beiden Fällen gibt es zwei verschiedene Übertragungswege, die den durch sie weitergeleiteten Schall unterschiedlich verändern. Die Kenntnis des einen Übertragungsweges erlaubt im allgemeinen Fall nicht den Schluss auf den anderen Übertragungsweg. Der Zuhörer im Saal kann sich nicht einmal sicher sein, ob der andere (draußen vor der Tür...) überhaupt etwas hört. Für die Gitarre bedeutet das: Was hilft der gute Akustikklang, wenn die Tonabnehmerwicklung unterbrochen ist. Aber Vorsicht, hier beginnt schon wieder die Extrem-Position. Nehmen wir also beim Zuhörer B nicht völlige Schall-Isolierung an, so wird er einige Aussagen machen können: Wann wird gesungen, wann ist Pause. Vielleicht erkennt er sogar, welche der drei Schallquellen gerade das hohe C versucht: Der Kleine, der Schöne, oder der Bühnenpanzer (den nur Banausen *Fat Lucy* nennen). Auch Intonationsprobleme sind durch eine geschlossene Türe zu hören, so sie denn nicht total schallisoliert. Und so sie in der Erwartungshaltung des Zuhörers überhaupt vorkommen.

Das mit der Erwartungshaltung ist auch bei der Gitarre zu beachten: Es ist erstaunlich, wie manche Gitarrentester Opfer ihrer Überzeugung werden. Unumstößliches **Credo:** *"Natürlich bewirkt der originale Les-Paul-Material-Mix, bestehend aus Mahagoni-Hals mit Palisander-Griffbrett und Mahagoni-Korpus mit dicker Ahorndecke den einzigartigen Les-Paul-Sound"*. Genau so muss man das schreiben – in diesem Fall in einem Gitarren-Vergleichstest[♣]. Und dann wagt es eine Kopie mit Erle-Korpus, im Test mit "!" gebrandmarkt, gut zu klingen. Und nötigt dem Tester Respekt ab. *"... kann jedenfalls – Erle hin, Mahagoni her – mit einem erstklassigen cleanen Sound überzeugen..."* Nun, nun, nicht übertreiben! Nicht vergessen: Erle! Und siehe da: *"...insgesamt etwas verhalten und ein bisschen schüchtern."* Na also, typisch Erle. Aber, großer Polfuss, was passiert denn da, nur eine Spalte weiter, bei der ebenfalls getesteten Fame LP-IV? *"Wer also auf einen typisch druckvollen Les-Paul-Sound ohne Schnörkel steht, sollte sich die Fame LP-IV anhören. Sie klingt in der Tat am authentischsten. Ihr Klang ist in allen Bereichen denen des Originals sehr ähnlich"*. **Frage:** Die Fame LP-IV hat laut Test einen Ahorn-Hals, ein Eiche-Griffbrett, einen Erle-Korpus, und eine Mahagoni-Decke – hab' ich da jetzt was falsch verstanden?

[♣] G&B 7/02

© M. Zollner 2004 - 2009

Doch vertagen wir die Material-Diskussion auf später und kehren zurück zu der Frage, inwieweit der Schluss vom Trockentest zum Elektrosound zulässig ist. Offenbar gibt es "**robuste**" Signalparameter, die sich auf jedem Übertragungsweg durchsetzen, und "**fragile**" Parameter, die sich auf ihrem Weg durch das Übertragungsmedium verändern. Die Tonhöhe ist ziemlich robust: Ob die Gitarre gestimmt ist, hört man sowohl trocken, als auch verstärkt. Nicht bis zum letzten Cent, wie die Psychoakustiker wissen, aber für erste Betrachtungen in ausreichender Genauigkeit. Die klangliche Balance zwischen Höhen und Tiefen hingegen hängt – das ist so unumstritten wie trivial – von der Klangregelung des Verstärkers ab. Da kann sich der Korpussound noch so Mühe geben: Gegen den voll aufgedrehten Bassregler kommt er nicht an. "Das meinen wir auch gar nicht", wird der Experte einwenden, "im Trockentest höre ich auf die Klanggrundlage, auf die Seele des Holzes." Und bitte, liebe Physiker und Psychiker, jetzt keine Häme, das darf man schon so sagen – als Gitarrentester, der weder von Physik noch von Psychologie viel verstehen muss. Die **Seele des Holzes** offenbart sich dem Suchenden allerdings nicht a prima vista, da bedarf es vieler Seancen, in denen der Geist die Materie durchdringt, da muss oft auf Holz geklopft werden, da muss eine Stimmgabel an den Massivkorpus einer Stratocaster gehalten werden (zumindest in der Fender-Werbung), da ist eine jahrelange Gehörschulung erforderlich. Wenigstens dieser letzte Punkt müsste konsensfähig sein, oder? Es soll ja nicht um den gitarrophoben Agnos(t)iker mit progredienter Dysakusis gehen, sondern um die mehr oder weniger großen Liebhaber dieses Instruments. Die mit ihrer mehr oder weniger großen auditiven Erfahrung tatsächlich Klangdetails hören, die dem Laien nicht zugänglich sind.

Problem: Wie beschreibt man diese Klangdetails? Dies ist die klassische Aufgabenstellung von **Psychophysik** und Psychometrie, die häufig zu ebenso klassischen Missverständnissen führt: Eine verbale Beschreibung (toter, topfiger Sound) wird an der physikalischen Andockstelle als zu vieldeutig und unpräzis abgelehnt, genauso wie die exakte Beschreibung (8,43% Amplitudenmodulationsgrad bei 944 Hz mit f_{mod} = 6,33 Hz) von der musisch/mystischen Fraktion als hirngespinstig und unan*schau*lich (sic!) abgelehnt wird. Kompromissvorschläge, die es zwischen beiden Welten versuchen, werden konsequenterweise von beiden Fraktionen abgelehnt. Nun denn: Anstelle von Holzes Seele ist oft auch vom toten bzw. lebendigen Sound die Rede. Was unterscheidet lebendige von toter Materie? Lebendiges bewegt sich! Schon erste Einwände, weil dann der vom Tisch fallende Bleistift lebendig wäre? OK, wenden wir uns also einer grundsätzlichen philosophischen Betrachtung des Lebens im Speziellen und des Seins im Allgemeinen ... nein, wirklich nicht. **Lebendiges bewegt sich**. Punktum. Auf den Gitarrensound übertragen: Ein artifizieller Ton, dessen streng harmonische Teiltöne alle mit derselben Zeitkonstante abfallen, klingt tot. Klingen hingegen die Teiltöne unterschiedlich schnell und unterschiedlich schwebend ab, entsteht der Eindruck von Bewegung und Leben. Wobei der Begriff "Bewegung" durchaus in seiner originären Bedeutung als Ortsänderung aufgefasst werden kann: Verändert eine Schallquelle ihre Position im (schallreflektierenden) Raum, so verändern zeitvariante Kammfilter das Signalspektrum, die örtliche Bewegung bewirkt den "bewegten" Klang. In grauer Vorzeit war es vermutlich dem Überleben dienlich, wenn bewegten Emissionsquellen eine höhere Priorität zugewiesen wurde als ortsfesten, und zeitgleich entdeckten frühe Kommunikationsforscher, dass Sprachlaute nur dann Information vermitteln, wenn sie sich ändern. Ohne nun zu sehr in artfremde Terrains vorzustoßen: Es gäbe genügend Gründe, warum das menschliche Gehör kontinuierlich Jagd auf spektrale *Änderungen* macht. Und auch wenn Elektrogitarren jünger sind als röhrende Tiger und "Arrrghh!" brüllende Vandalen: Das Gehör hat seine Analysefähigkeit, und es nutzt sie. Ein lebendiger, schwebungsreicher Ton klingt interessanter als ein toter. Zumindest, solange instrumententypische Parameter gewahrt bleiben.

© M. Zollner 2004 - 2009

Ähnlich wie die Saitentonhöhe können auch Teiltonschwebungen ziemlich **robust** gegenüber den Übertragungsparametern sein, und deshalb ist es schon vorstellbar, dass der Experte aus dem Trockenentest Kriterien für den Elektrosound ableiten kann. Wovon hängt nun die Robustheit der Signalparameter ab? Frequenzabhängige Signalparameter, wie das Spektrum, verlieren ihre Individualität, wenn der zugehörige frequenzabhängige Systemparameter (die Übertragungsfunktion) einen ähnlichen Verlauf aufweist. Hierzu drei Beispiele:

1) Die Psychoakustik [12] beschreibt die Balance aus hohen und tiefen Spektralanteilen mit dem Wahrnehmungsmerkmal "**Schärfe**": Höhenbetonte Schalle haben eine große Schärfe, Zudrehen des Höhenreglers reduziert die Schärfe. Maßgeblich für die Berechnung der Schärfe sind nicht so sehr spektrale Details, sondern der prinzipielle (geglättete) Verlauf der spektralen Hüllkurve. Etwas präziser: Die Schärfe wird aus dem gewichteten Lautheits/Tonheits-Diagramm ermittelt, das den für Elektrogitarren wichtigen Frequenzbereich an nur ca. 20 Stützstellen erfasst. Mit derselben spektralen Rasterung können auch die Übertagungsfrequenzgänge von Gitarrenverstärkern dargestellt werden (**Abb. 8.45**), und aus der Verwandtheit der beiden Datensätze kann gefolgert werden, dass die Schärfe des "trockenen" Gitarrenklanges im Allgemeinen nicht der Schärfe des verstärkten Klanges entspricht. Anders ausgedrückt: Durch Verändern der Verstärker-Klangregler lässt sich die Schärfe verändern, sie ist so gesehen kein robuster Signalparameter.

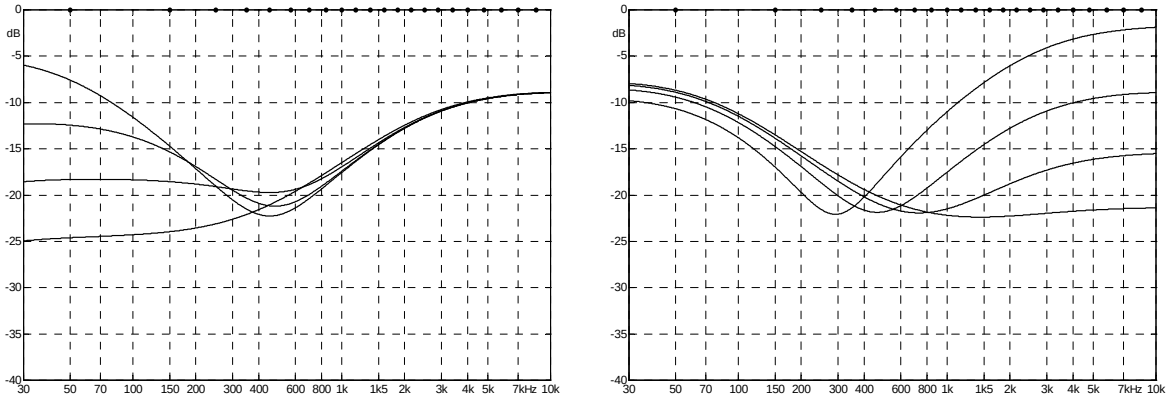


Abb. 8.45: Klangregelung eines Fender-Verstärkers (Übertragungsmaß). Die Punkte am oberen Bildrand markieren das Frequenzgruppenraster (Abszissendiskretisierung zur Schärfeberechnung).

2) Teilton**schwebungen** können im Zeitbereich als Amplitudenschwankungen beschrieben werden, im Frequenzbereich als Summe nahe benachbarter Teiltöne. Beispielsweise führen zwei Teiltöne gleichen Pegels, aber leicht unterschiedlicher Frequenz (z.B. 997 Hz und 1003 Hz) zur Hörwahrnehmung eines 1000-Hz-Tones, dessen Lautstärke mit 6 Hz schwankt [3]. Um diese Schwebung ändern zu können, muss eine sehr frequenzselektive Operation vorgenommen werden, die für Verstärker-Klangregler untypisch ist. So gesehen sind Teiltonschwebungen also robust gegenüber einfachen Klangregelnetzwerken.

3) Das Spektrum eines schnell **abklingenden** Sinustones (**Abb. 8.46**) ist im Wesentlichen auf einen schmalen Frequenzbereich beschränkt. Änderungen im Abklingverhalten müssen deshalb ebenfalls mit sehr frequenzselektiven Maßnahmen bewirkt werden. Anders ausgedrückt: Ein linear arbeitendes, gitarrenverstärkertypisches Klangregelnetzwerk ändert das Abklingverhalten einzelner Teiltöne praktisch nicht, das Abklingverhalten ist diesbezüglich robust.

© M. Zollner 2004 - 2009

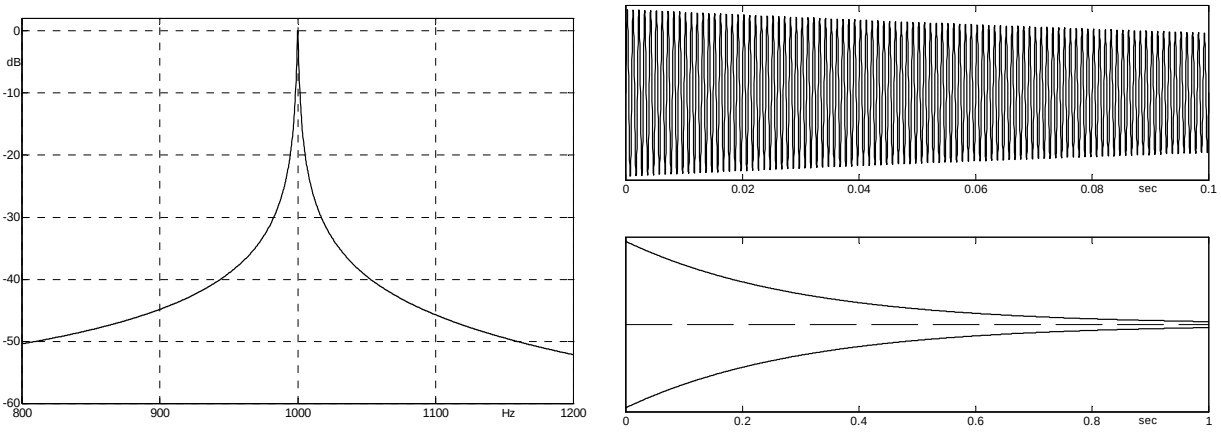


Abb. 8.46: Abklingende Sinusschwingung, f = 1000 Hz, Zeitkonstante τ = 0,3 s.

Diese vereinfachten Darstellungen müssen aber in einigen Punkten ergänzt werden: Nicht nur das Übertragungsmaß des Gitarrenverstärkers verändert das Saitenspektrum, auch der Lautsprecher (incl. Gehäuse) wirkt als Filter, und seine Übertragungskurve ist im Kleinen stärker von der Frequenz abhängig als die eines Klangregelnetzwerkes. Die hohen Resonanzgüten ausschwingender Gitarrenteiltöne erreicht eine Lautsprechermembran aber nicht – müsste sie hierzu doch deutlich vernehmbare Eigentöne produzieren, und eben das tut sie nicht. Das letzte der im Übertragungsweg liegenden Filter ist der Raum mit seinen reflektierenden Begrenzungen. Seine Wirkung ist auch beim "Trockentest" nicht ganz zu vernachlässigen, beim Spielen über Verstärker/Lautsprecher kommt noch der Lautsprecherabstand als Variable hinzu. Solange man sich aber im Nahbereich des Lautsprechers befindet, kann man in erster Näherung die Auswirkung des Raumes als in beiden Spielsituationen gleichwertig erachten.

Besondere Beachtung erfordern **Effekte**, die mehr als nur einfache Klangregelung bewirken. Das Zufügen von künstlichem Hall kann Ausschwingvorgänge verlängern und Leben vortäuschen, das im Original in dieser Form nicht enthalten ist. Chorus/Phaser/Flanger sind zeitvariante Filter mit hoher Resonanzgüte, ihr (hörbarer) Einsatz hat immer die Veränderung der Teiltonfeinstruktur zum Ziel. Einbandige und insbesondere mehrbandige Kompressoren verändern die Abklingzeitkonstanten einzelner Teiltongruppen, Übersteuern hat ähnliche Auswirkungen, fügt aber noch zusätzliche Teiltöne hinzu. Somit ist es sehr wohl möglich, die weiter oben als robust dargestellten Signalparameter zu beeinflussen – es gelingt aber auch beim Verzicht auf tiefgreifende Effekte, vom Klang der unverstärkten Gitarre in gewissen Grenzen auf den Klang der verstärkten Gitarre zu schließen. Welche der vielen Schwebungs- und Abklingparameter aber für den 'guten' Sound wichtig sind, ist bestenfalls implizit bewertbar, und dann ist da ja auch noch das weite Feld der zeitlichen und spektralen Maskierungen [12], sodass als Grundsatz eigentlich nur gelten kann: **Der Klang der unverstärkten Elektrogitarre sollte grundsätzlich nicht bewertet werden**. Diese Regel lässt lediglich für den Experten im Einzelfall die Ausnahme zu, dass gerade bei seinem über Jahrzehnte angesammelten Spezialwissen und -gehör der Trockentest eben doch "Alles" offenbart. Experten, die diese Ausnahme für sich in Anspruch nehmen dürfen, sind: Gitarrentester aller Fachzeitschriften, alle Gitarrenverkäufer, alle Gitarristen, die seit mehr als einem Jahr eine Gitarre haben oder haben wollen, und alle CD-Hörer, die den Sound von Jeff Becks Signature-Gitarre noch ganz genau im Ohr haben (siehe Kap. 7). Und bitte, liebe Experten, die ihr nun schon so viel Legitimation für eure offensichtlich unverzichtbaren Trockentests bekommen habt: Dass das Bewerten fühlbarer Schwingungen Unsinn ist, müsste jetzt doch konsensfähig sein?

© M. Zollner 2004 - 2009

Zum Thema Gitarrentest abschließend noch einige Zitate:

Yamaha Pacifica-Gitarren (Ahorn-Hals, Erle-Korpus) im Vergleichstest: "Die akustisch durchaus vergleichbaren Grundeigenschaften der Pacificas differenzieren sich im elektrischen Test klanglich doch recht deutlich nach ihrer Pickup-Bestückung; (G&B 6/04)."

Gibson Les Paul Faded Double-Cutaway: "Dass die Spar-Lackierung die Resonanzeigenschaften der Hölzer weniger eindämmt, wird bereits nach dem ersten Saitenanschlag deutlich. Die Gitarre schwingt von den Füßen (Gurtknopf) bis in die Haarspitzen (Mechaniken) dermaßen intensiv, dass man dies sogar im eigenen Körper spürt; (G&B 6/04)."

Ibanez IC400BK: "Die im Trockentest festgestellte leichte Unterbelichtung der E_6-Saite ist mit Unterstützung der Pickups plötzlich verschwunden; (G&B 6/04)."

Squier-Stratocaster, Vergleich: **Mahagoni**-Korpus vs. **Linde**-Korpus (=Basswood): Mit Hals- bzw. Mittel-Pickup klingen die beiden Gitarren nahezu identisch; (G&B 5/06).

"Nimmt man die **Pensa-Suhr**-Gitarre in die Hand und spielt sie einmal unverstärkt, so hört ein einigermaßen geübtes Ohr sofort wo's langgeht. ... Sowohl im Stehen als auch sitzend spürt man schon im **Bauch** das phantastische Schwingungsverhalten der hervorragend aufeinander abgestimmten Hölzer." (Fachblatt, 6/88).

"Aus einer **Strat** wird trotz **Humbucker** niemals eine Les Paul"; G&B 2/00. **Ozzy Osbourne** über Joe Holmes: "Ich mag Fender-Gitarren eigentlich nicht. Aber Joe holt damit diesen fulminanten Gibson-Sound heraus"; (G&B 2/02). "**Jimmy Page** hat das erste Led-Zeppelin-Album komplett mit einer **Telecaster** eingespielt; der Gitarrensound dieses Albums ist exakt wie der einer Les Paul"; (G&B Fender-Heft). **Mark Knopfler**: "Wenn ich aber einen dickeren Klang will, benutze ich meine Les Paul, sie ist einfach dynamischer. Was nicht heißt, dass ich das nicht auch mit einer Stratocaster machen könnte"; (G&B Fender-Heft). **Gary Moore:** "Manche Leute glauben, dass in 'Ain't nobody' eine Fender Stratocaster zu hören ist, in Wirklichkeit handelt es sich jedoch um meine eigene Gibson Signature Les Paul"; G&B 7/06 S.91.

Große Holzmasse (**3,9 kg**): Die Ansprache erscheint wegen der großen Holzmasse etwas behäbig, und die Töne kommen nicht ganz so schnell aus den Startlöchern; (G&B 7/06).
Noch schwerer (**4,15 kg**): Die Gitarre schwingt intensiv, spricht direkt und dynamisch an, jeder Akkord oder Ton entfaltet sich spritzig und lebhaft; (G&B 8/06).
Trotz enormer Holzmasse (**3,85 kg**) spricht nahezu jeder Ton spritzig und dynamisch an und entfaltet sich sehr zügig; (G&B 7/06).
Weniger **Masse** lässt sich besser in Schwingungen versetzen; (Thomas Kortmann, gitarrist.net).
Ein schlanker Gitarren-**Korpus** macht auch einen schlanken Ton; (G&B 7/02).
Dünnerer **Korpus** = weniger Bässe; (G&B 4/04).

Dicker Hals = Klangliche Vorteile; (G&B 8/02). **Dünner Hals** = runder, fetter Ton; (G&B 10/05). **Dünner Hals**: Je weniger Masse zu bewegen ist, umso direkter und schneller kommen Ansprache und Tonentfaltung aus den Startlöchern; (G&B 3/05). **Spritzig** und direkt in der Ansprache, schnell und lebendig kommt jeder Ton **trotz immenser Halsmasse** (die ja erst Mal bewegt werden will) aus den Startlöchern; (G&B 9/05). **Ein dünner Hals** hat keinerlei akzeptables Schwingungsverhalten; (G&B 3/97). Klanglich von Vorteil ist, dass der **Hals viel Masse** auf die Waage bringt; (G&B Fenderheft). Die **Ibanez JEM 777** hat eine extrem dünne Halskonstruktion: Der Sound-Grundcharakter ist kraftvoll und erdig; (Fachblatt, 6/88). Die **Halsform** trägt natürlich auch zum Klangcharakter der Gitarre bei; (G&B, 12/06). Was überhaupt nicht stimmt ist, dass **dicke Hälse** besser klingen als dünne. Ich habe schon an dieselbe Gitarre einen dicken und einen dünnen Hals gebaut und konnte keinen Unterschied feststellen; (Gitarrenbauer Thomas Kortmann, gitarrist.net)

© M. Zollner 2004 - 2009

8.7.3 Taktiles Vibrationsempfinden

Kaum ein Gitarren-Testbericht, der nicht die exorbitante Schwingungsfreudigkeit der untersuchten Elektro-Gitarre rühmt: "Die Konstruktion zeigt beachtliche Resonanzeigenschaften, nach jedem Saitenanschlag schwingt sie intensiv und deutlich spürbar." G&B 9/06. Oder: "Schwingungstechnisch rangiert die MTM1 auf höchstem Niveau, denn die gesamte Konstruktion resoniert nach jedem Saitenanschlag intensiv bis in die letzten Holzfasern, woraus ein langsam und kontinuierlich abklingendes Sustain resultiert." G&B 8/06. Oder: "In Verbindung mit der gegebenen offenen Schwingungsfreiheit (sic) erzielen wir ein strahlendes Klangbild". G&B 8/06. Oder: "Weniger Masse lässt sich besser in Schwingungen versetzen." Gitarrenbauer Thomas Kortmann, Gitarrist.net. Oder: "Bei Fender ging man sogar dazu über, auch Bodys aus mehreren Holzteilen zu bauen. ... Natürlich wird die Resonanzfähigkeit des Holzes durch eine solche Anzahl verschieden großer Stücke ebenfalls eingeschränkt." Und a.a.O.: "Dass Esche dazu auch noch nahezu optimale Resonanzeigenschaften hat, wurde damals dankend zur Kenntnis genommen. Nicht auszudenken, hätte sich Leo Fender damals für Mahagoni entschieden." Day et al. Oder: "Deutlich fühlbar bis in die äußersten Holzfasern zeigen sowohl die Strat als auch die Tele sehr gute Resonanzeigenschaften." G&B 4/06.

Wohlgemerkt: Hier geht's um massive Elektro-Gitarren, und nicht um Akustik-Gitarren. Das deutlich fühlbare **Vibrieren der Gitarre** wird als Qualitätskriterium gehandelt. Lassen wir dazu einen der Väter der Massivgitarre, Lester William Polfuss, zu Wort kommen: *"I figured out that when you've got the top vibrating and a string vibrating, you've got a conflict. One of them has got to stop and it can't be the string, because that's making the sound."* Mr. Polfuss wollte nur die Saite schwingen lassen, und nicht die Gitarrendecke. Nun gut, könnte man einwenden, der Mann war Musiker, und kein Ingenieur. Ein Musiker aber, der auf die Frage, wer denn die Gibson Les Paul entwickelt habe, sehr selbstbewusst antwortet: *"I designed it all by myself"*. Die Saite soll schwingen, der Korpus soll Ruhe geben. Und nur ganz Spitzfindige werden jetzt einwerfen, dass doch nur die Relativbewegung zähle, und wenn die Saite in Ruhe bliebe, und statt ihrer der Korpus... nein, genug der Relativitätstheorien, anders herum geht's besser. Allerdings: Was heißt das, besser? Was kennzeichnet eine besser klingende Gitarre? Ulrich May zitiert in seiner Dissertation [16] D. Brosnac mit der Erkenntnis, eine Gitarre aus **Gummi** würde die Saitenenergie in kurzer Zeit absorbieren, würde also nicht richtig klingen. Das ist verständlich, beweist aber noch nicht, dass Esche (oder Ahorn etc.) besser geeignet ist. Offensichtlich gibt es ungeeignete Korpusmaterialien, die der Gitarrensaite unziemlich viel Schwingungsenergie entziehen. Gummi gehört dazu. Aber wer will schon eine Gitarre aus Gummi herstellen? Vermutlich gehört auch Dampfnudelteig[♣] zu den ungeeigneten Materialien. Oder, frisch aus dem Schlaflabor: Weil ein Bett mit 1,45 m Länge für die meisten Erwachsenen unbequem ist, muss ein 2,12-m-Bett bequemer sein als ein 2,05-m-Bett. Oder, fachspezifischer: Was die Gitarrenbauer für die Akustik-Gitarre gelernt haben, kann für die E-Gitarre nicht falsch sein. Eine Gitarre muss schwingen. Bis in die äußersten Holzfasern. Intensiv und deutlich spürbar.

Was kann man denn so alles spüren, so als Mensch im Allgemeinen, und als Gitarren-Tester im Besonderen? Das hängt natürlich von Reiz und Rezeptor ab, aber bezüglich Vibrationen reagieren die in der Unterhaut sitzenden Pacini-Körperchen für Reizfrequenzen von 200 – 300 Hz am empfindlichsten; sie erfühlen noch Vibrationsamplituden von 0,1 μm. Das heißt aber auch: Der Vibrationssinn wird für Frequenzen über ca. 250 Hz zunehmend unempfindlicher. Klangformende Obertöne bleiben dem Tastsinn deshalb weitgehend verborgen.

[♣] wegen der hohen "Dämpfung".

© M. Zollner 2004 - 2009

Abb. 8.47 zeigt die Frequenzabhängigkeit der **Vibrationsschwelle**, d.h. die Schwingungsamplitude, die erreicht werden muss, damit überhaupt eine Vibrationsempfindung entstehen kann. Der genaue Verlauf der dargestellten Kurve hängt außer von Frequenz und Amplitude noch von der Größe der schwingenden Fläche und vom gereizten Ort ab; die Darstellung kann als typisch für das Thenar (Daumenballen) gelten. Wenn ein Gitarrist also beim Anschlagen der Saiten im Gitarrenkorpus oder -hals eine Schwingung fühlt, so wird es sich hierbei vor allem um niederfrequente Vibrationen handeln. Nimmt man für eine **Kontrollrechnung** 10 N Stegkraft, eine Masse von 4 kg und 250 Hz als Anregungsfrequenz, so erhält man 1 μm Auslenkung – kein Wunder also, dass fühlbare Schwingungen entstehen können, sogar ganz ohne Resonanzverstärkung.

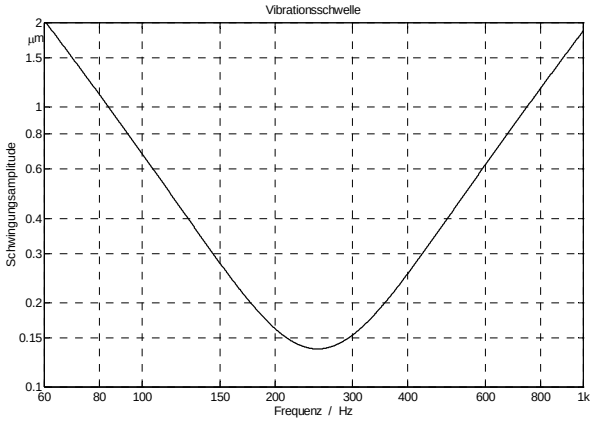


Abb. 8.47: Vibrationsschwelle. Nur die Werte, die oberhalb der Schwelle liegen, führen zu einer Vibrationswahrnehmung. Eine Schwingung mit 0,4 μm Amplitude ist nach dieser Kurve bei 300 Hz wahrnehmbar, bei 800 Hz hingegen nicht wahrnehmbar.

Die Frage ist also weniger, ob fühlbare Vibrationen entstehen können, sondern wie diese zu bewerten sind. Greift man Les Pauls Idee nochmals auf, so wäre jede nennenswerte Korpusschwingung kontraproduktiv. Mit viel Masse (Zehnpfünder-Paula) nähert man sich diesem Ideal auf Kosten des Tragekomforts, und unter Missachtung schwingungsverstärkender Eigenmoden. Insbesondere der Gitarrenhals kann nicht beliebig schwer gemacht werden; er wird bei jeder Gitarre fühlbar schwingen. Was aber würde passieren, wenn man Korpus und Hals schwingungsfrei herstellen könnte? Auf jeder Gitarre dieser Art würden vergleichbare Saiten bei vergleichbarem Anschlag identisch schwingen! **Individualität ist Imperfektion**, und sie würde dabei auf der Strecke bleiben. Bei der Akustik-Gitarre versucht der Gitarrenbauer, das Übertragungsmaß frequenzabhängig zu gestalten, und dadurch einige Frequenzbereiche besser, dafür aber andere schwächer abstrahlen zu lassen. So entsteht individueller Klang. Auch bei der Elektro-Gitarre könnte man dieses Prinzip anwenden, und Hals und Korpus bei bestimmten Frequenzen stärker schwingen lassen, d.h. Schwingungsenergie stärker dissipieren lassen. Ob dies tatsächlich erwünscht ist, kann nur bei einer Gesamtbetrachtung aller klangformender Elemente beurteilt werden. Es wäre aber schon ein großer Zufall, wenn gerade die Frequenzbereiche, in denen der Vibrationssinn besonders empfindlich ist, die stärkste Dämpfung bräuchten. Denn Eines steht unzweifelhaft fest: Die gefühlte Schwingungsenergie kommt von der Saite. Je intensiver "die gesamte Konstruktion resoniert", desto weniger schwingt die Saite. Les Pauls Ideen kann man widersprechen oder zustimmen. Dem **Energiesatz** sollte man tunlichst nicht widersprechen.

Ob man Day et al. widersprechen möchte, ist hingegen wieder freigestellt: "*Das Vibrato-System selbst erhielt an den sechs dafür vorgesehenen Löchern eine messerkantenartige Ausarbeitung, so dass das ganze System sehr reibungsarm gelagert war, dafür aber trotzdem die Schwingungen der Saiten optimal in den Korpus leiten konnte*." Ja, dieser Weg ist bekannt: "**Denn das Gemeine geht klanglos zum Korpus hinab**". Schiller, Nänie. Oder so ähnlich.

© M. Zollner 2004 - 2009

9. Gitarrenelektrik

Die Urform der Elektrogitarre hatte einen, zwei oder drei Magnettonabnehmer, deren elektrische Spannungen über Schalter ausgewählt bzw. kombiniert werden konnten. Gitarren mit vier Tonabnehmern erschienen zwar auch vereinzelt am Gitarrenmarkt, erwiesen sich aber als uninteressant – zu gering waren offensichtlich die Klangunterschiede beim Umschalten. Bei der Standardschaltung ermöglicht der Schalter die Auswahl eines Tonabnehmers, oder die Kombination zweier parallel geschalteter Tonabnehmer. Spätere Schaltungsvarianten boten als Ergänzung auch Reihenschaltung und Phasenumkehr (Verpolung). Zur Lautstärke- und Klangeinstellung sind zumeist einfache RC-Netzwerke in die Gitarre eingebaut. Manchmal befinden sich zur Klangbeeinflussung auch komplizierte Filternetzwerke in der Gitarre (z.B. Gibson ES 345V), oder batteriebetriebene aktive Verstärker- und Filterschaltungen. Die folgenden Darstellungen betreffen einfache passive Schaltungen; weitergehende Informationen finden sich z.B. in Helmuth Lemmes Buch "Elektrogitarren".

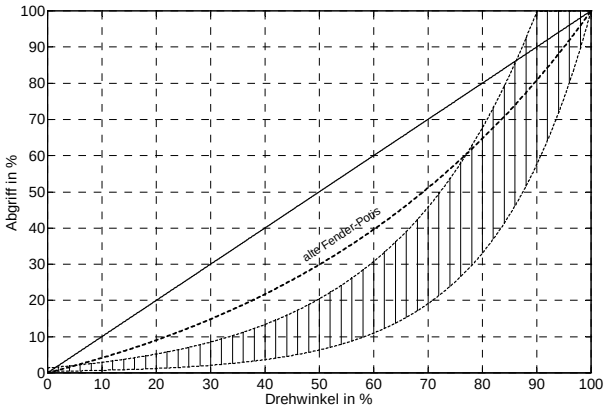
9.1 Potentiometer

Am Tonabnehmer sind (in der Gitarre) Potentiometer (= Einstellwiderstände) zur Lautstärke- und Klangeinstellung angeschlossen. Die Widerstandswerte dieser Potentiometer betragen häufig 250 kΩ oder 500 kΩ, seltener 100 kΩ oder 1 MΩ. Mit dem Klangpotentiometer kann zur Höhenbedämpfung ein Kondensator (ca. 20 – 50 nF) parallel zum Tonabnehmer geschaltet werden: Dreht man den Potentiometer-Abgriff an den linken Anschlag (CCW[§]), hat das Potentiometer 0 Ω, der Kondensator verringert die Tonabnehmer/Kabel-Resonanzfrequenz auf niedrige Werte (unter 1 kHz). Dreht man den Abgriff an den rechten Anschlag (CW[§]), bleibt der volle Potentiometerwiderstand in der Schaltung und erzeugt eine geringfügige zusätzliche Resonanzbedämpfung (der Kondensator wirkt hierbei wie ein Kurzschluss). Es gibt aber auch Gitarren, die in dieser Stellung das Klangpotentiometer ganz abschalten (d.h. keine Resonanz-Bedämpfung erzeugen). Im Normalfall ist davon auszugehen, dass die Potentiometer den Tonabnehmer elektrisch belasten. Gewissheit verschafft eine Messung, oder der Schaltplan. Dieser ist auch hilfreich, wenn die Gitarre eine Batterie enthält und ein Verstärker eingebaut ist, dessen Eingangswiderstand die elektrische Lastimpedanz des Tonabnehmers darstellt.

Abb. 9.1: Gitarrenschaltbild. *T* = Tonabnehmer, *P* = Volume-Poti, *R* = Tone-Poti, *C* = Kondensator. Das rechte Bild zeigt den Stromfluss für Rechtsanschlag (CW) der Potentiometer-Abgriffe. Der CW-Anschlag des Abgriffs (Schleifers) ist beim Volume-Poti im Bild oben, beim Tone-Poti im Bild unten.

[§] CCW = Counter-clockwise = entgegen dem Uhrzeigersinn. CW = Clockwise = im Uhrzeigersinn.

Abb. 9.1 zeigt eine typische Gitarrenschaltung. Der Potentiometer-Abgriff – im Bild als Pfeil gezeichnet – kann durch Drehen des Einstellknopfes kontinuierlich zwischen den beiden Endpositionen verschoben werden, ein üblicher Drehbereich ist $0 \le \alpha \le 270°$. Beim **linearen** Potentiometer ist der abgegriffene Widerstand proportional zum Winkel α, beim **logarithmischen** Potentiometer verläuft die Widerstandsänderung progressiv (**Abb. 9.2**). Theoretisch kann die Stellkennlinie als Exponentialfunktion über dem Drehwinkel dargestellt werden, der *Logarithmus* des normierten (exponentiell anwachsenden) Widerstandes ist proportional zum Drehwinkel, deshalb *logarithmisches Potentiometer*. In der Praxis muss man aber mit erheblichen Abweichungen von einer Exponentialfunktion rechnen, die Wunschfunktion wird aus Kostengründen meistens nur grob approximiert.



Theoretische Winkelabhängigkeit:

$$\frac{R}{R_{\max}} = k^{x-1} \qquad x = 0...1, \qquad k = 50...300.$$

Abb. 9.2: Widerstandsverlauf (Stellkennlinie) beim linearen Potentiometer (Gerade) bzw. beim logarithmischen Potentiometer (schraffiert). Taper = relativer Widerstand bei 50% Winkel.

Bei heutigen Potentiometer-Produktionen ist die übliche **Toleranz** ±20%, der Gesamtwiderstand eines 250-kΩ-Potentiometers streut also zwischen 200…300 kΩ. Sogar 150…350 kΩ sind als Ausreißer anzutreffen – insbesondere bei alten Gitarren, die offensichtlich keiner übertriebenen Fertigungskontrolle unterlagen. Hat ein Tone-Poti 350 kΩ statt 250 kΩ, so klingt die Gitarre brillanter. Wer das nicht möchte, dreht das Tone-Poti ein kleines Stück zurück (für Puristen: dreht den Stellknopf im Gegenuhrzeigersinn), und der Fehler ist behoben. Auch das Parallelschalten eines 0,9-MΩ-Widerstandes kann eine Lösung sein. Falls das Tone-Poti nur 150 kΩ hat, klingt die Gitarre dumpfer; in diesem Fall hilft nur Poti-Austausch. Dramatische Unterschiede sind allerdings nicht zu erwarten (**Abb. 9.3**). Widerstand und Stellkennlinie sind die wichtigsten Potentiometer-Parameter. Die elektrische Belastbarkeit (häufig 0,1 – 0,5 W) spielt keine Rolle, der Tonabnehmer erzeugt nur einige µW Signalleistung. Alle weiteren parasitären elektrischen Effekte (Kapazität, Induktivität) können im Hörfrequenzbereich vernachlässigt werden, gute Kontaktwiderstände (keine Aussetzer beim Drehen) sind bei Markenpotentiometern sowieso selbstverständlich. Diese kosten pro Stück ca. 2 – 4 Euro; Stückpreise von über 100 Euro für "Vintage-Parts" sind physikalisch nicht begründbar.

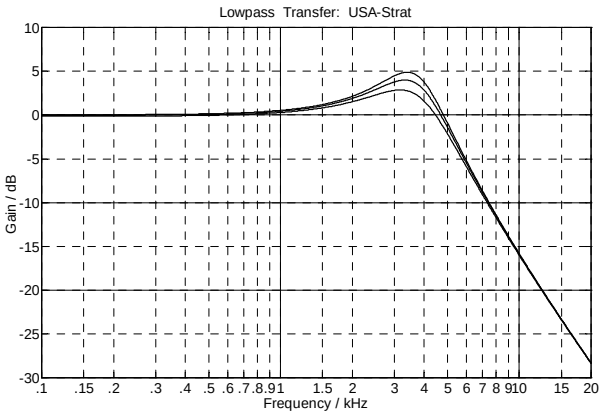


Abb. 9.3: Einfluss unterschiedlicher Potentiometer-Widerstände bei der Stratocaster (Fender). Volume- und Tone-Poti wurden (beide!) zu 300kΩ, 250 kΩ bzw. 200 kΩ angenommen.

© M. Zollner 2005

In **Abb. 9.4** ist für eine Stratocaster die Wirkung von Volume- und Tone-Control dargestellt. Bereits beim leichten Zurückdrehen der **Lautstärke** (Volume) geht die charakteristische Resonanzspitze verloren, der Klang wird dumpfer. Ursache ist der zwischen Spuleninduktivität und Kabelkapazität liegende Teil des Volume-Potis, der als Längswiderstand den Schwingkreis bedämpft. Beim weiteren Zurückdrehen entsteht eine neue, höhere Tonabnehmerresonanz, die aber wegen des niedrigen Signalpegels kaum genutzt werden kann. Zurückdrehen des **Tone-Potis** (Abb. 9.4 rechts) verringert zunächst ebenfalls die Resonanzüberhöhung, erzeugt dann am CCW-Anschlag aber eine tieferfrequente Resonanz (bei ca. 350 Hz).

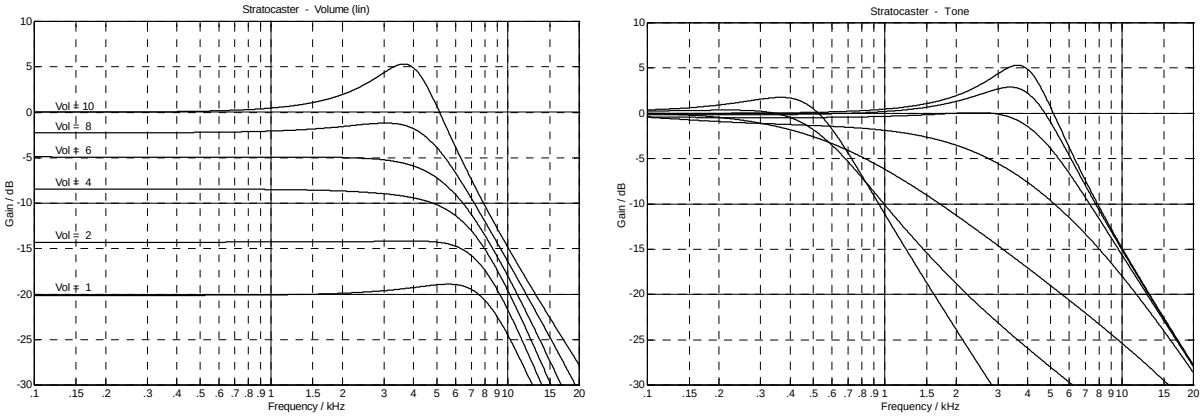


Abb. 9.4: Stratocaster: Volume-Control (links), Tone-Control (rechts). 600-pF-Kabel, 1-MΩ-Verstärker.

Noch extremer ist die Situation bei der Jazzmaster (**Abb. 9.5**). Ihr hochohmiges Volume-Poti (1 MΩ) sorgt bereits beim leichten Zurückdrehen der Lautstärke für radikalen Höhenverlust. Natürlich wirken sich die Widerstandsänderungen nur dann in der dargestellten Weise aus, wenn die Gitarre mit einem hochohmigen Verstärker belastet wird. Ein für Röhrenverstärker typischer Wert ist 1 MΩ; kleinere Verstärker-Eingangswiderstände reduzieren ebenfalls die Schwingkreisgüte und verringern damit die Resonanzüberhöhung.

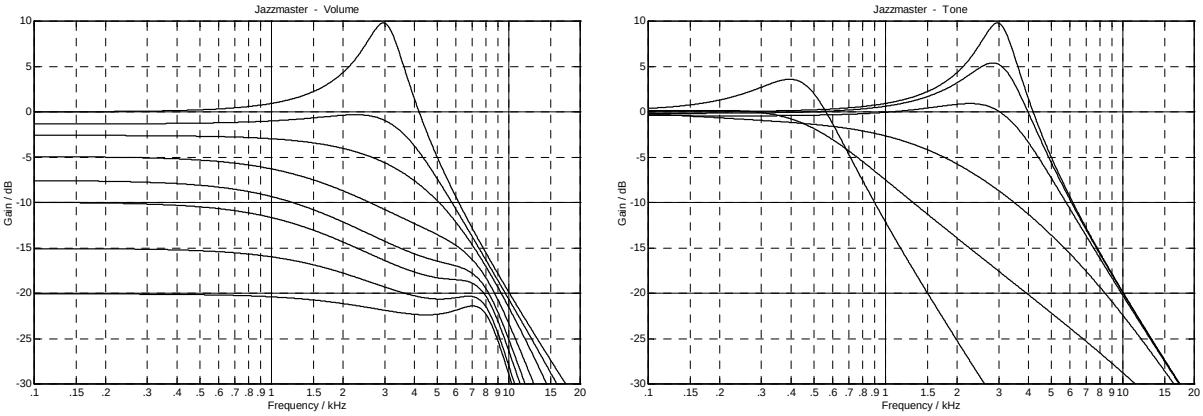


Abb. 9.5: Jazzmaster: Volume-Control (links), Tone-Control (rechts). 600-pF-Kabel, 1-MΩ-Verstärker.

Berücksichtigung verdient u.U. der **Potentiometer-Restwiderstand**. Dies ist der Widerstand, der in Endstellung zwischen dem Schleifer und dem benachbarten Anschluss gemessen wird. Gute Potentiometer ermöglichen hier kleine Werte (< 50 Ω), hörbare Unterschiede sind aber erst zu erwarten, wenn der Restwiderstand über ca. 500 Ω liegt. Ein derartiges Potentiometer sollte man allerdings als minderwertig bzw. defekt aussondern.

© M. Zollner 2005

Der Höhenverlust beim Zurückdrehen des Volume-Potis kann abgeschwächt werden, wenn zwischen Abgriff und CW-Anschlag des Volume-Potis ein **Überbrückungs-Kondensator** eingelötet wird (**Abb. 9.6**). Bei kleiner Lautstärke (zurückgedrehtes Volume-Poti) ist hiermit eine stärkere Höhenanhebung erreichbar. Als die Telecaster 1967 ein 1-MΩ-Volume-Poti bekam, entdeckte Fender offensichtlich auch die starke Klangänderung, die das Volume-Poti verursachen kann, und spendierte einen derartigen Überbrückungs-Kondensator (1 nF).

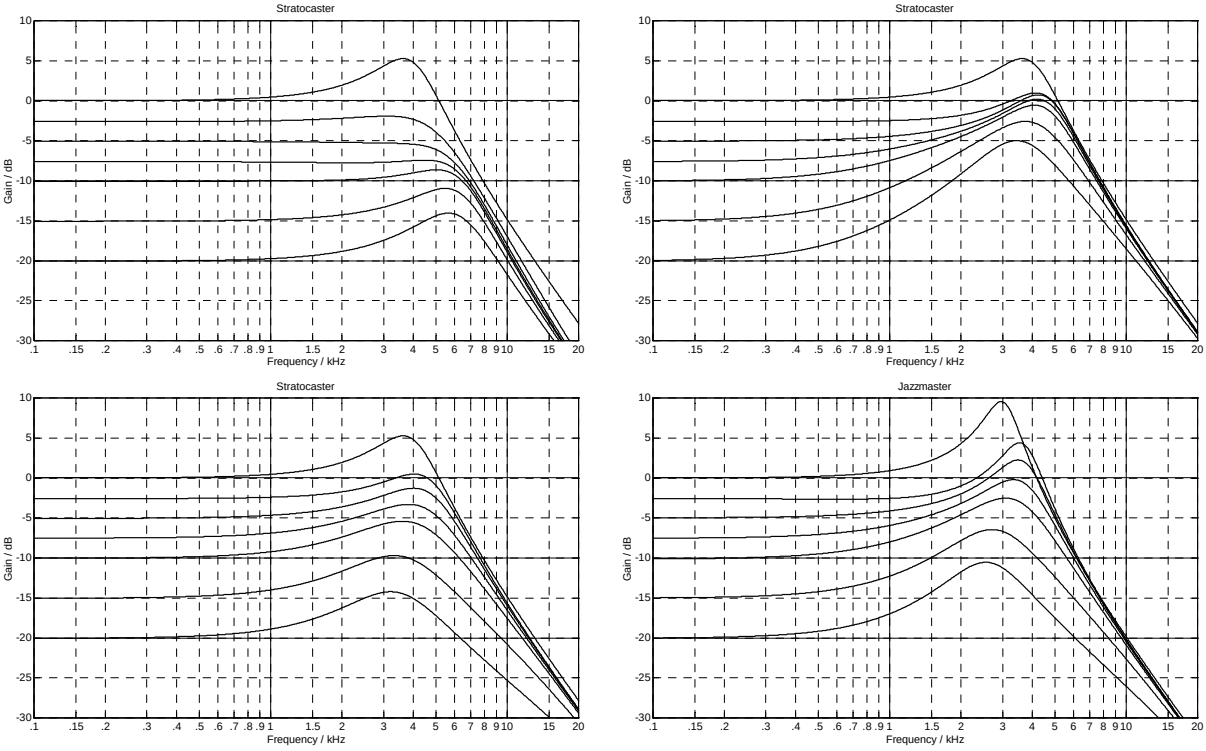


Abb. 9.6: Stratocaster: Volume-Poti mit Überbrückungs-C; 150pF (l.o.), 1nF (r.o.), 1nF//100kΩ (l.u.). Jazzmaster: 1nF//150 kΩ (r.u.). Alle Kurven mit 600-pF-Kabel und 1-MΩ-Verstärker.

Selektive Klangänderungen ermöglichen in die Gitarre eingebaute **LC-Filternetzwerke**. Ein Beispiel zeigt **Abb. 9.7**: Bei einigen Gibson-Gitarren ist eine 8-H-Spule eingebaut, zu der mit einem Drehschalter verschiedene Kondensatoren als sog. Saugkreis in Reihe schaltbar sind; dieser LC-Schwingkreis liegt parallel zum Tonabnehmer und bedämpft einen schmalbandigen Frequenzbereich. Große Begeisterung hat die damit erzielbare Klangbeeinflussung bei den Gitarristen aber nicht hervorgerufen, die Nachfrage blieb gering.

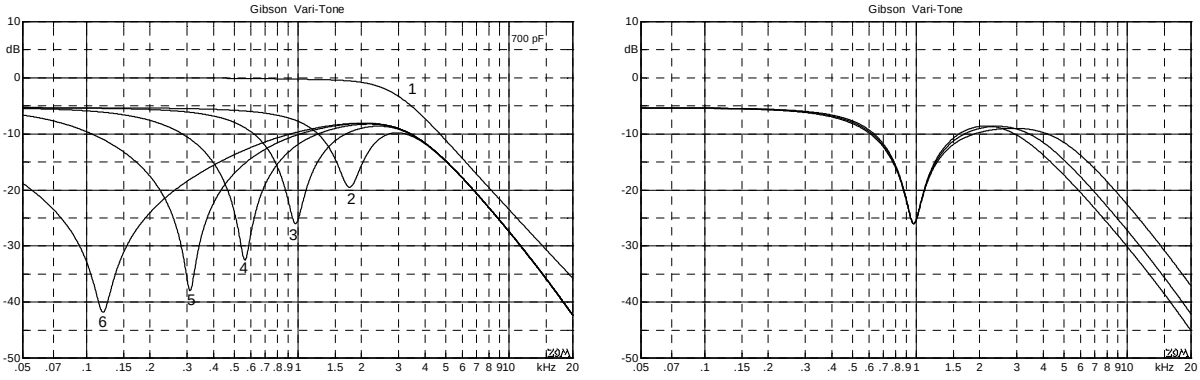


Abb. 9.7: Vari-Tone-Filter der Gibson Lucille: Sechs Frequenzgänge, durch Drehschalter wählbar, Kabelkapazität 700 pF (linkes Bild). Im rechten Bild wird die Kabelkapazität variiert: 330 pF, 680 pF, 1000 pF.

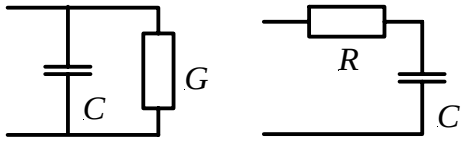
© M. Zollner 2005

9.2 Ton-Kondensator (Tone-Cap)

Der Ton-Kondensator (Tone-Cap) liegt in Reihe zum Tone-Poti und ermöglicht eine Höhen-Bedämpfung. Häufig findet man Kapazitäts-Werte zwischen 20 – 50 nF, in seltenen Fällen auch 100 nF (alte Fender-Gitarren). Kondensatoren können durch ihren (in *Farad* angegebenen) Kapazitäts-Wert aber nur in erster Näherung beschrieben werden; ob zusätzliche Parameter erforderlich sind, hängt von den individuellen Genauigkeits-Anforderungen ab.

Ein Kondensator **speichert** getrennte (positive und negative) Ladungen. Zusätzlich wandelt er aber auch einen kleinen Teil der elektrischen Energie in **Wärme** um, und wirkt somit als Verlustwiderstand. In der Gesamtbilanz kann Energie zwar nicht "verloren" gehen, die erzeugte (winzige) Wärmeenergie steht aber nicht mehr als *elektrische* Energie zur Verfügung – daher der Begriff "Verlust". Es gibt mehrere **Ursachen** für diese Kondensator-Verluste: Isolationswiderstand des Dielektrikums, Zuleitungs- und Elektrodenwiderstände, Polarisationsverluste (Schwingungen der Dipole des Dielektrikums um ihre Ruhelage bewirken Erwärmung (10.8).

Bei einfachen Modellen wird das Kondensator-Schaltbild um einen reellen Widerstand erweitert (**Abb. 9.8**). Eine Größe zur Kennzeichnung ist der **Verlustfaktor** *d*, dessen Arcustangens den **Verlustwinkel** δ ergibt; dieser beschreibt die verlustbedingte Phasenverschiebung.



$$d = G/\omega C; \qquad d = R \cdot \omega C$$

$d = \tan\delta$ = Verlustfaktor.

Abb. 9.8: Einfache Kondensator-Ersatzschaltungen: NEB (links), HEB (rechts).

Die Literatur bezeichnet die GC-Parallelschaltung als Niederfrequenz-Ersatzschaltbild (NEB), und die RC-Reihenschaltung als Hochfrequenz-Ersatzschaltbild (HEB). Beim NEB verläuft *d* reziprok zur Frequenz, beim HEB proportional zur Frequenz. Wie Messungen zeigen, ist das NEB für den Audiobereich völlig ungeeignet, denn der Verlustfaktor nimmt mit steigender Frequenz zu, und nicht ab (**Abb. 9.9**). Aber auch das HEB gibt die Frequenzabhängigkeit nur tendenziell richtig wieder; der quantitative Zusammenhang ist unbefriedigend.

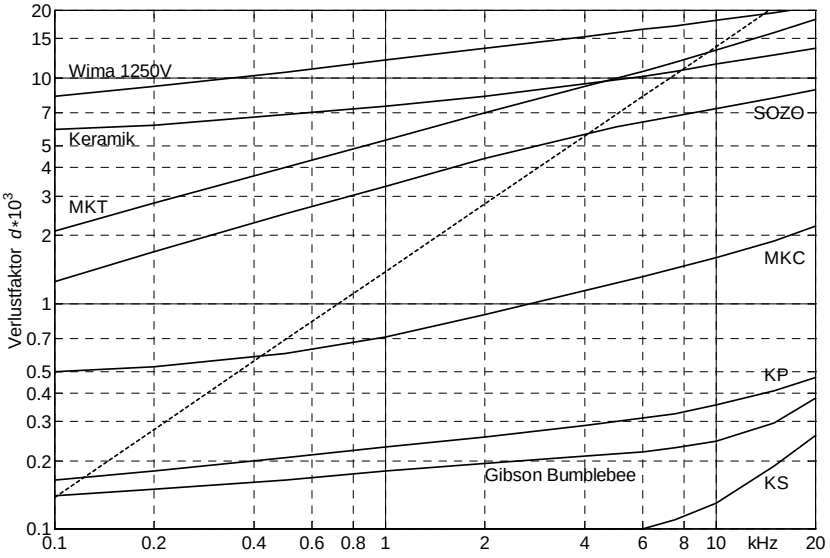


Abb. 9.9: Verlustfaktor *d*(*f*). Messwerte von verschiedenen 22-nF-Kondensatoren. Das Hochfrequenz-Ersatzschaltbild ergibt die gestrichelte Gerade (10 Ω in Reihe mit 22 nF).

MKC = Polycarbonat
MKT = Polyester
KP = Polypropylen
KS = Polystyrol = Styroflex

© M. Zollner 2005

Abb. 9.9 zeigt, dass Kondensatoren sehr unterschiedliche elektrische Eigenschaften haben können – selbst wenn ihre Kapazität gleich ist. Hieraus darf aber noch nicht geschlossen werden, dass damit zwangsläufig der Klang der (elektrisch verstärkten) Gitarre variiert, denn außer dem Kondensator bestimmen noch weitere Komponenten die Gesamtverluste der elektrischen Schaltung. Bei "aufgedrehtem Ton-Regler" (Tone-Poti hat maximalen Widerstands-Wert) liegen typischerweise 250 oder 500 kΩ in Reihe zum Ton-Kondensator. Im Vergleich hierzu ist es völlig unerheblich, ob die Kondensatorverluste (HEB) nun 500 Ω oder nur 10 Ω oder noch weniger betragen. Selbst wenn man den Ton-Kondensator ganz radikal durch einen Kurzschluss ersetzt, ändert sich im relevanten Frequenzbereich das Übertragungsmaß um weniger als 0,01 dB. Das heißt allerdings nicht, dass "**bei aufgedrehtem Ton-Regler**" der Kondensator gar keine Funktion hat. Er hat schon: Er wirkt gegenüber dem Potentiometer-Widerstand in sehr guter Näherung wie ein Kurzschluss. Egal, ob seine Kapazität 20 oder 50 nF beträgt, und unabhängig davon, ob sein Verlustfaktor 0,1‰ oder 5% beträgt.

Bei "**zugedrehtem Ton-Regler**" (Tone-Poti hat minimalen Widerstands-Wert) werden die Verluste hauptsächlich vom Tonabnehmer und vom parallel liegenden Volume-Poti bestimmt. Bei der Stratocaster bildet die Tonabnehmer-Induktivität mit dem Ton-Kondensator (und der Kabel-Kapazität) eine leichte Resonanzüberhöhung bei 350 Hz (**Abb. 9.10**). Nur in diesem Frequenzbereich wirken sich Kondensator-Verluste aus. In Abb. 9.10 ist das Übertragungsmaß dargestellt, das sich mit einem verlustfreien und einem extrem verlustbehafteten Kondensator ergibt. Verlustfrei bedeutet $d = 0$, verlustbehaftet bedeutet für dieses Beispiel $d = 60$‰. Ein derart "schlechter" Kondensator wird normalerweise nicht in Gitarren eingelötet. Würde man sich für einen der "schlechten" Kondensatoren aus Abb. 9.9 entscheiden, also beispielsweise $d = 10$‰ wählen, so wären die Pegelunterschiede zum verlustfreien Kondensator mit $\Delta L < 0{,}1$ dB unhörbar. Also gilt auch beim "zugedrehten Ton-Regler": Die Verlustfaktoren handelsüblicher Kondensatoren haben **keinerlei hörbare Auswirkungen auf den Klang**. Diese Aussage gilt nicht nur für die Stratocaster, sondern auch für andere Gitarren. Ja, sogar die Ton-Kondensatoren einer **Les Paul** unterliegen denselben physikalischen Gesetzen – unabhängig davon, wie teuer sie am Vintage-Markt gehandelt werden. Dem Restwiderstand des Tone-Potis sollte auch nur kurze Beachtung geschenkt werden: Ein zugedrehtes Potentiometer kann natürlich keinen idealen Kurzschluss erzeugen, aber selbst die mit Billigpotentiometern erreichbaren Restwiderstände (< 100 Ω) sind allemal ausreichend und führen ebenfalls zu keinen hörbaren Unterschieden.

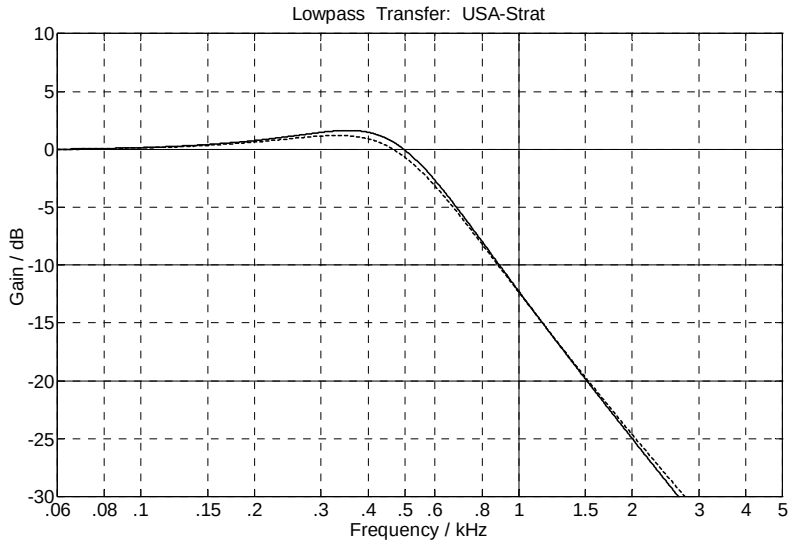


Abb. 9.10: Übertragungsmaß der Stratocaster, zugedrehter Ton-Regler, zwei verschiedene Kondensatoren (—— = verlustfrei).

© M. Zollner 2005

Wenn Kondensatorverluste keine hörbaren Auswirkungen auf den Klang haben – woher kommen dann all die Berichte von Gitarristen, deren Gitarre nach dem Kondensatorauswechseln plötzlich "ganz anderes" klingt? Sortiert man die Fälle aus, in denen der Gitarrist (bzw. Guru) auch gleich die Saiten erneuerte (weil sowieso gerade alles zerlegt war), so verbleiben immer noch genügend Fälle, die Beachtung verdienen. Gibt es neben dem Verlustfaktor vielleicht noch andere (u.U. unentdeckte) Parameter zur Beschreibung der elektrischen Wirkung eines Kondensators? Oder ist diese Frage auch schon zu restriktiv? Kann ein Kondensator auch nicht-elektrische Wirkungen erzeugen? Im Prinzip schon: Aus mechanischer Sicht stellt er eine Masse dar, die an Federn (Drähten) hängt. Und mitschwingen kann. Macht Mut zu weitergehenden Überlegungen: Klingt die John-Lennon-Casino nur authentisch, wenn man den Potiknopf verschlampt? Tönt's nur dann original nach E.C., wenn an der Kopfplatte eine Zigarette eingezwickt ist? Und ändert sich der Klang, weil ja die Masse der mitschwingenden Zigarette im Lauf der Zeit in Rauch aufgeht?? Dann gäbe es auch noch Mikrofonie und Triboelektrik (Kap. 9.4), aber beides soll hier nicht analysiert werden.

Zurück zu den elektrischen Parametern: Die Modellierung eines Kondensators durch ein RC-Netzwerk ist nur erlaubt, wenn man lineares Verhalten unterstellt. Sobald aber Spannung an den Kondensator-Elektroden anliegt, entstehen Anziehungskräfte, die den Elektrodenabstand verkleinern – und die Kapazität vergrößern. Die Systemgröße Kapazität wird signalabhängig, und dies deutet auf nichtlineares Systemverhalten hin. **Klirrfaktormessungen** zeigten aber, dass derartige nichtlineare Prozesse unbedeutend sind: Bei 2 V_{eff} lag der gemessene Klirrfaktor unter 0,01% (Folienkondensator) bzw. unter 0,1% (Keramikkondensator). Somit kann auch dieser Parameter als Ursache hörbarer Unterschiede sicher ausgeschlossen werden.

Was bleibt? Die Kapazität natürlich! Bei all den Überlegungen über Kondensator-Eigenschaften darf nicht unberücksichtigt bleiben, dass die **Kapazität** fertigungsbedingten Streuungen unterliegt. Schon im Neuzustand kann die Kapazität eines 50-nF-Kondensators nur z.B. 40 nF betragen. Mitte des letzten Jahrhunderts waren Kapazitäts-Toleranzen von ± 20% nicht ungewöhnlich, und auch heute sind ± 1% zwar am Markt erhältlich, aber keinesfalls Standard. In **Abb. 9.11** sind die Auswirkungen von ± 20% Kapazitäts-Toleranz für die Stratocaster dargestellt – derartige große Pegelunterschiede sind zweifellos hörbar. Es ist folglich vorstellbar, dass ein Gitarrist den in seine Gitarre eingelöteten Billig-Kondensator gegen einen 50 Euro teuren "Replica-Cap" tauscht, und tatsächlich eine Klangänderung wahrnimmt. Die mit einem nur 18 Cent teuren MKP-Kondensator aber auch erreichbar gewesen wäre. Selbstverständlich geht von einem "Original-Bumblebee" eine ganz andere Aura (aka Mojo) aus, und jeder Gitarrist sollte nach seiner Facon glücklich werden. Der Zubehörmarkt lebt auch von jenen, die in ihre 100-Euro-Gitarre vier Centralab-Potis (à 100 Euro) und zwei Replica-Caps (à 50 Euro) einbauen – man unterscheidet sich damit wohltuend vom Gros der Unerleuchteten.

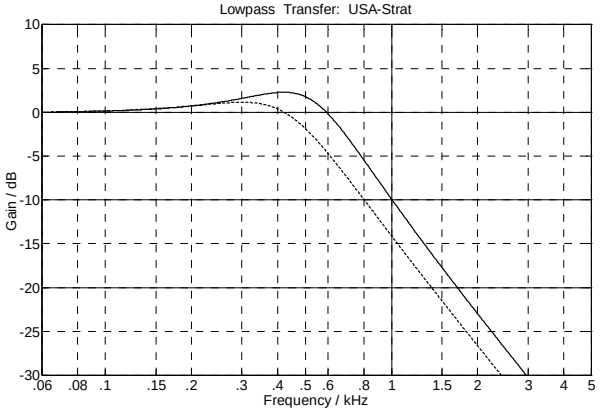


Abb. 9.11: Übertragungsmaß der Stratocaster, zugedrehter Ton-Regler, zwei verschiedene Kondensatoren: 60 nF bzw. 40 nF. Ursprünglich wurden 100-nF-Kondensatoren eingesetzt, ab 1970 dann 50 nF; 1983 erfolgte eine weitere Verringerung auf 22 nF. Je kleiner die Kapazität, desto höherfrequent und stärker ausgeprägt ist die Resonanz.

© M. Zollner 2005

Die Entscheidung für oder gegen einen speziellen Ton-Kondensator hängt immer von subjektiven Präferenzen ab. Es soll Jazz-Gitarristen geben, die sich ratlos fragen, wozu bei der ES-335 ein Steg-Tonabnehmer eingebaut wurde[§]. Warum soll es dann nicht auch Stratocaster-Besitzer geben, die den 22-nF-Kondensator gegen einen 100-nF-Kondensator austauschen? Entweder, weil dieser Leos Originalschaltung am nächsten kommt, oder, weil die Strat sonst so schrill klingt. Je größer die Kapazität, desto dumpfer der Klang bei zugedrehtem Tone-Poti (**Abb. 9.12**). Andererseits gibt es nachrüstbare Drehschalter, die das Zuschalten *kleinerer* Kapazitäten ermöglichen (z.B. 1 – 10 nF). Jeder möge wählen, was ihm gefällt. Mit nichtphysikalischer Motivation (*same as Jeff Beck has*), oder paraphysikalisch begründet (♫ש☼☻), eher pragmatisch (*war schon drin, passt*), oder streng gläubig (*wurde in der März-Ausgabe von "Guitar, Picks and Licks" empfohlen*). Wer den Sollwert exakt reproduzieren möchte, aber kein Messgerät hat, kauft für 0,58 Euro einen einprozentigen MKP-Kondensator (alle Preise anno 2005). Wer "risikofreudig" ist, kauft eine Handvoll fünfprozentiger MKP-Kondensatoren (à 0,18 Euro), und testet, ob da schon Unterschiede hörbar werden. Von den in der nachfolgenden Tabelle aufgelisteten Dielektrika sind Polypropylen und Polycarbonat besonders geeignet, aber auch MP, KT, MKT, NDK können ohne hörbare Verschlechterung eingesetzt werden. Voraussetzung ist natürlich immer, dass der Kondensator keinen Defekt aufweist. Ein Styroflex-Kondensator, dem der Lötkolben zu nahe gekommen ist, kann viel schlechter sein als ein unversehrter MKT-Kondensator.

Bezeichnung	Kurzform	*d* in ‰	Bemerkung
Glimmer	Mica	>0,1	Schwer erhältlich, groß, für Gitarre unzweckmäßig.
Polystyrol = Styroflex	KS, MKS	0,1	Sehr hochwertig.
Polypropylen	KP, MKP	0,3	Sehr gut geeignet
Polycarbonat	KC, MKC	1	Sehr gut geeignet, sehr guter Temperaturkoeffizient.
Papier	MP	4 – 8	Gut geeignet
Polyester	KT, MKT	5 – 10	Gut geeignet
Keramik Klasse 1	NDK	< 1,5	Gut geeignet
Keramik Klasse 2	HDK	< 30	Für Gitarre unzweckmäßig
Keramik Klasse 3	–	< 60	Für Gitarre unzweckmäßig

Tabelle: Verlustfaktoren üblicher Dielektrika (*f* = 1 kHz).

In **Abb. 9.12** ist die Wirkung des Ton-Kondensators bei zugedrehtem Tone-Potentiometer dargestellt. Kabelkapazität = 500pF, Röhrenverstärker mit 1 MΩ Eingangswiderstand. Die gestrichelte Kurve erhält man bei aufgedrehtem Tone-Potentiometer.

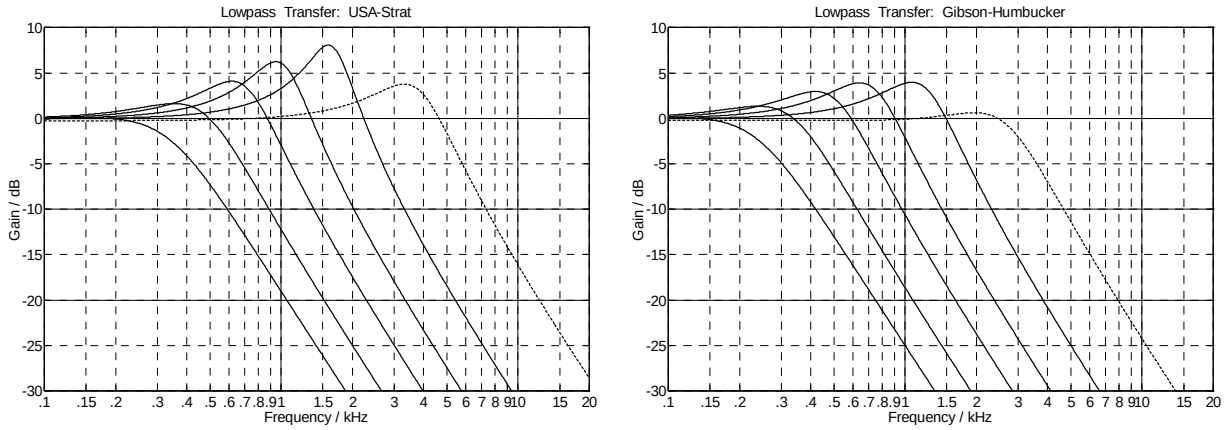


Abb. 9.12: Auswirkung unterschiedlicher Ton-Kondensatoren: 100nF, 50nF, 22nF, 10nF, 3.3nF; Tone CW (---).

[§] Tipp: "P.A.F." draufschreiben, und für 10.000 $ als "Vorserien-Prototyp" verkaufen. Auch in Japan anbieten!

© M. Zollner 2005

9.3 Tonabnehmer-Anschlussleitung

Man könnte meinen, die Verbindungsleitungen zwischen Tonabnehmer und Schalter bzw. Potentiometer würden die elektrischen Parameter der Gitarre fast nicht verändern. In den meisten Fällen wird diese Vermutung auch zutreffen – doch es gibt Ausnahmen.

Bei Fender-Gitarren wird die interne Verdrahtung häufig über **Einzel-Litzen** vorgenommen, die – zu einem Paar zusammengefasst – als sog. Zweidrahtleitung am Tonabnehmer angelötet sind. Eine derartige Leitung lässt sich im Audio-Frequenzbereich in sehr guter Näherung als reine Kapazität beschreiben, mit ca. 50 pF/m. Für 20 cm Länge erhält man hiermit 10 pF, ein gegenüber der Kapazität des Gitarrenkabels vernachlässigbarer Wert. Auch die Verluste dieser Zweidrahtleitung spielen keine Rolle: Selbst wenn man $d = 0.01$ unterstellt, ergäbe sich im Parallel-Ersatzschaltbild der Verlustwiderstand zu $R > 100\,\mathrm{M\Omega}$.

Alternativ zur Zweidrahtleitung wird die **Koaxleitung** (Koaxial-Leitung) verwendet, bei der ein isolierter Innenleiter von einem konzentrischen Abschirmgeflecht umschlossen ist. Je nach Geometrie und Dielektrikum ist mit einer längenspezifischen Kapazität von 50 – 200 pF/m zu rechnen, typisch sind ca. 100 pF/m. Das ist schon mehr als bei der Zweidrahtleitung, aber bei üblichen Leitungslängen immer noch nebensächlich. Wäre da nicht Gibson. Bei vielen Tonabnehmern dieses Gitarrenherstellers ist ein (unisoliertes) Koaxkabel angelötet, das erstaunliche Eigenschaften aufweist. Als das 50 cm lange Kabel eines **P90**-Tonabnehmers zum ersten Mal vermessen wurde, war die spontane Reaktion: Messgerät PM6303 kaputt. Denn die bei 1 kHz ermittelte Anzeige 700 pF || 500 kΩ lag um eine Zehnerpotenz neben den erwarteten Werten. Indes: Auf Philips war Verlass, das Messgerät funktionierte einwandfrei, die Kabelkapazität war tatsächlich so groß (**Abb. 9.13**). Die Dielektrizitätszahlen typischer Isolierstoffe liegen zwischen 2 und 4, damit konnte diese große Kapazität nicht erklärt werden. Es gibt aber einen Stoff, dessen hohe Dielektrizität ($\varepsilon_r = 80$) eine Erklärung liefern könnte: Wasser! Falls der faserartige Isolierstoff hygroskopisch ist und Wasser einlagert, könnte in der Tat eine sehr hohe Kapazität entstehen. Versuchsweise wurde deshalb das Kabel 5 Stunden lang bei 75°C ausgeheizt – und tatsächlich ging daraufhin (abgekühlt) die Kapazität auf 160 pF zurück.

Ein derart "spezielles" Kabel macht sich gleich mehrfach bemerkbar: Seine hohe Kapazität übertrifft u.U. sogar die Kapazität des Gitarren-Kabels und verringert damit hörbar die Resonanzfrequenz, und seine hohen Verluste bedämpfen die Tonabnehmerresonanz. Diese Auswirkungen sind aber **feuchteabhängig**! Im feuchten Keller klingt die Gitarre dumpfer als in trockengeheizten Räumen – wg. Kabel, nicht wg. Holz. Gerne wäre hier die Stellungnahme des Herstellers abgedruckt worden, indes: Man zog es vor, die Anfrage nicht zu beantworten.

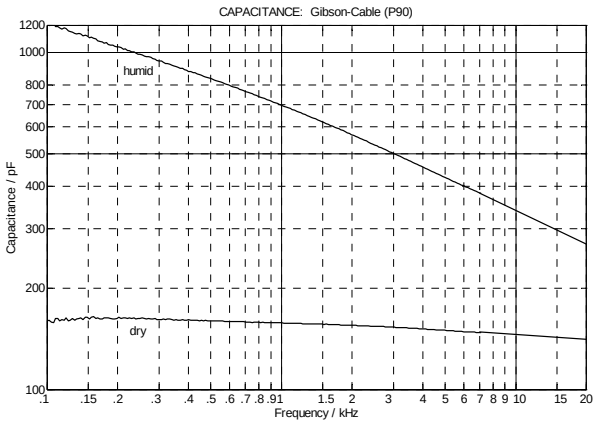


Abb. 9.13: Kapazität eines 50 cm langen Gibson-Tonabnehmerkabels (ohne Tonabnehmer). Die beiden Grenzkurven wurden zu verschiedenen Zeiten gemessen.

© M. Zollner 2005

9.4 Gitarrenkabel

Zumeist ist der Gitarren-Tonabnehmer über ein mehrere Meter langes Kabel mit dem Gitarrenverstärker verbunden. Seltener ist bereits in der Gitarre oder sogar im Tonabnehmergehäuse ein Verstärker eingebaut; auch Funkübertragung kommt zum Einsatz. Das übliche Gitarrenkabel ist klangbestimmend. Seine Kapazität erzeugt zusammen mit der Wicklungskapazität und der Wicklungsinduktivität die **Tonabnehmerresonanz**, die der Übertragung eine charakteristische Klangfärbung verleiht.

Das Gitarrenkabel enthält einen (oder zwei) Innenleiter. Dieser ist als dünne, flexible Litze ausgeführt, die zylinderförmig mit z.B. geschäumtem Polyethylen isoliert ist. Darum herum befindet sich ein konzentrisches Abschirmgeflecht, das manchmal zusätzlich noch leitenden Kunststoff enthält; bei hochwertigen Kabeln ist doppelte Schirmung üblich. Jedes differentielle Kabelstückchen kann durch vier Elemente beschrieben werden: Einen Längswiderstand, eine Längsinduktivität, eine Querkapazität und einen Querwiderstand.

Der Kabel-Längswiderstand beträgt nur einige Ohm; er kann gegenüber dem Realteil der Quellimpedanz (kΩ) in sehr guter Näherung vernachlässigt werden. Auch die Längsinduktivität ist mit ca. 1 μH so niederohmig, dass sie sicher keine Rolle spielt. Der querliegende Isolationswiderstand ist in der Regel so hochohmig (>100 MΩ), dass er ebenfalls keinerlei Auswirkungen hat. Allerdings kommt es im Dielektrikum (im isolierenden Kunststoff) zu Ladungsverschiebungen und damit zu minimalen mechanischen Verformungen, die mit zunehmender Frequenz für Energieverluste sorgen. Diese Auswirkungen sind mit einer einfachen **Isolationsmessung**, die ja meist bei Gleichspannung durchgeführt wird, nicht erfassbar. In genaueren Ersatzschaltbildern bildet deshalb nicht nur ein einfacher (reeller) Querwiderstand, sondern ein kompliziertes **RC-Array** den komplexen Querleitwert nach. Man könnte auch sagen: Die **Kabelkapazität** ist schwach frequenzabhängig, sie nimmt mit steigender Frequenz geringfügig ab; die **Kabelverluste** sind stark frequenzabhängig, sie nehmen mit steigender Frequenz zu.

Verlustbehaftete Kapazitäten beschreibt man vereinfacht mit einem RC-Ersatzschaltbild: Im niederen Frequenzbereich mit einer RC-Parallelschaltung, im höheren Frequenzbereich mit einer RC-Reihenschaltung. Während die im Kondensator gespeicherte Energie wieder abrufbar ist, wandelt der Widerstand elektrische Energie irreversibel in Wärme um – deshalb der Begriff **Verlust**. In der komplexen Admittanzebene stellt der Admittanz-Realteil die vom Verlust kommende Konduktanz dar, der Admittanz-Imaginärteil ist die von der Kapazität bewirkte Suszeptanz. Anstatt der kartesischen Koordinaten *Konduktanz* und *Suszeptanz* können auch die Polarkoordinaten *Betrag* und *Phase* verwendet werden. Der Betrag ist der *Scheinleitwert*, der Tangens des komplementären Phasenwinkels δ ist der **Verlustfaktor** *d*.

$$d = \tan\delta = \frac{1}{R} \Big/ \omega C = \frac{1}{\omega RC}$$

δ = Verlustwinkel (Abb. 9.14)

Bei guten Kondensatoren ist der Querwiderstand *R* sehr groß, der Querleitwert *1/R* folglich sehr klein, woraus sehr kleine Werte für δ resultieren. Datenblätter nennen z.B. für Styroflex-Kondensatoren $d = \tan\delta \approx 10^{-4}$. Setzt man nun in die o.a. Formel einen frequenzunabhängigen Widerstand *R* und eine frequenzunabhängige Kapazität *C* ein, müsste $\tan\delta$ reziprok zur Frequenz verlaufen. Tatsächlich ergibt sich aber im unteren Frequenzbereich für $\tan\delta$ ein eher

© M. Zollner 2005

konstanter Verlauf – bei vielen Isolatoren ist sogar ein über der Frequenz ansteigender Verlauf zu finden (vergl. Kap. 9.2, Ton-Kondensator). Diese Messergebnisse sind im deutlichen Widerspruch zu der o.a. Formel. Wenn man nicht frequenzabhängige Bauteile definieren möchte, (deren Funktion schwer verständlich ist), bleibt nur die Erweiterung des Ersatzschaltbildes auf mehrere Komponenten. Je nach gewünschter Genauigkeit kann ein ziemlich großes RC-Array erforderlich werden. In **Abb. 9.14** sind ein einfaches und zwei erweiterte Kabel-Ersatzschaltbilder angegeben.

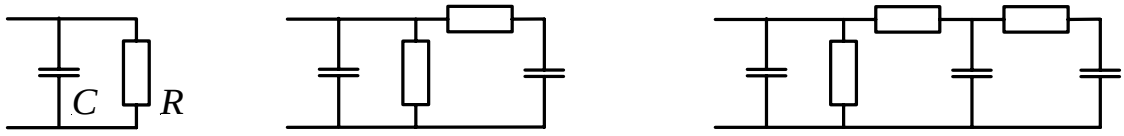


Abb. 9.14: Kabel-Zweipol-Ersatzschaltbilder unterschiedlicher Komplexität (siehe auch Kap. 5.9.2).

Kabelkapazität und Tonabnehmerinduktivität bilden zusammen eine **Resonanz** im Frequenzbereich zwischen 2 – 5 kHz. Die Kabelkapazität ist unverzichtbarer Partner dieses Resonanzkreises und klangbestimmend. Die Kabelverluste bedämpfen die Resonanz, bei guten Kabeln allerdings in vernachlässigbarem Umfang. Es wurde bereits darauf hingewiesen, dass als Kabel-Verlustwiderstand nicht der (sehr hohe) Isolationswiderstand angesetzt werden darf, sondern stattdessen eine Verlustnachbildung als Funktion der Frequenz erforderlich ist. Da der Tonabnehmer/Kabel-Schwingkreis bei seiner Resonanzfrequenz am höchstohmigen ist, wirkt sich hierbei ein parallel-liegender Dämpfungswiderstand am stärksten aus. Mit hochwertigen Kabeln erreicht man im Resonanz-Frequenzbereich Verlustwiderstände > 50 MΩ. Gegenüber anderen Verlusten und insbesondere gegenüber üblichen Gitarren-Potentiometern (250 kΩ) **sind derartige Kabelverluste folglich zu vernachlässigen**. Das heißt nun nicht, dass bei Kabeln Verluste generell vernachlässigbar sind. Für die Hochfrequenzübertragung gelten andere Kriterien. Gitarrenkabel arbeiten aber im Hörfrequenzbereich, und da ist bei hochwertigen Kabeln nur die Kapazität wichtig. Hochwertige Kabel kosten einige Euro pro Meter, zusammen mit hochwertigen Steckern können 10 – 20 Euro zusammenkommen. Das ist es dann aber auch – "monströse" Preise sind physikalisch nicht begründbar.

Die **Kabelkapazität** liegt üblicherweise im Bereich um 100 pF/m (± 30%). Mit normalen Längen ergeben sich somit **ca. 300 – 600 pF**. Bei langen Kabeln können aber auch Werte bis 1,5 nF vorkommen. Spezielle kapazitätsarme Kabel erreichen ca. 70 pF/m. Für Vergleichsmessungen stand auch ein 40 Jahre altes Gitarrenkabel ('vintage' ☺) zur Verfügung. Mit seinen 4m Länge brachte es beachtliche 1050 pF zustande, mit einem ebenso beachtlichen Verlustwiderstand von nur 500 kΩ. Gegenüber 4x70 pF = 280 pF besteht somit ein großer und deutlich hörbarer Kapazitäts-Unterschied. Auch die Auswirkungen des schon relativ niederohmigen Verlustwiderstandes können bei hochohmigen Gitarren (gerade noch) hörbar werden. Dieses 'Vintage'-Kabel ist aber untypisch für eine moderne Produktion.

Neben diesen elementaren elektrischen Parametern sind noch weitere Eigenschaften von Bedeutung: Abschirmwirkung, mechanische Widerstandsfähigkeit, Flexibilität, Bruchsicherheit, Biegefestigkeit und **Geräuscharmut**. Es überrascht vielleicht, dass ein Kabel Geräusche erzeugen kann. Aber Verbiegen und Dehnen ändert die mechanischen Spannungen im Isolator, was zu Ladungsverschiebungen führen kann, die sich als Knistergeräusche äußern (triboelektrischer Effekt). Bei guten Kabeln sind diese Effekte allerdings unhörbar.

© M. Zollner 2005

Der Klang einer Elektrogitarre kann sich hörbar ändern, wenn das **Kabel ausgetauscht** wird. Falls es sich nicht gerade um sehr minderwertige Kabel handelt, liegt die Ursache **alleine** bei der unterschiedlichen Kabelkapazität. Relaxationserscheinungen (Orientierungspolarisation, Trägheit bei Dipoldrehungen im Bereich $f > 1$ GHz), dispersive Signalausbreitung oder nichtlineare Effekte sind im Hörfrequenzbereich unbedeutend. Für Esoterik ist die Physik nicht zuständig – auch nicht die Psychoakustik.

Alte **Spiralkabel** konnten oft bis auf 5m ausgezogen werden; die tatsächliche Kabellänge war bei diesen Kabeln dann noch länger: Ca. 8m dürften nicht untypisch sein. Dabei können sich Kapazitäten um 2,1nF und Verlustwiderstände um 250 kΩ ergeben. Wer speziell diese alten 'Vintage'-Eigenschaften reproduzieren möchte, aber das Verlegen von 21m neuen Kabels scheut (21·100 pF = 2,1 nF), muss parallel zum Kabel einen Zusatzkondensator anlöten. Die Wirkung des Kabel-Verlustwiderstandes kann durch Zurückdrehen des Tone-Potis näherungsweise nachgebildet werden. Die abschließende Beurteilung sollte im **Hörversuch** erfolgen. Um Befangenheiten bei der Beurteilung auszuschließen, empfiehlt sich ein Blindversuch mit direktem A/B-Vergleich.

Eine sehr flexible Lösung erhält man, wenn zu einem kurzen, kapazitätsarmen Kabel über einen **Stufenschalter** wählbare Kondensatoren zugeschaltet werden; die Resonanzfrequenz wird damit einstellbar. Das Zuschalten eines Kondensators ist vor allem dann unerlässlich, wenn ein üblicher Magnettonabnehmer *ohne* langes Kabel an einen (z.B. in die Gitarre eingebauten) Verstärker angeschlossen werden soll. Die Resonanzfrequenz des Tonabnehmers liegt ohne Belastung durch die Kabelkapazität zu hoch, der Klang ist 'gläsern' oder 'spitz'. Wenn nicht gerade dieser Klang gewünscht ist, muss als Ersatz für das Kabel parallel zum Tonabnehmer ein Kondensator (ca. 300 – 1000 pF) geschaltet werden.

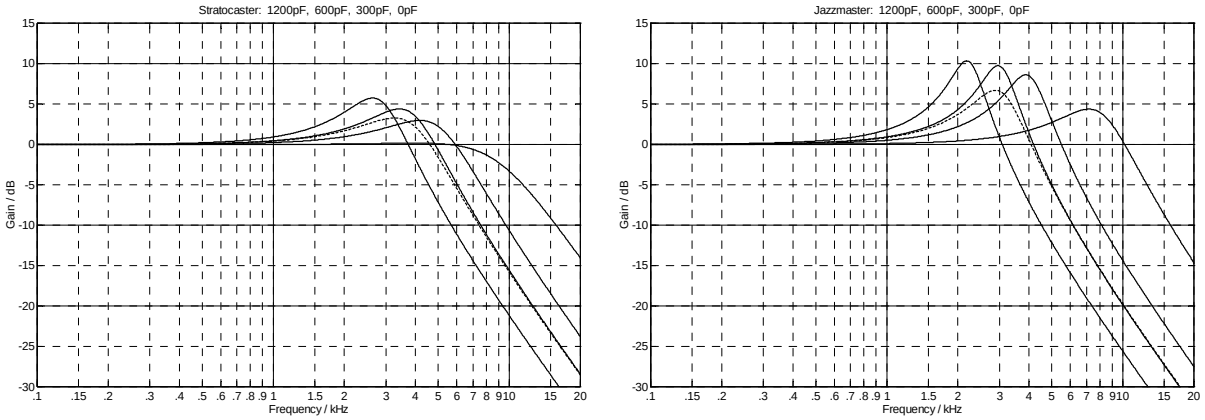


Abb. 9.15: Tiefpassübertragung bei unterschiedlichen Kabelkapazitäten: 1200pF, 600pF, 300pF, 0pF. Die dick gezeichneten Kurven zeigen verlustfreie Kabel, die dünne Kurve gehört zu R = 500 kΩ Verlustwiderstand. Bei hochwertigen Kabeln aus moderner Fertigung ist der im Resonanzbereich wirkende Verlustwiderstand mit $R > 50$ MΩ sicher vernachlässigbar.

In **Abb. 9.15** ist der Einfluss der Kabelkapazität auf die H_{UV}-Übertragungsfunktion (Tiefpassmodell) dargestellt. Eine Verlängerung des Kabels bewirkt eine zur Kabellänge proportionale Kapazitätsvergrößerung, wodurch die Resonanzfrequenz sinkt; die Resonanzüberhöhung wird gleichzeitig vergrößert. Die Darstellung soll die prinzipiellen Wirkungen verdeutlichen; ergänzende Daten finden sich bei den einzelnen Tonabnehmern.

© M. Zollner 2005

In **Abb. 9.16** sind die Verlustfaktoren einiger Gitarrenkabel dargestellt. Die oberen 5 Kurven wurden an Kabeln aus alter Produktion und an modernen Mikrofonkabeln (!) gemessen, sie können u.U. eine hörbare Resonanzbedämpfung hervorrufen. Die Kabel von Horizon, Straight Klotz LaGrange und Gibson führen mit Sicherheit zu keiner hörbaren Resonanzbedämpfung, ebenso wie das in der Messtechnik verwendete RG58-CU (das aber als Gitarrenkabel zu unflexibel wäre). Das relativ dünne George-L's-Kabel kann als Grenzfall aufgefasst werden: Größer als 2% sollte der Verlustfaktor im Resonanzbereich (2 – 5 kHz) nicht sein.

Mikrofonkabel sind nicht generell als Gitarrenkabel geeignet; sie werden üblicherweise als Zweidrahtleitung für einen Differenzverstärker-Eingang optimiert, wobei Kapazitätsarmut nicht an erster Stelle steht: Bei den Übersichtsmessungen fanden sich Mikrofonkabel mit stattlichen 250 pF/m und Verlustfaktoren um 10%. Beim Betrieb an einem dynamischen 200-Ω-Mikrofon lässt sich hiermit immer noch eine sehr gute 10-m-Leitung einrichten, an einer hochohmigen Gitarre sollte ein derartiges Kabel aber nicht verwendet werden. Das heißt nun aber nicht, dass Mikrofonkabel grundsätzlich ungeeignet sind: Es gibt auch sehr gute Mikrofonkabel, und deshalb empfiehlt es sich, im Einzelfall die Eignung zu überprüfen.

Dass **Lautsprecherkabel** als Gitarrenkabel ungeeignet sind, dürfte allgemein bekannt sein: In aller Regel sind Lautsprecherkabel aus dicken Litzen aufgebaut, und nicht abgeschirmt. Wenn schon der Tonabnehmer Störungen auffängt, sollte wenigstens das Kabel ruhig sein.

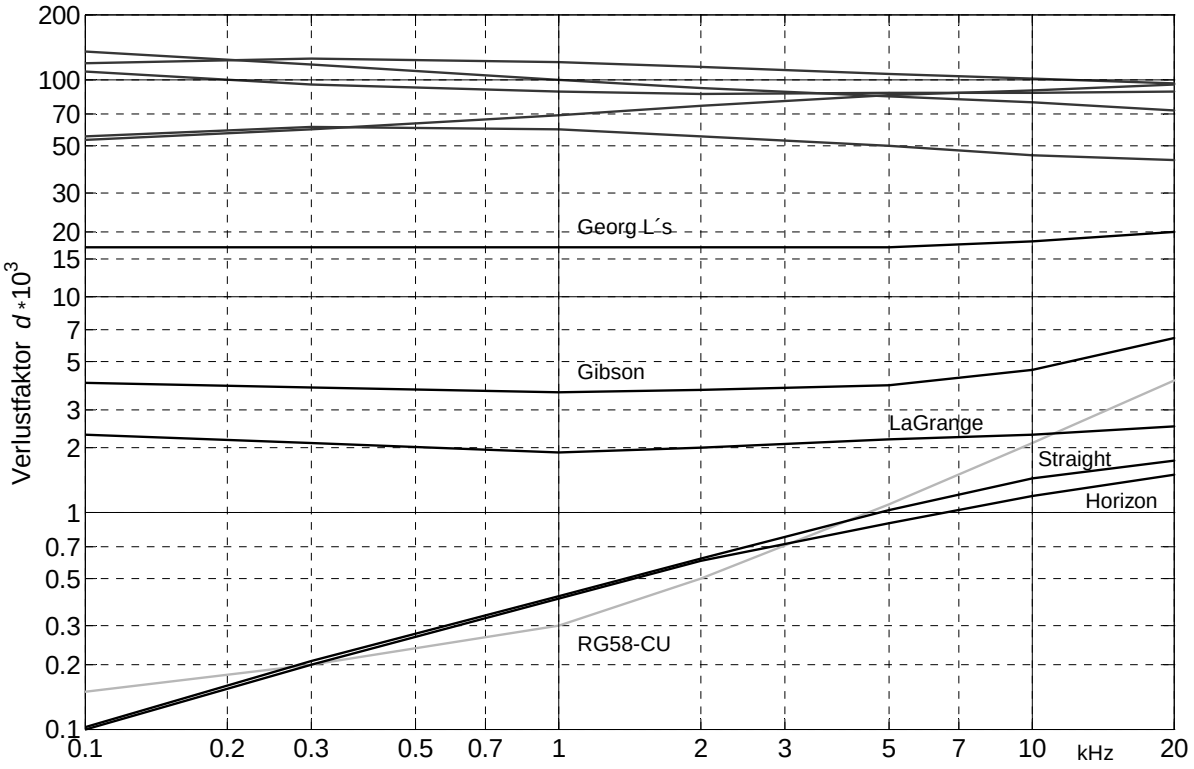


Abb. 9.16: Verlustfaktoren von Gitarrenkabeln. Die Stichprobe zeigt nur einige Beispiele, daneben gibt es noch eine Vielzahl weiterer Hersteller.

© M. Zollner 2005

Dass in **Werbeanzeigen** gelegentlich unfassbarer Unsinn zu finden ist, verwundet nicht, ja – gehört fast schon zum spezifischen Charme dieses Genres. Demgegenüber haben redaktionelle **Testberichte**, die regelmäßig in Musikerzeitschriften erscheinen, einen hohen Stellenwert, wähnt man doch einen fachkundigen und unabhängigen Autor als Verursacher. Hierzu ein Beispiel aus der Zeitschrift Gitarre & Bass: In Heft 4/2000 äußert sich Dirk Groll noch relativ vorsichtig zum Thema Instrumentenkabel: *"Das Monster-Cable Performer 500 Rock soll sich laut Hersteller durch einen aggressiven Klangcharakter auszeichnen, während das Bass Instrument Cable (Performer 500 Bass) als besondere Stärke eine im Tieftonbereich und in der Dynamik erweiterte Wiedergabe leisten soll"*. Soll! Das lässt Raum für Interpretationen, die wir aus der Tourismusbranche gelernt haben: "Das Hotel soll trotz seiner unmittelbaren Flughafennähe relative ruhig sein". Wer trotzdem hinfliegt, ist selber Schuld. Ein Heft später, (G&B 5/2000) derselbe Dirk Groll: *"Während die Kabel für Bass und Rock sich durch besondere Betonung der Eckfrequenzen (Bass) bzw. aggressiver Präsenzen auszeichnen, gibt sich die Sorte Performer 500 Jazz hörbar prägnanter in den tieferen Mitten-Frequenzen und präsentiert den charakterprägenden Timbre-Bereich betont ausführlich, dabei angenehm warm und rund. ... Verglichen mit den anderen Monster Cables wirkt das Studio Pro 1000 einen Hauch leiser, was auf die besonders ausgeglichene Übertragung ohne irgendwelche Betonung oder Auffälligkeiten zurückgeführt werden kann"*.

Aus ist's mit der diplomatischen Zurückhaltung, hier steht die Meinung des Testers. Die der natürlich haben und veröffentlichen darf. Aber sich dann auch fragen lassen muss, ob er überhaupt eine Ahnung von der elektrischen Funktion eines Kabels hat. "Ohne irgendwelche Betonung"? Heißt das, dieses Kabel hat keine Kapazität? Das geht wohl nicht, und wäre auch nicht wünschenswert. Wie groß ist überhaupt die Kapazität dieser Wunderkabel? Die könnte man doch leicht und preiswert messen und veröffentlichen – hiervon hätte der Leser mehr als von Spekulationen über Eckfrequenzen. Nicht verschwiegen wird hingegen der Preis dieser Wunder (damals noch in DM):

Performer 500 Monster Bass Gitarrenkabel 6,4m: Ca. DM 130.-,
Performer 500 Monster Rock Gitarrenkabel 6,4m: Ca. DM 130.-,
Performer 500 Monster Jazz Gitarrenkabel 6,4m: Ca. DM 160.-,
Studio Pro 1000 6,4 m: Ca. DM 350.- Kein Druckfehler: **Dreihundertfünfzig Mark!**

Dass ein Jazz-Kabel mehr kosten muss als ein Rock-Kabel, versteht sich eigentlich von selbst. Wenn nicht, wäre der Marketingleiter fristlos an die Luft zu setzen. Auch die Relation (ca. ein Viertel teurer) geht in Ordnung. Nicht wahr, liebe Jazz-Gitarristen, ihr seht das doch genauso? Aber die absolute Höhe dieser Preise?? Zur selben Zeit kostete das sehr hochwertige Klotz LaGrange 59.- DM. Ebenfalls 6,4m, 67 pF/m, zweimal Neutrik-Stecker. Und das wird doch nicht ohne Gewinn verkauft worden sein?

Es mag ja sein, dass die spezielle Kapazität des Monsterkabels beim Test einen speziellen Sound erzeugte, der zur o.a. Beschreibung führte. Natürlich unterstellt niemand, der Tester hätte lediglich die Werbetexte des Herstellers abgeschrieben, und dann seinen Namen daruntergesetzt. Diese kapazitive Last ließe sich aber billiger erzeugen: Für 350 DM konnte man damals 1000 Kondensatoren und ebenso viele Widerstände kaufen – das hätte für sehr viele Ersatzschaltungen gereicht. Und auch noch für ein Low-Cap-Cable mit 2 Neutriks.

Wie sagte hierzu der Tester einer anderen Zeitschrift: *"Den von der Industrie vielfach propagierten Eigenklang von Kabeln halte ich für ausgemachten Blödsinn."* Uli Eisner, Studiobetreiber und Autor beim Sound-Check-Magazin.

© M. Zollner 2005

9.5 Montagebleche

Da das magnetische Wechselfeld nicht nur auf das Innere des Tonabnehmers beschränkt ist, können Metallteile, die in Tonabnehmernähe montiert sind, die mechanoelektrischen Übertragungsparameter beeinflussen. Beispiele hierfür sind die rechteckige Bodenplatte des Telecaster-Stegtonabnehmers (Bridge-Plate), oder metallene Schlagbretter (Pickguards). Die in ihnen induzierten **Wirbelströme** bedämpfen den Tonabnehmer und verringern damit die Induktivität *L* und die Resonanzüberhöhung. Einige **Stratocaster**-Pickguards sind komplett aus Kunststoff; in ihnen können keine Wirbelströme fließen. Als Abschirmung gegen elektrische Felder sind aber häufig mehr oder weniger dünne Metallfolien oder sogar Bleche unter das Pickguard geklebt: sie bedämpfen die Resonanz um so stärker, je dicker sie sind. Besonders "effizient" sind in dieser Beziehung Pickguards, die komplett aus Metall (z.B. Alu) bestehen. Ihre Dämpfungseigenschaften können im direkten A/B-Vergleich schon hörbar werden, der für den Fender-Sound wichtige Brillanzbereich wird um ca. 2 dB abgesenkt (**Abb. 9.17**).

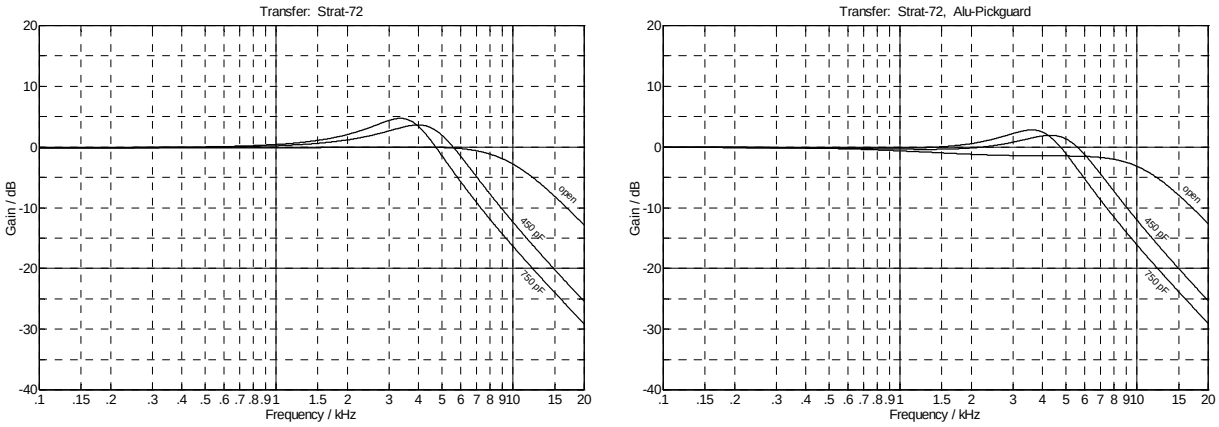


Abb. 9.17: Übertragungscharakteristik eines Stratocaster-Tonabnehmers ohne/mit Aluminium-Pickguard.

In ähnlicher Weise ändern sich die Übertragungskurven beim **Telecaster**-Stegtonabnehmer, wenn er in eine gut leitende Bodenplatte montiert wird (**Abb. 9.18**). Die Unterschiede, die *beim Vergleich zweier Bodenplatten* entstehen, sind aber so gering, dass sie im Regelfall nicht bemerkt werden. Falls doch: Ein dünner Schlitz in der Bodenplatte unterbindet den Wirbelstromfluss wirkungsvoll.

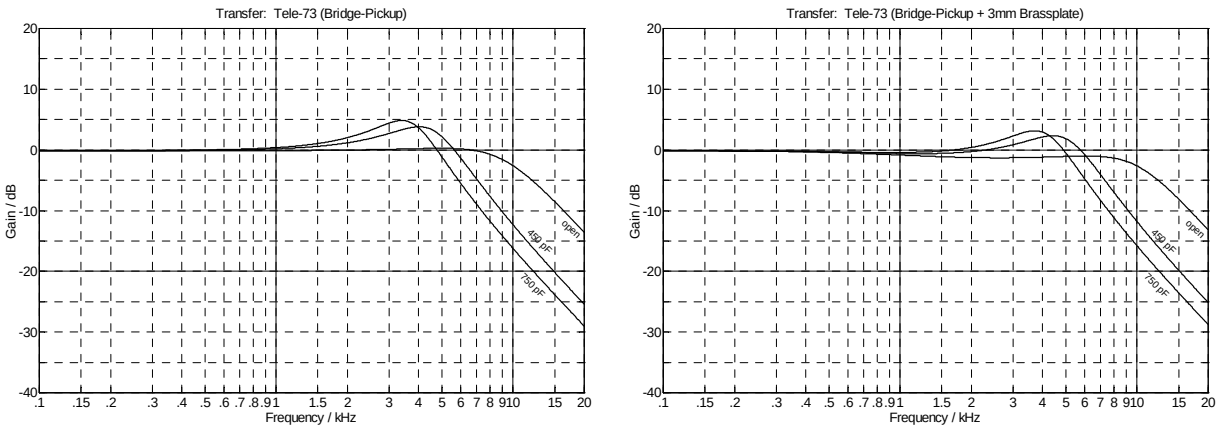


Abb. 9.18: Übertragungscharakteristik eines Telecaster-Tonabnehmers ohne/mit Messing-Bodenplatte (Gotoh).

© M. Zollner 2005

10 Gitarrenverstärker

Elektrogitarren strahlen nur wenig Schallleistung ab – um gehört zu werden, sind spezielle Verstärker und Lautsprecher nötig. Man tut gut daran, Verstärker und Lautsprecher als zum Instrument gehörend zu betrachten: Die Elektrogitarre endet sozusagen an der Lautsprechermembran. Gitarrenverstärker verzerren, haben in der Regel ein frequenzabhängiges Übertragungsmaß, die dazugehörigen Lautsprecher verzerren ebenfalls, ihr Übertragungsmaß ist auch frequenzabhängig, und erst wenn dann auch noch das Lautsprechergehäuse deutliche Hohlraumresonanzen aufweist, ist der Gitarrist zufrieden. Allerdings gibt es auch hässlich schnarrende Verzerrungen, und auch nicht jede Frequenzgangverbiegung bzw. Resonanz klingt gut. Es hat unzählige Versuche gegeben, die primitiven Schaltungen der ersten Gitarrenverstärker zu verbessern – indes, häufig wurde nur die Schaltung besser, der Klang aber schlechter. Bücher über Schaltungstechnik lehren zumeist, wie man die nichtidealen Schaltungseigenschaften vermeidet, wie man z.B. durch Gegenkopplung den Endstufenklirrfaktor verringern kann. Berühmte Gitarrenverstärker (wie z.B. der VOX AC30) klingen aber gerade deshalb gut, weil sie in der Endstufe auf Gegenkopplung komplett verzichten. Daraus aber jetzt den Schluss zu ziehen, die Wissenschaft verstünde bis heute die Funktion eines Röhrenverstärkers nicht, wäre falsch: Systemtheorie, Schaltungstechnik und Messtechnik sind leistungsfähige Gebiete der Nachrichtentechnik – es krankt an der Aufgabenstellung. Es darf eben gerade nicht oberstes Ziel sein, den Frequenzgang zu "linearisieren", d.h. das Übertragungsmaß frequenzunabhängig zu gestalten, vielmehr ist z.B. der Frage nachzugehen, wie die Grenzfrequenzen den *Klang* beeinflussen. Den subjektiv wahrgenommenen Klang, nicht den vermeintlich gemessenen. Ob bei der E-Gitarre quadratische Verzerrungen besser klingen als kubische, steht nicht im Röhrenkompendium. Ob diese Verzerrungen besser in der Vor-, Zwischen- oder Endstufe auftreten sollen, auch nicht. Gerade die Interaktionen der einzelnen Teilsysteme machen Schaltungsanalyse und -entwurf aufwändig und schwierig: Die vereinfachende Beschreibung als LZI-System ist unzulässig. Aus diesem Grund lässt sich das Thema Gitarrenverstärker nicht in einem einzigen Kapitel abhandeln, hier erreicht man schnell die Dimension eines ganzen Buches. Die folgenden Darstellungen beschränken sich deshalb auf einige wenige arttypische Schaltungen.

10.1 Die Vorstufe

In der Schaltungstechnik wird die um eine Verstärkerröhre gruppierte Teilschaltung u.a. als Verstärker*stufe* bezeichnet. Typisch sind: Vorstufe, Klangfilter, Phaseninverter, Endstufe, Netzteil. Jede dieser Teilschaltungen trägt etwas zum Klang des Verstärkers bei, oder, präziser, zur Übertragungscharakteristik. In der Vorstufe (auch: Eingangsstufe) verstärkt die Vorröhre die Tonabnehmerspannung auf das 20 – 50-fache. In den ersten beiden Jahrzehnten der Verstärker-Historie verwendete man hierfür großvolumige Oktalröhren (Röhren mit achtpoligem Oktalsockel), Mitte der 50-er halten dann die kleineren neunpoligen Novalröhren Einzug in den boomenden Verstärkermarkt. Insbesondere die hochverstärkende 12AX7 (ECC83, 7025) hat sich zu einem Standard entwickelt, der heute, ein halbes Jahrhundert später, immer noch anerkannt ist.

10.1.1 Die Vorstufenröhre

Abb. 10.1.1 stellt die Schaltung einer Triode, wie sie typischerweise als Eingangsstufe in Gitarrenverstärkern verwendet wird, einer N-Kanal-JFET-Schaltung gegenüber. Nicht, weil die Schaltungen äquivalent wären, sondern um dem Halbleiter-Experten den Einstieg zu erleichtern. Die drei Elektroden der **Triode** heißen **Kathode, Gitter und Anode**; ihnen entsprechen Source, Gate und Drain. Anders als beim FET ist zum Betrieb der Röhre ein Heizstrom erforderlich (ca. 0,3A, 6,3V), er wird im Schaltbild üblicherweise nicht eingezeichnet. Röhren arbeiten mit sehr hohen Betriebsspannungen (U_B = 200 – 400V), das ist ca. 10x so groß wie beim FET. Die im Anoden- bzw. Drainkreis fließenden Ströme sind hingegen vergleichbar, bei Eingangsstufen ca. 1 – 2 mA. Steuergröße ist die zwischen Gitter und Kathode (Gate und Source) liegende Spannung, für kleine Aussteuerung ist der Eingang (Gitter, Gate) sehr hochohmig, es fließt kein Gitterstrom (Gatestrom) durch den Gittervorwiderstand (Gatevorwiderstand) R_g, der Kathodenstrom (Sourcestrom) und der Anodenstrom (Drainstrom) sind deshalb gleich groß. Am Kathodenwiderstand R_k (bzw. Sourcewiderstand R_s), der z.B. 1,5 kΩ hat, fallen bei 0,8 mA Kathodenstrom (Sourcestrom) 1,2 V ab, die Steuerspannung U_{gk} (U_{gs}) ist deshalb –1,2V, solange die Eingangsspannung U_e null ist. Der Eingangswiderstand R_e beträgt beim Gitarrenverstärker häufig 1 MΩ, der Vorwiderstand R_g häufig 34 kΩ (Parallelschaltung von zwei 68-kΩ-Widerständen), der Anodenwiderstand R_a liegt zwischen 100 kΩ und 200 kΩ.

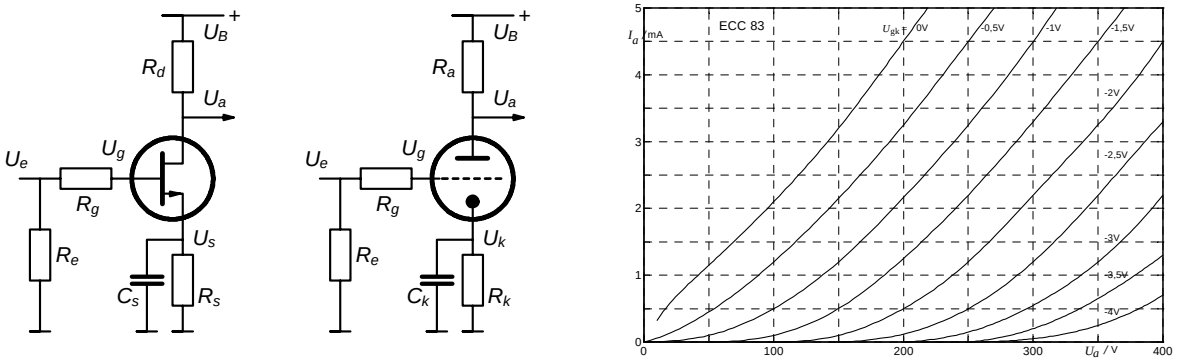


Abb. 10.1.1: Eingangsschaltung eines Röhrenverstärkers (Mitte) im Vergleich zu einem FET-Verstärker (links). Im rechten Bild sind typische Kennlinien dargestellt (Datenblatt der Röhren-Doppeltriode ECC 83). Der Begriff "Steuerspannung" wird unterschiedlich verwendet, hier: Gitter/Kathode-Spannung bzw. Gate/Source-Spannung.

Die Steuerspannung U_{gk} bzw. U_{gs} ist im Arbeitspunkt (d.h. ohne Ansteuerung, $U_e = U_g = 0$) bei beiden Schaltungen negativ, z.B. –1,2 V. Für positivere (d.h. weniger negative) Steuerspannung (z.B. –1V) leiten beide Verstärkerelemente besser, d.h. Anodenstrom und Kathodenstrom (Drain- und Sourcestrom) steigen. Ohne Kathodenkondensator (Sourcekondensator) würde dadurch die Kathodenspannung (Sourcespannung) zunehmen, und auf diese Weise der Ansteuerung entgegenwirken, was eine Verringerung der Verstärkung zur Folge hätte. Weil die ersten Gitarrenverstärker mit einigen wenigen Röhren auskommen mussten, war hohe Verstärkung gefordert, und Gegenkopplung unerwünscht. Deshalb wurde der Kathodenwiderstand mit einem Elektrolyt-**Kondensator** (typisch 25 µF) überbrückt. Durch diese Maßnahme kann (im relevanten Frequenzbereich) an der Kathode keine Wechselspannung entstehen, C_k wirkt als Wechselspannungskurzschluss. Mit zunehmender Eingangsspannung U_e steigt der Anodenstrom, damit vergrößert sich der Spannungsabfall am Arbeitswiderstand R_a, und für konstant gehaltene Betriebsspannung U_B fällt die Ausgangsspannung U_a. Liegt am Eingang eine Wechselspannung, so entsteht am Ausgang eine verstärkte, gegenphasige Wechselspannung, die um einen konstanten Wert (z.B. 250V – 100kΩ·0,8mA = 170V) verschoben ist. Die erreichbare Spannungsverstärkung hängt stark vom Röhrentyp ab, mit der häufig eingesetzten **ECC 83** lassen sich **Wechselspannungsverstärkungen um –50** erreichen.

© M. Zollner 2007

Die an der Anode auftretende Wechselspannung ist gegenphasig zur Gitter-Wechselspannung, deshalb findet man bei Verstärkungsangaben gelegentlich ein **Minuszeichen** ($v = -50$). Man kann die Spannungsverstärkung aber auch als Quotient zweier Effektivwerte definieren, dann erhält man immer einen positiven Verstärkungsfaktor, also z.B. $v = +50$ (Effektivwerte sind immer positiv definiert). Aber auch bei positiver Verstärkungsangabe sind Anoden- und Gitterwechselspannung zueinander gegenphasig, zumindest bei der in Gitarrenverstärker-Vorstufen eigentlich immer verwendeten Kathoden-Basis-Schaltung (Kathode wechselspannungsmäßig an Masse).

Die mit einer Röhrenschaltung tatsächlich erreichbare **Spannungsverstärkung** hängt von der Beschaltung, der Spannungsversorgung und der individuellen Röhre ab. Der in Datenbüchern zu findende **Leerlaufverstärkungsfaktor** (mit μ oder u bezeichnet) kennzeichnet einen sehr theoretischen Betriebszustand (Ausgangsleerlauf), der in der typischen Vorstufe nicht vorkommt. Sowohl der von der Anode zur Betriebsspannung führende Anodenwiderstand (auch Arbeitswiderstand genannt), als auch der Eingangswiderstand der folgenden Verstärkerstufe verringern die Spannungsverstärkung vom theoretischen Leerlaufverstärkungsfaktor auf den realen *Betriebsverstärkungsfaktor*, der abgekürzt *Betriebsverstärkung*, oder auch nur *Verstärkung* genannt wird. Bei der ECC83, einer typischen Vorstufenröhre, wird als Leerlaufverstärkungsfaktor $\mu = 100$ (bzw. -100) genannt; die tatsächlich erreichbare Betriebsverstärkung ist geringer, typischerweise kann man 20 ... 50 erwarten. Da Röhren im Laufe ihres Lebens ihre Betriebsdaten ändern, bleibt die Betriebsverstärkung über die Jahre hinweg nicht konstant. Und da die Röhrenproduktion mit u.U. erheblichen Toleranzen behaftet ist (Blech, Draht, Kathodenbeschichtung), kann sich die Betriebsverstärkung zweier neuer ECC83 ohne weiteres um 10% unterscheiden. Oder um 20%, und sogar noch größere Toleranzen sind möglich.

Damit die Funktion einer Verstärkerröhre (engl. TUBE, VALVE) analytisch beschrieben werden kann, sind Vereinfachungen erforderlich. Typische **Röhrenmodelle** gehen von folgenden idealisierenden Modellgesetzen aus:

Die Ansteuerung der Röhre erfolgt leistungslos (ihr Eingangswiderstand ist praktisch unendlich); die Röhre ist ein lineares und zeitinvariantes System; die obere Grenzfrequenz ist so hoch, dass das (tiefpassbegrenzte) Gitarrensignal praktisch keine zusätzliche Filterung erfährt; "die" Röhrendaten stehen in Tabellenbüchern.

Alle diese Annahmen sind für typische Gitarrenverstärker unzutreffend und bestenfalls als grobe Orientierung brauchbar. Die folgenden Kapitel beschreiben in Kurzform die für Gitarrenverstärker besonders wichtigen Röhreneigenschaften, sowie typische Schaltungskonzepte. Ergänzendes Grundlagenwissen vermitteln Standardwerke [z.B. Barkhausen, Schröder, RCA-Handbuch]. Bei Büchern über Röhrenverstärker ist allerdings zu berücksichtigen, dass die klassischen Standardwerke sehr detailliert und zum Teil sehr theoretisch auf das Betriebsverhalten der Röhre eingehen, den "Missbrauch", d.h. die in einem Gitarrenverstärker praktizierte zigfache Übersteuerung jedoch mit keinem Wort erwähnen. Die modernen Standardwerke konzentrieren sich auf Halbleiter und Spezialröhren (technische Röhren), das ist für Gitarrenverstärker wenig hilfreich. Bücher, die tatsächlich die Besonderheiten eines röhrenbestückten Gitarrenverstärkers erläutern, sind häufig sehr allgemein gehalten, und bringen kaum Messwerte und selten theoretische Berechnungen. Im schlimmsten Fall werden Vermutungen kolportiert, die in unüberschaubarer Zahl das Internet überschwemmen (*Die Kahtodyn Schaltung klingt viel tighter, als die SEPP oder die longtail weil schon Leo Fender im 5E6a diesen Verstärker Typ eingeführt hat*). Cave: Nicht einführen! Heiß!!

© M. Zollner 2007

10.1.2 Der Röhren-Eingangswiderstand

Der Eingangswiderstand des Gitarrenverstärkers liegt (zusammen mit der Kabelkapazität) parallel zum Quellwiderstand des Tonabnehmers. Vereinfacht betrachtet stellt der Verstärkereingang einen hochohmigen Widerstand dar. Bei Röhrenverstärkern sind Werte um 1 MΩ üblich. Die hierdurch verursachte Tonabnehmerbedämpfung ist gering. Falls der Verstärker-Eingangswiderstand jedoch deutlich niederohmiger ist, tritt eine merkliche Bedämpfung auf, die sich im Bereich der Tonabnehmerresonanz als Brillanzverlust äußert. Ganz andere Verhältnisse können sich bei Vorschalt-Effektgeräten (Treble-Booster, Verzerrer, Wah-Wah, etc.) ergeben. Ihre Eingänge sind häufig ziemlich niederohmig, was aber als Teil des Effekts zu interpretieren ist.

Viele der klassischen Röhrenverstärker boten neben dem Standard-Eingang (mit 1 oder Hi bezeichnet) auch noch einen unempfindlicheren zweiten Eingang (2 bzw. Lo) an. Wegen seines kleineren Eingangswiderstandes (typisch 136 kΩ) klingt die Gitarre hier nicht ganz so brillant, außerdem erfolgt eine Signalabschwächung auf die Hälfte, wodurch die Vorstufe weniger verzerrt. Die zwei zur Signalteilung verwendeten 68-kΩ-Widerstände liegen bei Verwendung des **Standard-Eingangs** (1) parallel zueinander, und in Reihe zum Röhren-Eingang. Sie bewirken damit eine Tiefpass-Filterung, die aber nur im Hochfrequenzbereich Radio-Sender abschwächt – für den Hörfrequenzbereich ist die Tiefpass-Wirkung vernachlässigbar.

Die **Eingangskapazität** üblicher Gitarren-Verstärker ist gering, aber im Vergleich zur Kabelkapazität nicht immer vernachlässigbar. Beim Röhrenverstärker ist wegen des **Millereffekts** als Eingangskapazität der Vorstufentriode ca. 80 – 150 pF anzusetzen. Hinzu kommen – je nach Leitungsführung im Verstärker – Leitungskapazitäten von ca. 50 pF. Bei der Standard-Röhrenschaltung ist die Gitarre galvanisch mit dem Gitter der ersten Röhre verbunden – ohne Koppel-Kondensator. Nur wenige (vor allem ganz alte) Verstärkerschaltungen erzeugen die Gittervorspannung über den Anlaufstrom und trennen Gitarre und Röhre über einen Koppel-Kondensator (10 – 20 nF). Dessen Wirkung ist im linearen Modell vernachlässigbar, der Röhrenarbeitspunkt dieser Schaltung ist aber ziemlich labil.

Das Röhrengitter ist weder mit der Anode noch mit der Kathode verbunden, und da der Glaskolben gut isoliert, könnte man tatsächlich einen sehr hochohmigen Röhreneingangswiderstand vermuten. Allerdings: Auch Anode und Kathode sind nicht verbunden, und trotzdem fließt zwischen ihnen elektrischer Strom, weil die glühende Kathode Elektronen emittiert, die durch das Vakuum des Glaskolbens zur positiven Anode fliegen. Elektronenfluss ist elektrischer Strom: Ein Fluss negativer Ladungen von der Kathode zur Anode wird mit technischer Stromrichtung als positiver Strom von der Anode zur Kathode bezeichnet. Dass die von der Kathode kommenden Elektronen auf der Anode landen, und nicht auf dem Gitter, liegt daran, dass die Anode gegenüber der Kathode positiv geladen ist, während das Gitter gegenüber der Kathode negativ ist. Zumindest im üblichen **Arbeitspunkt**: Ohne Eingangssignal fließt ein Kathodenstrom von z.B. 0,8 mA (Abb. 10.1.1), das Gitterpotential ist damit 1,2 V negativer als das Kathodenpotential. Ist jedoch das Gitter positiv gegenüber der Kathode, finden die von der Kathode kommenden Elektronen *zwei* anziehende Landeplätze: Die stark positive Anode, und das schwach positive Gitter. Weil die Anodenfläche viel größer als die Gitterfläche ist und die Anodenspannung viel größer als die Gitterspannung, fliegen die meisten Elektronen zur Anode; ein kleiner Teil landet aber auf dem Gitter und verursacht einen **Gitterstrom**. Der als (negativer) Elektronenstrom aus dem Gitter herauskommt, d.h. als technischer Strom zum Gitter hineinfließt.

© M. Zollner 2007

Dem **Gitterstromfluss** liegen mehrere Ursachen zugrunde: Endliche Isolationswiderstände zwischen Gitter/Anode bzw. Gitter/Kathode, Ionisation des Restgases (schlechtes Vakuum), thermische Gitteremission wegen hoher Gittertemperatur, und das schon erwähnte Auffangen eines Teils der von der Kathode emittierten Elektronenwolke. Die einzelnen Effekte überlagern sich (mit z.T. unterschiedlichem Vorzeichen) und ergeben eine nichtlineare Eingangskennlinie: Der Gitterstrom hängt nichtlinear von der Gitter/Kathode-Spannung U_{gk} ab. Für Eingangsspannungen[♣] U_e über ca. +0,7 V (U_{gk} > –0,5 V) fließt ein merklicher Gitterstrom, der zu einem Spannungsabfall am Gitter-Vorwiderstand R_g führt. Als Folge davon wird die Gitterspannung U_g verringert. Vor allem bei stark positiver Eingangsspannung macht sich dieser Effekt bemerkbar: Z.B. liegen dann statt +4 V nur ca. +1,2 V am Gitter (**Abb. 10.1.2**).

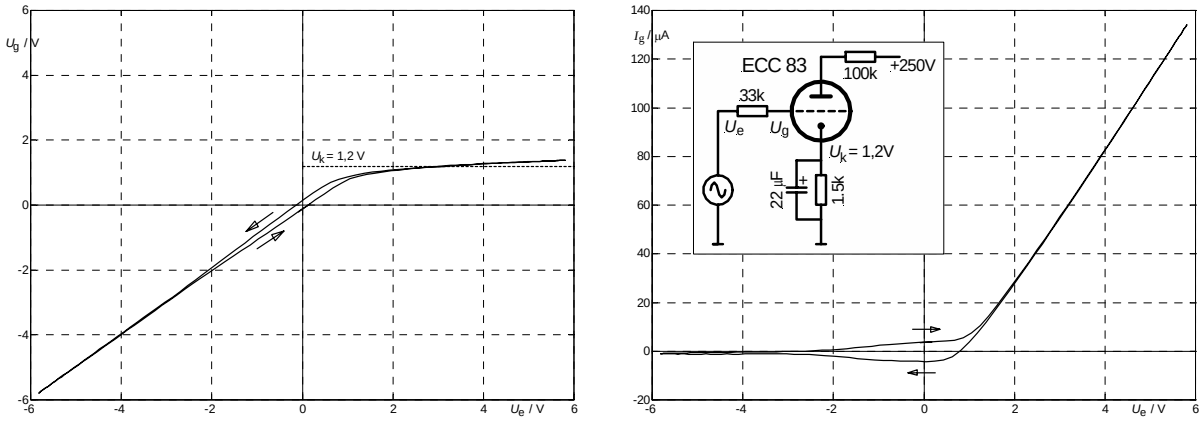


Abb. 10.1.2: Nichtlinearer Zusammenhang zwischen Eingangsspannung U_e, Gitterspannung U_g und -strom I_g.

Messungen der realen Röhrenspannungen und -ströme zeigen ein Hystereseverhalten, das von kapazitiven Kopplungen zwischen Anode und Gitter verursacht wird. In der Röhre wirkt die Gitter/Anode-Kapazität (ca. 1,6 pF), außerhalb sind aufbaubedingte Schaltungskapazitäten wirksam. Zusammen mit dem Gittervorwiderstand ergibt sich im Rückkopplungszweig ein Hochpass, d.h. die Anodenspannung wird (näherungsweise) differenziert der Generatorspannung überlagert. Da bei der im Bild dargestellten Aussteuerung die Anodenspannung stark begrenzt ist (Kap. 10.1.3), wirkt sich diese Rückkopplung vor allem in Nullpunktnähe aus. Idealisierte Kennlinien sind in **Abb. 10.1.3** dargestellt: U_{gk} ist die zwischen Gitter und Kathode liegende Spannung, also die eigentliche Steuerspannung der Röhre; sie beträgt im Arbeitspunkt (d.h. ohne Aussteuerung) für dieses Beispiel ca. –1,2 V.

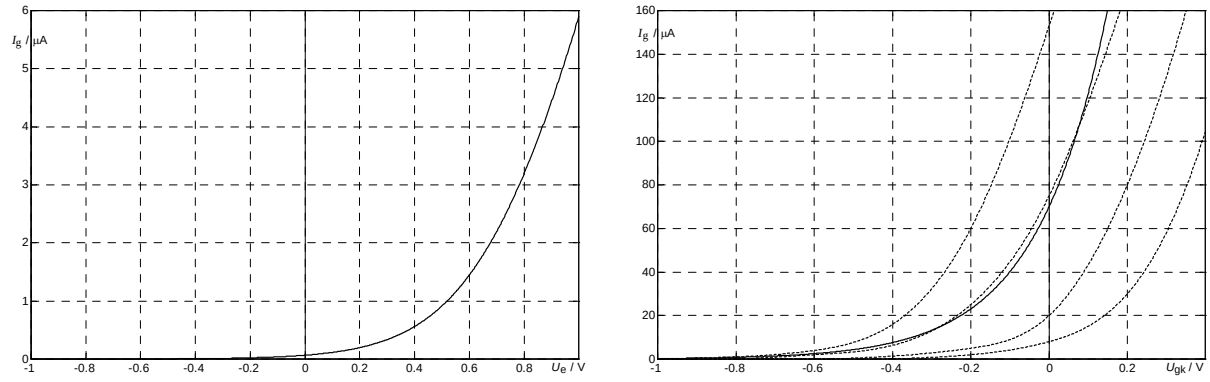


Abb. 10.1.3: Gitterstrom in Abhängigkeit von der Eingangsspannung bzw. von der Gitter/Kathode-Spannung. Im rechten Bild sind zusätzlich zum idealisierten Verlauf auch Messkurven (----) eingezeichnet.

[♣] U_e zwischen Eingang/Masse, U_g zwischen Gitter/Masse, U_{gk} zwischen Gitter/Kathode.

© M. Zollner 2007

Für eine Bewertung des nichtlinearen Verhaltens ist natürlich die Größe der tatsächlichen Eingangsspannung zu berücksichtigen: Wäre diese maximal 100 mV, die Nichtlinearität könnte ignoriert werden. Tatsächlich können übliche Magnettonabnehmer aber leicht Spannungen über 0,5 V erzeugen, und selbst 4 V sind nicht unmöglich – die Nichtlinearität verdient deshalb Beachtung. In **Abb. 10.1.4** ist die Häufigkeits-Verteilungsfunktion einer Tonabnehmerspannung dargestellt. Sie lässt sich (wie übrigens auch Sprache) sehr gut durch eine Laplace-Verteilung beschreiben: Je größer der Betrag der Tonabnehmerspannung, desto seltener kommt sie vor♣. Mit "lauten" Tonabnehmern (Kap. 5.4), dicken Saiten und starkem Anschlag können erhebliche Spannungen erzeugt werden. Der Verteilungsfunktion dieses speziellen Beispiels kann entnommen werden, dass 95% aller Spannungswerte kleiner als 1V sind, 98% sind kleiner als 2V. Aus der relativ geringen Überschreitungswahrscheinlichkeit darf aber nicht geschlossen werden, dass die Nichtlinearität deshalb vernachlässigt werden kann; große Amplituden treten vor allem beim Anzupfen der Saite auf (**Abb. 10.1.5**), und der darauf folgende Einschwingvorgang (Attack) wird vom Gehör besonders genau analysiert. Die beiden in Abb. 10.1.5 dargestellten Signale klingen unterschiedlich. Überraschenderweise klingt das amplitudenbegrenzte Signal aber nicht verzerrter, sondern höhenärmer als das Original. Die Anodenspannung sieht dann aber wieder gänzlich anders aus (Kap. 10.1.3), und wie immer gilt: Die isolierte Darstellung einzelner Nichtlinearitäten sagt wenig über das Verstärker-Ausgangssignal aus.

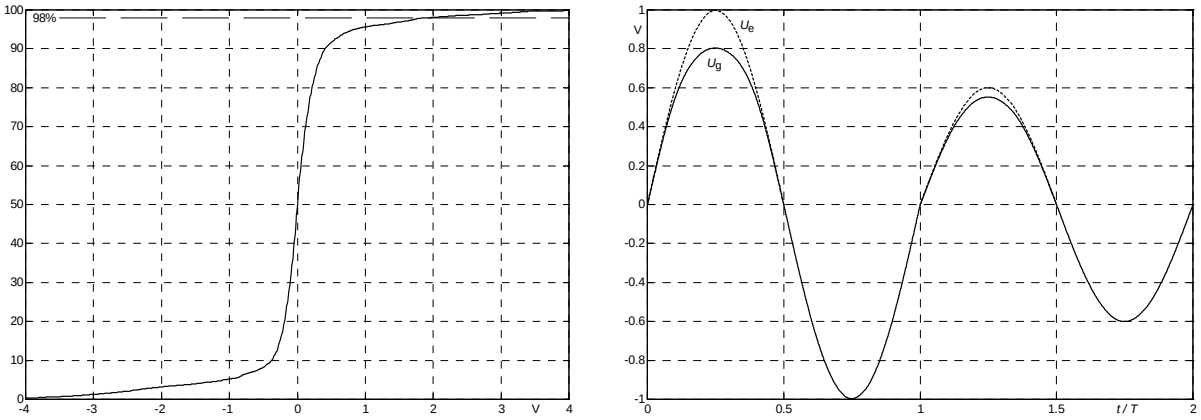


Abb. 10.1.4 links: Verteilungsfunktion (Kumulation) der Tonabnehmerspannung (Strat, SDS-1 in Stegposition). Rechts: Nichtlinearer Zusammenhang zwischen Eingangsspannung U_e und Gitterspannung U_g beim Sinussignal.

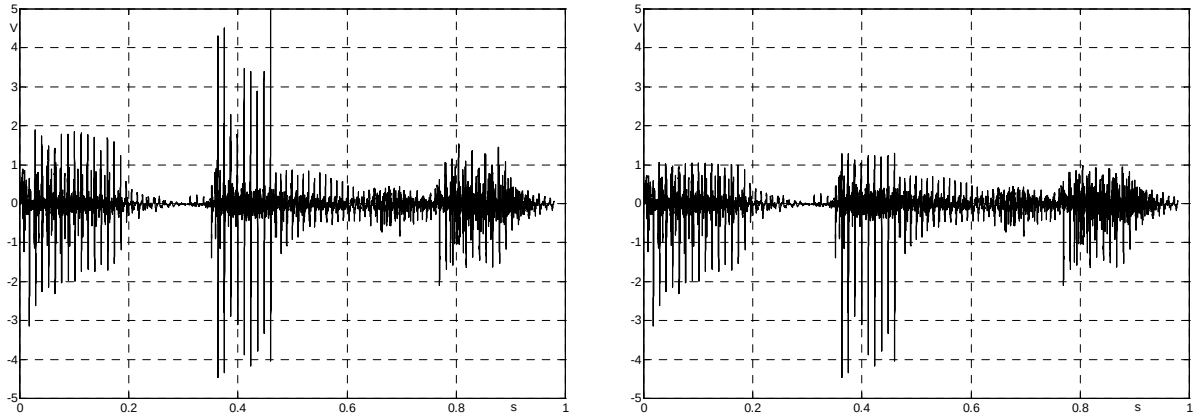


Abb. 10.1.5: Spannungsverlauf am SDS-1-Tonabnehmer (links) bzw. mit röhrenähnlicher Begrenzung (rechts).

♣ Streng genommen ist die Wahrscheinlichkeitsdichte für diskrete Werte der kontinuierlich verteilten Spannung null; um eine (von null verschiedene) Wahrscheinlichkeit zu bekommen, ist über einen Bereich zu integrieren.

© M. Zollner 2007

10.1.3 Trioden-Kennlinien

Die beiden in Abb. 10.1.1 dargestellten Schaltungen weisen einige Ähnlichkeiten auf – daraus darf aber nicht geschlossen werden, dass ihr Verhalten äquivalent ist. Schon die einfachen Standardmodelle zeigen Unterschiede: Der Zusammenhang zwischen Anodenstrom und Steuerspannung wird bei der Röhre über eine Potenzfunktion beschrieben, deren Exponent 1,5 beträgt, beim FET beträgt der entsprechende Exponent 2. In der Realität weichen bei beiden Verstärkern die Kennlinienfelder von dieser Idealisierung ab, aber nicht in dem Sinne, dass sie sich aneinander angleichen würden.

Einfache Modellrechnungen gehen bei der Triode häufig vom **Child-Langmuir-Gesetz**[♣] aus:

$$I_a = K_1 \cdot \left(U_a + \mu \cdot U_{gk}\right)^{3/2} = K_2 \cdot \left(U_{gk} + U_a/\mu\right)^{3/2} \qquad \text{Triodenkennlinien}$$

Hierbei bezeichnet U_{gk} die Spannung zwischen Gitter und Kathode, und U_a die Spannung zwischen Anode und Kathode. K und μ sind röhrentypische Konstanten, I_a ist der Anodenstrom. So einfach dieses Gesetz ist, so ungeeignet ist es für Gitarrenverstärker. Bereits in dem Kennlinienbereich, der als einigermaßen linear anzusehen ist, zeigen sich Unterschiede zur realen Triode, bei starker Übersteuerung versagt das Child-Langmuir-Gesetz völlig (dafür wurde es aber auch nicht gemacht). **Abb. 10.1.6** zeigt idealisierte und reale Trioden-Kennlinien im Vergleich – die Unterschiede sind erheblich. In der Literatur (z.B. JAES) wurden mehrfach Verbesserungen der o.a. Gleichung angegeben, die näher an der Realität sind – d.h. näher an den in Datenbüchern angegebenen Kennlinien – ihre komplizierten Gleichungen erfordern aber nicht nur zwei, sondern 6 oder sogar noch mehr Modell-Parameter. Wenn diese nun darauf optimiert wurden, den linearen und schwach nichtlinearen Arbeitsbereich zu modellieren, kann nicht generell davon ausgegangen werden, dass damit auch die bei Gitarrenverstärkern auftretenden extrem hohen Übersteuerungen[♥] in geeigneter Weise nachgebildet werden. Die folgenden Darstellungen orientieren sich deshalb nicht an Röhrenmodellen, sondern an Messungen, die mit Präzisionsmessgeräten an einer verstärkertypischen Schaltung ermittelt wurden. Mit all den Unsicherheiten, ob denn gerade diese Schaltung bzw. diese Röhre typisch ist, ob die Kondensatoren schon lange genug eingespielt worden waren, und ob der Mond gerade auf- oder unterging.

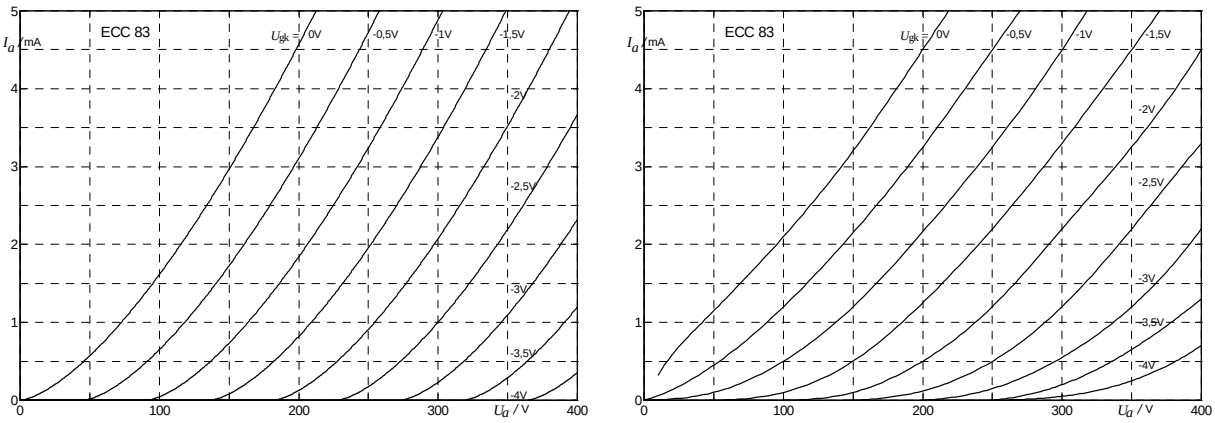


Abb. 10.1.6: Röhrenkennlinien. Links: Idealisiert nach Child-Langmuir. Rechts: Datenblattangaben.

♣ D. Child: Phys. Rev., Vol. 32 (1911), S.498. I. Langmuir: Phys. Rev., Vol. 2 (1913), S.450.

♥ Die Aussteuerungsgrenze des linearen Bereichs kann leicht um das Dreißigfache überschritten werden.

© M. Zollner 2007

Der Anodenstrom I_a hängt sowohl von der Steuerspannung[♣] U_{gk}, als auch von der Anodenspannung U_a ab (Abb. 10.1.6). In einer realen Verstärkerschaltung (Abb. 10.1.1) ändern sich mit der Aussteuerung beide Werte, und deshalb ist das Übertragungsverhalten aus Abb. 10.1.6 nicht direkt ablesbar. **Abb. 10.1.7** zeigt deshalb direkt die Abbildung der Eingangsspannung U_e auf die Anodenspannung U_a. Im linken Bild wurde zum Vergleich die mit –58 multiplizierte Eingangsspannung mit eingezeichnet, damit die Wirkung der Nichtlinearität gut zu sehen ist: Beide Halbwellen erfahren eine Begrenzung, die nur aus dem Übertragungsverhalten, und nicht alleine aus der Eingangskennlinie zu erklären ist. Das rechte Bild zeigt die unverschobene Anodenspannung für $1\,V_{eff}$ bzw. $4\,V_{eff}$ Eingangsspannung.

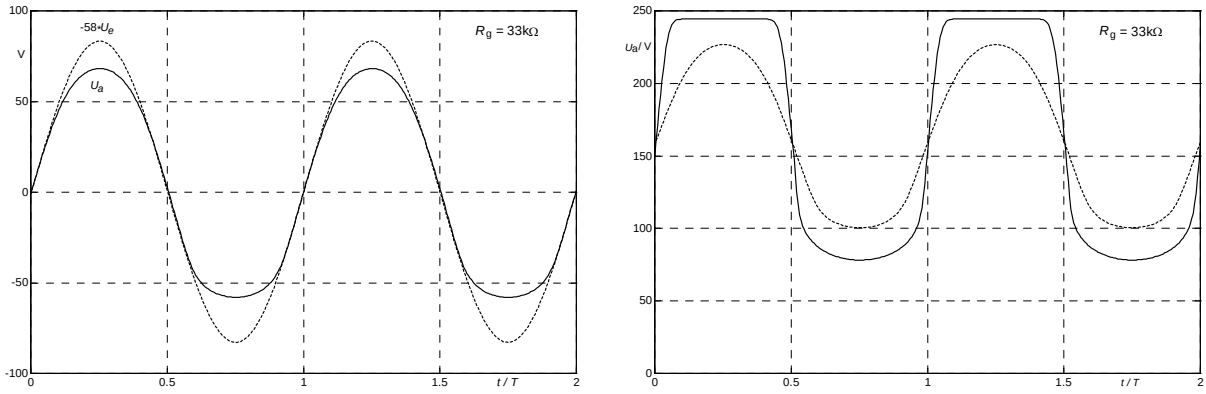


Abb. 10.1.7: ECC 83: Nichtlinear verzerrte Anodenspannung; im linken Bild mit vertikalem Offset. R_a = 100kΩ.

Man erkennt, dass mit steigender Aussteuerung zunächst die negative Halbwelle abgeflacht wird; bei starker Übersteuerung entsteht dann bei der positiven Halbwelle starkes **Clipping**. Dass die Anodenspannung nicht ganz bis zur Betriebsspannung U_B (250V) ansteigt, liegt an der Anodenbelastung (5 MΩ Tastkopf). Dass die Mindestspannung nicht näher an null liegt, kommt vom Gitter-Vorwiderstand: Positive Eingangsspannungen erreichen das Gitter nur abgeschwächt (Abb. 10.1.4), die Röhre wird nicht voll durchgesteuert. Den Einfluss des Gitter-Vorwiderstandes zeigt **Abb. 10.1.8**: Ohne R_g sind größere Anodenströme und damit kleinere Anodenspannungen erreichbar – dieser Betrieb ist aber für die Eingangsstufe üblicher Gitarrenverstärker untypisch, er wird deshalb nicht näher untersucht. Eine weitere Atypie muss jedoch beseitigt werden: Die **Anodenbelastung**, die bei den bisherigen Messungen mit 5 MΩ sehr hochohmig ist. Beim klassischen Röhrenverstärker (Fender, VOX, Marshall) folgt auf die Eingangsröhre häufig die **Klangregelstufe**, die die Anode wesentlich belastet.

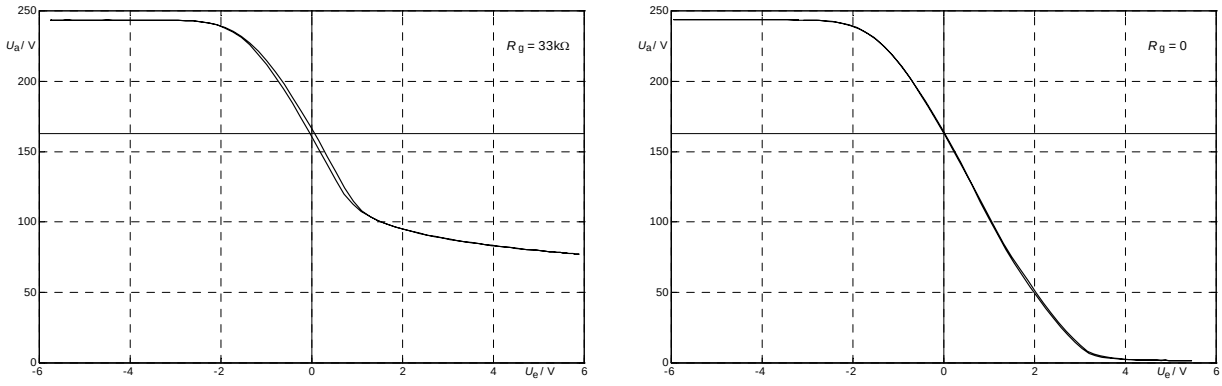


Abb. 10.1.8: Übertragungskennlinie $U_e \rightarrow U_a$. Mit 33 kΩ Gittervorwiderstand (linkes Bild); bei überbrücktem Gittervorwiderstand (rechtes Bild). R_a = 100 kΩ (zzgl. 5 MΩ Last).

[♣] Unterschiedliche Bedeutung, hier: Gitter/Kathode-Spannung.

© M. Zollner 2007

Ihre Eingangsimpedanz ist komplex, und deshalb beginnt die analytische Beschreibung, kompliziert zu werden (nichtlineares und frequenzabhängiges Verhalten). In erster Näherung kann aber die Eingangsimpedanz des Klangregelnetzwerk durch die Reihenschaltung eines 100-kΩ-Widerstandes und eines 0,1-µF-Kondensators ersetzt werden, damit lassen sich die wesentlichen Effekte schon ganz gut beschreiben. Genauere, verstärkerspezifische Modelle würden den Rahmen dieser Grundlagenbetrachtung sprengen. Die Grenzfrequenz dieses Lastzweipols liegt so niedrig, dass die Anode im eingeschwungenen Zustand näherungsweise mit 100 kΩ belastet wird. Gegenüber dem bisher betrachteten unbelasteten Zustand verringert sich damit die Anodenwechselspannung um etwa ein Drittel (**Abb. 10.1.9**). Die gemessene **Kleinsignalverstärkung**, d.h. die Verstärkung bei Aussteuerung mit kleiner Eingangsamplitude (z.B. 0,1V), beträgt ca. –42. Theoretisch ergibt sich die Kleinsignalverstärkung, wenn man die Steilheit S (Datenblatt: S = 1,6 mA/V) mit dem Arbeitswiderstand multipliziert. Dieser ist die Parallelschaltung von Röhren-Innenwiderstand (Datenblatt: 63 kΩ), Anodenwiderstand (im Beispiel hier 100 kΩ), und Lastwiderstand (ebenfalls 100 kΩ). Daraus erhält man als berechnete Kleinsignalverstärkung –45, also eine passable Übereinstimmung mit der Messung. Denn Eines muss beachtet werden: Die Datenblattangaben sind nur als grobe Richtwerte zu verstehen, beim Austausch einer Röhre kann sich die Kleinsignalverstärkung leicht um bis zu 3 dB ändern! Und auch die Aussteuerungsgrenzen sind röhrenspezifisch.

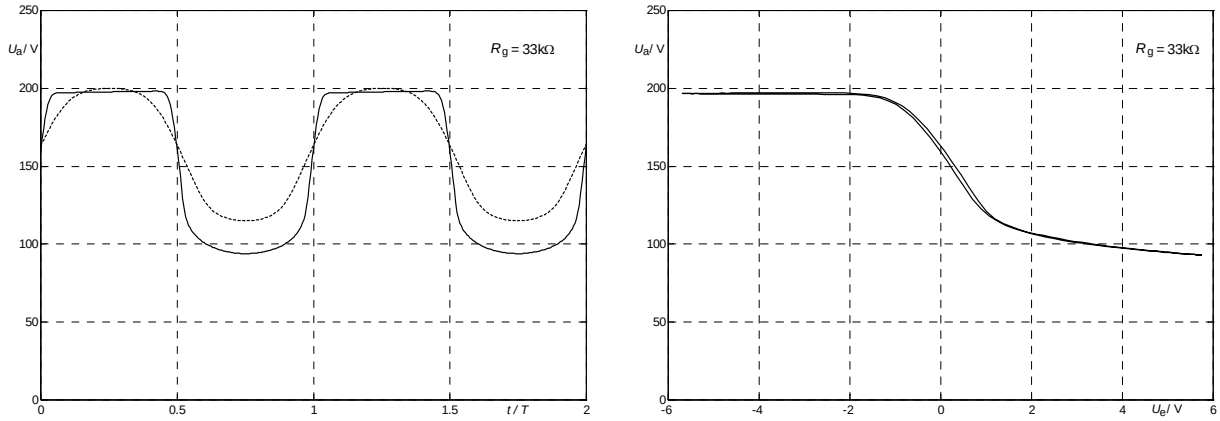


Abb. 10.1.9: Anodenspannung für $1V_{eff}$ bzw. $4V_{eff}$ Eingangsspannung (mit R_g, mit Anodenbelastung, li. Bild); Übertragungs-Kennlinien (mit Gittervorwiderstand R_g, mit Anodenbelastung, rechtes Bild).

Der Vergleich zwischen Abb. 10.1.7 und 10.1.8 hat schon gezeigt, wie wichtig der Generator-Innenwiderstand ist: Es macht einen großen Unterschied, ob das Röhrengitter niederohmig angesteuert wird (R_g = 0), oder über den Gittervorwiderstand (R_g = 33 kΩ). Natürlich muss auch noch der in Reihe zum Gittervorwiderstand liegende Generatorwiderstand berücksichtigt werden. Aktive Tonabnehmer (z.B. EMG) haben ähnlich kleine Innenwiderstände wie die zur Messung verwendeten Generatoren, die meisten Gitarren haben aber passive Tonabnehmer, deren Innenwiderstand hochohmig ist. Für eine genaue Analyse darf folglich nicht vom Betrieb am 50-Ω-Generator auf das Verhalten bei Ansteuerung durch eine E-Gitarre geschlossen werden. Die im Bereich ihrer Tonabnehmer-Resonanz (2 – 5 kHz) durchaus 100 kΩ Innenwiderstand aufbringen kann. Da der **Innenwiderstand** der E-Gitarre frequenzabhängig ist (z.B. 6 kΩ tieffrequent, und 100 – 200 kΩ bei Resonanz), und der Röhren-Eingangswiderstand nichtlinear, ergeben sich schon in der Eingangsstufe komplizierte Interaktionen zwischen den einzelnen Systemen. Ein "Modeling-Amp", der das Gitarrensignal nach einer hochohmigen OP-Eingangsstufe einem AD-Wandler zuführt und jegliche Signalverarbeitung digital durchführt, belastet die Gitarre anders als ein Röhrenverstärker. Welche Röhrencharakteristika letztlich zu hörbaren Änderungen führen, kann aber nur der Hörversuch ergeben.

© M. Zollner 2007

In **Abb. 10.1.10** ist die Gitterspannungsbegrenzung für zwei verschiedene Quellwiderstände dargestellt. Man erkennt, dass selbst relativ kleine positive Spannungen schon sichtbar verringert werden. Der Generator-Innenwiderstand ist hierbei aber reell; dies entspricht nicht der Situation einer E-Gitarre mit passiven Tonabnehmern. Um diesen Betriebszustand genauer zu simulieren, wurde auf den (original beschalteten) Tonabnehmer einer Stratocaster eine kleine **Sendespule** gelegt, die von einem Leistungsverstärker angetrieben wurde. Damit konnte ein magnetisches Wechselfeld erzeugt werden, das im Tonabnehmer eine sinusförmige Spannung induzierte. Der Innenwiderstand dieser Anordnung entsprach somit dem realen Betrieb.

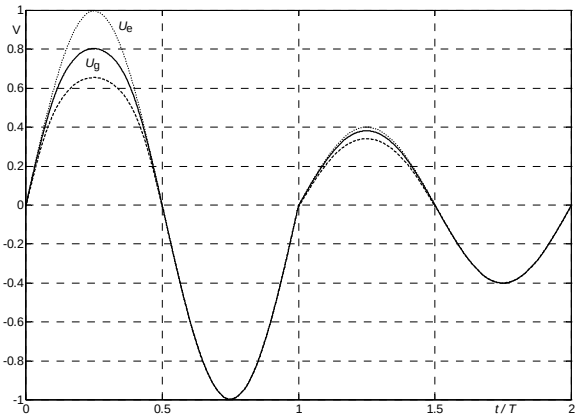


Abb. 10.1.10: Begrenzung der Generatorspannung (U_e) im Gitterkreis. Generator-Innenwiderstand = 0 (——), bzw. 100 kΩ (----); jeweils zzgl. Gittervorwiderstand R_g = 33 kΩ. Zwei Perioden mit unterschiedlicher Spannungsamplitude (1V bzw. 0,4V).

Abb. 10.1.11 zeigt im linken Bild die zugehörigen Messergebnisse. Gestrichelt ist die Gitarren-Quellenspannung eingezeichnet, sie entspricht der an der unbelasteten Gitarre entstehenden Leerlaufspannung. Mit Belastung durch den Röhrenverstärker verbiegt sich die Gitarrenspannung – aber nicht in der Weise, dass einfach die positive Halbwelle zusammengedrückt wird, wie das bei reeller Quellimpedanz der Fall wäre. Nein, die komplexe Gitarrenimpedanz führt zu Phasendrehungen zwischen den spektralen Verzerrungskomponenten (insbesondere 1. und 2. Harmonische), und deshalb ändert sich der Spannungsverlauf auch in der negativen Halbwelle. Auch die Gitterspannung verändert sich entsprechend (rechtes Bild), und bei der Anodenspannung verschiebt sich das Tastverhältnis (vergl. mit Abb. 10.1.9). Diese Messungen zeigen, dass bereits die Schnittstelle zwischen Gitarre und erster Verstärkerröhre signalverändernd wirkt. Bei genauer Betrachtung ist der Röhreneingang nicht hochohmig, sondern wirkt schon bei mäßigen Spannungen als nichtlinearer Lastwiderstand. Ob diese Änderungen im Vergleich zu anderen Nichtlinearitäten hörbar werden, ist nur im Einzelfall bestimmbar.

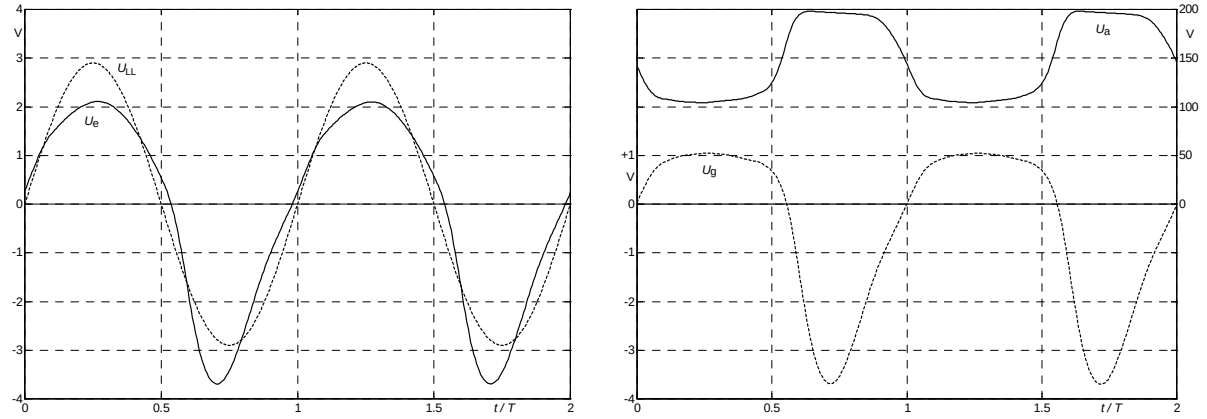


Abb. 10.1.11: Abbildung der Gitarren-Quellenspannung U_{LL} auf die Gitarren-Klemmenspannung U_e (links). Lastwiderstand der Gitarre ist die Eingangsschaltung der Röhre, R_g = 33 kΩ, f = 2kHz. Im rechten Bild sind die zugehörige Gitter- und Anodenspannung dargestellt; die Anode ist wie bei Abb. 10.1.9 belastet.

© M. Zollner 2007

Es ist kaum möglich, das Übertragungsverhalten eines Gitarrenverstärkers durch Formeln und Diagramme vollständig zu beschreiben. Nicht, weil die Zusammenhänge unbekannt sind, sondern weil zu viele Abhängigkeiten anzugeben wären. Das Kleinsignalverhalten kann ohne Probleme durch Frequenzgänge spezifiziert werden, für den Großsignalbetrieb existiert aber – streng genommen – gar keine Übertragungsfunktion, denn sie ist nur für das LZI-Modell definiert. Und Mixturen aus Kleinsignal-Frequenzgang und Klirrfaktorkurve sind entweder unvollständig, oder zu umfangreich. Die nichtlinearen Verzerrungen hängen von der Frequenz und vom Pegel ab, sind also bivariate Größen. *Viele* bivariate Größen: Quadratischer Klirrfaktor (k_2), kubischer Klirrfaktor (k_3), sowie quadratische und kubische Differenztonverzerrung, um die wichtigsten zu nennen. Bei starker Übersteuerung – und die kommt vor – reicht es aber bei weitem nicht, Verzerrungen nur bis zur dritten Ordnung zu erfassen, man müsste eine Vielzahl individueller Klirr- und Differenztonfaktoren ermitteln und als Funktion zweier Variablen darstellen. Ganz abgesehen vom Aufwand: Das Ergebnis wäre kaum zu interpretieren. Oder wie wäre es etwa zu bewerten, wenn durch eine Schaltungsänderung der kubische Klirrfaktor bei 0,5V (1 kHz) abnimmt, während der quadratische Klirrfaktor bei 0,8V (2kHz) zunimmt? Und gleichzeitig der Klirrfaktor 4. Ordnung bei 800 Hz deutlich zurückgeht, aber die geradzahligen Differenztonverzerrungen generell stärker werden? Ist das wünschenswert, oder kontraproduktiv? Pauschalurteile, wie etwa: *Bei Röhren überwiegen die quadratischen Verzerrungen (= gut), beim Transistor die kubischen (= schlecht)* sind viel zu undifferenziert, werden aber leider in Fachbüchern wieder und wieder abgeschrieben. Hörversuche sind und bleiben unverzichtbar, einige grundsätzliche Zusammenhänge lassen sich den theoretischen Modellen aber doch entnehmen. Und wenn's nur die Erkenntnis ist, wie wichtig der (aus dem Schaltplan nicht ersichtliche) Aufbau ist, oder wie stark Röhrendaten streuen können. Die folgenden Analysen geben für die aus reellem Quellwiderstand angesteuerte Triode einige Klirrdaten an, wohl wissend, dass damit nur ein Teil der Thematik erfasst wird, und zusätzliche Forschung wünschenswert ist.

10.1.4 Nichtlinearität, Klirrdämpfungen

Ein einfaches **Beispiel** zum Thema Nichtlinearität: Ein Verstärker erzeugt bei 1 V Eingangsspannung rein quadratische Verzerrungen mit $k_2 = 5\%$; sein Verstärkungsfaktor sei $v = 1$. Ein zweiter Verstärker ($v = 1$) erzeugt bei 1 V ebenfalls $k_2 = 5\%$. Beide Verstärker werden rückwirkungsfrei in Kette geschaltet; wie groß ist der Klirrfaktor des Gesamtsystems?

Sind das: $k_2 = 10\%$, oder 7%, oder unverändert 5%?

Diese Frage lässt sich ohne ergänzende Daten gar nicht eindeutig beantworten, es fehlt eine Angabe über die Phase der Verzerrung. Tritt die quadratische Verzerrung in beiden Verstärkern gleichphasig auf, verdoppelt sich k_2; ist sie gegenphasig, löschen sich die quadratischen Verzerrungen praktisch vollständig aus. In beiden Fällen entsteht aber zusätzlich eine kubische Verzerrung $k_3 = 0{,}5\%$. Findet zwischen den beiden Verstärkern eine beliebige Phasendrehung statt, sind für k_2 alle Werte zwischen 0 und 10% möglich. Schon dieses einfache Beispiel zeigt, dass vom nichtlinearen Verhalten einer einzelnen Verstärkerstufe nur schwer auf die Verzerrung des Gesamtsystems geschlossen werden kann.

Warmgefahren, liebe Nachrichtentechniker? OK**, zweites Beispiel**: Jetzt haben beide Verstärker rein kubische Verzerrungen mit $k_3 = 5\%$. Die Kettenschaltung ergibt bei Phasengleichheit $k_3 = 10\%$, bei Gegenphase $k_3 = 0\%$. Und zusätzlich k_4. Sicher? Umblättern!

© M. Zollner 2007

Bei den rein kubischen Verzerrungen verzerrt das Gesamtsystem nicht mit k_3 = 10%, sondern mit k_3 = 12,3% (was soll's), und zusätzlich entsteht nicht k_4, sondern k_5 = 1%. Bei Gegenphase gibt's aber keine Auslöschung, sondern k_3 = 7,5%! Schon diese einfachen Beispiele zeigen, dass das Zusammenschalten nichtlinearer Systeme nur selten intuitiv verstanden wird. Röhren verzerren nun aber nicht *rein* quadratisch oder *rein* kubisch, da entstehen auch Verzerrungen höherer Ordnung, und zusätzlich durchläuft das Signal Filterstufen – das Ergebnis ist trotz der relativ simplen Schaltung eine hochkomplexe Signalverarbeitung.

Nichtlineare Schaltungsmodelle beginnen häufig mit der Vereinfachung auf Speicherfreiheit. Das untersuchte System enthält keine Signalspeicher, sein Ausgangssignal hängt nur vom momentanen Eingangssignal ab, den Zusammenhang zwischen beiden Signalen beschreibt die **Übertragungskennlinie** (nicht: Übertragungsfunktion!). Diese Übertragungskennlinie $y(x)$ ist gekrümmt (vergl. Abb. 10.1.8), aber hysteresefrei und zeitinvariant. Um den Arbeitspunkt herum lässt sich die Kennlinie in eine Potenzreihe entwickeln (Taylor/MacLaurin), was um so genauer ist, je weniger ausgesteuert wird. Anders ausgedrückt: Je weiter der Verstärker ausgesteuert wird, desto ungeeigneter ist die Potenzreihe. Verständlich: Die Begrenzer-Kennlinie hat zwei horizontale Asymptoten, das widerspricht der gegen unendlich strebenden Potenzfunktion. Da böte doch eine arctan-Funktion eine weit bessere Ausgangsposition? Allerdings eine sehr unanschauliche: Wie wird z.B. $x = \hat{x} \cdot \sin \omega t$ auf y abgebildet? $y = \arctan(\hat{x} \cdot \sin \omega t)$. Aha. Und wie hängt hier der Klirrfaktor von der Aussteuerung ab? Da müsste man den arctan in eine Reihe ... Also doch lieber gleich die Kennlinie in eine Reihe entwickeln:

$$y = a_0 + a_1 \cdot x + a_2 \cdot x^2 + a_3 \cdot x^3 + \ldots$$ Reihenentwicklung der Übertragungskennlinie

Hierbei ist a_0 der Offset, also der Gleichanteil, der in Schaltungen zumeist von einem Koppelkondensator abgetrennt wird; dieser Offset wird ignoriert. a_1 ist der Verstärkungsfaktor, bei einer Eingangsröhre z.B. –54. Jetzt kommen die Nichtlinearitäten: Nehmen wir z.B. rein quadratische Verzerrungen an, also $a_i = 0$ für $i > 2$. Sinusförmige Ansteuerung ergibt:

$$y = a_0 + a_1 \cdot \sin \omega t + a_2 \cdot (\sin \omega t)^2 = a_0 + a_1 \cdot \sin \omega t + a_2 \cdot (1 - \cos 2\omega t)/2$$

Der Gleichanteil hat sich durch die Nichtlinearität verändert, was aber wieder ignoriert wird, und eine neue Spektralkomponente entstand bei der doppelten Frequenz. Man bezeichnet das Effektivwertverhältnis $k_2 = \tilde{y}_2 / \tilde{y}$ als **quadratischen Klirrfaktor** k_2. Hierbei ist $\tilde{y}_2$ der Effektivwert der 2. Harmonischen (bei 2ω), und $\tilde{y}$ ist der Effektivwert von y. Als Beispiel sei a_1 = 1 und a_2 = 0.1, damit ergibt sich $k_2 \approx a_2 / 2a_1 = 5\%$. Wenn zwei derartige Systeme in Kette geschaltet werden, entsteht eine verkettete Abbildung $z(y(x))$:

$$z = a_0 + a_1 \cdot y + a_2 \cdot y^2 = a_0 + a_1\left(a_0 + a_1 \cdot x + a_2 \cdot x^2\right) + a_2\left(a_0 + a_1 \cdot x + a_2 \cdot x^2\right)^2$$

Setzt man hierbei wieder $x = \sin(\omega t)$, kann man die Amplituden (bzw. Effektivwerte) der einzelnen Harmonischen berechnen. Bei der zweiten Klammer fällt auf, dass der Offset (a_0) nun nicht mehr nur den Gleichanteil beeinflusst, sondern auch die erste und zweite Harmonische! Des weiteren bemerkt man, dass wegen x^4 auch eine vierte Harmonische entsteht; ihre Amplitude ist aber so gering, dass man sie vernachlässigen könnte. Aus x^2 entsteht ein Gleichanteil und die zweite Harmonische, aus x^3 entsteht die erste und dritte Harmonische, aus x^4 entsteht ein Gleichanteil und die zweite und die vierte Harmonische. Also fast schon: Alles hängt von allem ab.

© M. Zollner 2007

Zusammengefasst hängen für $a_0 = 0$ die Pegel der ersten, zweiten und dritten Harmonischen von a_1 und a_2 ab, und nur die 4. Harmonische hängt alleine von a_2 ab. Vereinfacht erhält man:

$$z = x + 2a_2 \cdot x^2 + 2a_2^2 \cdot x^3 + a_2^3 \cdot x^4; \qquad \text{für } a_0 = 0 \text{ und } a_1 = 1.$$

Vernachlässigt man Effekte höherer Ordnung, wird durch die Kettenschaltung tatsächlich der quadratische Klirrfaktor verdoppelt. Und falls man ein System mit $y = a_1 \cdot x + a_2 \cdot x^2$ ansetzt, und das andere mit $z = a_1 \cdot y - a_2 \cdot y^2$, kann man k_2 näherungsweise zu null kompensieren. Die hier getroffenen Vernachlässigungen sind zweckmäßig, sie erzeugen keine großen Fehler.

Bei rein **kubischer Verzerrung** lautet die Abbildung: $y = x + a_3 \cdot x^3$. Der Offset a_0 wurde hier zu null gesetzt, das lineare Glied vereinfachend zu eins ($a_1 = 1$). Kettenschaltung ergibt:

$$z = y + a_3 \cdot y^3 = x + a_3 \cdot x^3 + a_3 \cdot \left(x + a_3 \cdot x^3\right)^3 = x + 2a_3 \cdot x^3 + 3a_3^2 \cdot x^5 + 3a_3^3 \cdot x^7 + a_3^4 \cdot x^9$$

Wieder könnte man alle höheren Glieder vernachlässigen, und eine Verdopplung des kubischen Klirrfaktors vermuten, erste und dritte Harmonische hängen aber von allen Summanden ab. Und deren Auswirkungen sind gar nicht so gering:

$$\sin^3(\varphi) = \frac{1}{4}\left(3\sin(\varphi) - \sin(3\varphi)\right), \qquad \sin^5(\varphi) = \frac{1}{16}\left(10\sin(\varphi) - 5\sin(3\varphi) + \sin(5\varphi)\right)$$

Die Summation aller Reihenglieder bewirkt, dass der Effektivwert der 3. Harmonischen nicht nur verdoppelt wird, sondern auf das 3,7-fache anwächst. Gleichzeitig steigt aber auch der Effektivwert des Gesamtsignals um die Hälfte an, und daraus ergibt sich $k_3 = 12{,}3\%$. Invertiert man in einem System das Vorzeichen von a^3, lässt sich zwar x^3 zu null machen, die restlichen Reihenglieder liefern jedoch einen wesentlichen Beitrag zur 3. Harmonischen – ihre Amplitude wird deshalb nicht null, k_3 geht nur auf 7,5% zurück.

Noch komplizierter werden die Zusammenhänge, wenn der **Offset** (a_0) nicht zu null gemacht wird. Und wenn die Beschränkung auf rein quadratische bzw. rein kubische Verzerrungen aufgegeben wird. Also: Zwei nichtlineare Systeme in Kette, und *jedes* erzeugt quadratische *und* kubische Verzerrungen.

$$z = b_0 + b_1 \cdot y + b_2 \cdot y^2 + b_3 \cdot y^3; \qquad y = a_0 + a_1 \cdot x + a_2 \cdot x^2 + a_3 \cdot x^3$$

Nicht, dass die Berechnung unmöglich wäre: Das könnte man schon ausmultiplizieren. Würde aber nicht so viele neue Erkenntnisse bringen. Man sieht auch so, dass der Effektivwert jeder Harmonischen von vielen Koeffizienten abhängen wird. Und wenn deren Vorzeichen unterschiedlich sind, muss es auch zu Auslöschungen kommen. Aussteuerungsabhängigen Auslöschungen. Oder zumindest: Zu aussteuerungsabhängigen Minima und Maxima. Die einzelnen Klirrfaktoren werden als Funktion der Aussteuerung nicht einfach monoton ansteigen, sondern können komplizierte Kurven durchlaufen. Auch wenn die Einzelsysteme nur geradzahlige Verzerrungen erzeugen (k_2, k_4, ...), können bei der Kettenschaltung zweier solcher Systeme ungeradzahlige Verzerrungen überwiegen. Wenn man jetzt noch berücksichtigt, dass selbst einfache Gitarrenverstärker nicht nur eine, sondern vier Röhrenstufen haben, dass jede Röhre im Eingang *und* im Ausgang verzerrt, dass Klangfilter Amplituden und Phasen verändern, dann beginnt man die Komplexität eines Gitarrenverstärkers zu erahnen.

© M. Zollner 2007

Die folgenden Abbildungen stellen die Abhängigkeit individueller Klirrdämpfungen vom Eingangspegel dar. Die **Klirrdämpfung** a_{ki} berechnet sich aus dem Klirrfaktor k_{i} zu:

$$a_{ki} = 20 \cdot \lg(1/k_i)\,\mathrm{dB} \qquad \text{z.B. für:} \qquad k_2 = 5\% \;\rightarrow\; a_{k2} = 26\,\mathrm{dB}\,.$$

Alle Messungen erfolgten an einer normal beheizten ECC 83, der Eigenklirrfaktor des Analysators war vernachlässigbar (k < 0,001%, CORTEX CF-100). Die Kathode der Röhre war über 1,5 kΩ // 25 µF mit Masse verbunden (Abb. 10.1.1), die Anode über 100 kΩ mit U_{B}, und außerdem war die Anode (zur Nachbildung der Last) über eine 0,33-µF-100-kΩ-Reihenschaltung mit Masse verbunden. Der niederohmige Generator (CORTEX CF-90) war über den Gittervorwiderstand R_{g} mit dem Gitter verbunden. Bei der einen Messreihe betrug R_{g} = 33 kΩ, das entspricht einem klassischen Röhrenverstärker, der niederohmig angesteuert wird. Bei der anderen Messreihe war R_{g} = 133 kΩ, das entspricht einem zusätzlichen Quellwiderstand von 100 kΩ, wie er beim passiven Gitarrentonabnehmer im Bereich der Resonanzfrequenz auftreten kann (vergl. Abb. 10.1.10). Die Betriebsspannung U_{B} betrug 200 V bzw. 250 V, das sind für Eingangsstufen typische Werte (**Abb. 10.1.12**).

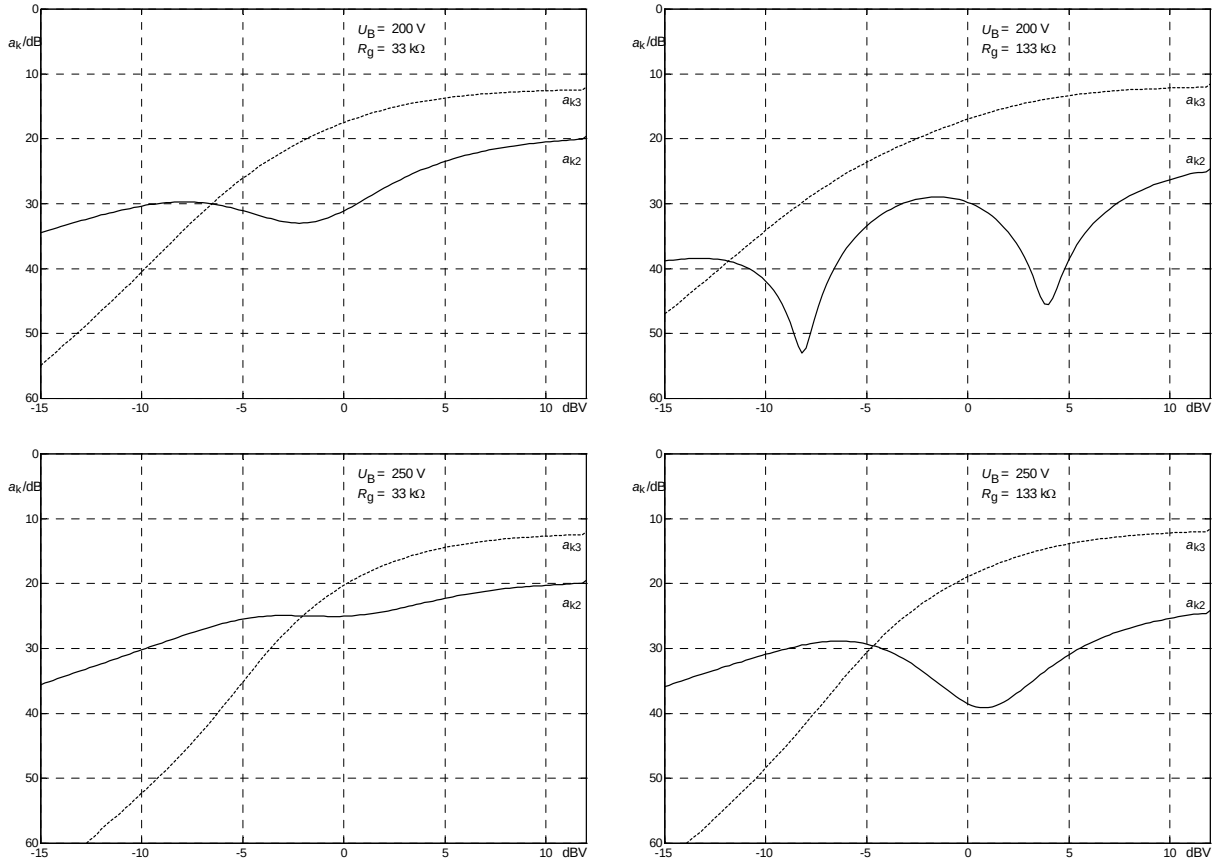


Abb. 10.1.12: Klirrdämpfungen als Funktion des Generatorpegels, R_{g} und U_{B} variiert. 0dBV ≙ $1\mathrm{V}_{\mathrm{eff}}$.

Während der a_{k3}–Kurvenverlauf seine Form behält und im Wesentlichen "nur" verschoben wird, ändern sich bei den quadratischen Verzerrungen die Maxima und Minima deutlich. *Und wie klingt das nun?* wäre eine naheliegende Frage, indes: Keiner hört die Anodenspannung der Vorstufenröhre ab – deshalb ist der *Klang* dieses Signals auch unwichtig. Wie sich die o.a. Unterschiede auf die Lautsprecherspannung auswirken, wäre wichtig, erfordert aber eine Vielzahl weiterer Parameter, und sprengt deshalb den hier festgelegten Rahmen. Leider.

© M. Zollner 2007

Eine weitere Frage betrifft die **Röhre**: RCA, Tungsram, Telefunken, chinesisch, russisch, NOS, wenig/viel gespielt, und was es da an Unterschieden geben mag. Einfache Antwort: Aus der Schachtel, die seit ca. 1965 im Keller steht, und in der Zwischenzeit mehrfach Nachschub zugeführt bekam. Eine ECC83 kostete 1965 in Deutschland DM 7,50, heute wird sie für 6 € angeboten. Oder für 25 €, oder auch noch teurer. Keine Frage: Röhren gleichen Typs können sich deutlich unterscheiden, allein die Aufschrift "ECC83" garantiert noch keinen speziellen Klang. Eine vom Versandhandel durchgeführte Selektion *kann* hilfreich sein, *muss* aber nicht. Teure Röhren müssen nicht grundsätzlich besser sein als billige, und insbesondere garantiert "NOS" (liegt seit 50 Jahren ungebraucht im Regal) keinen Supersound.

In **Abb. 10.1.13** sind Unterschiede dargestellt, wie sie beim Röhrenwechsel zutage treten (alle Messungen: ECC83). Einfach die eine Röhre ausgesteckt, und statt ihrer die andere eingesteckt. Die Hersteller werden hier absichtlich nicht genannt, weil ja keine repräsentative Stichprobe vorliegt. Ob eine alte 80-$-NOS-Röhre ähnliche oder gänzlich andere Kurven liefert, wurde nicht untersucht – sie hätte angesichts ihrer Messkurven ja den finalen Schock bekommen können. Und, ganz im Vertrauen: Da geht's dem Analytiker wie den Galilei-Kollegen, die sich weigerten, durchs Fernrohr auf die Jupiter-Monde zu blicken: Man will's eigentlich auch gar nicht wissen.

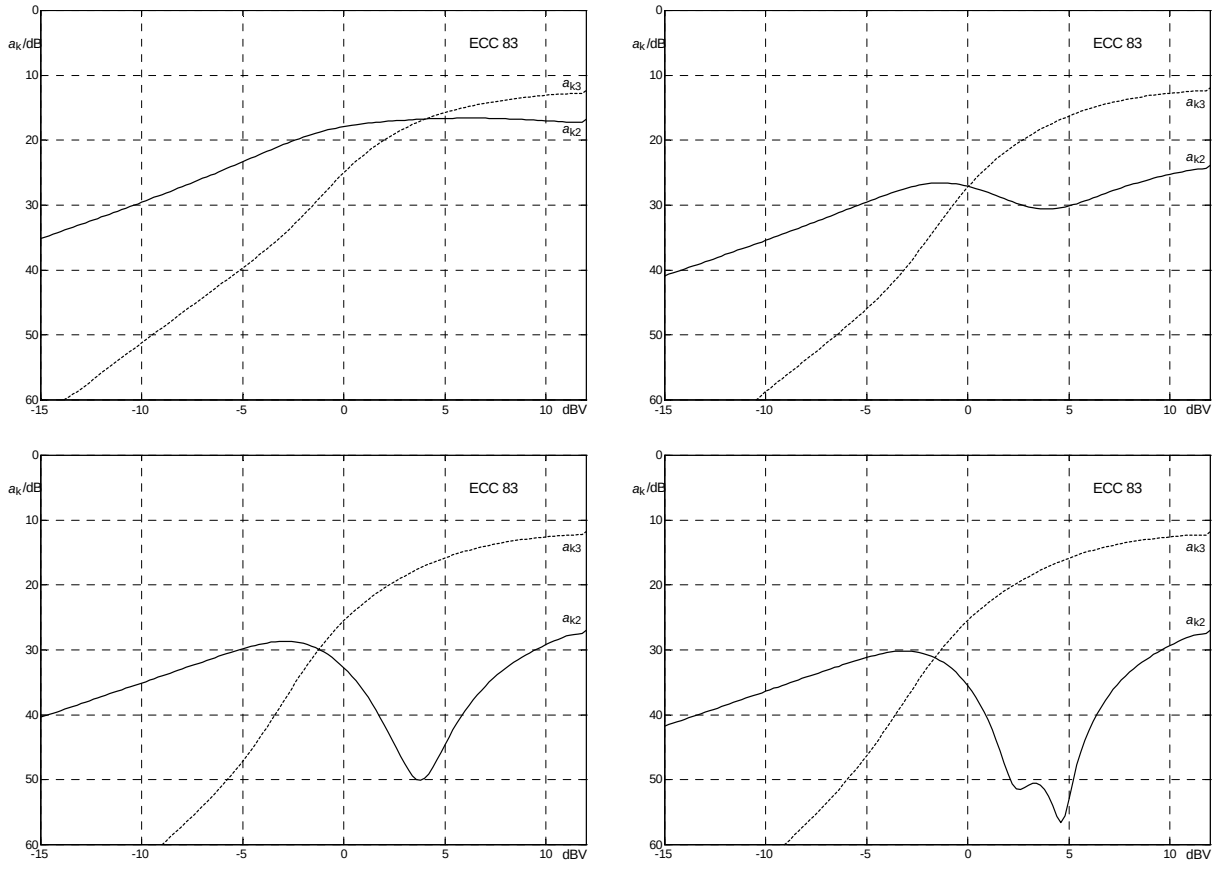


Abb. 10.1.13: Klirrdämpfungs-Unterschiede, durch Röhrenwechsel hervorgerufen. U_B = 250V, R_g = 33kΩ.

Halten wir fest: Schon bei einer Eingangsspannung von 300 mV_{eff} kann in der Eingangsstufe eines Gitarrenverstärkers ein Klirrfaktor von 3% auftreten. Für kleine Einganssspannungen dominieren quadratischen Verzerrungen, ab 0,25...1 V überwiegen kubische Verzerrungen, die Grenze zwischen diesen beiden Verzerrungstypen hängt vom Gitter-Vorwiderstand, von der Betriebsspannung und von der verwendeten ECC 83 ab. Diese Verzerrungen sind nicht grundsätzlich unerwünscht, sondern für Röhrenverstärker dieser Bauart typisch.

© M. Zollner 2007

Als Verstärkerparameter wurden bisher der Gitter-Vorwiderstand, die Betriebsspannung und die Röhre variiert. Verändert man die **Betriebsspannung**, so ändern sich: Der Anodenstrom, die Anodenspannung, und die Gitter/Kathoden-Spannung. Natürlich ändern sich noch mehr Parameter, aber zunächst werden diese drei betrachtet. Als Beispiel: Vergrößern der Betriebs-Spannung von 200 V auf 250 V lässt die Anodenspannung von 131 V auf 165 V anwachsen, und verringert U_{gk} von –0,97 V auf –1,23 V. Eine andere Methode, den Anodenstrom zu verändern, ist die "Kathodenklemme": Hierbei wird mit einem externen Netzteil die Kathodenspannung eingeprägt, d.h. konstant gehalten. Man könnte meinen, dass sich diese wegen des parallel liegenden Kondensators sowieso nicht ändern kann. Kann sie schon: Ein quadratisch verzerrter Sinus erzeugt auch eine Gleichstromkomponente (f = 0), und die verschiebt den Arbeitspunkt. Die folgenden Bilder zeigen die Auswirkungen einer relativ kleinen Änderung der Gitter/Kathodenspannung auf die Verzerrungen (**Abb. 10.1.14**):

Abb. 10.1.14: Klirrdämpfungen in Abhängigkeit vom Eingangspegel bei veränderter Gitter/Kathoden-Spannung.
Diese Abbildungen bleiben der Druckversion vorbehalten

Diese Bilder zeigen sehr deutlich, dass auch scheinbar geringfügige Arbeitspunktverschiebungen starke Auswirkungen auf die nichtlinearen Verzerrungen haben. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurden keine Klirrdämpfungen höherer Ordnung eingezeichnet, deshalb ohne Bilddokumentation: Sie ändern sich ähnlich stark. Der Arbeitspunkt einer Röhre ist keinesfalls fest, sondern driftet während des Gitarrenspiels. Eine Ursache hierfür sind die schon genannten Nichtlinearitäten, ein weiterer Grund liegt in der zeitvarianten Betriebsspannung: Sie hängt vom Anodenstrom der Leistungs-Endstufe und vom Innenwiderstand des Netzteils ab, und ändert sich in Abhängigkeit von der abgegebenen Ausgangsleistung (siehe Kap. 10.1.6). Bei dem untersuchten "Fender Deluxe" immerhin zwischen 210 und 247 V.

© M. Zollner 2007

Was ist nun das Besondere des Röhrenverstärkers im Vergleich zu anderen Verstärkern? Mit Blick auf die Vorstufe findet man vor allem beim nichtlinearen Verhalten Unterschiede. Dass auch noch Kompressionseffekte und lineare Filterungen stattfinden, wird weiter unten erläutert. Eine moderne Alternative zur Röhre scheint der **Operationsverstärker** (OP) zu sein. Sein Übertragungsbereich kann bis über 1 MHz reichen, und sein Klirrfaktor lässt sich bis auf 0,001% reduzieren. Alles Eigenschaften, die ein Gitarrenverstärker aber nicht haben darf! Ein OP kann nur dann eine Alternative darstellen, wenn in Zusatzschaltungen das nichtlineare Verhalten der Röhre nachgebildet wird. Was gar nicht ganz trivial ist, wie die vorhergehenden Absätze zeigen konnten. In **Abb. 10.1.15** ist das aussteuerungsabhängige Anwachsen der Verzerrungen beim idealen OP im Vergleich zur Röhre dargestellt. Die harte Amplitudenbegrenzung ("Clipping") führt zu einem röhrenuntypischen, steilen Verzerrungsanstieg.

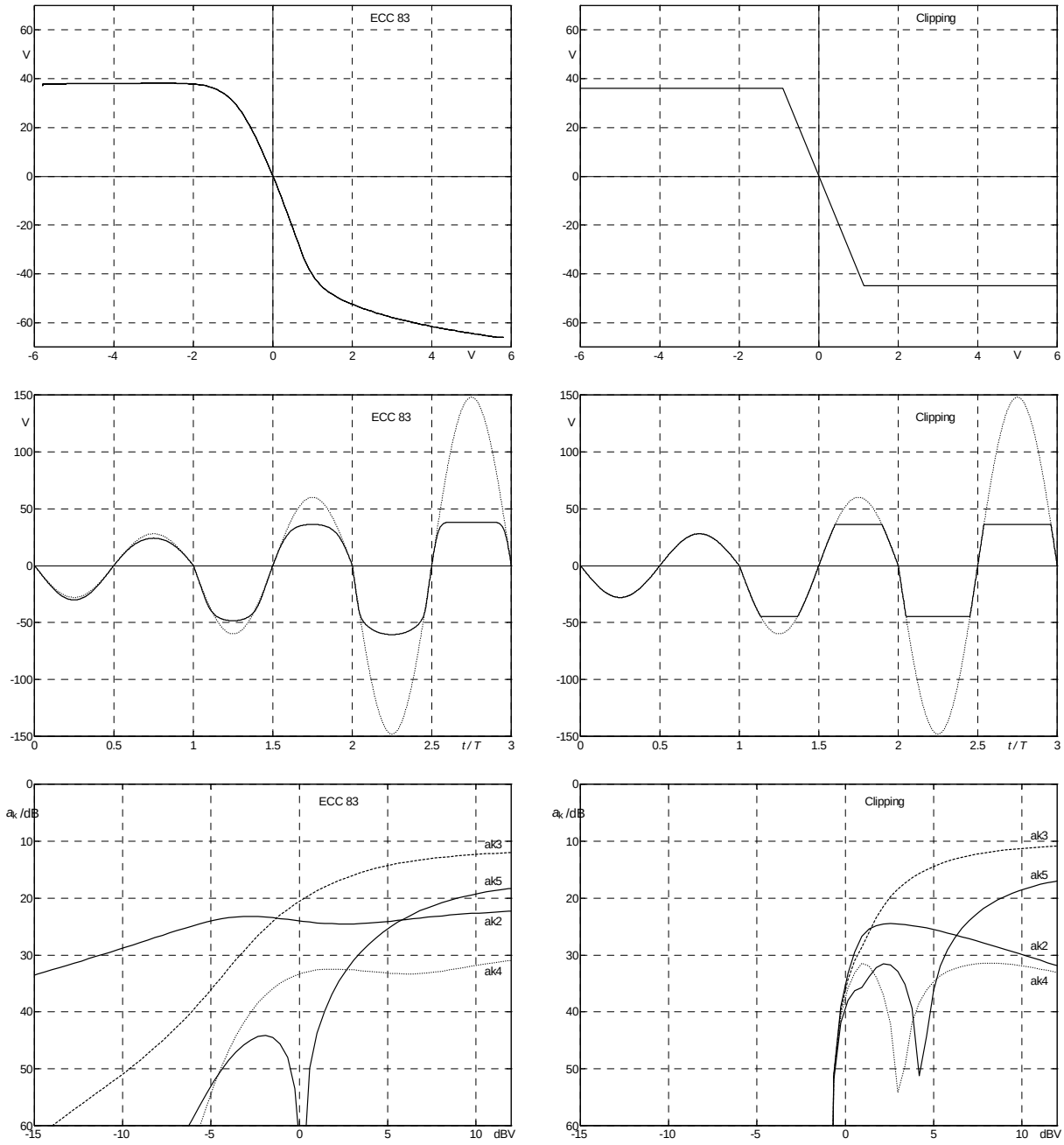


Abb. 10.1.15: Verzerrungen bei röhrentypischen Begrenzungen (links) und bei hartem OP-Clipping (rechts). Die Bezeichnung "idealer OP" bedeutet übrigens nicht, dass dieser OP für Gitarrenverstärker ideal wäre.
NB: Der OP-Offset war so eingestellt, dass röhrenähnliche Unsymmetrie entstand.

© M. Zollner 2007

Einen deutlich flacheren Verzerrungsanstieg erhält man, wenn die Signal-Begrenzung nicht mit einem OP, sondern mit zwei antiparallelen Siliziumdioden (1N4148) realisiert wird (**Abb. 10.1.16**). Wären die beiden gemessenen Dioden völlig gleich, würden sich nur ungeradzahlige Verzerrungsordnungen ergeben; wegen produktionstechnischer Unterschiede sind in diesem Beispiel auch geradzahlige Verzerrungen zu erkennen. Die kubischen Verzerrungen dieser Diodenschaltung zeigen schon große Ähnlichkeit mit der in Abb. 10.1.15 gemessenen Triodenschaltung, deren quadratische Verzerrungen werden aber noch nicht reproduziert. Besonders schwierig ist es allerdings nicht, aus einer Kombination mehrerer Silizium- und Germaniumdioden einen nichtlinearen Zweipol zu entwerfen, dessen Klirrverhalten ähnlich dem einer Röhre klingt. Die exakte Reproduktion der Röhrenverzerrungen ist hierfür gar nicht erforderlich, eine ungefähre Nachbildung reicht schon aus.

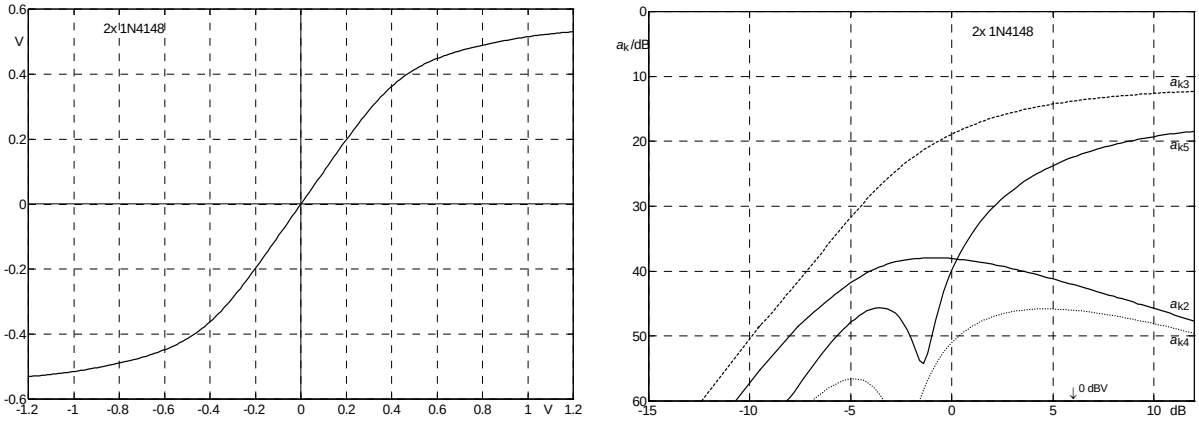


Abb. 10.1.16: Begrenzung durch zwei antiparallele Siliziumdioden (1N4148) mit 20 kΩ Vorwiderstand. Der Pegelbezug der Abszisse des rechten Bildes ist so gewählt, dass die Darstellung zu Abb. 10.1.15 passt.

Nicht nur die Klirrdämpfungen unterscheiden sich bei Röhre und OP, auch die **Kompression** ist unterschiedlich (**Abb. 10.1.17**). Groß sind die Unterschiede allerdings nicht, die Tendenz ist aber die gleiche wie beim sog. "Sagging", einer vom Netzteil verursachten Modulation (Kap. 10.1.6): Der Röhrenverstärker verleiht dem Gitarrenton beim Anschlag das kleine Quäntchen mehr Leistung, das über die Durchsetzungsfähigkeit gegenüber konkurrierenden Instrumenten entscheiden kann. Dass Röhrenverstärker bei gleicher Nennleistung lauter sein können als Transistorverstärker, liegt vor allem am höheren Ausgangswiderstand, zum Teil aber auch an der etwas schwächeren Kompression (= größeren Dynamik). Die natürlich nicht nur von der Vorstufenröhre, sondern von der Gesamtschaltung bestimmt wird.

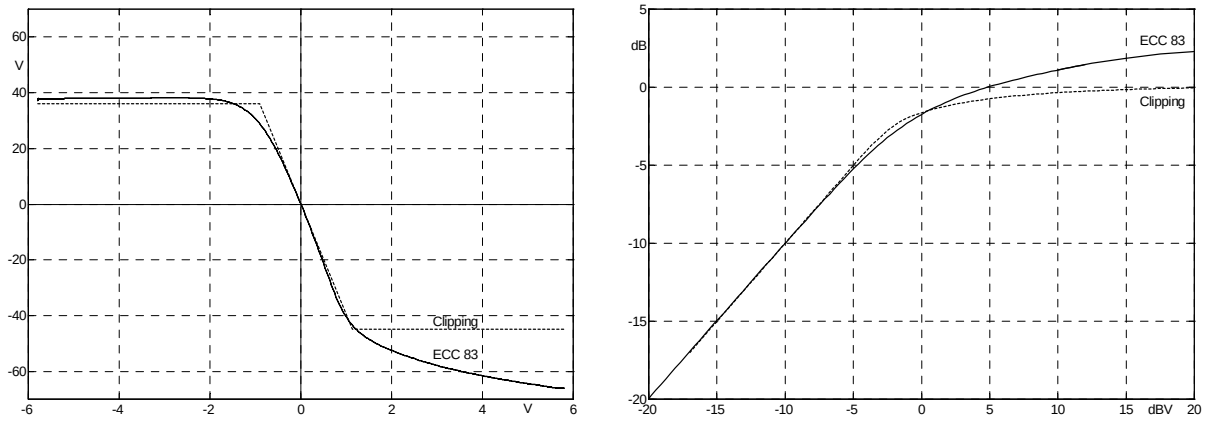


Abb. 10.1.17: Begrenzung des Signals durch Röhre bzw. durch idealen OP. Gleiche Kleinsignalverstärkung.

© M. Zollner 2007

Der Leistungsabgabe ist ein später folgendes Kapitel gewidmet, ein grundsätzlicher Aspekt der Zusammenschaltung nichtlinearer Systeme soll an dieser Stelle kurz vorgestellt werden: Die von den einzelnen Systemen verursachten Abbildungen sind im Allgemeinen nicht **kommutativ**, d.h. ihre Reihenfolge ist nicht vertauschbar. Aus diesem Grund kann ein aus mehreren linearen und nichtlinearer Systemen bestehender Verstärker nicht durch eine einzige nichtlineare Stufe und eine einzige Filterstufe ersetzt werden. Wobei besonders zu berücksichtigen ist, dass der Koppelkondensator, der die Signale von der Anode auskoppelt, schon so ein beachtenswertes Filtersystem darstellt – selbst wenn die Grenzfrequenz dieses Hochpasses sehr niedrig liegt.

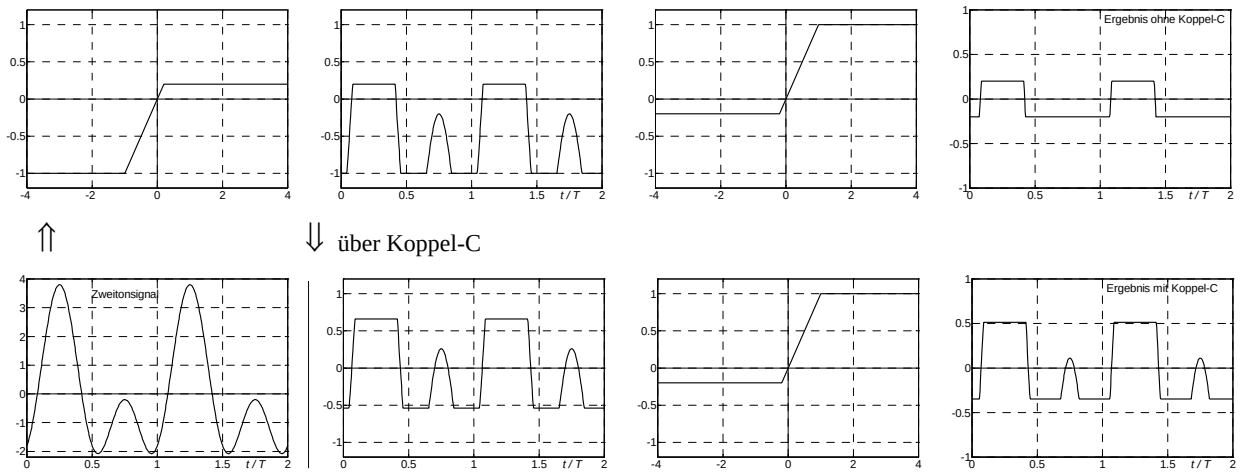


Abb. 10.1.18: Aufeinanderfolgende Halbwellen-Begrenzung; oben: ohne Koppel-C, unten: mit Koppel-C.

Abb. 10.1.18 zeigt ein Beispiel: Ein Zweitonsignal durchläuft zuerst eine Stufe, die positive Halbwellen begrenzt, und danach eine zweite Stufe, die negative Halbwellen begrenzt. Wenn diese beiden Stufen direkt aufeinander folgen, bewirken sie eine zweiseitige Signalbegrenzung, wie im rechten Bild der oberen Reihe dargestellt. Liegt aber ein **Koppel-Kondensator** zwischen diesen beiden Begrenzerstufen, der den Gleichanteil abtrennt, entsteht ein ganz anderes Signal (Bild rechts unten). Würde man diesen Koppelkondensator *vor* die erste Begrenzerstufe schalten, er hätte keine Wirkung, weil das Zweitonsignal schon gleichanteilsfrei ist. Ebenso wäre er *nach* den beiden Begrenzerstufen wirkungslos. Dazwischengeschaltet verändert er aber das Signal, selbst wenn seine Hochpassgrenzfrequenz weit unterhalb der Frequenzen des Zweitonsignals liegt. Auf den Gitarrenverstärker übertragen: Weil die Anodenspannung auch ohne Ansteuerung 150 – 200V beträgt, muss das bei Ansteuerung entstehende Wechselsignal über einen Koppelkondensator abgetrennt werden. Zusammen mit dem darauf folgenden Eingangswiderstand bildet dieser Koppelkondensator einen **Hochpass**, dessen Grenzfrequenz in vielen Schaltungen so tief liegt, dass er scheinbar keine Wirkung hat. Z.B. findet man in dem auch von Gitarristen hochgelobten Fender Bassman (50nF/1MΩ) f_g = 3Hz, das liegt weit unterhalb üblicher Gitarrenfrequenzen. Abb. 10.1.18 zeigt aber, dass der Koppel-Kondensator auch bei sehr tiefer Grenzfrequenz wirkt: Durch die Nichtlinearität entstehen nämlich extrem tiefe Frequenzen (0 Hz, wenn man lange genug wartet...), und die trennt der Hochpass ab. Für sich betrachtet wären diese extrem tiefen Frequenzen zwar unhörbar, sie bestimmen aber die Lage des Arbeitspunktes, und damit die Verzerrungen der nachfolgenden Stufe. Der genaue Wert der Grenzfrequenz, oder besser, sein Kehrwert, hat auch eine Bedeutung: Er entscheidet darüber, wie schnell Ausgleichsvorgänge ablaufen (Kap. 10.1.6). Dieses Beispiel zeigt sehr deutlich, dass Entwurfsregeln, die für den linearen Betrieb gelten, bei Übersteuerung ihre Bedeutung verlieren können.

© M. Zollner 2007

Im zweiten Beispiel (**Abb. 10.1.19**) wird ein Schwebungssignal zuerst an einer Röhren-Kennlinie verzerrt, und danach hart begrenzt. Die Ordinatenskalierung ist in allen Bildern so gewählt, dass im Kleinsignalbetrieb gleiche Amplituden entstehen. Bei derart starkem Clipping könnte man vermuten, dass die vorangehende "weiche" Röhrenverzerrung keine Auswirkungen hat, weil ja anschließend sowieso begrenzt wird. Diese Vermutung ist zutreffend, wenn kein Koppelkondensator vorhanden ist. Fügt man aber zwischen die beiden Verzerrerstufen einen Koppel-C ein, verändert sich das Signal insbesondere tieffrequent und im Bereich um die Summenfrequenz (in diesem Beispiel um die 31. Harmonische).

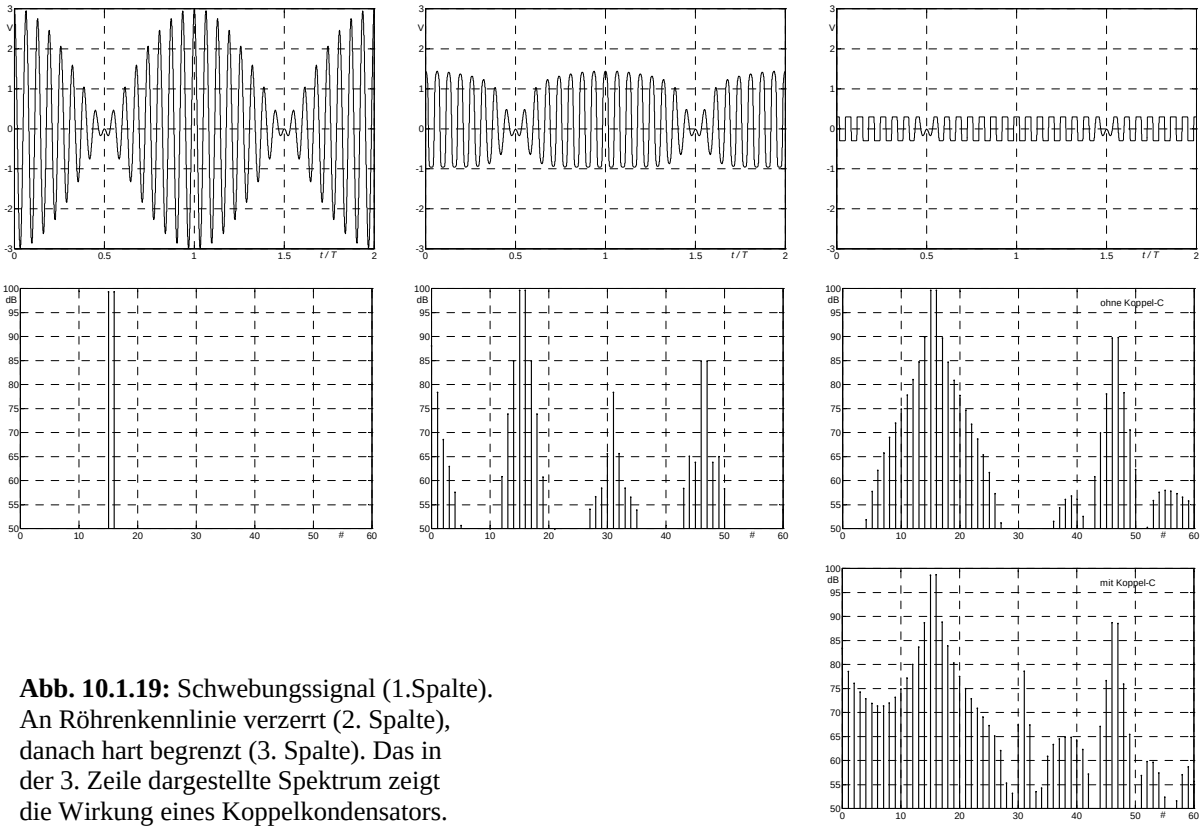


Abb. 10.1.19: Schwebungssignal (1.Spalte). An Röhrenkennlinie verzerrt (2. Spalte), danach hart begrenzt (3. Spalte). Das in der 3. Zeile dargestellte Spektrum zeigt die Wirkung eines Koppelkondensators.

Zum Abschluss sollen noch die "runden" Röhrenverzerrungen dem typischen OP-Clipping gegenübergestellt werden, das ja – glaubt man der Literatur – der Grund für den 'harschen' Transistorsound ist. Im Gegensatz zum weichen Röhrensound. Gewiss, da sind Unterschiede im Spektrum (**Abb. 10.1.20**), da findet man aber auch Ähnlichkeiten. Der visuelle Eindruck (ein runder Kurvenverlauf muss auch runder klingen) sollte indes nicht überbewertet werden; Röhren- und Transistorverstärker unterscheiden sich in mehr als nur der Signalverrundung. Erst die Zusammenschaltung mehrerer Systeme macht den Verstärker. Bzw. den Sound.

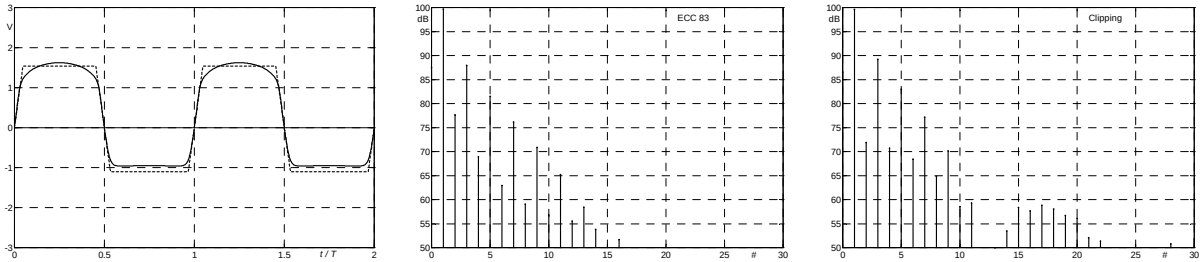


Abb. 10.1.20: Röhrenverzerrungen (ECC 83) im Vergleich zum harten OP-Clipping, sinusförmige Aussteuerung. Verzerrungspegel unter 60dB entsprechen in diesem Beispiel einem Klirrfaktor < 1%.

© M. Zollner 2007

Besondere Beachtung müssen Slewrate-Begrenzungen erfahren, da derartige Nichtlinearitäten in Röhrenverstärkern nicht auftreten. Die **Slewrate** *SR* ist die Änderungsgeschwindigkeit des Signals, d.h. der Differentialquotient *dU*/*dt*, angegeben zumeist in V/µs. Beim Sinussignal entsteht die maximale Slewrate im Nulldurchgang: $SR = 2\pi f \cdot \hat{u}$. Eine Spannungsamplitude von 13V (typische maximale OP-Amplitude) ergibt bei f = 12 kHz gerade 1 V/µs Slewrate. Ist die maximale Slewrate, die der Verstärker verarbeiten kann, geringer als die Signal-Slewrate, entstehen nichtlineare Verzerrungen. Im Gegensatz zu einem Tiefpass, dessen (lineare!) Abbildung alternativ zur Grenzfrequenz mit einer Zeitkonstante spezifiziert werden kann (z.B. τ = 20 µs), ist eine Slewrate-Begrenzung eine nichtlineare Abbildung, die das übertragene Signal vor allem in der Nähe des Nulldurchgangs verändert (**Abb. 10.1.21**).

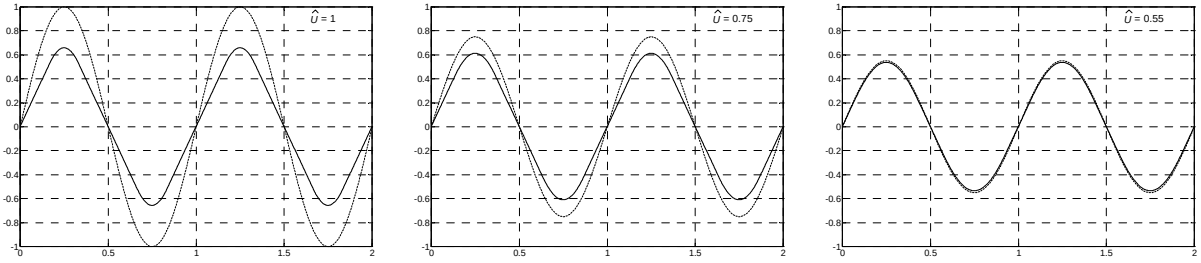


Abb. 10.1.21: Sinus unterschiedlicher Amplitude (----), nichtlinear mit Slewrate-Begrenzung abgebildet (——).

Die Slewrate kann prinzipiell für ansteigende Signale auf einen anderen Wert begrenzt sein als für abfallende, bei den meisten Operationsverstärkern sind beide Grenzwerte aber nahezu gleich, z.B. beim (veralteten) LM-741: SR_{max} = 0,5 V/µs, oder beim TL-071: SR_{max} = 13 V/µs. Bei SR_{max} = 0,5 V/µs ist die maximale Frequenz für verzerrungsfreien, vollausgesteuerten Sinus nur 6 kHz. Man könnte vermuten, das müsse reichen, denn auf höchstens diesen Wert begrenzen die meisten Magnettonabnehmer das Spektrum, dabei übersieht man aber die Möglichkeit der Übersteuerung: Übersteuert dieser 6-kHz-Ton den OP um das Zehnfache, ist auch seine Slewrate zehnmal so groß, also 5 V/µs. Und dass Slewrate-Begrenzung und Clipping zweierlei Nichtlinearitäten sind, zeigt **Abb. 10.1.22**: Beim Clipping werden zu große Beträge begrenzt, bei Slewrate-Begrenzung wird der Betrag der Steigung begrenzt. Wenn in einer Stufe beide Verzerrungsarten auftreten, ist die Reihenfolge zu beachten: Die beiden Abbildungen sind nicht kommutativ!

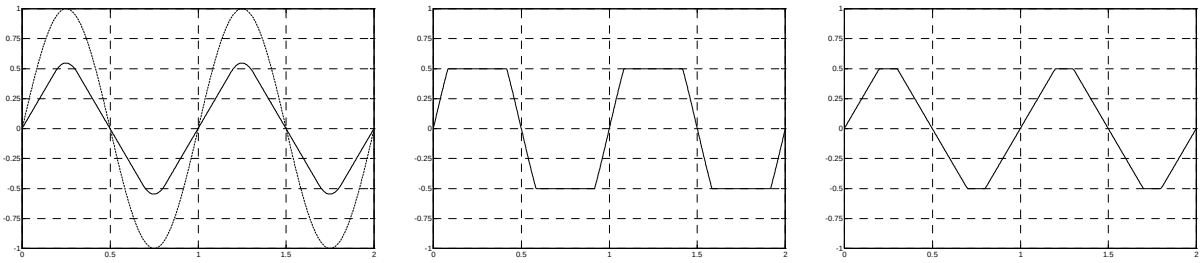


Abb. 10.1.22: Sinussignal (----), Slewrate-Begrenzung (—— linkes Bild). Sinus mit Clipping (mittleres Bild). Sinus mit Slewrate-Begrenzung und darauffolgendem Clipping (rechtes Bild).

Dass beim OP Slewrate-Begrenzung auftritt, und bei der Röhre (in dieser Form) nicht, liegt am Schaltungsprinzip: Im OP erzeugen mehrere aufeinanderfolgende Stufen eine sehr hohe Verstärkung (z.B. 100.000), die durch Gegenkopplung auf z.B. 50 verringert wird. In der Röhre entsteht dieselbe Verstärkung in *einer* Stufe, ohne bzw. mit nur wenig Gegenkopplung. Die hohe Verstärkung des OP erzwingt einen weiteren Unterschied: Damit die Schleife stabil bleibt, ist im Vorwärtszweig ein Tiefpass mit z.B. 100 Hz Grenzfrequenz erforderlich.

© M. Zollner 2007

Ein typischer OP kann modellmäßig durch die in **Abb. 10.1.23** dargestellten Blöcke ersetzt werden: Auf einen Vergleicher (Subtrahierer) folgt ein erster Verstärker, ein Begrenzer, ein Tiefpass erster Ordnung (z.B. f_g = 100 Hz), ein zweiter Verstärker, eine zweite Begrenzung, und ein Rückführungszweig (Gegenkopplungszweig). Beispielsweise beträgt die Gleichspannungsverstärkung 100.000; ab 100 Hz nimmt die Spannungsverstärkung mit 1/*f* ab, um dann bei 10 MHz, der sog. Transitfrequenz, den Wert 1 zu erreichen.

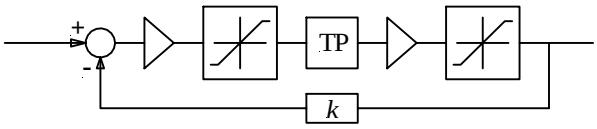


Abb. 10.1.23: Blockschaltbild eines typischen Operationsverstärkers mit Gegenkopplung.

Im Verstärker kann an *zwei* Stellen Begrenzung auftreten, was nach außen aber unterschiedlich wirkt: Begrenzungen, die in der Ausgangsstufe auftreten, erzeugen Clipping, Begrenzungen, die vor dem Tiefpass entstehen, sind Slewrate-Begrenzungen. Näherungsweise kann man sich anstelle des Tiefpasses einen Integrator vorstellen, dann hat man ein leicht verständliches Modell für eine Anstiegsbegrenzung. Wird der Verstärker tieffrequent angesteuert, begrenzt zuerst die Ausgangsstufe, es entsteht Clipping. Bei hochfrequenter Ansteuerung begrenzt zuerst die Stufe vor dem Tiefpass, es entsteht Slewrate-Begrenzung.

Interessant wird sie Sache bei einem Tongemisch, z.B. bei einem Zweitonsignal, das aus der ersten und zweiten Harmonischen zusammengesetzt ist (**Abb. 10.1.24**). Das Signal hat betragsmäßig denselben positiven und negativen Spitzenwert, und würde an einer punktsymmetrischen Begrenzerkennlinie symmetrisch begrenzt werden. Da aber die Nulldurchgänge betragsmäßig unterschiedliche Steigungen haben, wirkt sich auch die Slewrate-Begrenzung auf die beiden Halbwellen unterschiedlich stark aus, mit dem Ergebnis, dass das Signal "wegläuft", d.h. sich von der Nulllinie entfernt und unsymmetrisch wird. Beim OP würde hier sofort die Gegenkopplung einsetzen (niederfrequent ist die Schleifenverstärkung ja sehr groß), es entstünde eine entgegenwirkende Offsetspannung, und schon ist das slewrate-begrenzte Signal nicht mehr gleichspannungsfrei, sondern ins Negative verschoben (mittleres Bild). Kommt jetzt noch Clipping dazu, wird vor allem die negative Halbwelle begrenzt – obwohl das Zweitonsignal doch achsensymmetrisch ist. Nicht uninteressant ist auch das zweite Signal, eine Überlagerung aus 1. und 3. Harmonischer (rechtes Bild): Durch die Slewrate-Begrenzung wird das Signal nicht nur verkleinert, sondern nichtlinear verzerrt; es bleiben aber – im Gegensatz zum Clipping – die Dellen bei den Extremwerten erhalten. Diese Beispiele zeigen bereits, dass die bei OP-Schaltungen auftretenden Slewrate-Verzerrungen eine ganz andere Wirkung erzeugen als das häufig für Verzerrungen alleinig verantwortlich gemachte Clipping. Beim typischen OP-Verstärker treten Slewrate-Verzerrungen aber nicht alleine auf, sondern immer zusammen mit Clipping,

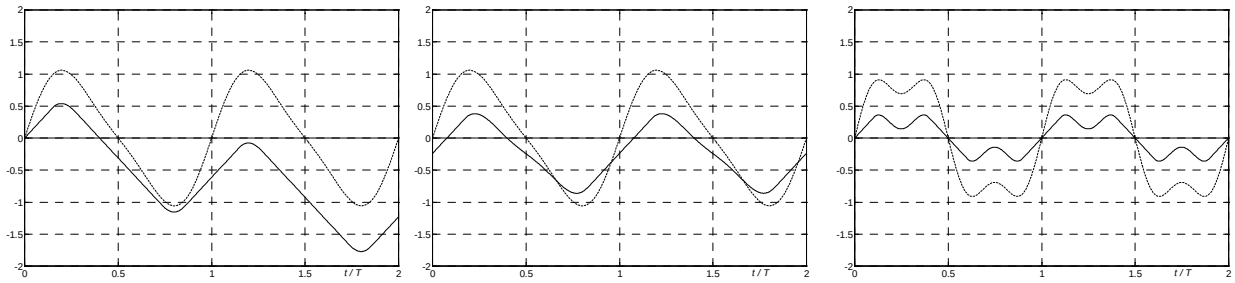


Abb. 10.1.24: Slewrate-Begrenzung: Links und Mitte: 1. und 2. Harmonische. Rechts: 1. und 3. Harmonische. Zweitonsignal (----), slewrate-begrenztes Signal (——).

© M. Zollner 2007

Die von einem OP maximal verarbeitbare Slewrate kann – ja nach Typ – sehr unterschiedlich sein: Ganz schlecht war diesbezüglich der **µA 709**, einer der ersten universell einsetzbaren Operationsverstärker. Seine maximale Slewrate war mit 0,25 V/µs so gering, dass er nur bis höchstens 3 kHz voll ausgesteuert werden durfte. Da zur Zeit seiner Markteinführung (1966) Klirrfaktormessungen meistens bei 1 kHz durchgeführt wurden, blieben Slewrate-Verzerrungen oft unentdeckt. Der zwei Jahre später eingeführte **µA 741** konnte die doppelte Slewrate verarbeiten, das reichte aber immer noch nicht: Zehnfache Übersteuerung mit einem 3-kHz-Signal erfordert 2,5 V/µs. Erst spätere Operationsverstärker wie z.B. der **TL 071** stoßen mit 13 V/µs in schnellere Regionen vor. Wie groß ist eigentlich die typische Slewrate einer Magnettonabnehmer-Spannung? Das hängt natürlich von vielen Parametern ab, in Abb. 10.1.5 werden beispielsweise 0,06 V/µs erreicht. Leitet man dieses Signal auf die Eingangsstufe eines **Music-Man**[♣] Gitarrenverstärkers, wird es im ersten OP auf das zwanzigfache verstärkt. Um Slewrate-Begrenzung zu vermeiden, müsste der OP in diesem Beispiel 1,2 V/µs verarbeiten können, der bei einigen Music-Man-Verstärkern verwendete LM 1458 kann aber maximal 0,5 V/µs unverzerrt verarbeiten (genauso wie der alternativ eingesetzte LM 307H). Nicht alle Music-Man-Verstärker haben in der Eingangsstufe den langsamen LM 1458 (bzw. den LM 307H). Einige verwenden im Eingang den schnellen TL 071 (13 V/µs), schicken dann aber das verstärkte Signal in der dritten Verstärkerstufe durch einen LM 1458. Und damit nicht genug: Beim Eingangs-OP kann mit einem "Bright-Schalter" die Verstärkung im Höhenbereich von 20 auf 120 angehoben werden, womit die Slewrate im obigen Beispiel nochmals versechsfacht wird. Die hierdurch entstehenden Verzerrungen sind deshalb röhrenuntypisch. Dass der Music-Man vor dem Lautsprecher eine Röhrenendstufe sitzen hat, garantiert somit noch nicht denselben Sound wie ein sog. "Vollröhren-Verstärker", der im Signalzweig keine Halbleiter verwendet.

Natürlich sind Röhren auch nicht unendlich schnell, bei ihnen wird die Anstiegsgeschwindigkeit aber in den meisten Fällen schon im Gitterkreis durch einen Tiefpass begrenzt. Zwar ist dieser Tiefpass nichtlinear, denn seine (Miller-) Kapazität hängt von der Spannungsverstärkung der Röhre ab, diese Nichtlinearität wirkt aber ganz anders als eine Slewrate-Begrenzung.

In der nachfolgenden Tabelle sind Slewrate-Werte einiger Operationsverstärker angegeben. Je nach Hersteller differieren die Werte etwas, für den LF 356 findet man z.B. sowohl 10 V/µs, als auch 13 V/µs. Vorausgehende Buchstaben können auf den Hersteller hinweisen (LM 741 bzw. SG 741 bzw. µA 741), nachfolgende Buchstaben spezifizieren Gehäuseformen, oder Temperaturbereiche, oder Verstärker mit selektierten Daten (z.B. LM 307 bzw. LM 307H). Diese ergänzenden Buchstaben sind allerdings nicht einheitlich, sondern herstellerspezifisch. Bei einigen Typen kann die Leerlaufverstärkung und damit die Slewrate durch Beschaltung mit einem externen Kondensator verändert werden (sog. Kompensation, z.B. LM 301A).

35 V/µs: HA 5147, OPA 404,
13 V/µs: TL 071, LF 351, LF 353, LF 356,
10 V/µs: LM 302, LM 301A (unkompensiert),
6 V/µs: NE 5534, LF 355,
0,5 V/µs: LM 107, LM 207, LM 307, LM 741, µA 748, RC 1458, RM 1558,
0,2 V/µs: OP 07,
0,1 V/µs: LM 108, LM 208, LM 308 (jeweils kompensiert),

Tabelle: Slewrate einiger ausgewählter Operationsverstärker (Richtwerte).

♣ Verstärker und Instrumente, 1972 von Leo Fender (+Tom Walker) gegründet, 1980 an Ernie Ball verkauft.

© M. Zollner 2007

10.1.5 Grenzfrequenzen

Die Grenzfrequenzen des E-Gitarrenspektrums liegen bei ca. 82 Hz und ca. 5 kHz; mehr muss auch ein Gitarrenverstärker nicht übertragen können. Eine oft gehörte, und gar nicht einmal ganz falsche Meinung. Die tiefe E-Saite schwingt, leer gespielt, mit 82,4 Hz Grundfrequenz, und nach oben hin wird das Spektrum durch die Tonabnehmerresonanz begrenzt, die häufig zwischen 2 und 5 kHz liegt. Aber: Gitarrenbandbreite und Verstärkerbandbreite sind zwei verschiedene Größen. Dass die Gitarre zeitbegrenzte Töne erzeugt, und ihr Spektrum deshalb unter 82 Hz gar nicht zu null werden kann, muss in einer Modellbetrachtung nicht im ersten Schritt exakt nachgebildet werden; dass der nichtlinear verzerrende Verstärker aber Differenztöne produziert, die weit unter 82 Hz liegen können, bedarf eingehender Betrachtung. Bei einem mit Operationsverstärkern (OP) bestückten Verstärker könnte man den Ausgang jeder Verstärkerstufe galvanisch mit dem Eingang der folgenden Stufe koppeln, also beliebig tiefe Frequenzen übertragen (0 Hz, wenn man lange genug wartet). Dies wird in der Studiotechnik gelegentlich als das Ideal angesehen, weil tieffrequent weder Phasen- noch Amplitudenfehler entstehen. Aber, wie schon zu Beginn erwähnt: Der Gitarrenverstärker ist Teil des Instruments, er *soll* jede Menge Fehler erzeugen. "Fehler" im Sinne klassischer Schaltungstechnik, hier besser: Signalveränderungen. Aber eben die richtigen Signalveränderungen, die gut klingenden. Und nur die. Was allerdings gut und was schlecht ist, wird subjektiv bewertet. Wenn ein Gitarrist tieffrequente Differenztöne hören möchte, sollten Verstärker und Lautsprecher sie wiedergeben können. Dies ist aber nicht der Regelfall, zumeist wird der dann entstehende Klang als "undifferenziert, matschig" bezeichnet. Bei der typischen Gitarren-Anlage sorgen deshalb gleich mehrere Hochpässe dafür, dass der ganz tiefe Frequenzbereich wirkungsvoll bedämpft wird: RC-Hochpässe, der Ausgangsübertrager, und der Lautsprecher. Ein Extrembeispiel wurde schon in Kap. 10.1.4 erwähnt: Die 3-Hz-RC-Grenzfrequenz bei Fender. Ein anderes Extrem: 600 Hz beim VOX AC30.

Außer im Anodenkreis, dessen RC-Auskopplung einen Hochpass darstellt, können auch im Kathodenkreis die Tiefen abgesenkt werden. Mit Gegenhalt, wie die Schaltungstechnik sagt. Um eine möglichst hohe Verstärkung zu erzielen, wird der Kathodenwiderstand häufig durch einen Kondensator überbrückt. Dieser **Kathodenkondensator** wirkt aber nur, sofern seine Impedanz nicht wesentlich größer als der Widerstand ist, den er kurzschließen soll. Beliebig groß kann die Röhrenverstärkung aber auch nicht werden, und damit erhält man zwei Grenzfrequenzen: Im Bereich unter der unteren Grenzfrequenz ist der Kondensator praktisch wirkungslos, die Verstärkung beträgt hier v_T, oberhalb der oberen Grenzfrequenz ist die Verstärkung v_H, und dazwischen erfolgt ein monotoner Anstieg (**Abb. 10.1.25**).

Bei der Kleinsignalmodellierung ersetzt man die Röhre durch eine Wechselspannungsquelle, deren Quellenspannung $U_0 = \mu \cdot U_{gk}$ beträgt. Hierbei ist μ die Leerlaufverstärkung der Röhre, ein theoretischer Parameter, der bei der ECC 83 ungefähr 100 ist. In Reihe zu dieser Quelle liegt (innerhalb der Röhre) der Röhren-Innenwiderstand R_i, er beträgt bei der ECC 83 ca. 50 – 100 kΩ. Lässt man keinen Gitterstrom zu, entspricht der Anodenstrom dem Kathodenstrom, der sich für die unbelastete Röhre zu $I_k = U_0 / (R_k + R_i + R_a)$ berechnet. I_k erzeugt am Kathodenwiderstand R_k eine Gegenkopplungsspannung, um die die Eingangsspannung U_e verringert wird: $U_{gk} = U_e - I_k \cdot R_k$. Damit lässt sich die Anodenspannung $U_a = R_a \cdot I_k$ berechnen:

$$U_a = U_e \cdot \frac{-\mu}{1 + \left(R_i + R_k \cdot (1+\mu)\right) / R_a} = U_e \cdot v_U$$ Spannungsverstärkung (ohne Last)

Für $\mu = 100$, $R_i = 72$ kΩ, $R_a = 100$ kΩ, $R_k = 1{,}5$ kΩ, erhält man $v_U = v_T = -30{,}9 \mathrel{\hat{=}} 29{,}8\,\text{dB}$.

© M. Zollner 2007

Mit Kathodenkondensator, den man im hochfrequenten Bereich als Wechselspannungs-Kurzschluss ansetzt, ergibt sich die Spannungsverstärkung zu $v_H = -58{,}1 \mathrel{\hat{=}} 35{,}3\text{dB}$, wiederum für unbelastete Röhre. Ein Lastwiderstand wird einfach parallel zum Anodenwiderstand gesetzt, d.h. mit beispielsweise 100 kΩ Last erniedrigt sich R_a auf 50 kΩ, damit verringert sich die Spannungsverstärkung: $v_T = -18{,}3 \mathrel{\hat{=}} 25{,}2\,\text{dB}$ bzw. $v_H = -41{,}0 \mathrel{\hat{=}} 32{,}3\text{dB}$. Bei der unbelasteten Röhre bewirkt der Kathodenkondensator eine Höhenanhebung um 5,5 dB, bei der mit 100 kΩ belasteten Röhre um 7,1 dB (**Abb. 10.1.25**). In welchem Frequenzbereich der Übergang von v_T auf v_H stattfindet, entscheidet die Kapazität C_k des Kathodenkondensators – zusammen mit der restlichen Schaltung. Man könnte vermuten, dass außer C_k nur R_k die Höhenanhebung bestimmt, denn dieser Widerstand wird von C_k überbrückt. Tatsächlich ist aber auch die Kathode als Last dieses RC-Zweipols zu berücksichtigen. Die relative Höhenanhebung ist:

$$v_H / v_T = 1 + R_k \cdot (1+\mu)/(R_a + R_i) \qquad \text{Relative Höhenanhebung}$$

Die Zentrums-Frequenz f_Z, im Bild mit einem kleinen Kreis markiert, berechnet sich zu:

$$f_Z = \sqrt{1 + R_k \cdot (1+\mu)/(R_a + R_i)} \,/\, (2\pi \cdot R_k C_k) \qquad \text{Zentrums-Frequenz}$$

Wird der Kathodenwiderstand mit einem "großen Elko" überbrückt, z.B. 25 µF oder mehr, dann liegt die Zentrums-Frequenz so tief (z.B. 5 Hz), dass die Verstärkung breitbandig angehoben wird; dies ist der Regelfall in Fender-Verstärkern. Typische Beispiele für kleine Kondensatorwerte (0,68 µF) sind einige Marshall-Verstärker (f_Z = 150Hz, ΔG = 8dB).

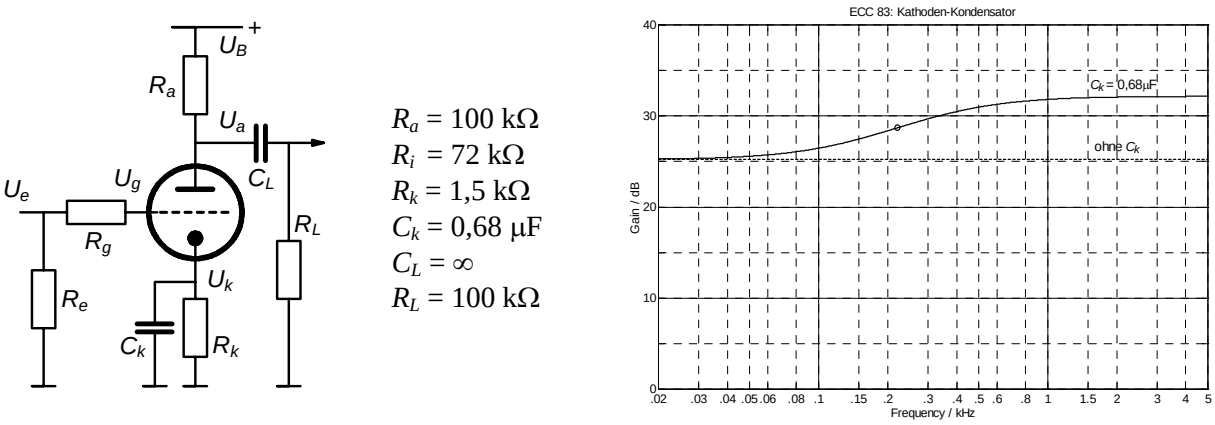


Abb. 10.1.25: Eingangsschaltung eines Röhrenverstärkers (links), Wirkung des Kathodenkondensators (rechts).

In Abb. 10.1.25 ist der Koppel-Kondensator C_L unendlich, um die Wirkung des Kathoden-Kondensators alleine darstellen zu können. Im Gitarrenverstärker ist C_L häufig 22 nF, es kommen aber sowohl größere Werte vor (0,1 µF), als auch kleinere (500 pF). Bei der Berechnung der hiervon verursachten Hochpassgrenzfrequenz muss berücksichtigt werden, dass der Innenwiderstand der Röhrenschaltung nicht null ist, sondern aus der Parallelschaltung von R_a und R_i gebildet wird.

Im klassischen Gitarrenverstärker gibt es 4 Röhrenstufen, und somit 3 Koppelkondensatoren; aus der Endstufe wird nicht kapazitiv, sondern über einen Übertrager ausgekoppelt. Die Wirkung der Koppelkondensatoren auf die Wiedergabe tiefer Frequenzen kann leicht berechnet werden, der Ausgangsübertrager stellt hingegen ein kompliziertes System dar, dessen Daten nicht aus dem Schaltplan ersichtlich sind. Auch die obere Grenzfrequenz ist nicht erkennbar.

© M. Zollner 2007

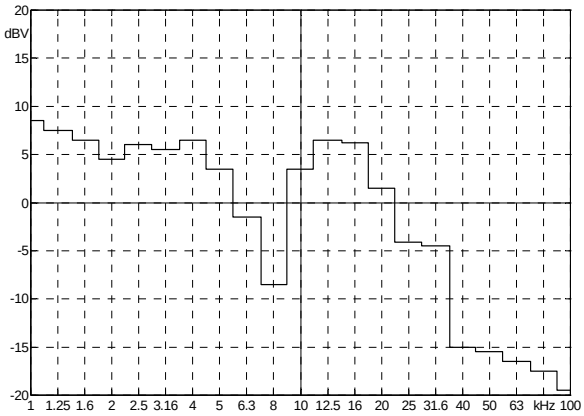
Man könnte vermuten, dass die obere Verstärker-Grenzfrequenz in jedem Fall ausreichend hoch liegt, um das durch den Tonabnehmer tiefpassbegrenzte Gitarrensignal übertragen zu können, und dass ihr genauer Wert somit nicht ermittelt werden muss. Diese Vermutung ist aber nur zulässig, solange man den Verstärker als lineares System betrachtet. Treten Übersteuerungen auf, so entstehen auch Signalanteile im **Ultraschallbereich**. Die für sich betrachtet unhörbar wären. Aber: Treffen Ultraschallsignale auf eine nichtlineare Verstärkerstufe, können tieffrequente Differenztöne gebildet werden – und die sind u.U. wieder hörbar. Ein aus zwei Ultraschalltönen (z.B. 24 kHz und 25 kHz) bestehendes Tonpaar ist unhörbar – normale Pegel vorausgesetzt. An einer quadratisch verzerrenden Kennlinie entsteht u.a. ein quadratischer Differenzton bei 1 kHz – und der ist u.U. hörbar. Man darf diesen Effekt nicht dramatisieren, aber auch nicht gänzlich ignorieren. Ob dieser 1-kHz-Ton hörbar ist, hängt von seinem Pegel und den Pegeln weiterer (maskierender) Nachbartöne ab. Die beiden Ultraschalltöne wurden ja nicht als einzige ihre Art vom Gitarrentonabnehmer erzeugt, sondern sind entweder Obertöne der Saitenschwingung, oder Summentöne vorhergehender Verzerrstufen. In beiden Fällen ist nicht mit extrem großen Pegeln zu rechnen. Aber da im Gitarrenverstärker eben auch starke Höhenanhebungen vorkommen können, ist ein Blick über den Tellerrand anzuraten. Verzerrung, dann Höhenanhebung, dann nochmalige Verzerrung: Da ist Potential für hörbare Klangunterschiede, deren Ursache im Ultraschallbereich liegen *könnte*.

Warum steht die **obere Grenzfrequenz** der Verstärkerröhre eigentlich nicht im Datenblatt? Einige Datenbücher geben bei Trioden 300 MHz an, oder – ja nach Typ – auch 1 GHz, aber gerade bei der ECC 83 bleibt das entsprechende Feld meistens leer. Der Grund ist trivial: Die obere Grenzfrequenz wird von der Verstärkerschaltung bestimmt. Man darf spekulieren, wie alles entstand: Die ersten Gitarrenverstärker mussten mit der Leistung haushalten, da kam (nach der Oktal-Ära) eine 12AX7 mit nur 1 mA Anodenstrom gerade recht. Hiermit wurde die Schaltung aber ziemlich hochohmig, 1-MΩ-Potentiometer waren nötig (Fender, Marshall), um den hochohmigen Anodenkreis nicht allzu sehr zu belasten. Steht bei so einem Potentiometer der Schleifer in Mittelstellung, beträgt sein Innenwiderstand ca. 250 kΩ[♣]. Geht es nun von diesem Schleifer weiter zu einer zweiten hochverstärkende Triode, deren (durch den Miller-Effekt vergrößerte) Eingangskapazität z.B. 150 pF beträgt, ergibt sich ein Tiefpass mit 4,2 kHz Grenzfrequenz. Kilohertz, nicht Megahertz! Das würde sich in einem Datenbuch nun doch etwas schlecht machen. Die relativ hohe Eingangskapazität entsteht aus der zwischen Gitter und Anode liegenden Kapazität (12AX7: C_{ga} = 1,6 pF), die ungefähr um die Spannungsverstärkung vergrößert wird. Mit v_U = 50 sind das schon 80 pF, und weil die zur Röhre führenden Drähte ja auch kleine Schaltungskapazitäten aufweisen, sind schnell 150 pF erreicht. Oder noch mehr. Nicht immer ist dieser Tiefpass anzutreffen: Folgt auf das 1-MΩ-Poti ein Kathodenfolger (Anoden-Basis-Schaltung), ist die Grenzfrequenz viel höher. In Fenders "Twin-Reverb", um nur ein Beispiel zu nennen, geht's aber vom Poti-Schleifer direkt in eine Kathoden-Basis-Schaltung, und deren Eingangskapazität ist relativ hoch. Bei vielen Marshall-Verstärkern liegt sogar noch ein 470-kΩ-Widerstand in Reihe zum Schleifer (Additionsstufe, totaler Längswiderstand = 320 kΩ). An dieser Stelle ließ sich dann gleich noch eine preiswerte Schaltungsergänzung zur Höhenanhebung einbauen: Ein fest eingelöteter Kondensator (Marshall), oder ein zuschaltbarer Kondensator ("Bright-Schalter", Fender). Was sich nun letztlich in diesem Mix aus Anhebungen und Absenkungen als tatsächliche Grenzfrequenz ergibt, ist über komplizierte Modelle zwar berechenbar, aber von vielen Parametern abhängig. Nicht zuletzt vom Layout: Der räumliche Abstand von Gitter- und Anodenleitungen beeinflusst über den Miller-Effekt Eingangskapazität und obere Grenzfrequenz.

[♣] Der Röhren-Innenwiderstand liefert auch einen kleinen Beitrag

© M. Zollner 2007

In **Abb. 10.1.26** ist ein Ausschnitt aus einem Fender-Layout (Super-Amp) dargestellt. Widerstände und Kondensatoren sind hierbei auf einer Trägerplatine an Lötösen angelötet, von beiden Längsseiten führen Drähte zu anderen Baugruppen (Buchsen, Potentiometer, Röhren). Einige Drähte sind unter der Platine verlegt, und haben dabei nur sehr wenig Abstand zu den darüber liegenden Bauteilen. Beispielsweise verläuft die zum Steuergitter einer Röhre führende Leitung direkt unter dem von derselben Röhre kommenden Koppelkondensator, was sicher nicht die bestmögliche Entkopplung darstellt. Noch extremer ist die Situation bei den drei aus einem Durchführungsloch kommenden Drähten (im Bild oben): Zwei kommen von den Eingangsbuchsen, der dritte führt die Anodenwechselspannung der zugehörigen Eingangsröhre. Die hier entstehenden kapazitiven Kopplungen sind nicht besonders groß, man muss aber immer berücksichtigen, dass der Gitter-Anodenkreis besonders empfindlich ist, und derartige Kopplungen als Tiefpass wirken. Nun könnte zwar sein, das eben dieser Tiefpass gewollt ist, beim Vergleich mit vielen anderen Fender-Layouts will sich aber diese Vermutung nicht so recht einstellen. Zu willkürlich scheinen die Kabel über die Jahre hinweg ihre Positionen teils zu verändern, teils beizubehalten.



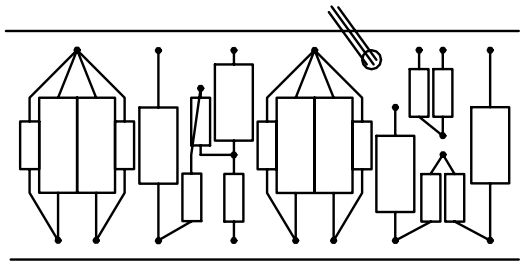


Abb. 10.1.26: Fender-Platine (Ausschnitt, oben). Terzpegelspektrum der Endröhren-g_1-Spannung (Fender Deluxe). Stratocaster, verzerrt (links).

Dass bei verzerrtem Betrieb Frequenzen über 5 kHz auftreten, zeigt das obenstehende Terz-Diagramm, das am Steuergitter einer Endröhre aufgenommen wurde – Ähnliches kann auch an anderen Röhren entstehen. Die Wirkung der Röhren-Eingangskapazität zeigt **Abb. 10.1.27** am Beispiel eines Volume-Potentiometers: Beim Zurückdrehen entsteht ein Tiefpass, dessen Grenzfrequenz bei ca. 6 dB Dämpfung am niedrigsten ist. Überbrücken der oberen Poti-Hälfte (Anode auf Steuergitter der folgenden Röhre) mit einem "Bright-Kondensator" kompensiert den Höhenverlust, bei stärkerem Zurückdrehen kommt es dabei aber zu einer Höhen-Überbetonung. Die individuellen Kurvenverläufe sind stark von Streukapazitäten und den individuellen Röhrenverstärkungen abhängig.

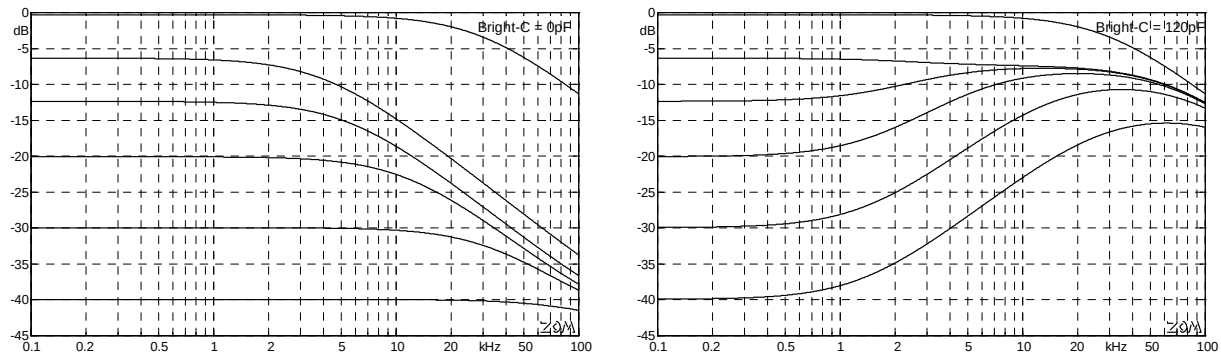


Abb. 10.1.27: Übertragungsfunktion eines kapazitiv belasteten Vol-Potis (1 MΩ); Rö-Eingangskapazität 150 pF.

© M. Zollner 2007

10.1.6 Zeitvarianz

Viele Theoreme der Systemtheorie gelten nur für das lineare und zeitinvariante System. Der Gitarrenverstärker ist weder das eine, noch das andere. Er verzerrt nichtlinear, und seine Systemeigenschaften sind zeitvariant: Sie ändern sich durch Alterung der Bauteile, (was bekannt ist), und sie ändern sich durch kurzzeitige Arbeitspunktverschiebungen, was eher unbekannt ist. Die trivialen Zeitvarianzen betreffen Bauteile, die ihre Daten temperaturabhängig ändern, oder schnell alternde Bauteile, wie z.B. Röhren. Sie sind hier nicht gemeint, alle Bauteile werden für diese Betrachtung als zeitinvariant angenommen. Arbeitspunktverschiebungen können im Kurzzeitbereich trotzdem auftreten, weil nichtlineare Prozesse zu Umladungsvorgängen in Kondensatoren führen. Gäbe es keine Kondensatoren, würde dieses Kapitel entfallen. Im Umkehrschluss: Jeder Kondensator ist eine potentielle Quelle für Varianzen.

In Gitarrenverstärkern werden Röhren übersteuert, sie sind nichtlineare Systeme. Selbst bei vermeintlich unverzerrtem Spiel (Clean-Sound) kann der Anschlag leicht verzerrt sein♣. Alle geradzahligen Verzerrungen (k_2, k_4, k_6 ...) erzeugen einen zusätzlichen **Gleichanteil**, der den **Arbeitspunkt** kurzzeitig verstellt – das Übertragungsverhalten wird somit zeitvariant. Beispielsweise wird der **Kathodenwiderstand** häufig durch einen Elektrolytkondensator überbrückt, um die Gegenkopplung zu reduzieren. Die durch geradzahlige Verzerrungen im Kathodenstrom erzeugte DC-Komponente verändert zeitvariant die Kathodenspannung, und somit den Arbeitspunkt. Eine weitere Variable ist die **Betriebsspannung**, die in Abhängigkeit von der abgegebenen Leistung schwankt. Diese Schwankungen werden zwar tiefpassgefiltert, aber nicht ausgeregelt; sie wirken auf die Anodenspannungen der Vor- und Zwischenstufenröhren zurück (engl. SAG oder SAGGING). **Abb. 10.1.28** zeigt Messwerte der Betriebsspannung eines Fender-Verstärkers (Deluxe). Von t = 0,3 bis 1,7 s wird der Verstärker voll ausgesteuert, die Betriebsspannung U_B bricht von 247 V auf 210 V ein. Als Konsequenz ändern sich maximaler Signalpegel und Klirrdämpfungen, wie schon in Abb. 10.1.12 dargestellt. Viele Gitarristen verlangen nach diesem Effekt, da er den Gitarrenton lebendiger macht – es gibt aber auch Maßnahmen, die durch Ändern der Siebkondensatoren und -widerstände dieses Sagging abschwächen. Ganz unterbinden ließe es sich nur mit dem Einbau einer Stabilisatorröhre, abschwächen durch Vergrößern des Siebkondensators (C_B), der bei frühen Verstärkern eher klein dimensioniert war (8 µF), bei späteren bis auf 50 µF vergrößert wurde. Das Sagging wird nicht primär durch den größeren Stromverbrauch der Vorröhre verursacht, sondern durch den Endstufenstrom, der die Netzteilspannung verringert. Der genaue Verlauf von U_B hängt deshalb von vielen Parametern ab.

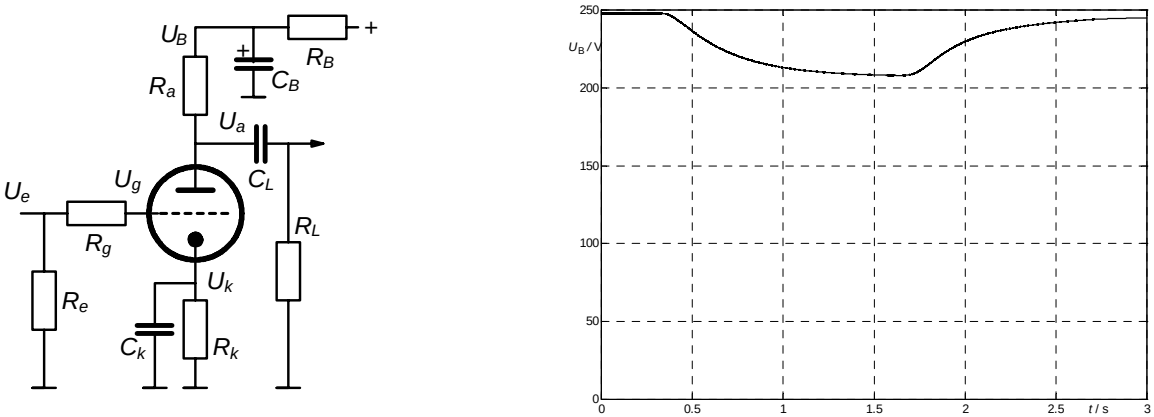


Abb. 10.1.28: Röhren-Eingangsstufe (links); aussteuerungsbedingtes Einbrechen der Betriebsspannung (rechts).

♣ Es ist die hohe Kunst des Verstärkerbaus, dass derartige Verzerrungen gut klingen.

© M. Zollner 2007

Eine weitere Varianz zeigt sich bei **Koppelkondensatoren**: Die Röhren-Ansteuerung ist nur bei negativer Gitterspannung ausreichend leistungslos. Typischerweise findet man bei Vorstufentrioden U_{gk} = –1,2V, und somit können Tonabnehmer mit großem Übertragungskoeffizient die Röhre in den Gitterstrombereich aussteuern. Erst recht ist bei den nachfolgenden Röhren mit Gitterströmen zu rechnen. Im Verstärker**eingang** wird meistens kein Koppel-Kondensator verwendet, der Tonabnehmer liegt über 34 kΩ direkt am Gitter der ersten Röhre. Wäre er über einen Kondensator gekoppelt, könnte der (nur unipolar fließende) Gitterstrom diesen Kondensator aufladen (Minus am Gitter), und hierdurch würde der Arbeitspunkt in Richtung auf einen kleineren Anodenstrom verschoben. Nicht dauerhaft, natürlich, denn über den Gitterableitwiderstand und den Gitarren-Innenwiderstand könnte er sich wieder entladen, aber genau diese Lade- und Entladevorgänge hat der klassische Gitarrenverstärker (Fender, VOX, Marshall) in der Eingangsstufe nicht (bzw. nur bei ganz alten Anlaufstrom-Varianten).

Ganz anders bei der Kopplung zwischen den einzelnen Röhren: Die erfolgt fast immer über einen Koppelkondensator (Ausnehmen sind eigentlich nur die galvanischen Kopplungen bei Kathodenfolgern). Da Anodenwechselspannungen viel größer sein können als die für gitterstromfreien Betrieb zulässigen Spannungen, ist ein vorübergehendes Umladen der Koppel-Kondensatoren fast zwangsläufig. Die Gitterströme selbst werden zwar nicht grundsätzlich zu hörbaren Effekten führen, die zeitvariante Verschiebung des Arbeitspunktes kann aber hörbare Änderungen im Obertongehalt bewirken. Mit welchen Zeitkonstanten die Umladevorgänge ablaufen, kann in etwa abgeschätzt werden: Für das "Aufladen" (Gitterstromfluss) erhält man einen nichtlinearen Vorgang, weil der Röhren-Eingangswiderstand nichtlinear wird. Als Näherung kann man den Arbeitswiderstand der vorhergehenden Röhre verwenden, zusammen mit der Kapazität des Koppel-Kondensators. Je nach Verstärker sind das Werte im unteren Millisekundenbereich. Die "Entladung" kann nicht über das Gitter erfolgen, sondern nur über den Ableitwiderstand (gerne 1 MΩ). Hiermit kann man schon 20 ms erreichen, also Zeiten, die auch bei schnell eingestellten Kompressoren zur Anwendung kommen. Auch wenn die Kapazität des Koppel-Kondensators so groß ist, dass der von ihm gebildete Hochpass weit unterhalb üblicher Gitarrenfrequenzen angreift: Die Umladezeiten werden von dieser Kapazität (und den Widerständen) definiert.

Bei der Vielzahl der am Markt vorhandenen Röhrenverstärker ist es schwierig, die typischen Ursachen des "Röhrensounds" anzugeben. Selbst bei der Frage nach typischen Charakteristiken bekommt man unterschiedliche Meinungen zu hören – erst recht bei der Frage nach deren Ursachen. Häufig ist zu hören: *Der Röhrenverstärker lebt, atmet, spielt sich dynamischer, klingt lebendiger, reagiert besser auf Änderungen im Ausdruck*. Im Gegensatz dazu klingt der Transistorverstärker: *Steril, klinisch, unpersönlich, analytisch, tot*. Dieses der Röhre attestierte Eigenleben könnte seine Ursache durchaus in den o.a. Arbeitspunktverschiebungen haben. Fließt für nur 1 ms ein unipolarer 10-µA-Strom durch einen 22-nF-Kondensator, so ändert sich dessen Spannung um 0,45 V. Eine derartige Arbeitspunktverschiebung würde das Übertragungsverhalten einer ECC 83 schon total verändern. Nicht, dass ein derartiges Verhalten mit einem Halbleiterverstärker nicht erreichbar wäre – die "zeitgemäße" Schaltungstechnik sieht aber gerade in der kondensatorlosen Kopplung der einzelnen Verstärkerstufen einen Vorteil. Und hat zweifellos Recht, wenn es um Artefaktminimierung gehrt. Doch gerade darum geht es beim Gitarrenverstärker eben nicht, bzw. nicht in erster Linie.

P.S.: Der hier gewählte Begriff *zeitvariant* gilt für Kurzzeit-Betrachtungen; langzeitlich gesehen sind die o.a. Arbeitspunktverschiebungen schon zeitinvariant, d.h. laufen bei identischer Anregung in identischer Form ab. Diese Unterscheidung ist aber nur bei streng systemtheoretischer Betrachtung wichtig.

© M. Zollner 2007

10.1.7 Rauschen, Brummen, Mikrofonie

Das Rauschen der Eingangs-Verstärkerröhre kann in guter Näherung durch eine in Reihe zum Röhrengitter liegende Rauschspannungsquelle modelliert werden, die **Weißes Rauschen** mit einer Rauschspannungsdichte von ungefähr 5 $\mathrm{nV}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$ erzeugt (vergl. Kap. 5.12). Dieses Modell erfasst jedoch nicht die bei Wechselstromheizung entstehende Brummspannung, sondern nur den stochastischen Anteil des Störsignals. Bei der typischen Eingangsschaltung rauscht allerdings nicht nur die Röhre: Hinzu kommt das Rauschen des Gittervorwiderstandes (34 kΩ), der sich aus der Parallelschaltung der beiden im Eingangskreis liegenden 68-kΩ-Widerstände ergibt; dieser Widerstand ist die eigentliche Rauschquelle, ihre Ersatzspannungsdichte beträgt 24 $\mathrm{nV}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$! Es ist somit müßig, über rauschärmere Röhren nachzudenken, solange man an der klassischen Eingangsschaltung festhält. Die Gesamtspannung darf übrigens nicht durch Addition berechnet werden, die Rauschquellen sind unkorreliert:

$$U_\Sigma = \sqrt{U_1^2 + U_2^2}; \qquad e_\Sigma = \sqrt{5^2 + 24^2}\ \mathrm{nV}/\sqrt{\mathrm{Hz}} = 24{,}5\ \mathrm{nV}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$$

Wie man sieht, trägt das Röhrenrauschen praktisch nichts zum Gesamtrauschen bei. Bevor man nun aber den **Gittervorwiderstand** entfernt und den Tonabnehmer direkt mit dem Gitter der Eingangsröhre verbindet, sollte man bedenken, dass der Vorwiderstand ja auch noch eine andere Funktion hat, als Rauschen zu erzeugen: Er begrenzt den Gitterstrom, und beeinflusst die nichtlinearen Verzerrungen der Vorstufenröhre. Außerdem bildet er mit der Eingangskapazität einen Tiefpass, der unerwünschte HF fernhält (*This is Radio Eriwan...*). In vielen Fällen wird das vom Gittervorwiderstand erzeugte Rauschen geringer sein als das in der Gitarrenschaltung entstehende Rauschen, dessen Spannungsdichte in dem für das Gehör wichtigen Frequenzbereich durchaus 40 $\mathrm{nV}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$ (und mehr) erreichen kann.

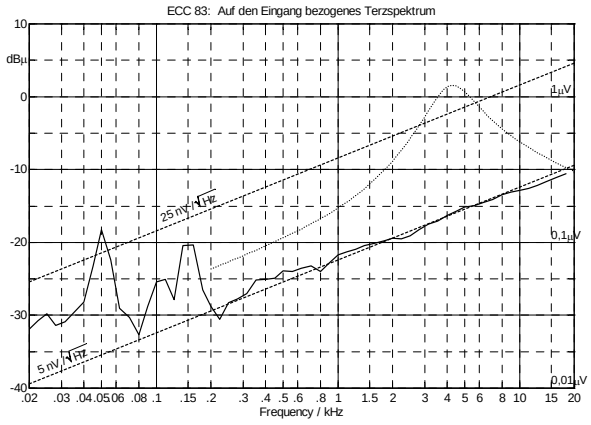


Abb. 10.1.29: Terz-Rauschspektrum (ECC 83). Die beiden gestrichelten Linien markieren das zu Weißem Rauschen gehörende Terzspektrum, die gepunktete Linie zeigt das von einer typischen Stratocaster erzeugte Terz-Rauschspektrum. Alle Spektren sind auf den Röhreneingang bezogen.

In **Abb. 10.1.29** ist das an einer ECC 83 gemessene Terzspektrum im Vergleich zu theoretischen Kurven dargestellt. Zur Messung war das Gitter mit Masse verbunden, die Röhre war gleichstromgeheizt. Brummspannungen um 0,1 µV sind für einfache Abschirmung typisch, und viel geringer als das von Magnettonabnehmern aufgefangene Störfeld. Ohne Gittervorwiderstand rauscht die Röhre im ganzen Frequenzbereich weniger als der zum Vergleich eingezeichnete Tonabnehmer (Kap. 5.12), mit Gittervorwiderstand dominiert das Tonabnehmerrauschen nur mehr im Bereich um die Tonabnehmer-Resonanz. Die an der Anode gemessenen Terzpegel sind um das Verstärkungsmaß größer als die im Bild angegebenen, im Beispiel um 33,4 dB. Die **breitbandig** in den Frequenzbereich unter 20 kHz fallende Eingangs-Rauschspannung beträgt (bei kurzgeschlossenem Gitter) ca. 1 μV_{eff}, dies entspricht einer Anoden-Rauschspannung von ca. 47 μV_{eff}.

© M. Zollner 2007

Welche Rauschquelle bei seinem Gitarrenverstärker dominiert, kann jeder Gitarrist selbst herausfinden: Hierzu muss er nur das Rauschen bei kurzgeschlossenem Eingang mit dem Betriebsrauschen vergleichen, das entsteht, wenn die Gitarre eingesteckt und voll aufgedreht ist. Sind beide Rauschen ungefähr gleich laut, ist tatsächlich das Verstärkerkonzept (bzw. die Eingangsröhre) in Frage zu stellen; rauscht's im Betrieb lauter als bei kurzgeschlossenem Eingang, ist die Gitarre der Verursacher. **Eingangskurzschluss** lässt sich auf verschiedene Arten erzeugen: Ganz fehlerfrei mit einem Klinkenstecker, dessen Anschlussösen zusammengelötet sind. Man kann auch eine Potentiometerachse (6,3 mm) oder einen ähnlich dicken Kurzschlussstift in die Eingangsbuchse stecken. Oder man steckt die Gitarre an, und dreht das Volume-Poti auf 0. Diese Maßnahme setzt aber voraus, dass das Gitarrenkabel am Schleifer des Volume-Potis ankommt, wie das z.B. bei der Standard-Stratocaster und bei der Standard-Les-Paul der Fall ist. Gitarren, bei denen die Tonabnehmer an die Poti-Schleifer angelötet sind (sog. Reverse-Mode), eignen sich für diesen Test nicht.

Das zweite unerwünschte Störsignal, das ein Verstärker erzeugt, ist **Brummen**. Ursache des Verstärker-Brummens ist das 230-V-Netz mit seiner 50-Hz-Wechselspannung, das über kapazitive und induktive Kopplungen in die empfindlichen Schaltungsbereiche einstreut[♣]. Auch falsche Masseführung im Verstärker kann eine Ursache sein, vor allem beim Netzgleichrichter. Im typischen Röhrenverstärker fließen relativ große Heizströme (Vorröhren 0,3 A, Endröhren 1 – 2 A), deren Magnetfelder in den empfindlichen Gitterkreis einstreuen können. Gleichstromheizung ist bei den (üblichen) indirekt beheizten Röhren eine hilfreiche Option, die aber nur selten zur Anwendung kommt. Unbedingt erforderlich ist sie nicht: Mit verdrillten Heizleitungen und korrekter Masseführung lässt sich jeder Röhrenverstärker so ausreichend brummarm aufbauen, dass im Betrieb die vom Gitarrentonabnehmer aufgefangenen Brummstörungen überwiegen.

Mikrofonie bezeichnet die Eigenschaft einer Röhre, wie ein Mikrofon auf Luftschall und Körperschall (= mechanische Vibrationen) zu reagieren. Insbesondere im Combo (Verstärker und Lautsprecher im selben Gehäuse) können hieraus Probleme erwachsen: Der Verstärker klingt, als würde im Hintergrund immer eine Glocke mitklingeln, und bei großer Verstärkung kann eine heulende Rückkopplung einsetzen. Ursache der Mikrofonie ist die Deformation des Röhreninneren, insbesondere des Steuergitters. Die hauchdünnen Gitterdrähte geraten bei Beschallung der Röhre in Schwingungen, dadurch ändern sich die inneren Röhren-Kapazitäten, was wiederum den Anodenstrom moduliert, und Störtöne produziert. Jede Röhre ist mikrofonisch, aber nicht immer so stark, dass Probleme entstehen. Vor allem die Vorstufenröhren, an deren Gitter die kleinsten Signalspannungen anliegen, sollten wenig mikrofonisch sein – der Handel bietet hierfür speziell selektierte Röhren an.

Für eine orientierende **Messung** wurde eine Doppeltriode (12AX7), die beim Anklopfen einen deutlich nachklingenden 630-Hz-Ton erzeugte, mit einem Lautsprecher beschallt. Bei 130 dB Schallpegel – in einem Combo leicht erreichbar – entstand eine auf den Eingang zurückgerechnete Störspannung von ungefähr 1 mV. Noch viel schlechter war eine 12AU7: 30 mV! Auch ohne den Verstärker voll aufzudrehen, bekommt man damit einen unerwünschten "Mitspieler"; bei großer Verstärkung gibt's mit so einer Röhre Rückkopplungspfeifen. Da außer über den Luftschallweg auch über den Röhrensockel Vibrationen in die Röhre gelangen können, ist es zweckmäßig, zumindest bei den Vorstufenröhren die Sockel in Gummi oder ähnlichem Absorbermaterial zu lagern. Das aber hohe Temperaturen aushalten sollte und nicht verspröden darf.

[♣] Und zwar nicht nur bei 50 Hz, sondern auch bei ganzzahlig Vielfachen:100 Hz, 150 Hz, etc.

© M. Zollner 2007

10.1.8 Rauschprozesse

Rauschen gehört zu den Zufallssignalen; sein Verlauf kann nicht vorhergesagt werden. Die einfachste quantitative Beschreibung erfolgt über Effektivwert, Bandbreite und spektrale Hüllkurvencharakteristik (dP/df = const. oder $1/f$). Ergänzende Angaben zur Zeitfunktion liefern Distribution (= WSK-Dichte) und Kumulation (= WSK-Verteilung), zusätzliche Informationen zur spektralen Verteilung ergeben sich aus DFT- und Terzspektren. Für die theoretischen Grundlagen zur Beschreibung von Zufallssignalen wird auf die am Kapitelende zitierte Literatur verwiesen, die folgende Auflistung stellt die wichtigsten Rauschprozesse kurz vor.

a) Thermisches Rauschen (weiß, d.h. dP/df = const.)

Die temperaturabhängigen zufälligen Bewegungen der freien Ladungsträger eines Leiters bzw. Widerstandes ergibt an den unbelasteten (leerlaufenden) Anschlussklemmen die thermische Leerlauf-Rauschspannung, deren Effektivwert (RMS-Wert) sich wie folgt berechnet:

$$\tilde{U}_n = \sqrt{4kT \cdot \Delta f \cdot R}, \quad e_n = \sqrt{4kT \cdot R} \qquad 4kT = 1.70 \cdot 10^{-20}\ \text{Ws}, \quad T = 308\text{K}$$

Leerlauf-Rauschspannungsdichte e_n und effektive LL-Rauschspannung $\tilde{U}_n$ bei Δf = 10 kHz am Widerstand R:

R =	58.8	100	200	1k	10k	100k	1M	Ω
e_n =	1.00	1.30	1.8	4.1	13.0	41.2	130	nV / $\sqrt{\text{Hz}}$
$\tilde{U}_n$ =	0.1	0.13	0.18	0.41	1.3	4.12	13	µV

b) Schrotrauschen (weiß, d.h. dP/df = const.)

Schrotrauschen tritt in Halbleitern und in Verstärkerröhren auf. Seine Ursache sind statistische Schwankungen des Stromflusses durch eine Potentialgrenzschicht. Beispielsweise kann die Elektronenemission einer Röhrenkathode durch eine Poissonverteilung modelliert werden, der Strom fließt hierbei nicht kontinuierlich, sondern zufällig schwankend. Das tatsächliche Röhrenrauschen (unter Raumladungsbedingungen) ist etwas geringer als der nachfolgend für Sättigung berechnete theoretische Maximalwert [Meinke/Gundlach]:

$$\tilde{I}_S = \sqrt{2e \cdot \Delta f \cdot I_0}, \quad i_S = \sqrt{2e \cdot I_0}, \quad \tilde{U}_S = \tilde{I}_S \cdot R \qquad 2e = 3.204 \cdot 10^{-19}\ \text{As}$$

Rauschstromdichte i_S, effektive Rauschspannung $\tilde{U}_S$ am 10-kΩ-Widerstand bei 10 kHz Bandbreite, hervorgerufen vom Gleichstrom I_0: [f = Femto = 10^{-15}, p = Pico = 10^{-9}]

I_0 =	10 n	100 n	1 µ	10 µ	100 µ	1 m	10 m	A
i_S =	56,6 f	179 f	566 f	1,79 p	5,66 p	17,9 p	56,6 p	A / $\sqrt{\text{Hz}}$
$\tilde{U}_S$ =	56,6 n	179 n	566 n	1,79 µ	5,66 µ	17,9 µ	56,6 µ	V

Die Relation zwischen Schrotrauschspannung $\tilde{U}_S$ und thermischer Rauschspannung $\tilde{U}_n$ hängt ab von der am Widerstand abfallenden Gleichspannung und der Temperaturspannung:

$$\tilde{U}_S / \tilde{U}_n = \sqrt{U_0 / 2U_T}$$

U_0 ist die Gleichspannung am Widerstand R; $2U_T$ = 2·26 mV = 52 mV.

© M. Zollner 2007

c) Funkelrauschen (in etwa rosa, d.h. $dP/df \sim 1/f$)

Tieffrequentes $1/f$-Rauschen, dessen Ursachen Materialinhomogenitäten, Fertigungsmängel, Verunreinigungen und Ladungsfluktuationen an Oberflächen sind. Der Name kommt von den auf der Kathode einer Verstärkerröhre herumspringenden (funkelnden) Brennflecken. Die Leistungsdichte nimmt (vereinfacht) mit $1/f$ zu hohen Frequenzen hin ab (rosa Rauschen); es wurden aber auch Rauschprozesse beobachtet, deren spektrale Leistungsdichte nicht genau der $1/f$-Hyperbel entspricht. Funkelrauschen ist nur im Bereich tiefer Frequenzen relevant.

Das in gleichstromdurchflossenen **Widerständen** verursachte $1/f$-Rauschen wird durch den **Noise-Index** *NI* charakterisiert. Kleinen *NI* haben Metallfilmwiderstände (homogene Kristallstruktur), großen *NI* findet man bei Kohlepresswiderständen. Im Allgemeinen rauschen hochbelastbare (großvolumige) Widerstände bei gleicher Bauart weniger als niedrigbelastbare.

$$NI = 20 \cdot \lg \frac{U_{10} / \mu\mathrm{V}}{U_0 / \mathrm{V}} \,\mathrm{dB} \qquad U_{10} = U_0 \cdot 10^{-6} \cdot 10^{NI/20\mathrm{dB}}$$

U_0 ist die am Widerstand anliegende Gleichspannung, U_{10} ist die pro Frequenzdekade entstehende $1/f$-Rauschspannung (Effektivwert); $NI = 0$ dB $\Rightarrow$ 1 µV/V.

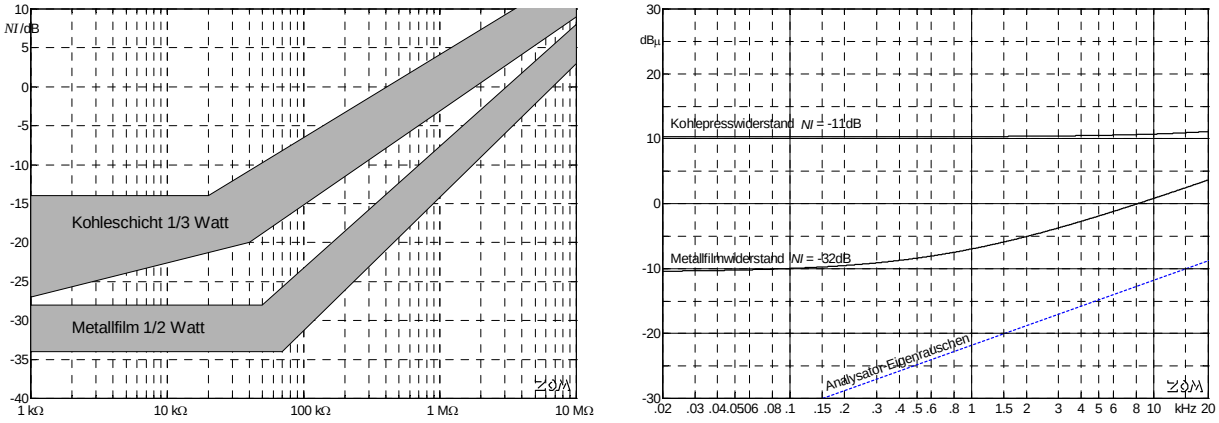


Abb. 10.1.30: Links: Noise-Index *NI* für zwei verschiedene Widerstandsarten. Die grauen Flächen zeigen den Streubereich zwischen typischen Mittelwerten und typischen Maximalwerten für unterschiedliche Widerstände. Rechts: Gemessene Terz-Rauschspannungspegel; gestrichelt: Analysator-Eigenrauschen. Rosa Rauschen ergibt einen frequenzunabhängigen Terzpegel, bei Weißem Rauschen steigt der Terzpegel mit 10 dB/Dekade.

In **Abb. 10.1.30** ist der *NI* für verschiedene Widerstandsarten angegeben. Die grau hinterlegten Felder können aber nur grobe Orientierungswerte liefern, da der individuelle Aufbau des Widerstandes großen Einfluss auf den *NI* hat. Im rechten Bild sind Messwerte dargestellt, die an zwei in Reihe liegenden, von 1 mA Gleichstrom durchflossenen 68-kΩ-Widerständen ermittelt wurden. Die inkohärenten Rauschströme der beiden Widerstände sind pythagoreisch zu addieren, zusätzlich ist die gegenseitige Belastung und die Belastung durch den Analysator (100 kΩ) zu berücksichtigen. Die Metallfilmwiderstände zeigen hochfrequent thermisches Weißes Rauschen, tieffrequent stromabhängiges Rosa Rauschen; bei den Kohlepresswiderständen dominiert praktisch im gesamten Frequenzbereich das stromabhängige Rosa Rauschen. Der Noise-Index der Kohlepresswiderstände ergibt sich aus dieser Messung zu -11 dB, für die Metallfilmwiderstände ergibt sich der *NI* zu -32 dB; tieffrequent unterscheiden sich die Rauschleitungsdichten der beiden Widerstandarten also **um den Faktor 126**. Dieser Unterschied ist stromabhängig, 1 mA ist für Vorstufen-Anodenströme typisch.

© M. Zollner 2007

Aber trotz dieses großen Stromrauschens: Die Kohlepresswiderstände werden im Katalog des Händlers als "**absolut High-End**" angeboten, was man eigentlich nur als das obere Ende des möglichen Widerstandsrauschens interpretieren kann. Dass diese Kohlepresswiderstände (gegenüber Metallfilmwiderständen) auch noch wesentlich größere Widerstandsstreuungen aufweisen, darf den High-End-Fan ebenfalls nicht stören: Maximal ±10% (Kohle) gegenüber maximal ±1% (Metall). Und die Messung bestätigt: +7% (Kohle) gegenüber -0,3% (Metall). Der Preisunterschied? Wie erwartet: Die Kohlepresswiderstände (**Carbon Composit**) sind ungefähr zehnmal so teuer wie die Metallfilmwiderstände. Klar, oder? Mehr Rauschen, mehr Widerstands-Toleranz, mehr Geld.

Bleibt noch die Frage, ob die Unterschiede im Stromrauschen gegenüber dem von der Röhre erzeugten **Schrotrauschen** überhaupt eine Rolle spielen. Für eine **ECC83** (12AX7) kann man die äquivalente Eingangsrauschspannungsdichte in guter Näherung mit ca. 5 $\mathrm{nV}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$ ansetzen. Bei 34 dB Spannungsverstärkung ergeben sich damit an der Anode 250 $\mathrm{nV}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$, entsprechend einem 1-kHz-Terzpegel (232 Hz Bandbreite) von 11.6 dBµ. Das thermische Rauschen der bei Gitarrenverstärkern in der Eingangsstufe üblichen **Gittervorwiderstände** ($68\,\mathrm{k\Omega} // 68\,\mathrm{k\Omega} = 34\,\mathrm{k\Omega}$) ist demgegenüber ungefähr fünfmal so groß (Kap. 10.1.7), womit in der 1-kHz-Terz bereits stattliche **26 dBµ** entstehen. Und das vom Anodenstrom verursachte Widerstandsrauschen? Mit 100 V Gleichspannungsabfall am Anodenwiderstand und einem Noise-Index von *NI* = -11 dB ergäbe sich bei Leerlauf ein 1-kHz-Terzpegel von 19 dBµ, mit Belastung durch den Röhren-Innenwiderstand reduziert sich dieser Wert auf ca. **11 dBµ**. Das Stromrauschen eines Kohle-Anodenwiderstandes (*NI* = -11 dB) liegt bei 1 kHz also um 15 dB unter dem Rauschen der Vorstufe; bei höheren Frequenzen wird dieser Abstand noch größer, und erst unter 31 Hz würde nach diesem Modell das Stromrauschen überwiegen.

Also: Das Stromrauschen üblicher Kohlewiderstände ist bei derartigen Schaltungen unhörbar.

Aber: Es soll da auch Kohlepresswiderstände geben, deren *NI* nicht bei -11 dB, sondern bei 0 dB, oder sogar noch höher liegt – das könnte so gerade eben hörbar werden.

Frage: Lohnt sich dafür der zehnfache Preis? *Antwort:* Ja, den Handel freut's.

Zwei Vorteile werden häufig erwähnt, um die scheinbare Überlegenheit der Kohlepresswiderstände physikalisch zu untermauern: Hohe Impulsbelastbarkeit, und geringe Induktivität. Es gibt sicher Anwendungen, bei denen die relativ große thermische Zeitkonstante eines Kohlepresswiderstandes Überhitzungen vermeiden hilft – die Vorstufen von Gitarrenverstärkern gehören aber nicht dazu. Und die den Filmwiderständen nachgesagte **Induktivität**? Im NF-Bereich vollkommen unerheblich! Die Impedanz eines 100-kΩ-Widerstandes erhöht sich bei 100 kHz um 0,000000002%, wenn man 1 µH Induktivität zugrunde legt. Diese Impedanz-Erhöhung sollte man in Relation zu den bei Kohlepresswiderständen üblichen fertigungsbedingten Toleranzen sehen, die laut Datenblatt 10% betragen. Und nicht vergessen: 1 µH ist schon sehr hochgegriffen, in Datenblättern findet man häufig nur "einige Nanohenry". Von den kapazitiven Blindwerten sprechen die Metallophoben hingegen lieber nicht: So etwas gibt's nämlich auch bei Kohlewiderständen. Muss man sie berücksichtigen? Ja, natürlich .... über ca. 1 MHz bekommen ihre Blindströme Bedeutung.

The never ending Internet Story about Carbon Comps: Smooth, creamy sound… Are unstable, should not be used…Very clean and natural sound…Should be avoided…Taut and 3dimensional sound…Make the working point drift away…Are the only choice for guitar amps…Never heard any difference in sound…Light-years ahead. To be continued daily …

Literatur: Motchenbacher/Connelly: Low-Noise Electronic System Design, Wiley 1993. Connor: Rauschen, Vieweg 1987. Hänsler: Statistische Signale, Springer 1991. Bendat/Piersol: Random Data, Wiley 1986.

© M. Zollner 2007

10.1.9 Die Pentoden-Vorstufe

Von allen Verstärkerröhren ist die Pentode die meistbenutzte. In Eingangsstufen beruht der technische Vorteil gegenüber der Triode auf dem hohen Innenwiderstand und der sehr kleinen Gitter/Anode-Kapazität, wodurch große Spannungsverstärkungen ohne Gefahr der Selbsterregung möglich werden [Meinke/Gundlach]. Aber wie so oft: Was in der klassischen Schaltungstechnik stimmt, muss für Gitarrenverstärker keine Richtlinie sein – dort sitzt in der Vorstufe zumeist eine Triode. Aber es gibt Ausnahmen, z.B. VOX AC-15, oder Fender CHAMP. Bei diesen sehr früh entstandenen Verstärkern steckt in der Vorstufe eine **Pentode**. Die technischen Details dieser Fünf-Elektroden-Röhre werden bei den Endstufenschaltungen ausführlicher erläutert, vereinfacht betrachtet funktioniert sie ähnlich wie eine Triode: Der Anodenstrom wird von der Spannung des Steuergitters gesteuert, das zusätzlich vorhandene Schirmgitter (g_2) liegt auf einer konstanten (hohen) Betriebsspannung, das Bremsgitter (g_3) ist mit der Kathode verbunden. Leo Fender wechselt im Champ ca. 1954 von der **6SJ7** (Pentode mit Oktal-Sockel) zur Doppeltriode ECC83, bei VOX wird die etwas modernere **EF86** (Pentode mit Novalsockel) bis 1961 eingesetzt. In der VOX-typischen Umgebung verstärkt die EF86 ca. 44 – 46 dB (je nach Röhrenhersteller), also ca. 7 – 9 dB mehr als die ECC83.

Dass die EF 86 bei VOX dann doch durch eine Triode ersetzt wird, liegt an ihrer Schwingungsempfindlichkeit: *The EF 86, although excellent electronically, was susceptible to mechanical damage through vibration and would soon begin adding it's own ringing, rattling accompaniment [Petersen/Denney]*. Ein weiterer Grund könnte im scheinbaren Vorteil der Pentode liegen: Ihre hohe Spannungsverstärkung ist bei kleinen Eingangssignalen hilfreich, bei einem Tonabnehmer, der über 1 V liefern kann, kehrt sich dieser Vorteil aber ins Gegenteil: Die Vorstufe produziert erhebliche Verzerrungen, die ja nicht generell erwünscht sind.

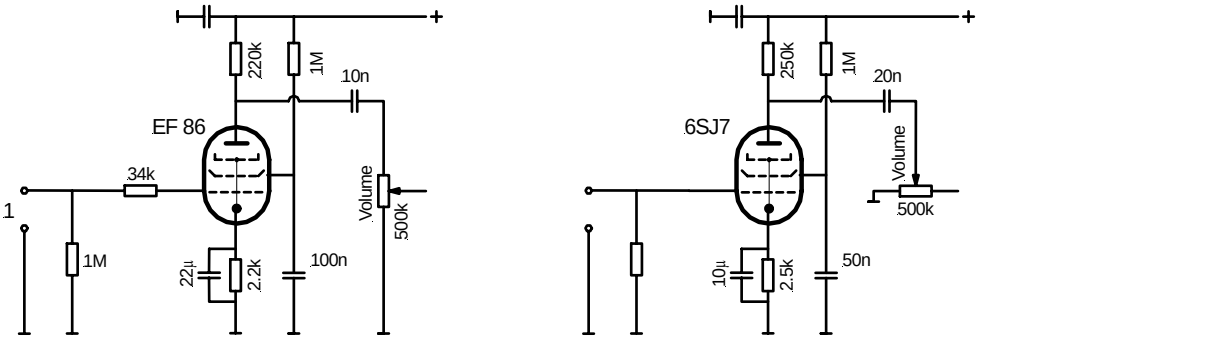


Abb. 10.1.31: Pentoden-Vorstufe in Gitarrenverstärkern; VOX AC-15 (links), Fender Bassman 5A6 (rechts).

Abb. 10.1.31 zeigt die Eingangsschaltungen zweier früher Gitarrenverstärker. Der AC-15 arbeitet mit der moderneren Noval-Pentode, der ca. 10 Jahre früher entwickelte Bassman verwendet noch eine Oktal-Röhre. Aber schon ein Jahr später wechselt Fender zur Doppeltriode 6SC7, und in der folgenden Generation zur 12AY7.

© M. Zollner 2007

10.2 Zwischenverstärker

Eine Zwischenverstärkerstufe arbeitet im Signalweg zwischen Vor- und Endstufe. Hiermit soll aber nicht die Röhre gemeint sein, die direkt vor den Endröhren sitzt – hierfür wurde bei Gegentaktschaltungen der Begriff *Phaseninverter* geprägt (Kap. 10.4). Der typische Zwischenverstärker ist beim klassischen Gitarrenverstärker die zweite Verstärkerstufe. Zwischen der ersten und dieser zweiter Stufe befindet sich das Klangfilter. Oder der Lautstärkeregler. Oder beide. Schon bei den klassischen Urvätern gibt es nämlich verschiedenartige Konzepte.

Welche Vor- bzw. Nachteile haben diese verschiedenen Topologien, was sind die klanglichen Unterschiede? Das ist eine relativ schwer zu beantwortenden Frage. Einfacher ist: Was könnte der Grund für die jeweilige Topologie gewesen sein? **Abb. 10.2.1** zeigt die wichtigsten Topologien, daneben gibt es weitere (hier nicht untersuchte). Bei fast allen Gitarrenverstärkern wird das Tonabnehmersignal direkt der ersten Röhre zugeführt, denn jede dazwischenliegende Schaltung müsste hochohmig sein, und würde deshalb das Rauschen unzulässig vergrößern. Ordnet man direkt hinter der ersten Röhre das Volume-Poti an, und danach das Klangfilter, wie in der ersten Variante gezeichnet, hätte die das Klangfilter ansteuernde Stufe (Poti) einen von der Schleiferstellung abhängigen Innenwiderstand, und die Belastung (= Eingang Filter) wäre frequenzabhängig. Die Filterwirkung ist hierbei also nicht nur von der Stellung der Klang-Potis abhängig, sondern auch von der Stellung des Volume-Potis. Vermutlich war es diese Verkopplung, die dieser Schaltung keine große Verbreitung beschert hat.

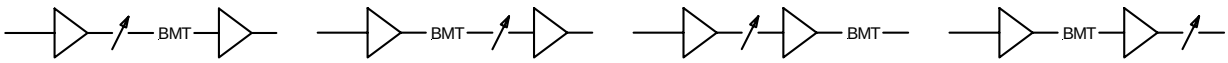


Abb. 10.2.1: Die naheliegenden Schaltungs-Topologien. BMT = Klangfilter, Pfeil = Volume-Poti.

Die zweite und dritte Variante werden im Folgenden genauer untersucht, sie findet man bei Röhrenverstärkern am häufigsten. Die vierte Variante würde ebenfalls problemlos funktionieren, wurde aber vermutlich als nicht direkt überlegen angesehen und kam deshalb kaum zum Einsatz. Variante zwei und drei unterscheiden sich in der Lage des Klangfilters: Vor oder hinter dem Volume-Poti. Wäre der Gitarrenverstärker ein lineares System, der **Reihenfolge** seiner Subsysteme wäre eher unwichtig. Wie Kap. 10.1 gezeigt hat, entsteht jedoch schon in der ersten Verstärkerstufe ein nicht zu vernachlässigender Klirrfaktor, das System ist auf komplizierte Weise nichtlinear. Und noch ein nichtlinearer Effekt ist zu berücksichtigen: Das in jedem Bauteil entstehende Rauschen. Nichtlineare Systeme müssen quellenfrei sein, dürfen also auch keine Rauschquellen enthalten. Ordnet man das Volume-Poti weit hinten im Signalfluss an, d.h. nahe an der Endstufe, wird bei zugedrehtem Poti fast kein Rauschen hörbar sein. Die Gefahr, eine vorhergehende Verstärkerstufe mit einem leistungsfähigen Tonabnehmer zu übersteuern, ist dann aber groß – und sie lässt sich durch Zurückdrehen des Volume-Potis nicht verringern. Positioniert man hingegen das Volume-Poti direkt nach der Eingangsstufe, ist der Übersteuerungsgrad der folgenden Stufen kontrollierbar – bei zugedrehtem Volume-Poti kann aber ein deutlich hörbares Rauschen stören. Natürlich spielt kein Gitarrist seinen Verstärker mit zugedrehtem Vol-Poti – diese Forderung kommt vom Vertrieb: Wie klingt denn das, wenn im Musikgeschäft der Verstärker so einen Krach macht, obwohl noch gar keiner drauf spielt? Aber eben auch: Bei kleiner Lautstärke muss der Verstärker "clean♣" sein! Erst bei späteren Verstärker-Generationen sorgten Fat- und Boost-Schalter bzw. Master-Potis für mehr Einstellmöglichkeiten, bei den frühen Verstärkervarianten gab's das noch nicht. Da hatte dann offensichtlich doch der Sound Priorität, und das Vol-Poti saß nahe am Eingang.

♣ Nein, nicht jeder Kalauer wird breit ausgewälzt.

© M. Zollner 2007

10.2.1 Zwischenverstärker in Kathoden-Basis-Schaltung

Die Standardausführung des Zwischenverstärkers enthält *eine* Röhre (fast immer: Triode) in Kathoden-Basis-Schaltung – ähnlich oder sogar identisch dimensioniert wie die Vorstufe. Warum auch nicht: Das durch Klangfilter und/oder Volume-Poti abgeschwächte Signal muss erneut verstärkt werden, und hierfür ist die Kathoden-Basis-Schaltung gut geeignet. Dass gelegentlich die Notwendigkeit einer zweiten Röhre zur Impedanzwandlung gesehen wird, ist Gegenstand des nächsten Abschnitts (10.2.2).

Bei der **Kathoden-Basis-Schaltung** liegt die Kathode auf "Basis"-Potential, d.h. auf Masse. Die erforderliche Gittervorspannung wird üblicherweise "automatisch", d.h. durch einen Kathodenwiderstand erzeugt (Kap.10.1). Damit an diesem Widerstand nur Gleichspannung, aber keine (gegenkoppelnde) Wechselspannung abfällt, wird er kapazitiv überbrückt. Solange kein Gitterstrom fließt, ist der Schaltungseingang sehr hochohmig, wobei allerdings eine nicht unerhebliche Eingangskapazität (mindestens 100 pF) zu berücksichtigen ist. Der Ausgangswiderstand (Innenwiderstand) ergibt sich als Parallelschaltung von Röhren-Innenwiderstand (ca. 60 kΩ) und Anodenwiderstand (100 kΩ), das Spannungsverstärkungsmaß beträgt ungefähr 35 dB, bei starker Belastung auch etwas weniger.

Abb. 10.2.2 zeigt zwei berühmte Verstärkerkonzepte im Vergleich: Bei der Fender-Schaltung folgt das Vol-Poti direkt auf das Klangfilter, und danach kommt die Zwischenstufe, beim VOX liegt die Zwischenstufe zwischen Vol-Poti und Klangfilter. Die **Fender**-Schaltung folgt dem einfachen Konzept: Erledige alle Einstellarbeiten an derselben Stelle. Die Rückwirkung zwischen dem (direkt verbundenem) Klangfilter und dem Vol-Poti hält sich hier in Grenzen, weil mit 1 MΩ ein relativ hochohmiges Poti verwendet wird. Ganz anders beim **VOX**: Auf das Vol-Poti folgt ein spezieller Zwischenverstärker mit hochohmigem Eingang (Kathoden-Basis-Schaltung) und niederohmigem Ausgang (Anoden-Basis-Schaltung, siehe 10.2.2).

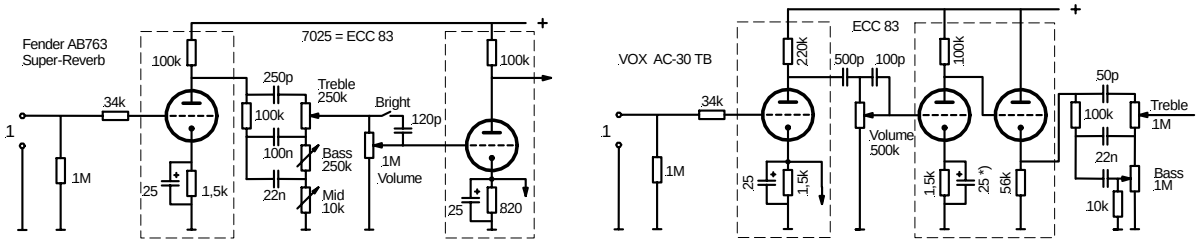


Abb. 10.2.2: Vergleich zwischen einer typischen Fender-Schaltung (links) und einer VOX-Schaltung (rechts).
***)** Es gibt auch VOX-Verstärker, bei denen der Kathoden-Kondensator der 2. Röhre fehlt.

Die Funktion des Klangfilters wird erst in Kap. 10.3 untersucht, hier soll zuerst die zweite Röhrenstufe der **Fender-Schaltung** genauer analysiert werden. Grundsätzlich ähneln sich die beiden Röhrenstufen, Unterschiede finden sich im Kathodenkreis: Bei diesem Super-Reverb wird die Kathoden-RC-Schaltung der zweiten Röhre auch noch vom Kathodenstrom einer Röhre des anderen Eingangskanals durchflossen, eine Sparmaßnahme, die auch in anderen Fender-Verstärkern zu finden ist. Im Bild ist diese zweite Röhre nicht gezeichnet, lediglich ein Pfeil deutet die Verbindung an. Damit die Gitter-Vorspannung der Röhre trotz dieses doppelten Stromes in etwa gleich bleibt, wurde der Kathodenwiderstand ungefähr halbiert: Nur 820 Ω, statt 1500 Ω. Da beide Trioden relativ hochohmig belastet werden, weisen sie ähnliche Spannungsverstärkungen auf: Mit einer üblichen ECC 83 erreicht man in jeder Triode ein Verstärkungsmaß von ca. 32 – 34 dB. Bei den Klirrfaktoren gibt es hingegen Unterschiede, weil sich die (vor dem Gitter liegenden) Quellwiderstände unterscheiden.

© M. Zollner 2007

10.2.2 Zwischenverstärker mit Kathodenfolger

Die VOX-Schaltung (Abb. 10.2.2) unterscheidet sich von der Fender-Schaltung nicht nur in der Reihenfolge der Teilsysteme, sondern auch im Aufbau der zweiten Verstärkerstufe. Sie verwendet *zwei* Trioden: Die erste erzeugt die benötigte Spannungsverstärkung, die zweite wirkt als Stromverstärker (Impedanz-Wandler, =Kathodenfolger, =Anoden-Basis-Schaltung) und sorgt für einen niedrigen Ausgangswiderstand (=Innenwiderstand). Streng nach Lehrbuch berechnet sich der Innenwiderstand eines Kathodenfolgers zu $1/S$ (S = Steilheit), das wären bei dieser Schaltung ca. 600 Ω. Unbedingt erforderlich ist ein derart niedriger Innenwiderstand aber nicht: Im relevanten Frequenzbereich ist der Lastwiderstand des VOX-Klangfilters immer größer als 100 kΩ. Bevor die sehr spezielle Dimensionierung dieser VOX-Schaltung im Detail analysiert wird, soll ein kurzer Rückblick die Historie des Kathodenfolgers in Erinnerung rufen: Seit Mitte der Fünfzigerjahre baute Leo Fender in seine Tweed-Verstärker diese Schaltung ein, damals allerdings nicht mit der 12AX7, sondern mit der 12AY7 (**Abb. 10.2.3**).

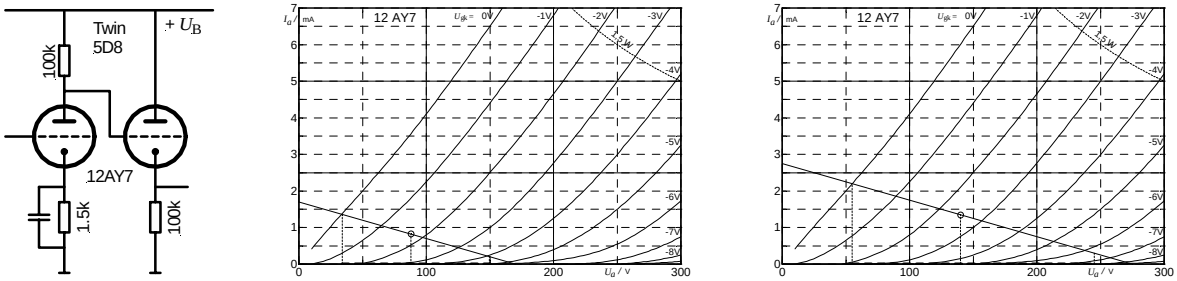


Abb. 10.2.3: Zwischenverstärker mit Kathodenfolger; Ausgangskennlinienfeld der 12AY7, U_B = 170V ./. 275V.

Beim 5D8-Twin nennt das Layout [Funk] eine Betriebsspannung von U_B = 170 V, beim (später gebauten) 5E6-Bassman sind es schon 235 V, beim 5E6-A sogar 275 V. Mit Erhöhung der Betriebsspannung steigt auch der Triodenruhestrom, in Abb. 10.2.3 als Punkt auf der Arbeitsgeraden markiert. Für U_B = 170 V wird der Anodenspannungshub der ersten Triode zu kleinen Werten hin durch die U_{gk} = 0V-Kennlinie auf ca. 35 V begrenzt. Für noch kleinere U_a (d.h. größeren I_a) müsste das Gitter positiv gegenüber der Kathode werden, was wegen des einsetzenden Gitterstroms nur begrenzt möglich ist – die hochohmige Ansteuerung verhindert große Gitterströme. Sperrt die erste Röhre, entspräche ohne Belastung ihre Anodenspannung der Betriebsspannung. Da aber nun bei der zweiten Triode Gitterstrom (200 µA) fließt, steigt die Anodenspannung der ersten Triode nur auf ca. 150 V. Entsprechende Verläufe ergeben sich bei 275 V Betriebsspannung (**Abb. 10.2.4**).

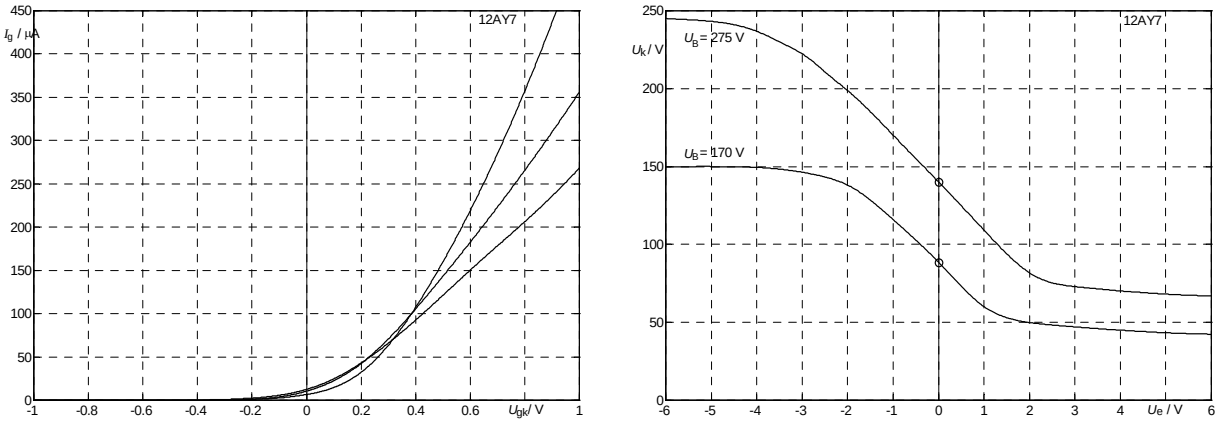


Abb. 10.2.4: Gitterstrom (links, an drei verschiedenen Röhren gemessen); Übertragungskennlinie (rechts). Die Ansteuerung der ersten Röhre erfolgt über einen 100-kΩ-Gittervorwiderstand.

© M. Zollner 2007

Mit dem Modellwechsel von der E- zur F-Serie wurde bei den Fenderverstärkern die **12AY7** durch die **12AX7** (= 7025, = ECC83) ersetzt – vermutlich wegen ihrer höheren Verstärkung, oder aus Gründen der Vereinheitlichung. Bassman 5F6, Super 5F4 und Twin 5F8 hatten als Zwischenverstärker zwar weiterhin die in Abb. 10.2.3 dargestellte Kathoden-/Anodenbasisschaltung, aber anstelle der 12AY7 eine 12AX7. Beim Super 5F4 mit unveränderter Peripheriebeschaltung, bei den anderen beiden Verstärkern mit geändertem R_{k1}: Statt 1.5 kΩ nur noch 820 Ω. Die Unterschiede zwischen diesen beiden Doppeltrioden sind in **Abb. 10.2.5** dargestellt: Die 12AX7 hat die größere Leerlaufverstärkung (μ = 100 gegenüber 44), jedoch auch einen größeren Innenwiderstand: 63 kΩ gegenüber 25 kΩ. Da die Röhren nicht im Leerlauf betrieben werden, unterscheiden sich ihre Betriebsverstärkungen nicht ganz so stark, aber immer noch deutlich: 50 gegenüber 30, also 34.0 dB gegenüber 29.5 dB.

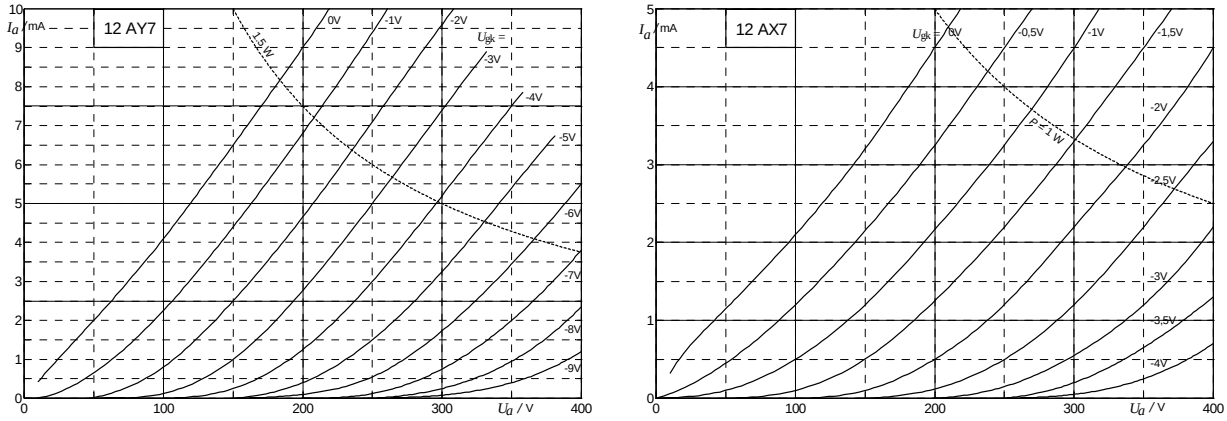


Abb. 10.2.5: Ausgangskennlinienfelder (Datenblattangaben) der 12AY7 (links) bzw. der 12AX7 (rechts).

Die Übertragungskennlinien der 5F4-Schaltung zeigt **Abb. 10.2.6**. Neben dem steileren Kurvenverlauf (= höhere Spannungsverstärkung) fällt vor allem die wesentlich größere Krümmung der 12AX-Kennlinie auf, die Ursache starker nichtlinearer Verzerrungen ist. Der Wechsel zum kleineren Kathodenwiderstand (5F6) symmetriert den Arbeitspunkt zwar etwas besser, kann an der Krümmung aber nichts ändern. Vermutlich erhielt aufgrund dieses nichtlinearen Verhaltens Fenders Super-Verstärker 5F4 eine zusätzliche Gegenkopplung – aber der Bassman 5F6 (sowie sein Nachfolger 5F6-A) musste ohne sie auskommen. Und gerade dieser **Bassman** hatte nachhaltigen Einfluss auf die britische Verstärkerindustrie, gilt er doch als Vorbild des von Jim **Marshall** ab 1962 entwickelten JTM-Verstärkers (mit Kathodenfolger, mit 820-Ω-Widerstand, ohne Zusatz-Gegenkopplung).

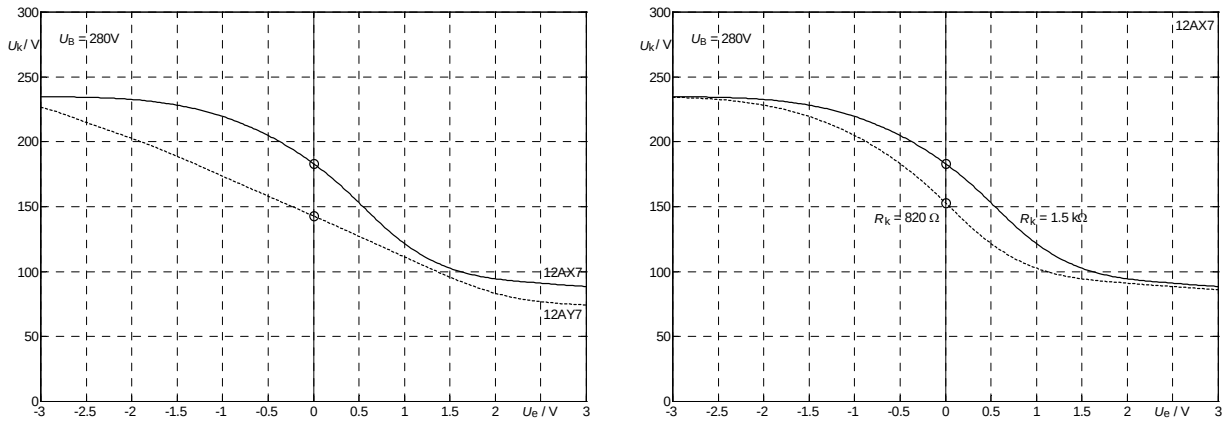


Abb. 10.2.6: Links: Vergleich 12AX7 vs. 12AY7 (1.5 kΩ // 25µF). Rechts: Vergleich 820Ω vs.1.5 kΩ (// 25µF). Wie schon bei Abb. 10.2.4 erfolgte die Ansteuerung der ersten Röhre über einen 100-kΩ-Gittervorwiderstand.

© M. Zollner 2007

Der erste Kathodenwiderstand (Abb. 10.2.7) bestimmt den Arbeitspunkt der ersten Röhre, die individuellen Röhrendaten haben daran aber auch einen wesentlichen Anteil. In **Abb. 10.2.7** sind Messergebnisse mehrerer **12AX7** dargestellt (Siemens, Valvo, Brimar, Mazda, Ultron, TAD). Sowohl bei den Übertragungskennlinien als auch bei den Zeitfunktionen erkennt man deutliche Unterschiede in der Kurvensymmetrie, was natürlich gewaltige Auswirkungen auf die Pegelabhängigkeit der Klirrdämpfungen hat. Die Attribute *gut* bzw. *schlecht* sind aber nur, wie immer bei Klangbewertungen, mit großer Vorsicht zu vergeben. Ob einseitige Signalbegrenzung bevorzugt oder abgelehnt wird, ist Geschmackssache. Ob neue oder alte Röhren verwendet werden, auch. Korrelationen zwischen Daten und **Röhrenalter** dürfen in strenger Konsequenz nicht erwartet werden, Korrelationen zwischen Preis und Alter hingegen schon.

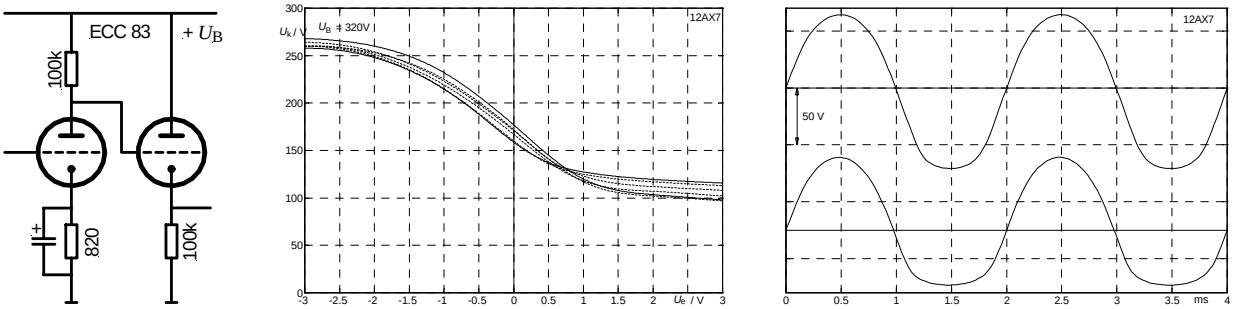


Abb. 10.2.7: Kennlinien 6 verschiedener 12AX7-Röhren. Rechts: Zeitfunktionen (zwei verschiedene 12AX7). Erster Kathodenwiderstand = 820 Ω, mit 25 µF überbrückt; Ansteuerung über 100 kΩ Gittervorwiderstand.

Die Meinung, **Röhren aus alter Produktion** (NOS) seien besser, und deshalb natürlich teurer, ist nur für den zweiten Teil zutreffend. Es mag zwar stimmen, dass die Nachfahren der genialen Vorväter schlicht das Rezept verlegt haben, und nicht mehr wissen, wie man gute Röhren baut. Mikrofonie, Rauschen, kurze Lebensdauer, undichte Glasdurchführungen, ungeeigneter Getter[♣], um nur ein paar Kriterien zu nennen, werden wohl generell abgelehnt. Aber Variationen bei der Steilheit? Die Formel *größere Steilheit = besser* geht sicher nicht auf, und eine diesbezügliche Kopplung an den Preis ist auch nicht nachvollziehbar. Das für Gitarrenverstärker wichtige Übersteuerungsverhalten ist in keinem Trioden-Datenblatt spezifiziert, der Gitterstrom in der Regel auch nicht. Eine anno 2008 gekaufte 12AX7 kann unter 6 € kosten (tight bass, punchy mids and silky top end), oder über 13 € (tight bass, punchy mids and silky top end *with overall definition and brightness*). Oder auch 25 € (great for warm clean tones and creamy overdrive). Falls doch zu teuer: Die 20-€-Röhre hat "great warm clean tones and fat overdrive with smooth top end". Immer noch zu teuer? Dann vielleicht die 7-€-Röhre mit "better gain and warm tone"? Oder die 8-€-Röhre mit "good gain, lots of treble and tight bass response"? Himmel noch mal, wenn man schon um die 20 € Aufpreis[♥] bezahlt, weil der Röhrenhändler die Originalbeschriftung abkratzt und durch sein Firmenlogo ersetzt, so müsste man doch im Detail nachlesen können, welche Kriterien die nun als "selected" geadelte Tube denn jetzt erfüllt. Kann man nicht. "Good gain" oder "slightly better gain than Nr. 5" muss reichen. Oder einfach "in originaler RCA-Verpackung". Dann allerdings erst ab 30 €. Nun der Knaller: "*12AX7; vergrößerte Gitterbleche wodurch eine besser Ansprache im Bassbereich erreicht wird. Der spiralförmige Heizfaden sorgt ein exzelentes Nebengeräuschverhalten und geringste Mikrofonie*"; **42 €, pro Stück**! Das muss einem der erweiterte Bassbereich aber auch wert sein, denn die normale 12AX7 geht schließlich nur bis 0 Hz runter. Natürlich kann dieses Edelteil genau das sein, was man seit Monaten sucht. Genauso gut könnte man aber auch mit einer 5-€-No-Name-Tube glücklich werden. Faites votre jeux ...

♣ Materialien, die Gasreste binden und so das Vakuum verbessern.

♥ Liebe Anwälte mit euren über ROW verstreuten Sozietätskollegen: Ist alles nur irreale Satire. No bar-gain.

© M. Zollner 2007

In **Abb. 10.2.8** sind die zu Abb. 10.2.7 gehörenden Klirrdämpfungen dargestellt, die Unterschiede zwischen den beiden Bildern haben ihre Ursache nur im Röhrenwechsel: 12AX7 raus, andere 12AX7 rein. Im linken Bild dominiert bis –2.5 dBV der quadratische Klirrfaktor, bei höherer Aussteuerung der kubische. Ganz anders im rechten Bild: Bis –11 dBV quadratische Verzerrungen, dann kubische, ab 0 dBV in etwa gleich große quadratische und kubische Anteile. Je näher der Arbeitspunkt zum Ende der Kennlinie rutscht, desto dominierender werden bei geringer Aussteuerung die quadratischen Verzerrungen; ein idealer Einweggleichrichter hätte (als Extrembeispiel) nur geradzahlige Verzerrungen, und deshalb $k_3 \equiv 0$.

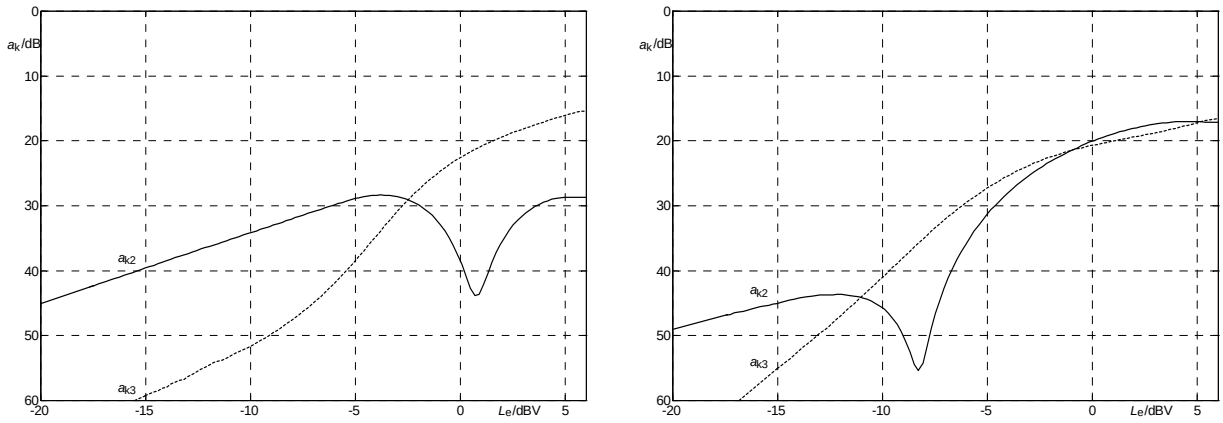


Abb. 10.2.8: Klirrdämpfungen zu Abb. 10.2.7. Ansteuerung der ersten Röhre über 100 kΩ Gittervorwiderstand. Klirrdämpfung $a_k = 20 \cdot \lg(1/k)$, k = Klirrfaktor. Größere dB-Werte bedeuten geringere nichtlineare Verzerrung.

Die Vermutung, dass es sich gerade wegen solcher Streuungen lohnt, **selektierte Röhren** zu verwenden, liegt nahe – Grund genug, das Angebot zweier Händler zu analysieren. Eine Stichprobe von 6 Röhren wurde mit der Schaltung nach Abb. 10.2.7 vermessen, **Abb. 10.2.9** zeigt die Ergebnisse. Die Kleinsignalverstärkungen streuen von v_U = 34.8 bis 35.6 dB, die Arbeitspunkte liegen um fast 20 V auseinander. Ähnlich groß sind die Unterschiede bei der minimal bzw. maximal erreichbaren Spannung, und damit natürlich bei der Kurvensymmetrie. Oder besser: Unsymmetrie, denn dieser Röhrentyp sorgt bei dieser Schaltung für ausgeprägte einseitige Begrenzungen – in einem Marshall ja nicht direkt unerwünscht. Die präzise Reproduktion einer speziellen Verzerrungscharakteristik gewährleistet diese Röhrenselektion aber nicht, wie **Abb. 10.2.12** entnommen werden kann. Da außer dem Prädikat "selected tube" keine weiteren Selektionskriterien bekannt gegeben werden, kann man nur spekulieren, wofür bei diesen Röhren ein Aufpreis verlangt wird. Vielleicht wurde ja nach Mikrofonie-Armut selektiert – nicht völlig sinnlos, aber beim Zwischenverstärker nicht erste Priorität.

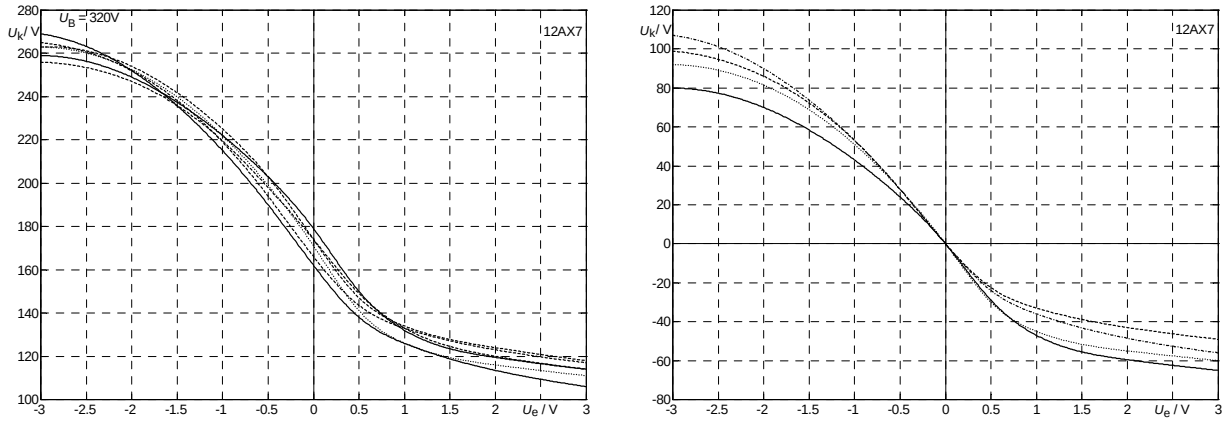


Abb. 10.2.9: Übertragungskennlinien 6 selektierter 12AX7; vier davon rechts in normierter Darstellung.

© M. Zollner 2007

Die Messungen an 6 Röhren eines anderen Händlers sind in **Abb. 10.2.10** dargestellt. Diese Kurven weisen schon mehr Ähnlichkeiten auf, obwohl im Detail auch noch Unterschiede zu finden sind. Die Kleinsignalverstärkungen streuen von v_U = 35.7 bis 36.0 dB, das ist schon besser als im ersten Beispiel, die Grenzspannungen streuen ähnlich stark, deshalb kann auch hier nicht von einem gleichartigen Klirrfaktorverlauf gesprochen werden (Abb. 10.2.12).

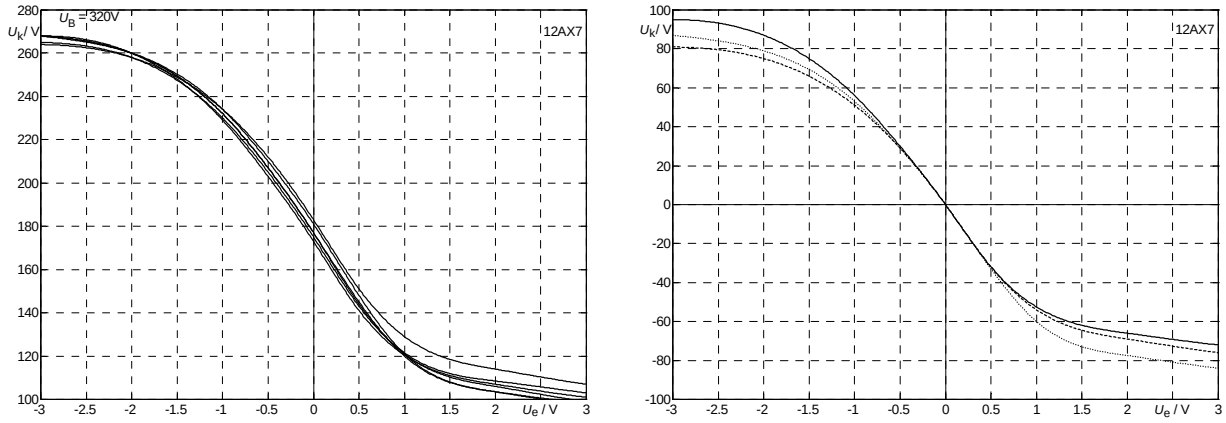


Abb. 10.2.10: Übertragungskennlinien 6 selektierter 12AX7; vier davon rechts in normierter Darstellung.

Als letztes 4 unselektierte Röhren (alle vier vom selben Hersteller), preiswert beim Bauteilediscounter gekauft (**Abb. 10.2.11**). Die Kleinsignalverstärkungen streuen von v_U = 33.3 bis 33.4 dB; damit ist das Verstärkungsmaß 2 dB kleiner als bei den beiden anderen Stichproben, was aber keinesfalls als generelles Defizit zu werten ist: Ob man die damit einhergehende Reduktion der Verzerrungen bevorzugt oder ablehnt, ist eine rein subjektive Bewertung.

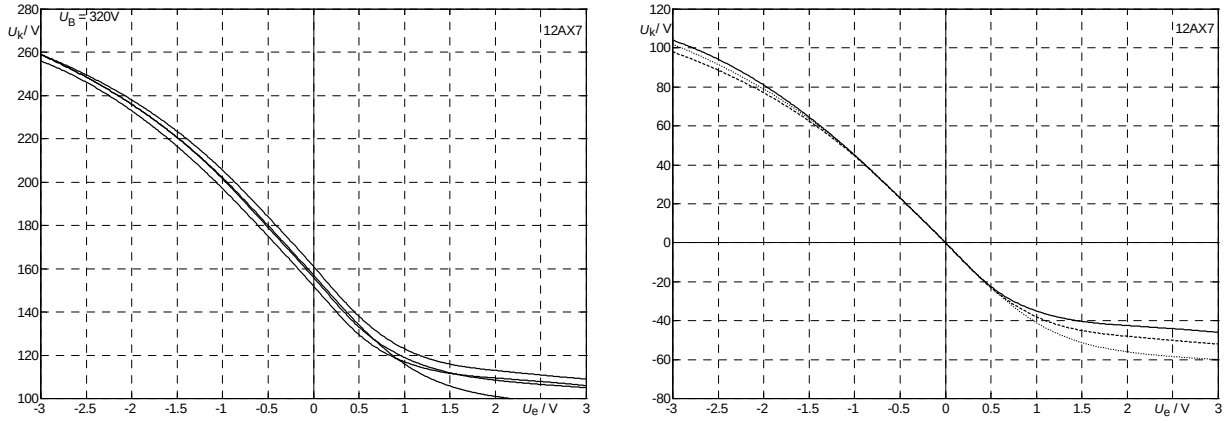


Abb. 10.2.11: Übertragungskennlinien 4 unselektierter 12AX7; drei davon rechts in normierter Darstellung.

In **Abb. 10.2.12** sind nochmals normierte Übertragungskennlinien und Klirrdämpfungen gegenübergestellt. Die erste Gruppe "selektierter" Röhren zeigt messbare Streuungen bei der Verstärkung, und vor allem sehr starke Unterschiede im Klirrfaktor; eine gemeinsame Charakteristik kann hier eigentlich nicht mehr attestiert werden. Die zweite und dritte Gruppe lässt jeweils eine gruppenspezifische Charakteristik erkennen, die Streuungen innerhalb einer Gruppe sind aber erheblich – egal, ob mit oder ohne Selektion.

Natürlich lässt sich aus diesen Messungen nicht folgern, dass *alle* am Markt angebotenen selektierten Röhren dieses Attribut nicht verdienen – dazu ist die Stichprobe zu klein. Die Nachfrage, was denn nun eigentlich selektiert wurde, scheint hingegen dringend geboten.

© M. Zollner 2007

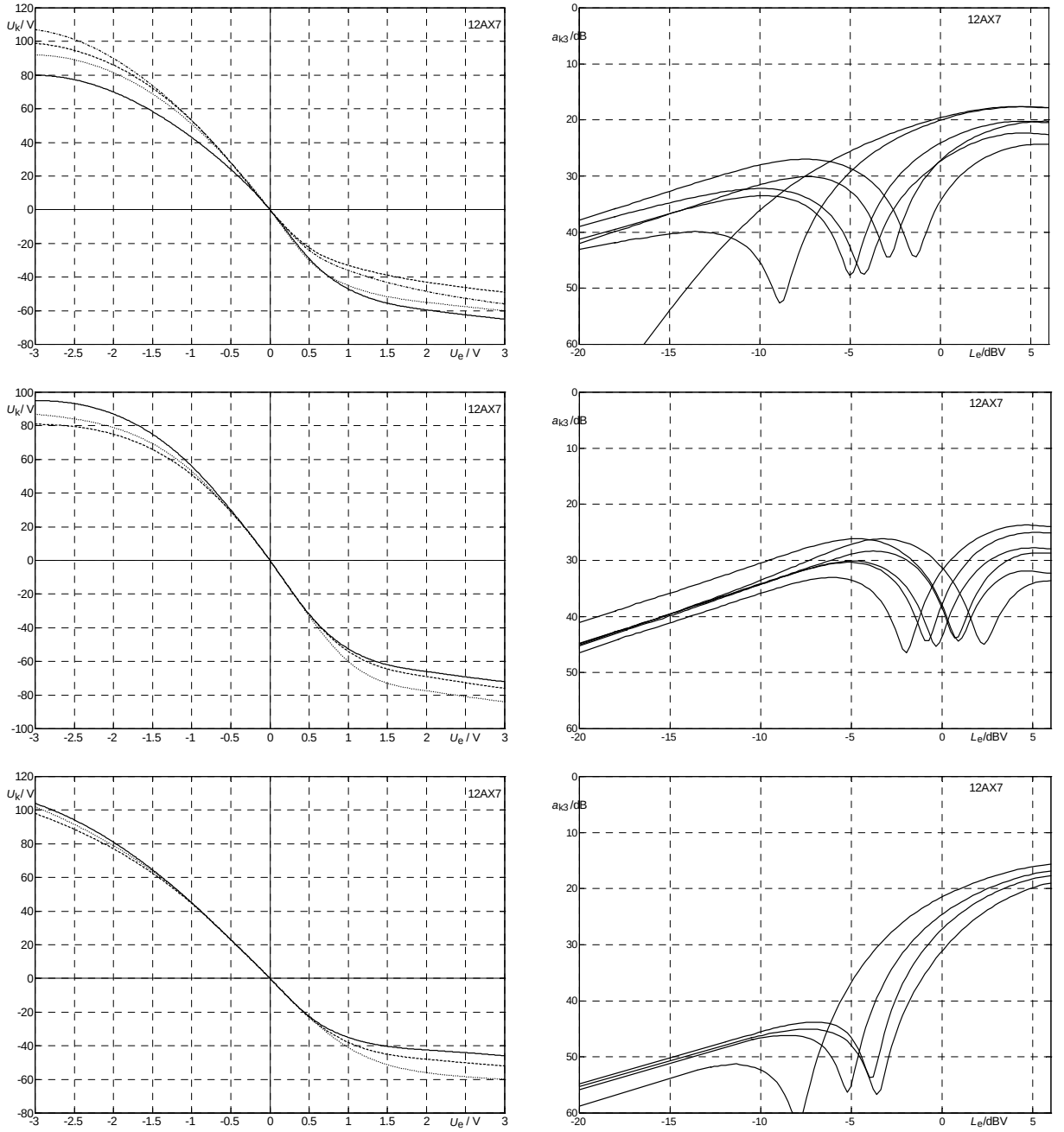


Abb. 10.2.12: Normierte Übertragungskennlinien (links), Klirrdämpfungen (rechts). Vergl. Abb. 10.2.9-11.

Von den ersten Fender-Schaltungen bis zu Jim Marshalls JTM durchlief der Kathodenfolger zwei wichtige Änderungen: 12AY7 → 12AX7, und 1500 Ω → 820 Ω. Beim **VOX AC30-TB** kam eine dritte hinzu: Der Kathodenwiderstand der Kathodenfolger-Röhre wurde von 100 kΩ auf 56 kΩ erniedrigt, sodass nun ohne Aussteuerung bereits mehr als 3 mA durch diese Röhre fließen! Für eine 12AX7, deren Datenblatt-Arbeitspunkt bei 1,2 mA liegt, ist das schon sehr viel. Nicht, dass sie dadurch zerstört würde – aber derart hohe Ströme lassen sich nicht mehr ohne **Gitterstrom** erzeugen. Der Eingangswiderstand dieser Kathodenfolger-Röhre ist nicht hochohmig, sondern stellt für den Anodenkreis der vorhergehenden Röhre einen nichtlinearen Lastwiderstand dar. Bei Aussteuerung wird ein Gitterstrom von fast 1 mA erforderlich! Das ist angesichts eines Anodenwiderstandes von 100 kΩ erheblich, und eine Quelle spezieller Nichtlinearitäten. Die aber – wie immer bei dieser speziellen Verstärkerart – nicht generell unerwünscht sind.

© M. Zollner 2007

In **Abb. 10.2.13** sind Messergebnisse der **VOX-Schaltung** dargestellt: Bereits ohne Aussteuerung braucht der Kathodenfolger einen Gitterstrom von 185 µA. Die Messung des differentiellen Eingangswiderstandes (Wechselspannungs-Widerstand) des Kathodenfolgers ergibt im Arbeitspunkt einen überraschen niedrigen Wert: 90 kΩ! Dieser Impedanzwandler hat offensichtlich nicht den für derartige Schaltungen typischen "extrem hohen" Eingangswiderstand, sondern ist – wegen seines relativ großen Anodenruhestroms – sogar ziemlich niederohmig. Er belastet die vorhergehende Stufe bei höheren Anodenspannungen (U_{a1}) wie ein 90-kΩ-Widerstand, und verringert damit deren Spannungs-Verstärkungsfaktor um immerhin 28%. Mit abnehmender Anodenspannung (U_{a1}) wird der Eingangswiderstand des Kathodenfolgers dann hochohmig, er stellt also einen nichtlinearen Lastwiderstand dar. Die Übertragungskennlinie ist stark gekrümmt, der Ausgangsspannungshub relativ gering: Für eine große Ausgangsspannung kann der Kathodenfolger nicht genug Strom liefern, für kleine Ausgangsspannung wird die erste Röhre nicht ausreichend niederohmig. Jedenfalls nicht die 12AX7.

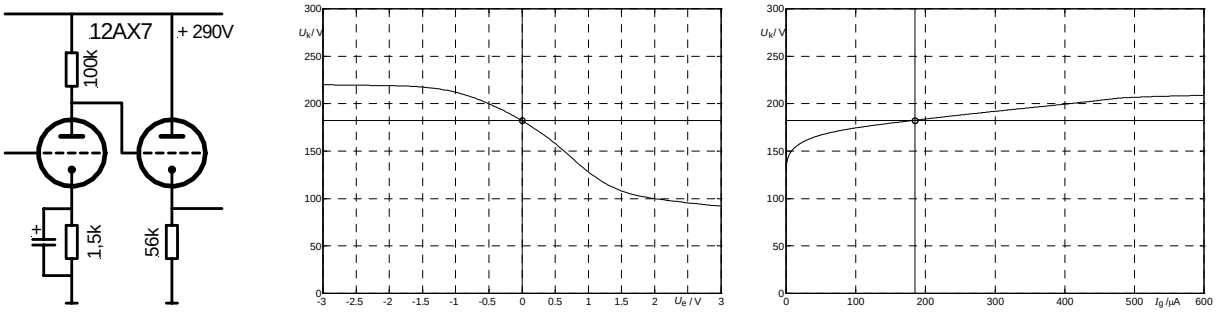


Abb. 10.2.13: Links: VOX AC30-TB. Mitte: Übertragungskennlinie der Gesamtschaltung. Zur Messung wurde die erste Röhre über R_{g1} = 100 kΩ angesteuert. Rechts: Gitterstrom der Kathodenfolger-Röhre

Abb. 10.2.14 stellt Summen- und Verzerrungspegel gegenüber. Das linke Bild zeigt die Verhältnisse der unbelasteten ersten Röhre, das rechte Bild beschreibt die nichtlineare Belastung. Man erkennt das Zurückgehen des Summenpegels L_Σ um 2,8 dB, sowie das Anwachsen der nichtlinearen Verzerrungen. Schon bei einem Eingangspegel von –15 dBV (178 mV) ergibt sich eine Klirrdämpfung von nur a_{k2} = 30 dB (d.h. k_2 = 3,2%). Dass der **Innenwiderstand** (Ausgangswiderstand) dieses Kathodenfolgers auch nicht die lehrbuchmäßigen 600 Ω aufweist, sondern stattliche 7 kΩ, darf nun auch nicht mehr verwundern: Sein Arbeitspunkt liegt eben nicht lehrbuchgemäß! Allerdings: Auch 7 kΩ sind für die VOX-Schaltung geeignet.

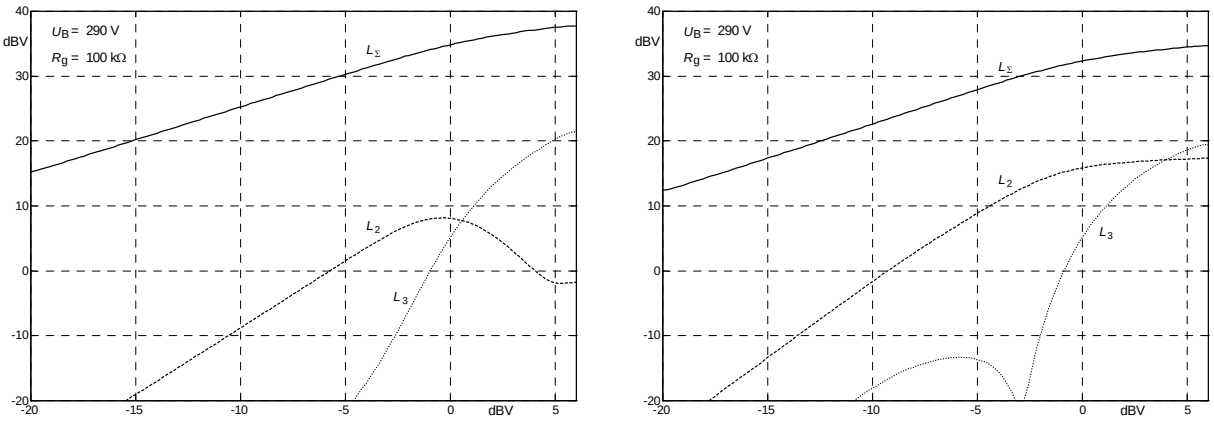


Abb. 10.2.14: Ausgangs-Summenpegel L_Σ, sowie L_2 und L_3 der VOX-Schaltung. Links: Nur erste Hälfte des Zwischenverstärkers (d.h. ohne Kathodenfolger). Rechts: Vollständige Schaltung mit Kathodenfolger.

© M. Zollner 2007

Der unübliche Arbeitspunkt des Kathodenfolgers ist die Ursache, dass im VOX-Zwischenverstärker große **quadratische Verzerrungen** (k_2) auftreten. Es fällt allerdings schwer, dahinter absichtliches Handeln zu vermuten – allzu unreproduzierbar sind die Details. Die Nichtlinearitäten hängen stark von der Betriebsspannung und der individuellen Röhre ab, und sind somit in jedem Verstärker unterschiedlich stark ausgeprägt (**Abb. 10.2.15**).

Abb. 10.2.15: Pegel (links) bzw. Klirrdämpfungen des VOX-Zwischenverstärkers; acht verschiedene 12AX7. Gitter-Vorwiderstand der ersten Röhre: R_{g1} = 100 kΩ. Betriebsspannung: U_B = 290V. (Vergl. Abb. 10.2.13).
Diese Abbildungen bleiben der Druckversion vorbehalten

Alle Verzerrungs-Messungen am VOX-Zwischenverstärker erfolgten bei kapazitiv überbrücktem R_{k1}; in der Historie der AC30TB-Schaltung gibt es allerdings auch eine Variante, bei der dieser Kondensator fehlt. Mit C_k = 25 µF wird praktisch im gesamten relevanten Frequenzbereich die Spannungsverstärkung um ca. 7.5 dB vergrößert, mit dem bei einigen Marshall-Verstärkern üblichen 0.68-µF-Kondensator werden hingegen nur Mitten und Höhen angehoben (vergl. auch Kap. 10.1). Der ab 10 kHz einsetzende Höhenverlust entsteht in der ersten Röhre (R_{g1} und Millereffekt). **Abb. 10.2.16** stellt die mit/ohne Kathoden-Kondensator gemessenen Frequenzgänge gegenüber.

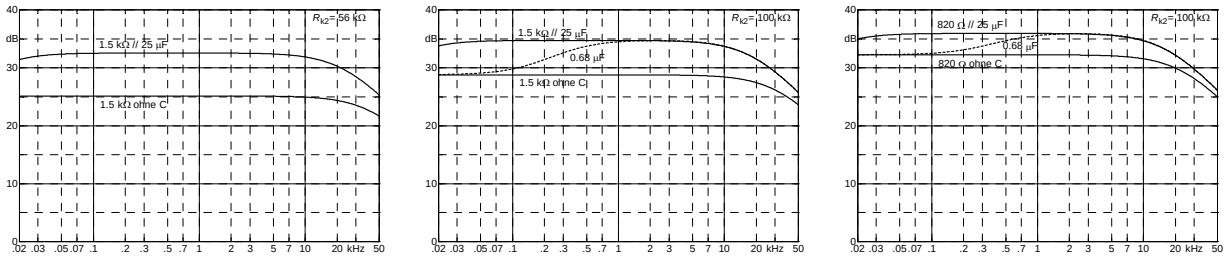


Abb. 10.2.16: Wirkung des Kathoden-Kondensators. Bei der VOX-Schaltung (links) ist der Kathodenwiderstand entweder mit 25 µF überbrückt, oder ohne Parallel-Kondensator

Im Zusammenhang mit nichtlinearen Verzerrungen ist natürlich die tatsächliche Aussteuerung von Bedeutung – hierfür gibt es aber keinen einheitlichen Richtwert. Gitarre, Spielweise, die Stellung der Klang- und Lautstärkepotentiometer, all das bestimmt die am Kathodenfolger anliegende Spannung. Bei dezentem Spiel können durchaus Spannungspegel unter –20 dBV typisch sein, die Nichtlinearitäten des Kathodenfolgers spielen dann keine Rolle. Aber bereits bei nur halb aufgedrehtem Vol-Poti erzeugt eine in üblicher Weise gespielte Stratocaster am Gitter der ersten Röhre Spannungsamplituden, die leicht 1 V überschreiten. Insbesondere der Anschlag (Attack) produziert dann starke nichtlineare Verzerrungen. (Mehr in Kap. 10.10).

© M. Zollner 2007

10.2.3 Mischstufe

Die meisten Gitarrenverstärker haben mehr als einen "Kanal", d.h. es gibt mehrere Eingangsbuchsen, die unterschiedlichen Verstärkerzweigen zugeordnet sind. Diese Zweige unterscheiden sich im Klang, in der Verzerrung, und/oder in den zuschaltbaren Effekten. Alle Verstärkerzweige münden aber in denselben Endverstärker, und dazu müssen ihre Signale addiert werden. Anstelle von Addieren ist auch "Mischen" üblich, wobei hiermit aber nicht die in der HF-Technik gebräuchliche Bedeutung Frequenzumsetzung gemeint ist. **Mischen = Addieren**.

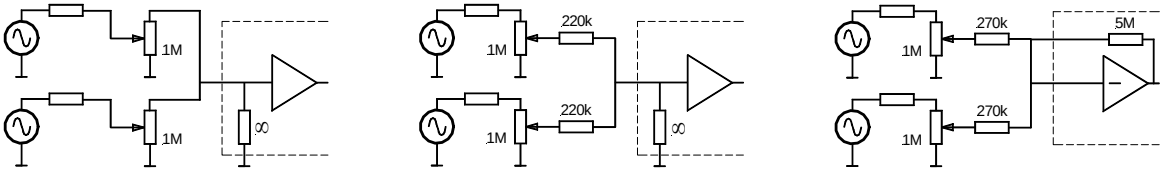


Abb. 10.2.17: Schaltungskonzepte zur Signal-Addition: Revers-Mode, Standard-Mode, Aktiv-Mode (v.l.n.r.).

In **Abb. 10.2.17** sind drei häufig verwendete Schaltungskonzepte dargestellt. Der sog. Revers-Mode ist vor allem in den Verstärkern der Anfangszeit zu finden; er wurde bald durch den Standard-Mode abgelöst. Ein genereller Nachteil aller passiven Mischstufen ist die gegenseitige Beeinflussung der Potentiometer: Hat man in einem Kanal (z.B. CH1) das Potentiometer ganz aufgedreht (α = 100%), und dreht nun das Potentiometer des zweiten Kanals ebenfalls voll auf (β = 100%), so wird hierdurch das Verstärkungsmaß des ersten Kanals um bis zu 6dB reduziert, weil sich die Kanäle gegenseitig belasten. In **Abb. 10.2.18** ist diese Beeinflussung in Abhängigkeit von der Schleiferstellung des kontralateralen Potentiometers (β) dargestellt.

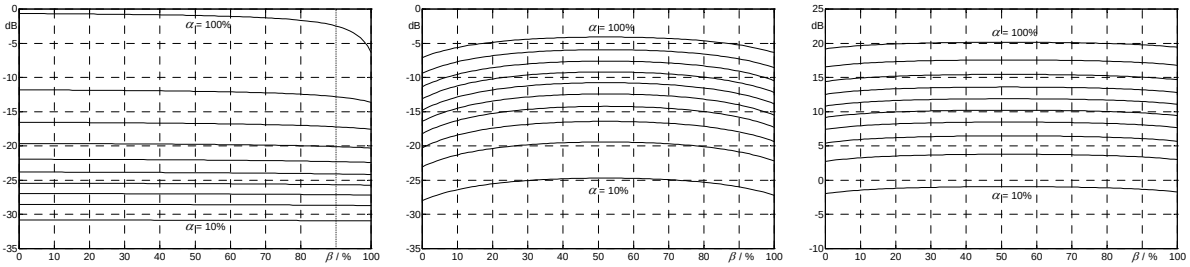


Abb. 10.2.18: Gegenseitige Beeinflussung der beiden Potentiometer; α = CH1, β = CH2. Bildzuordnung wie in Abb. 10.2.17. Potentiometer = 1 MΩ, Mischwiderstände = 220 kΩ bzw. 270 kΩ. Passiv-Modi: Verstärkung bis zum Summierpunkt. Aktiv-Mode: Verstärkung incl. Röhrenstufe (v = -50).

Die Innenwiderstände der Quellen, die beim Triodenverstärker in Kathoden-Basis-Schaltung ca. 40 kΩ betragen (Röhre // Anodenwiderstand), wirken bei aufgedrehten Potentiometern auf die Gegenseite und bedämpfen deren Signal. Im **Standard-Mode** wird diese Wirkung durch zusätzliche Summierwiderstände (in Reihe zum Schleifer) verringert. Beim Deluxe 6G3 sind an dieser Stelle 220-kΩ-Widerstände eingebaut, es gibt aber auch Verstärker, die 470 kΩ verwenden (z.B. Bassman 6G6). Größere Summierwiderstände ergeben bessere Unabhängigkeit, als Nachteile sind aber höheres Rauschen und schlechtere Höhenwidergabe zu erwarten. Bei der dritten Variante, dem **Aktiv-Mode**, verringert ein Gegenkopplungswiderstand sowohl das Verstärkungsmaß, als auch den Eingangswiderstand (Strom-Spannungs-Gegenkopplung). Mit hoher Schleifenverstärkung und starker Gegenkopplung könnte hiermit der kontralaterale Einfluss praktisch vollständig eliminiert werden, beim typischen Röhrenverstärker mit v = – (30 ... 50) verbleibt ebenfalls eine kleine Abhängigkeit, die aber in der Praxis nicht stört. Als weitere Auswirkung der Gegenkopplung verringern sich maximale Verstärkung und Klirrfaktor.

© M. Zollner 2007

Aktive Mischstufen sind bei Gitarrenverstärkern eher selten: In Fender-Verstärkern tauchen sie Mitte der 50er-Jahre auf (5E4, 5E5-A, 5D6-A), um kurz darauf wieder zu verschwinden. Mit Abstand am häufigsten kommt der Standard-Mode zum Einsatz, mit Mischwiderständen von 220 – 470 kΩ. Maßvolles Verkleinern der Mischwiderstände bringt praktisch keinen Gewinn bei der Verstärkung, erhöht aber die obere Grenzfrequenz (und verschlechtert die gegenseitige Beeinflussung). In Mittelstellung der Potentiometerschleifer beträgt der Quellwiderstand, den das Röhrengitter "sieht", ungefähr $(P/4 + R)/2$, mit P = Potentiometerwiderstand und R = Mischwiderstand; typische Werte für diesen Quellwiderstand sind ca. 250 kΩ. Zusammen mit der Röhren-Eingangskapazität, die wegen des Miller-Effekts bis zu 150 pF betragen kann, ergibt sich ein **Tiefpass** erster Ordnung mit einer Grenzfrequenz von 4 – 8 kHz. Dem damit einhergehenden leichten Brillanzverlust wird bei einigen Verstärkern mit einem **Überbrückungs-Kondensator** begegnet, der Potentiometer und/oder Mischwiderstand überbrückt – allerdings nur in einem Kanal, sonst würde sich die Wirkung reduzieren. Der derart modifizierte Kanal wird dann gerne mit "Bright" oder "Treble" oder "Instrument" bezeichnet, der verbleibende andere Kanal mit "Standard" oder "Normal".

Bei **Marshall's JTM-45**, einem Gitarrenverstärker aus den Anfängen der 60er-Jahre, erfolgt die Signaladdition zunächst über zwei 270-kΩ-Widerstände – wie beim Fender-Vorbild. Bald vollzieht sich aber ein Wechsel zu 470-kΩ-Widerständen, und dabei bleibt es über mehrere Modellgenerationen. Um den damit verbundenen Höhenverlust zu kompensieren, werden Überbrückungskondensatoren eingebaut, deren Werte modellspezifisch variieren. Die frühen Marshall-Verstärker gab es für Gitarre (Lead), für Orgel (Organ), für Bass und als PA; die Kondensatorwerte änderten sich, die Widerstandswerte auch.

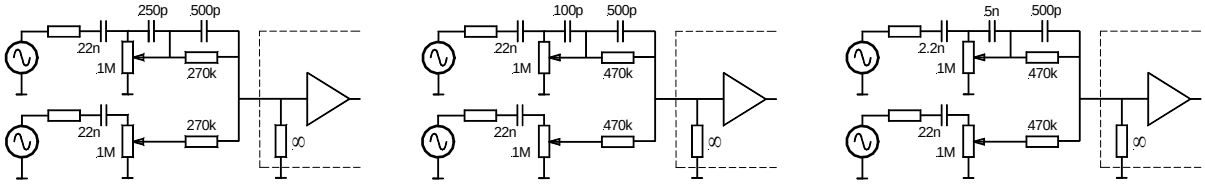


Abb. 10.2.19: Marshall-Verstärker, verschieden dimensionierte Addierstufen.

Abb. 10.2.19 zeigt drei Versionen der Addierstufe, für deren erste in **Abb. 10.2.20** die Frequenzgänge dargestellt sind. Die grau hinterlegten Flächen zeigen die gegenseitigen Interaktionen der Volume-Potentiometer. Je nach Position in der Hierarchie der Marshallisten lässt sich das als geniale Mannigfaltigkeit interpretieren, oder als grauenhafter Schaltungs-Murks.

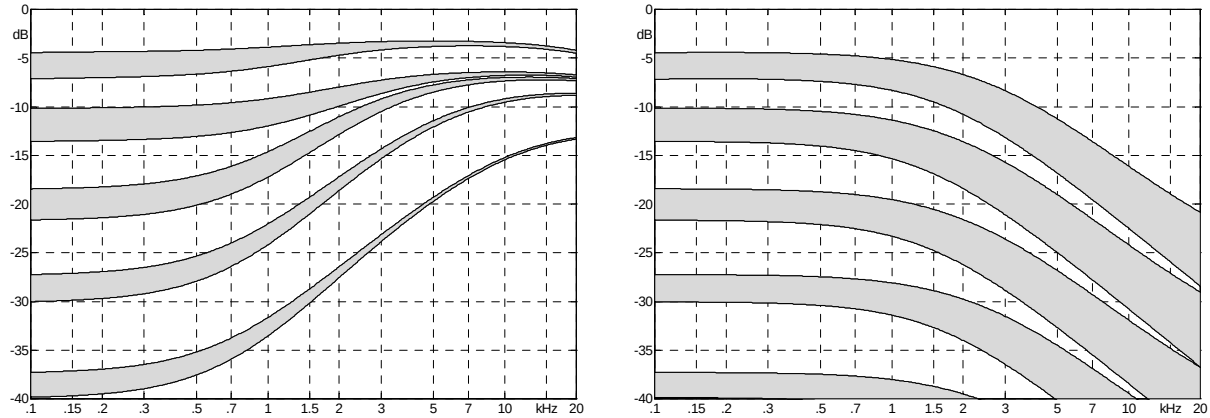


Abb. 10.2.20: Marshall JTM-45, Addierstufe. Links: Frequenzgang des Treble-Kanals, rechts: Normal-Kanal. Die grauen Bereiche geben die gegenseitige Beeinflussungen der Volume-Potentiometer an.

© M. Zollner 2007

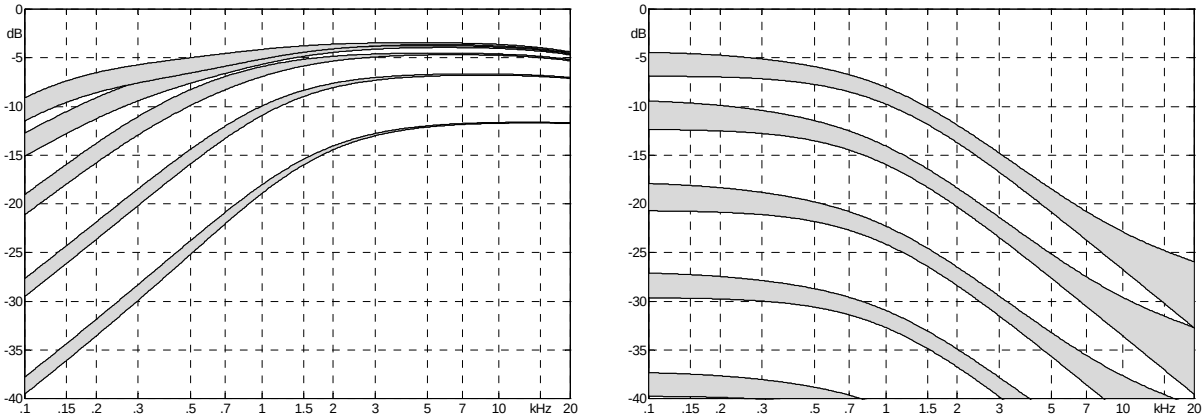


Abb. 10.2.21: Marshall Typ 1987, Addierstufe. Links: Frequenzgang des Treble-Kanals, rechts: Normal-Kanal. Die grauen Bereiche geben die gegenseitige Beeinflussungen der Volume-Potentiometer an.

In **Abb. 10.2.21** sind die Frequenzgänge für die in Abb. 10.2.20 rechts gezeichnete Schaltung dargestellt. Der Wechsel zu dem ungewöhnlich großen 5-nF-Kondensator ergibt eine spezielle Tiefenabsenkung, im üblicherweise verwendeten oberen Drehbereich arbeitet das Volume-Poti des Treble-Kanals fast nur noch als einstellbarer Bass-Cut. Und wie man hört, mit Erfolg. Eine zusätzliche Tiefenabsenkung bewirkt der auf 2.2 nF verkleinerte Koppelkondensator, und da anscheinen hiermit der Klang immer noch nicht aggressiv genug war, wurde in der zweiten Röhre der Kathodenwiderstand kapazitiv überbrückt. Aber nicht, wie bei Fender üblich, mit einem Elko, sondern mit einem 680-nF-Kondensator (**Abb. 10.2.22**). Bei hohen Frequenzen arbeitet diese Röhre folglich mit maximaler Verstärkung, bei tiefen Frequenzen erfolgt eine leichte Gegenkopplung. Einige Marshall-Verstärker hatten einen weiteren Kondensator zur Überbrückung des Kathodenwiderstandes der Vorröhre, einige verzichteten aber auch gänzlich auf Kathoden-Kondensatoren. Es gibt eben weder "die" Marshall-Schaltung, noch "den" Marshall-Sound.

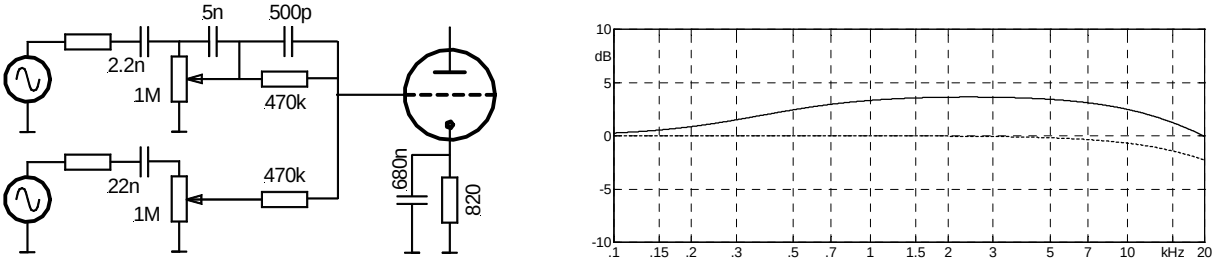


Abb. 10.2.22: Links: Kapazitiv überbrückter Kathodenwiderstand im Marshall-Verstärker Typ 1987 / 1959. Das rechte Bild zeigt die vom Kathodenkondensator bewirkte Höhenanhebung.

© M. Zollner 2007

10.3 Klangsteller (Tone-Control)

Gleich vorneweg gesagt: Das Geheimnis eines gut klingenden Gitarrenverstärkers sind nicht seine Klangsteller (bzw. Klang-Regler, bzw. Klang-Filter, bzw. Tone-Control). Natürlich braucht man dieses Baugruppen, um Bässe, Mitten, Höhen den subjektiven Wünschen entsprechend einzustellen, Modifikationen am Klangsteller machen aber in der Regel aus einem schlechten Verstärker noch keinen guten.

Die ersten Gitarrenverstärker hatten oft nur einen simplen Höhensteller. Bei Fenders *Champ* gab es anfangs sogar nur einen einzigen Drehknopf: *Volume*. Klangänderungen waren, falls unabdingbar, an der Gitarre vorzunehmen. Der *Deluxe* hatte zur Klangeinstellung immerhin schon einen Höhensteller, und bekam im Lauf der Jahre weitere Knöpfe hinzu. Als Standard-Ausstattung gab's in den Fünfzigerjahren Bass- und Treble-Control, und in den Sixties bei einigen Auserwählten zusätzlich Middle-Control. Marshall übernimmt Fenders Tone-Control (mit kleinen Modifikationen), und auch bei Jennings VOX-Verstärkern ist eine vergleichbare Filterstufe zu finden. Und das sind sie, die Glorreichen Drei – sehr subjektiv ausgewählt, natürlich. Aber eine auch nur annähernd repräsentative Auswahl aller entwickelten Klangsteller würde den geplanten Rahmen weit überschreiten, deshalb die Beschränkung auf einige wenige Schaltungen.

In Mittenstellung gedreht, müssen die Klangsteller eines HiFi-Verstärkers eine frequenzunabhängige Übertragung ermöglichen. Die Klangsteller eines Gitarrenverstärkers nicht, denn dieser ist (zusammen mit dem Lautsprecher) noch Teil des Schallgenerators; er gibt dem Gitarrenton den letzten Schliff. Im Klangsteller können u.U. frequenzselektive Filterungen von mehr als 20 dB eingestellt werden, trotzdem ist der Klangsteller nicht die alleinige Filterstufe eines Gitarrenverstärkers. Die Eingangskapazitäten der Röhren wirken – zusammen mit den zumeist hochohmigen Schaltungswiderständen – als Höhenabsenkung, Überbrückungs-Kondensatoren (über-) kompensieren diesen Höhenverlust durch Höhenanhebung. Bewusst klein dimensionierte Koppelkapazitäten wirken tiefenabsenkend, kleine Kathoden-Kondensatoren ebenso. Frequenzselektive Endstufen-Gegenkopplungen wirken als Brillanz-Anhebung, Ausgangs-Übertrager können Resonanzanhebung und/oder Tiefenabsenkung beisteuern, und am Ende dieser Übertragungsstrecke kommt der Lautsprecher mit seinen nur schwach bedämpften Resonanzen. Nein, diese Übertragung ist alles andere als frequenzunabhängig – und gerade deshalb so heiß begehrt.

10.3.1 Bass-Middle-Treble

Als Beispiel für einen **passiven Klangsteller** wurde eine Schaltung ausgewählt, die in vielen Fender-Verstärkern anzutreffen ist, aber auch – mehr oder weniger modifiziert – bei Ampeg, Kitty Hawk, Marshall, Mesa Boogie, Music Man, Randall, Rickenbacker, Roland, Selmer, Solton, VOX, u.v.a.m. Der Begriff "passiver Klangsteller" besagt, dass die frequenzabhängige Filterung nur durch passive Bauteile, also Widerstände und Kondensatoren erfolgt. Die um den Klangsteller gruppierten Röhren verstärken frequenzunabhängig. Dass dies nicht in letzter Konsequenz zutrifft, kann näherungsweise ignoriert werden. Beim *aktiven* Klangsteller ist das RC-Netzwerk in die Rückkopplungs-Schleife einer Röhre eingebunden, diese Schaltungen haben eine deutlich andere Struktur. Ganz grundsätzlich betrachtet zählen auch Induktivitäten zu den passiven Bauelementen, sie werden aber wegen ihrer relativ großen Bauform ungern, und wenn, dann höchstens in Exoten eingesetzt.

© M. Zollner 2007

Ein gutes Beispiel für ein einfaches passives Klangfilter ist in **Abb. 10.3.1** dargestellt. Diese Schaltung wurde in frühen Fender-Verstärkern eingesetzt (z.B. 5E4), sie findet sich aber auch in Abwandlungen bei Radioapparaten und ähnlichen Geräten. Gut überschaubare Verhältnisse ergeben sich für zugedrehtes Bass-Poti (Schleifer im Bild am rechten Anschlag). Für diesen Fall bleibt nur noch ein komplexwertiger Spannungsteiler übrig, der sich noch weiter vereinfachen lässt, wenn der Lastwiderstand zu unendlich angenommen wird. Der Strom ist dann von der Schleiferstellung unabhängig, und hängt, trotz *zweier* Speicher, nur als Funktion *erster* Ordnung von der Frequenz ab (Knickfrequenz = 653 Hz). Die Ausgangsspannung als Produkt dieses Stromes mal Querimpedanz hängt ebenfalls nur in erster Potenz von $p = j\omega$ ab, bei Abgleich ergibt sich sogar ein System nullter Ordnung mit frequenzunabhängiger Übertragungsfunktion (32.2 dB Dämpfung). Das rechte Diagramm von Abb. 10.3.1 zeigt die Übertragungsfunktion des unbelasteten Teilers, Parameter ist die Schleiferstellung.

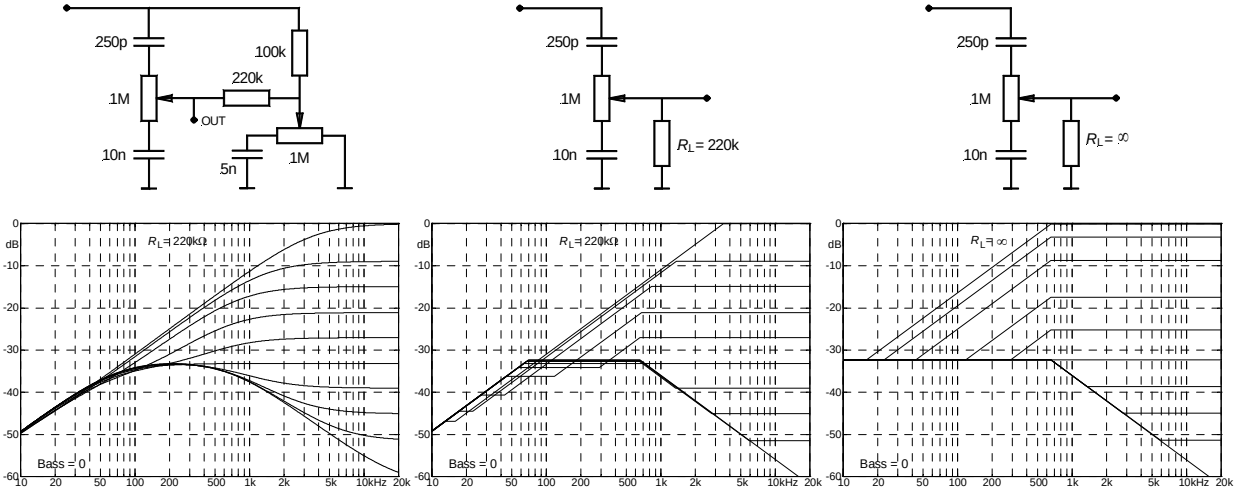


Abb. 10.3.1: Einfaches Höhenfilter. Die im linken Bild gezeichnete Schaltung wurde im Super-Amp 5E4 eingesetzt, die nebenstehenden Schaltungen sind Vereinfachungen für zugedrehtes Bass-Poti. Siehe auch Abb. 10.3.3.

Mit Lastwiderstand ergibt sich eine Übertragungsfunktion zweiter Ordnung, die näherungsweise als unbelasteter Teiler mit zusätzlichem Hochpass (f_g = 70 Hz) aufgefasst werden kann. Das mittlere Bild zeigt diesen Fall als Bodediagramm mit Näherungsgeraden, im linken Bild ist der vollständige Betragsfrequenzgang dargestellt. Bei der realen Schaltung wird man die Eingangskapazität der folgenden Röhre berücksichtigen müssen, die wegen des Miller-Effekts durchaus 100 pF betragen kann; die zusätzliche leichte Höhenbedämpfung macht sich aber erst ab ca. 10 kHz bemerkbar. Die Besonderheit des Fender-Klangfilters im Gegensatz zu den in der Audiotechnik sonst üblichen Klangfiltern zeigt **Abb. 10.3.2**: Während diese die Knickfrequenz konstant halten und den Kurvenfächer symmetrisch aufspannen, ändert sich beim Fender-Filter die Knickfrequenz beim Durchdrehen des Treble-Potis.

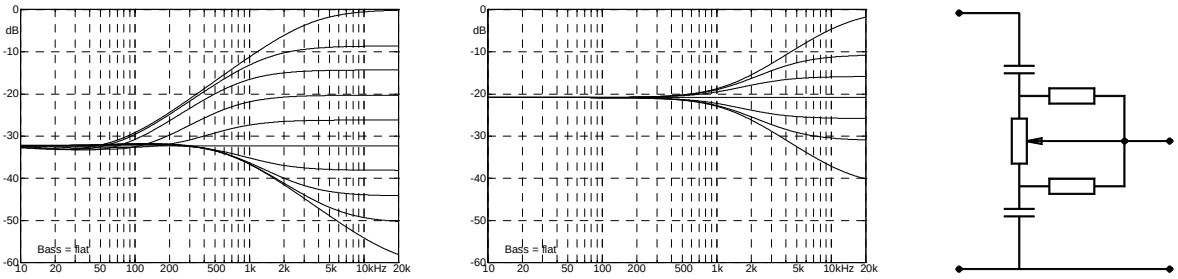


Abb. 10.3.2: Betragsfrequenzgänge im Vergleich: Gitarrenverstärker (links), Audioverstärker (Mitte und rechts).

© M. Zollner 2007

In **Abb. 10.3.3** ist die Wirkung des Fender-Klangfilters in 6 Diagrammen dargestellt. Auch hier zeigen sich die Unterschiede zu klassischen Audio-Klangfiltern deutlich: Höhen- und Tiefendämpfung beeinflussen sich gegenseitig, bei voll aufgedrehtem Bass- und Treble-Poti entsteht sogar eine ziemlich selektive Mittenabsenkung – eine Spezialität, die fast allen späteren Fender-Verstärkern erhalten bleiben soll.

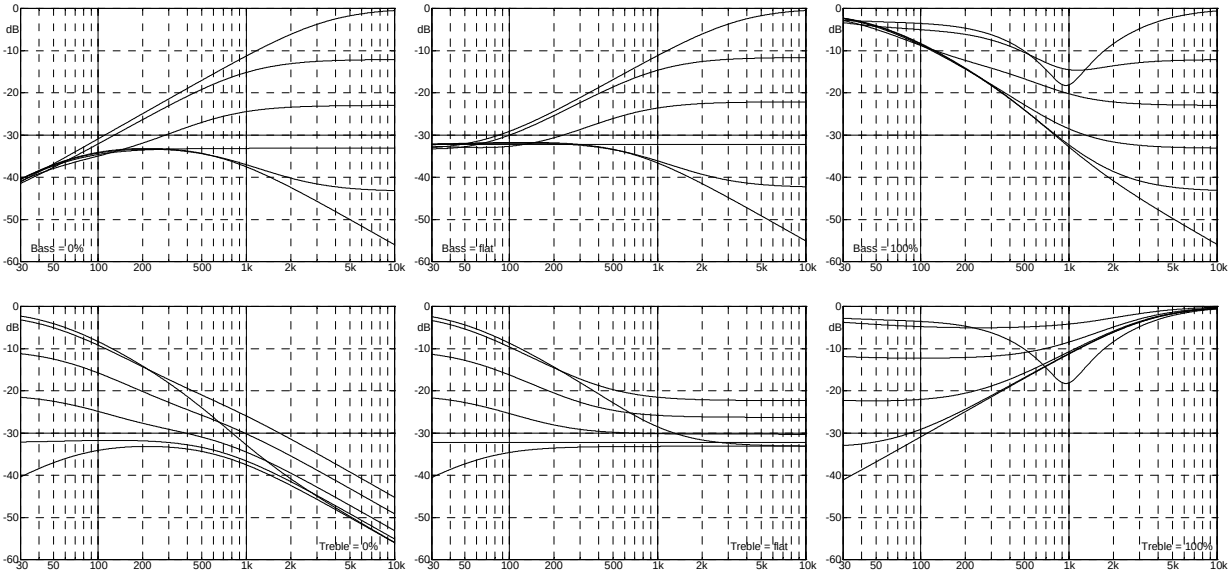


Abb. 10.3.3: Betragsfrequenzgänge der Filter-Schaltung nach Abb. 10.3.1 (Fender Super-Amp 5E4, um 1955).

Die Struktur dieses Klangfilters hat Ähnlichkeit mit der in Kap. 10.2.3 erläuterten Standard-Mischstufe: Höhen und Tiefen werden auf zwei parallele Kanäle aufgeteilt, hoch- bzw. tiefpassgefiltert, und am Ausgang zusammenaddiert. Der 5-nF-Kondensator schließt hohe Frequenzen gegen Masse kurz, und hat insoweit eine ähnliche Funktion wie der 10-nF-Kondensator. Vermutlich war es dieses Ähnlichkeit, die zusammen mit dem Wunsch nach Kostenersparnis zu einer Zusammenlegung der beiden Kondensatorzweige führte. Damit bei zugedrehtem Bass-Poti die Höhenfilterung nicht auf der Strecke blieb, musste zwischen dem 10-nF-Kondensator und Masse noch ein Widerstand eingefügt werden, und fertig war ein Klangfilter, das mit **nur zwei Kondensatoren** auskam (**Abb. 10.3.4**).

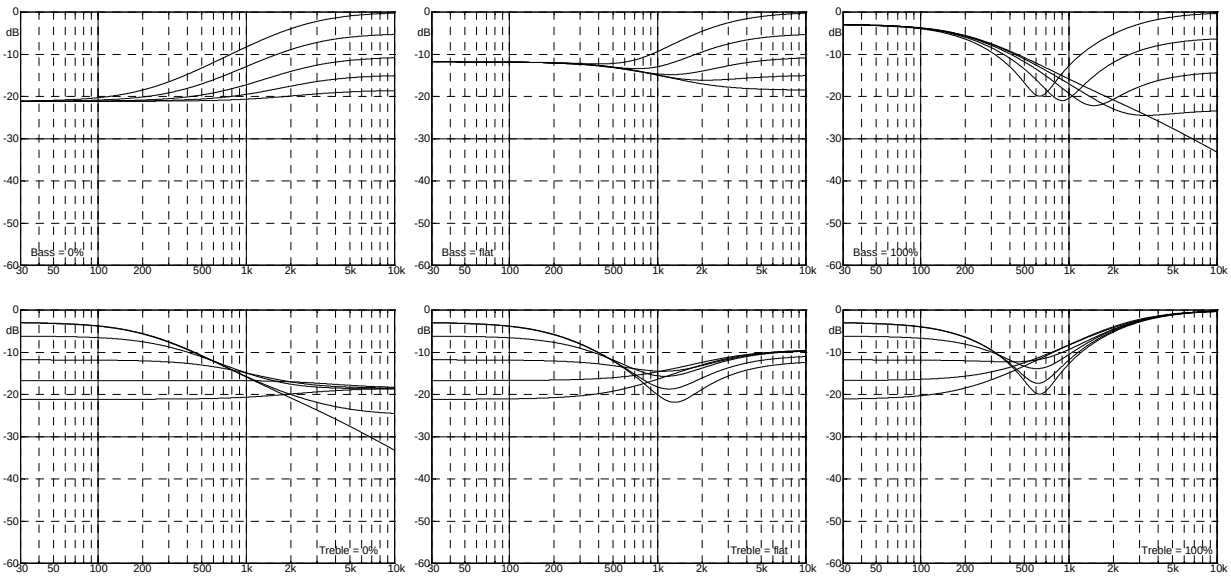


Abb. 10.3.4: Betragsfrequenzgänge des Klangfilters im Super-Amp 6G4. Schaltung siehe Abb. 10.3.8.

© M. Zollner 2007

Vermutlich wurden aber die Einstellmöglichkeiten dieses Einfach-Filters von den Musikern als zu gering beurteilt, denn schon bald gab's die Revision 6G4-A (**Abb. 10.3.5**): Eine überarbeitete Filterschaltung, jetzt sogar mit vier Kondensatoren, und mit einem speziellen Treble-Poti, das eine **Anzapfung** (engl. TAP) besitzt. Anscheinend lohnte sich der Aufwand, denn der Tremolux (6G9) erhält dieselbe Schaltung; auch im Bandmaster (6G7-A) und im Vibrolux (6G11) kommt sie zum Einsatz, dort allerdings mit kleinen Bauteile-Modifikationen.

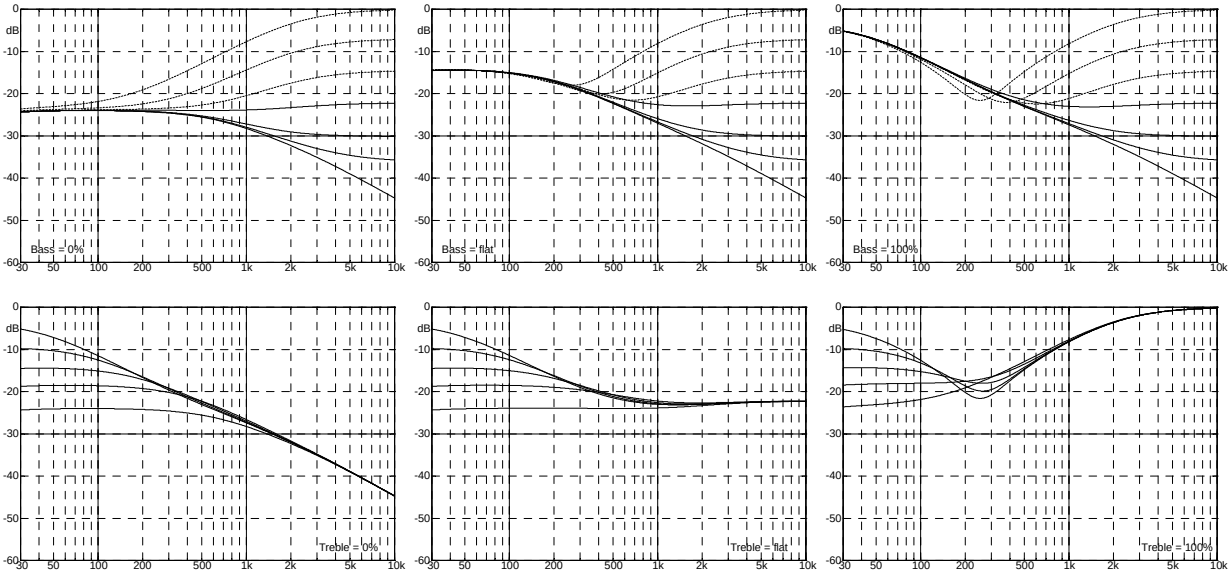


Abb. 10.3.5: Betragsfrequenzgänge des Klangfilters im Super-Amp 6G4-A. Schaltung siehe Abb. 10.3.8.

Aber bereits in der nachfolgenden Verstärkergeneration fällt das Tap-Poti wieder weg, und um 1963 entsteht die Filterschaltung, die als Mutter aller Klangfilter in die Geschichte eingehen wird, und in ähnlicher Form auch bei VOX, Marshall und vielen anderen Gitarrenverstärkern zu finden ist (**Abb. 10.3.6**). Besonders groß ist der Einstellbereich dieser Schaltung nicht, passt aber offensichtlich bestens zu der Kombination Fender-Gitarre + Fender-Verstärker. Die einzelnen Bauteilewerte erfahren sowohl bei Fender als auch bei den Epigonen kleinere Variationen, insbesondere das "Mittenloch" wird in seiner Frequenzlage hin- und hergeschoben, die grundsätzliche Schaltungstopologie steht aber damit fest.

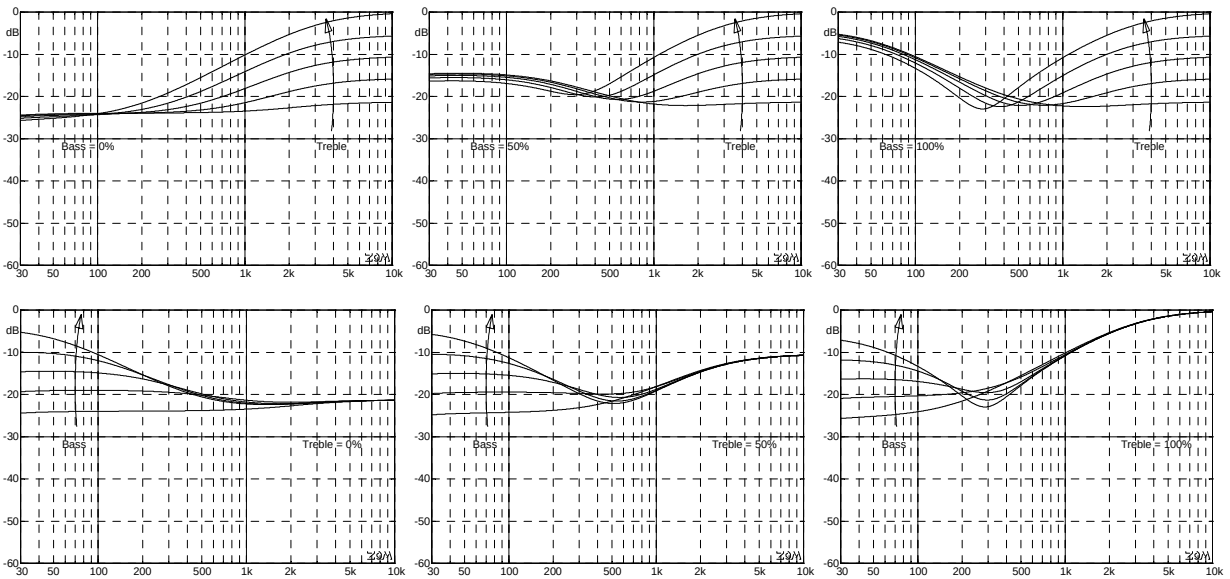


Abb. 10.3.6: Betragsfrequenzgänge des Klangfilters zu Beginn der 60er-Jahre. Schaltung siehe Abb. 10.3.8.

© M. Zollner 2007

Die neue Filterschaltung (AA763, Abb. 10.3.8) ermöglichte auch, mit wenig Aufwand dem Bass- und Treble-Control einen **Middle-Control** hinzuzufügen: Dazu wurde lediglich der in der ersten Version als Festwiderstand realisierte $R_M = 6.8k\Omega$ durch ein Potentiometer ersetzt.

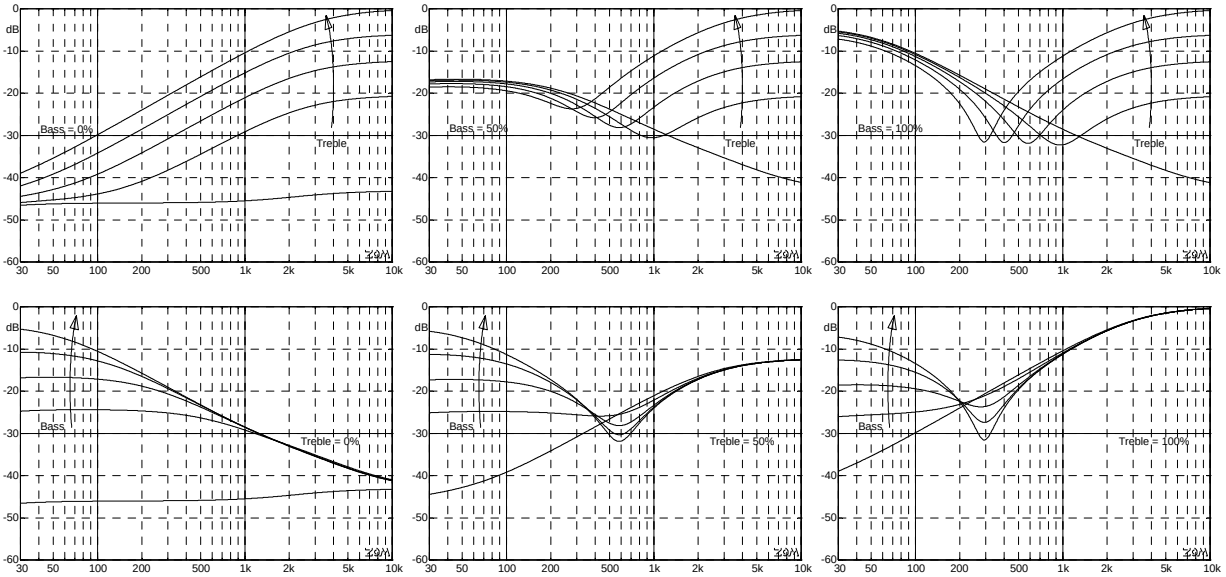


Abb. 10.3.7: Betragsfrequenzgänge des Klangfilters mit Mittensteller ($R_M = 500\Omega$). Vergl. mit Abb. 10.3.6.

In **Abb. 10.3.8** ist die Entwicklung der Fender-Klangfilterschaltung dokumentiert. Aus drei Kondensatoren wurden erst zwei, dann vier, bis schließlich eine einfache Drei-Kondensatorschaltung gefunden war, deren Topologie auch heute noch als Standard betrachtet wird.

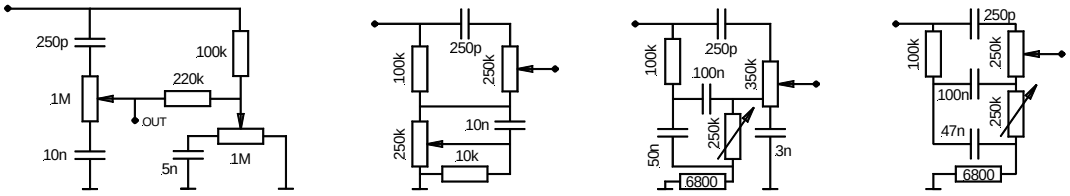


Abb. 10.3.8: Fender-Klangfilterschaltungen: 5E4, 6G4, 6G4-A, AA763 (von links nach rechts).

Bei den Bauteilewerten der AA763-Klangfilters gab es allerdings immer wieder Veränderungen: Neben der Variation des 6800-Ω-Widerstandes (Mitten-Poti) unterlag vor allem der 47-nF-Kondensator mehrfachen Modifikationen und variierte von 22 nF über 33 nF bis 47 nF. Die Auswirkung dieser Kapazitätsänderung zeigt **Abb. 10.3.9**: Bei nicht zu weit zugedrehtem Bass-Poti bewirkt die Verkleinerung der Kapazität eine Anhebung der Spektralanteile unter 500 Hz; steht das Bass-Poti dagegen auf null, ändert sich praktisch gar nichts, weil im relevanten Frequenzbereich die Parallelschaltung mit dem 100-nF-Kondensator im Vergleich zum 100-kΩ-Widerstand näherungsweise als Kurzschluss wirkt. Für 122 nF, sowie für 147 nF. Es fällt schwer, bei Fender-Verstärkern ein Kriterium für die Dimensionierung dieses Kondensators zu finden. Einige Verstärker, wie z.B. **Showman** oder **Twin**, starten 1963 mit 47 nF und behalten diesen Wert bei. Auch der **Bandmaster** erhält 1963 einen 47-nF-Kondensator, aber 5 Jahre später erfolgt der Wechsel zu 22 nF. Im **Pro-Amp** steckt hingegen zunächst ein 33-nF-Kondensator (AA763), der im gleichen Jahr auf 47 nF geändert wird (AB763), um 6 Jahre später einem 22-nF-Kondensator Platz zu machen. Anders im **Super-Amp**: Zuerst 33 nF (AA763), und noch im selben Jahr der Wechsel zu 22 nF (AB763). Wieder anders im **Deluxe**: Zuerst 33 nF (AA763), und noch im selben Jahr der Wechsel zu 47 nF. Magic, isn't it?

© M. Zollner 2007

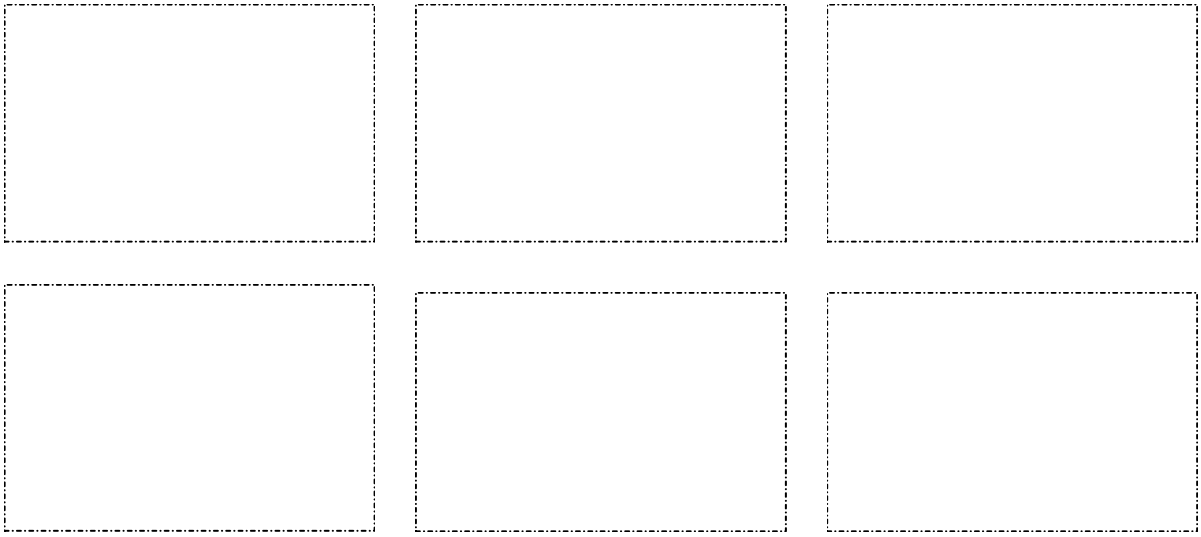


Abb. 10.3.9: Unterschied zwischen 22 nF (dünn) und 47 nF (dick) beim Fender-Klangfilter; R_M = 6800Ω.
Diese Abbildungen bleiben der Druckversion vorbehalten

Die bisher dargestellten Frequenzgänge berücksichtigten noch nicht die periphere Beschaltung. Die Quellimpedanz der vorhergehenden Stufe und die Eingangsimpedanz der nachfolgenden Stufe verändern die oben dargestellten Kurven, allerdings nicht grundsätzlich, sondern eher marginal. Die Vorstufen-Quellimpedanz beträgt bei Fender-Verstärkern typischerweise 30 – 40 kΩ, das ist ausreichend niederohmig, sodass als Näherung Spannungseinprägung angenommen werden kann. Last ist entweder ein hochohmiger Röhreneingang, oder das Vol-Poti, das mit 1 MΩ (seltener 500 kΩ) ausreichend hochohmig ist; der Ausgang ist folglich näherungsweise unbelastet. Für die Übertragung des obersten Frequenzbereiches muss allerdings die **Eingangskapazität** der folgenden Röhre berücksichtigt werden. Wegen des Miller-Effekts ist hier mit 100 – 150 pF zu rechnen, das ergibt zusammen mit 250 kΩ eine Grenzfrequenz von 6.4 bzw. 4.2 kHz. Am stärksten macht sich der Brillanzverlust in Mittelstellung des Schleifers des Vol-Potis bemerkbar, weil hier dessen Innenwiderstand am größten ist (R/4). Um diesem Höhenverlust entgegenzuwirken, hatten schon die ersten Gitarren-Verstärker einen **Bright-Kondensator** eingebaut; er überbrückte den oberen Teil des Vol-Potis. **Abb. 10.3.10** stellt im linken Bild den kapazitätsbedingten Höhenverlust dar, rechts ist die Wirkung des Bright-Kondensators zu sehen. Dargestellt ist nur die Übertragungseigenschaft von Quellwiderstand (38 kΩ), Vol-Poti (1 MΩ), Bright-Kondensator (120 pF), und Eingangskapazität (150 pF); die hinzukommende Dämpfung des Klangfilters ist im Bild nicht dargestellt, um überschaubare Kurven zu erhalten.

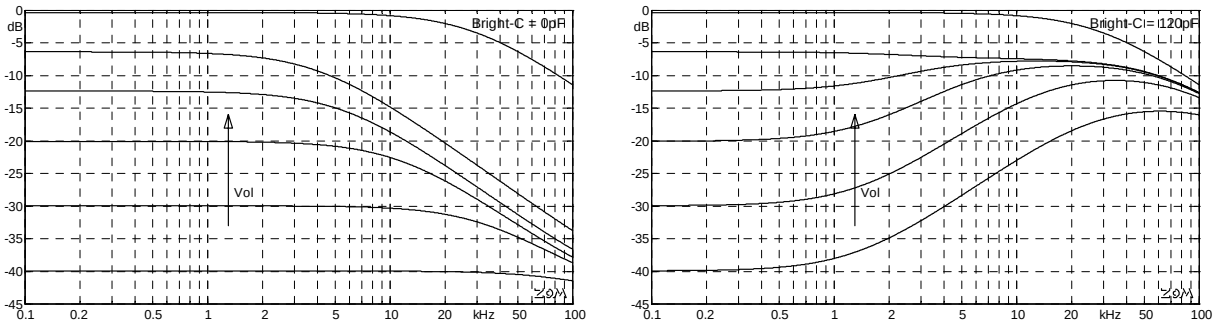


Abb. 10.3.10: Höhenverlust durch kapazitive Belastung des Vol-Potis (links), Höhenanhebung durch Bright-C. Quellwiderstand R_Q = 38kΩ, 1-MΩ-Poti, Eingangskapazität der folgenden Stufe: 150 pF.

© M. Zollner 2007

Das als AA763 bezeichnete Fender-Klangfilter ist in **Abb. 10.3.11** nochmals dargestellt, im Vergleich zu zwei um dieselbe Zeit entstandenen Konkurrenten: Dem VOX AC30-TB, und dem Marshall JTM-45. Die grundsätzliche Struktur ist gleich, im Detail finden sich aber charakteristische Abweichungen: So sperrt z.B. das Fender-Filter komplett, wenn alle drei Potis auf Minimum gedreht werden – die anderen beiden Schaltungen vermeiden diese ungünstige Eigenschaft. Die individuellen Bauteilewerte unterscheiden sich auch deutlich, sodass letztlich doch eigenständige Schaltungen entstanden sind – trotz aller Gemeinsamkeiten.

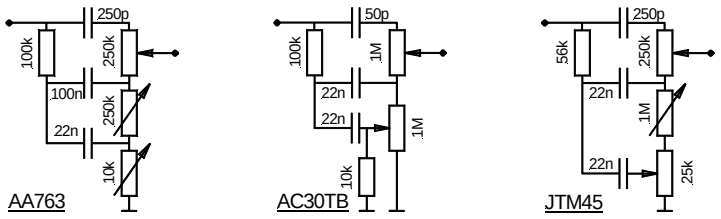


Abb. 10.3.11: Klangfilterschaltungen im Vergleich: Fender, VOX, Marshall. Die Filter werden unterschiedlich belastet: Fender und Marshall hochohmig, VOX mit 360 kΩ (jeweils zzgl. Miller-C).

In **Abb. 10.3.12** sind die Übertragungseigenschaften des **VOX**-Filters (AC30-TB) abgebildet. Besonders auffällig ist die Tiefenabsenkung, die von einem (im Bild nicht gezeichneten) RC-Hochpass bewirkt wird. Wieder anders das **Marshall**-Filter (**Abb. 10.3.13**): Hier war das Ziel der Entwicklung (bzw. Modifikation) offensichtlich eine geringe Grunddämpfung, die in der nachfolgenden Version (JTM-50) noch weiter verkleinert wurde, indem der 56-kΩ-Widerstand in 33 kΩ abgeändert wurde, und der 250-pF-Kondensator in 500 pF.

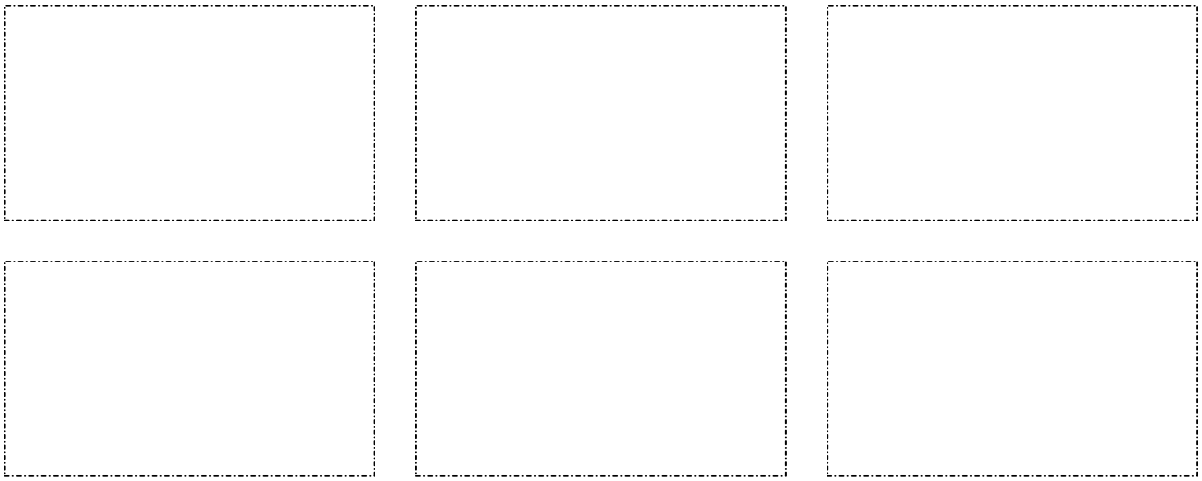


Abb. 10.3.12: Betragsfrequenzgänge des Klangfilters aus dem VOX AC30-TB (incl. 580-Hz-Hochpass).
Diese Abbildungen bleiben der Druckversion vorbehalten

Die **Klangunterschiede** der drei genannten Verstärker beruhen aber nicht in erster Linie auf den unterschiedlichen Filterschaltungen; erst das Zusammenwirken mehrerer Stufen erzeugt den individuellen Sound. Der hohe Endstufen-Innenwiderstand bewirkt beispielsweise beim AC30-TB eine starke Bassanhebung (Kap. 10.5.7) – bei Fenderverstärkern findet man die zwar auch, aber schwächer ausgeprägt. Marshall-Verstärker bieten hingegen mit dem in die Endstufen-Gegenkopplung integrierten Presence-Filter eine spezielle Höhenanhebung, die dem VOX fehlt. Weitere Unterschiede findet man im Übersteuerungsverhalten, und beim Lautsprecher: Bei Fender und VOX typischerweise ein offenes Gehäuse, bei Marshall hingegen die basskräftige geschlossene 4x12-Box. Das Klangfilter ist ein wesentlicher Teil des Gesamtsystems, seiner speziellen Realisierung sollte aber keine übertriebene Bedeutung zugeschrieben werden.

© M. Zollner 2007

Abb. 10.3.13: Marshall JTM-45. Die Höhenanhebung vorhergehender Stufen ist nicht berücksichtigt.
Diese Abbildungen bleiben der Druckversion vorbehalten

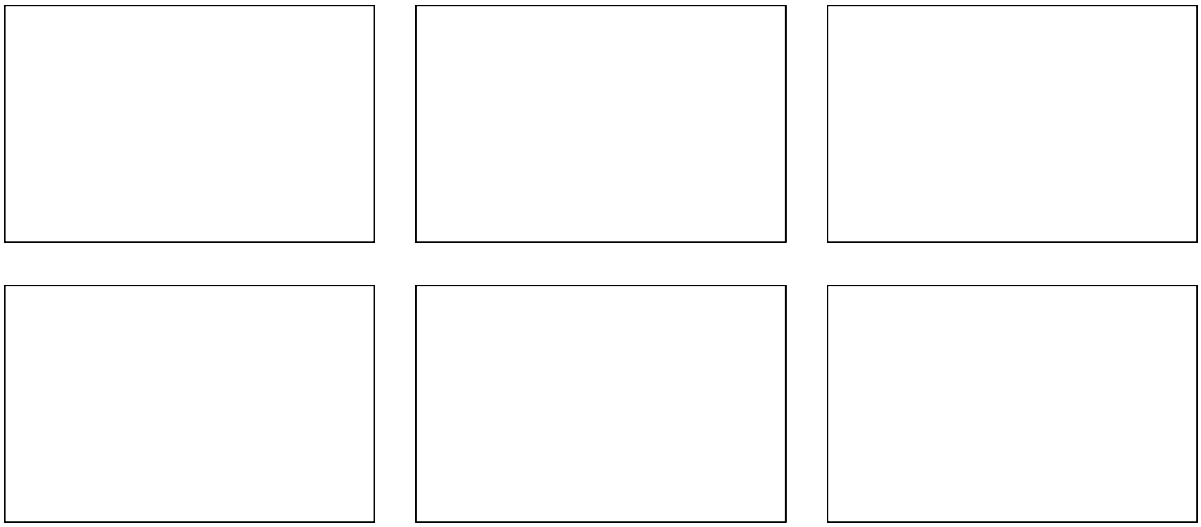


Abb. 10.3.14: Marshall JTM-50. Die Höhenanhebung vorhergehender Stufen ist nicht berücksichtigt.
Diese Abbildungen bleiben der Druckversion vorbehalten

© M. Zollner 2007

Dass bei Klangfiltern nicht "mehr = besser" gilt, zeigen die beiden folgenden Beispiele: Im Fender-Filter arbeiten zwei bis vier Kondensatoren, das Sound-City-Filter hat deren sechs! Oder sogar 10, wie **Abb. 10.3.14** zeigt. Nicht schlecht, aber trotzdem nicht von Dauer. Wäre diese Filterstruktur den anderen überlegen, sie hätte sich auch in Konkurrenzprodukten durchgesetzt – dies war aber nicht der Fall, diese Schaltungen verschwanden wieder vom Markt.

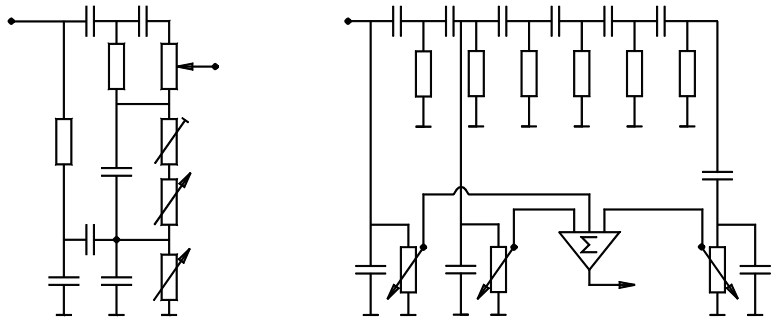


Abb. 10.3.15: Klangfilter im Sound-City-Verstärker. Links: CS100B. Rechts: L/B 120 Mark IV.

Wie man auch mit einfachen Klangfiltern überzeugende Verstärker bauen konnte, zeigt der im Folgenden untersuchte **Marshall 18-Watt-Verstärker**, der von 1965 – 1967 produziert wurde und sich trotz seines eher spartanischen Filternetzwerks eine große Fan-Gemeinde eroberte. Im Normal-Channel dieses Verstärkers arbeitet ein einziges Potentiometer als Tone-Control: Entweder Höhen oder Tiefen absenken – mehr ist nicht. Auch im Tremolo-Channel nur ein Klang-Knopf: Mehr oder weniger Höhen, interaktiv mit dem Vol-Poti verknüpft.

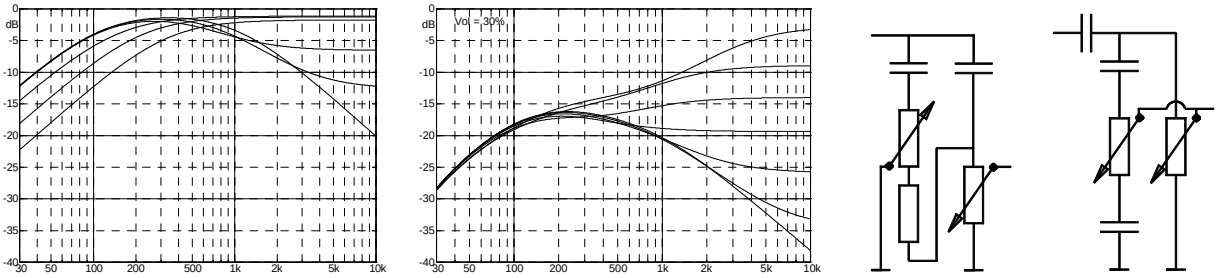


Abb.10.3.16: Betragsfrequenzgänge des Marshall-18W-Verstärkers; Normal-Channel (li.), Tremolo-Channel.

Sehr ähnliche Schaltungskonzepte findet man auch schon gute 10 Jahre früher in Fenders "Deluxe Amp" – lediglich das Vol-Poti ist "reverse" verschaltet, um die Addition eines zweiten Kanals zu ermöglichen. Und diese einfachen, "alten" Verstärker gelten heute keinesfalls als "out of time", sondern erreichen bei Veranstaltungen in kleinen Clubs und im Tonstudio Kultstatus. Ganz offensichtlich ist zur Wiedergabe einer E-Gitarre kein kompliziertes Klangfilter erforderlich. Frage an Lenny Kravits[♣]: "Wie bekommst Du diesen Ton hin?" Antwort: *"Nun, Du steckst eine Epiphone in einen Tweed Deluxe, drehst ihn auf 10, und das war's."*

Am anderen Ende Komplexität stehen Verstärker, die mit mehrbandigen grafischen und/oder parametrischen Equalizern eine fast unbegrenzte Klangvielfalt ermöglichen (Kap. 10.3.2). Für Verfremdungseffekte sind sie prädestiniert, die Mehrheit der Gitarristen scheint aber darauf verzichten zu können.

[♣] G&B 06/04

© M. Zollner 2007

10.3.2 Equalizer (EQ)

Ein Equalizer ist ein Filter, das schmalbandige Änderungen im Spektrum (bzw. in der Übertragungsfunktion) ermöglicht. Neben einer Grundverstärkung, die im Folgenden zu 1 ($\hat{=}$ 0dB) angenommen wird, definieren 3 Parameter das Übertragungsverhalten: Mittenfrequenz, Boost und Güte (**Abb. 10.3.17**). Mit der Mittenfrequenz f_x wird die **Frequenz** definiert, bei der das Verstärkungsmaß am größten (bzw. am kleinsten ist), **Boost** β spezifiziert den Verstärkungsfaktor bei f_x, und Q bestimmt die Bandbreite, oder präziser, die **Güte**. Beim parametrischen Equalizer (EQ) sind alle drei Parameter einstellbar, beim grafischen EQ ist nur β verstellbar, f_x und Q sind fest vorgegeben.

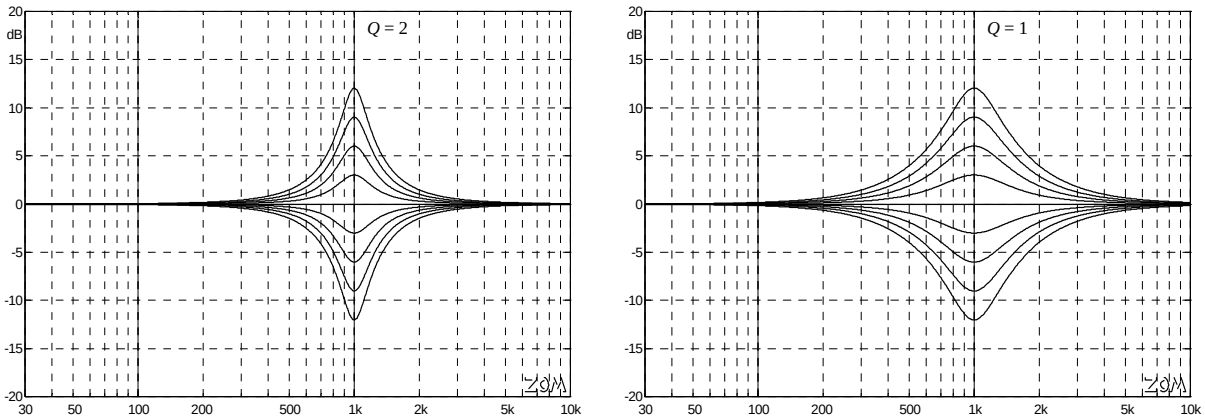


Abb. 10.3.17: Übertragungsmaße eine Equalizers. $B = 20\cdot\lg(\beta)$ = [-12 -9 -6 -3 0 3 6 9 12]dB, f_x = 1 kHz.

In Abb. 10.3.17 sind zwei verschiedene Kurvenscharen dargestellt. Während f_x und B selbsterklärend sind, bedarf die Güte ergänzender Erläuterungen. Häufig wird die Güte aus der an den -3dB-Punkten gemessenen relativen Bandbreite definiert; diese Definition ist beim EQ aber unbrauchbar, weil bei z.B. nur 2 dB Boost gar keine -3-dB-Punkte definierbar sind. Die richtige Definition ergibt sich aus der Übertagungsfunktion $\underline{H}$:

$$\underline{H} = \frac{\omega_x^2 + p\cdot\omega_x / Q_Z + p^2}{\omega_x^2 + p\cdot\omega_x / Q_N + p^2} \qquad p = j\cdot 2\pi f \qquad \omega_x = 2\pi f_x$$

Wie man sieht, gibt es in diesem Filter eine Polgüte Q_N, und eine Nullstellengüte Q_Z. Setzt man $f = f_x$, erhält man $b = Q_N / Q_Z$. Zur Definition *einer* EQ-Güte bieten sich unendlich viele Wege an, üblich sind zwei (verschiedene!) Definitionen: Entweder lässt man die Nennergüte konstant, und verändert mit der Zählergüte den Boostfaktor; dieser Filtertyp wird **Constant-*Q*-Equalizer** genannt, als EQ-Güte wird hierbei die Nennergüte spezifiziert. Oder man verknüpft Zähler- und Nennergüte über $Q_Z = Q/\sqrt{\beta}$ und $Q_N = Q\cdot\sqrt{\beta}$; in diesem Fall wird als EQ-Güte spezifiziert: $Q = \sqrt{Q_N \cdot Q_Z}$. Schaltet man zwei Equalizer des zweiten Typs in Kette, wobei f_x und Q jeweils identisch sein sollen, und die Boostfaktoren zueinander reziprok ($\beta_1 = 1/\beta_2$), kompensieren sich diese beiden Filter vollständig; sie sind zueinander invers, weshalb dieser EQ-Typ gelegentlich auch als **inverser EQ** bezeichnet wird (das in Abb. 10.3.17 dargestellte Filter gehört zu diesem Typ). Beim Constant-*Q*-Equalizer ergibt sich hingegen bei einer entsprechenden Kettenschaltung keine vollständige Kompensation: Die Absenkungen erfolgen schmalbandiger als die Anhebungen (**Abb. 10.3.18**). Wenn überhaupt, spielen diese Unterschiede aber nur beim grafischen EQ eine Rolle, denn beim parametrischen EQ können alle Parameter wahlfrei eingestellt werden.

© M. Zollner 2007

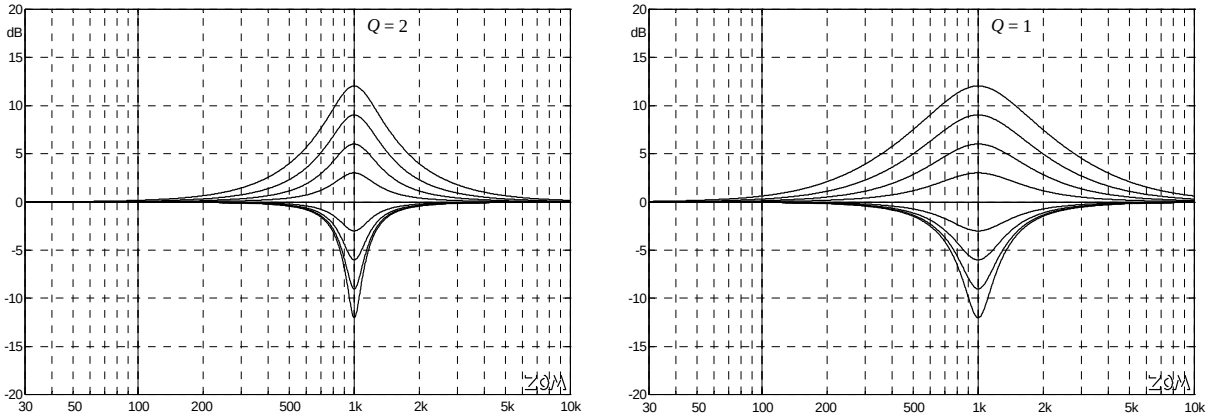


Abb. 10.3.18: Übertragungsmaße eines Constant-*Q*-Equalizers. Die spezifizierte Güte ist die Nenner-Güte.

Dem Constant-*Q*-Equalizer wird zugute gehalten, dass die Güte beim Vergrößern des Boost-Faktors nicht zunimmt, sondern Boost-unabhängig konstant bleibt. Die Nennergüte, muss man hinzufügen, denn die Zählergüte ändert sich natürlich schon. Es ist nicht ganz abwegig, der Nennergüte Priorität über die Zählergüte einzuräumen, denn der **Abklingkoeffizient**, der die zeitliche Hüllkurve einer Sprung- oder Impulsantwort bestimmt, hängt tatsächlich nur von der Nennergüte ab. Ob es allerdings wünschenswert ist, dass sich benachbarte EQ-Bänder in der in Abb. 10.3.18 gezeigten Weise Boost-abhängig mehr oder weniger stark überlappen, kann nur im Einzelfall nach individuellen Präferenzen entschieden werden.

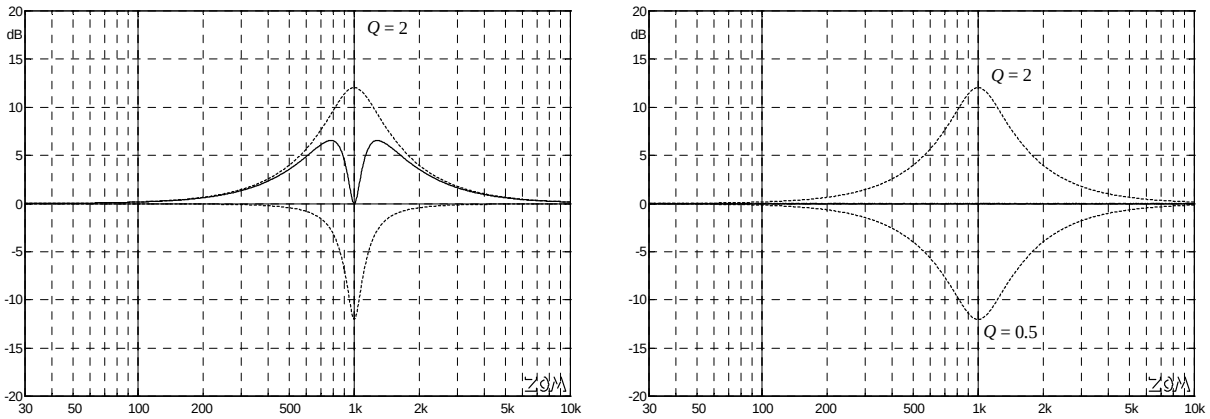


Abb. 10.3.19: Kettenschaltung zweier Constant-*Q*-Equalizer. Einzelfilter (----) und Kettenschaltung (——**).** Damit sich die Verstärkungsmaße zu 0 dB ergänzen, müssen diese Güten zueinander reziprok sein (rechtes Bild).

Eine häufig verwendete Schaltung zur Realisierung eines grafischen Equalizers zeigt **Abb. 10.3.20**. Die frequenzabhängige Schwingkreisimpedanz *Z* kann passiv (RLC) oder aktiv mithilfe eines weiteren Verstärkers realisiert werden; der Boostfaktor lässt sich am Potentiometer *P* einstellen, Mittenfrequenz und Güte sind durch die Schaltung vorgegeben.

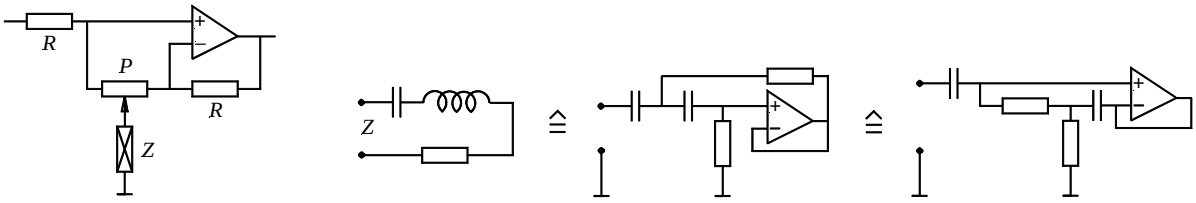


Abb. 10.3.20: Aktive EQ-Schaltung. Der Reihenschwingkreis (*Z*) kann mit einer der beiden aktiven Schaltungen realisiert werden. Die aktiven Schwingkreise sind Approximationen des idealen Reihenschwingkreises.

© M. Zollner 2007

Die in Abb. 10.3.20 vorgestellte Schaltung bietet die Möglichkeit, die Güte (innerhalb gewisser Grenzen) Boost-abhängig zu verändern (**Abb. 10.3.21**). Wie man sieht, ergibt sich ein inverses Verhalten mit im Detail unterschiedlicher Bandbreite. Relativ hochohmige Potentiometer ergeben das im rechten Bild dargestellte Verhalten, niederohmige das links dargestellte. Mit linearem Potentiometer ändert sich der Boostwert vor allem am Ende der Widerstandsbahn, deshalb ist ein spezielles Potentiometer mit S-förmiger Kennlinie erforderlich.

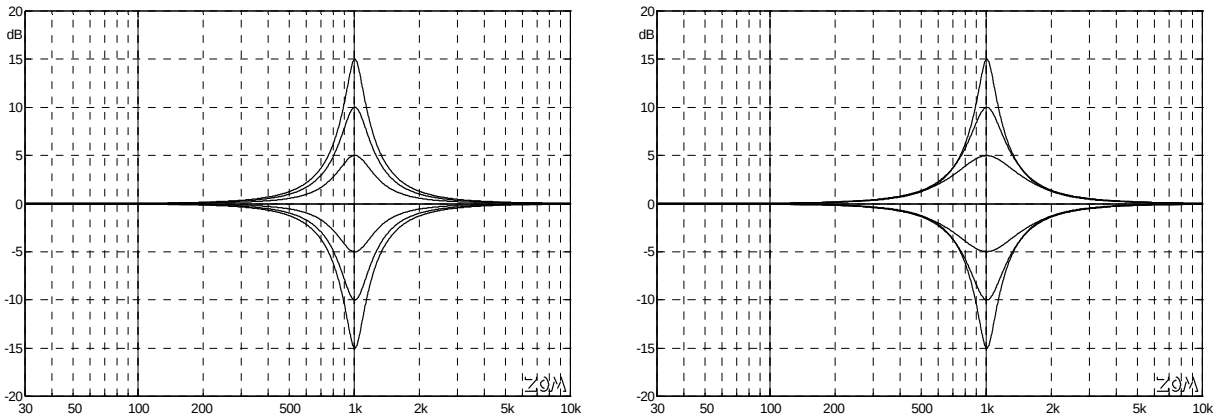


Abb. 10.3.21: Übertragungsmaße der EQ-Schaltung nach Abb. 10.3.20.

Fügt man in die EQ-Schaltung nach Abb. 10.3.20 mehrere Potentiometer (mit unterschiedlichen Schwingkreisen) ein, kann mit wenig Aufwand ein mehrbandiger grafischer EQ realisiert werden. **Abb. 10.3.22** zeigt hierzu Diagramme für unterschiedliche Einstellungen.

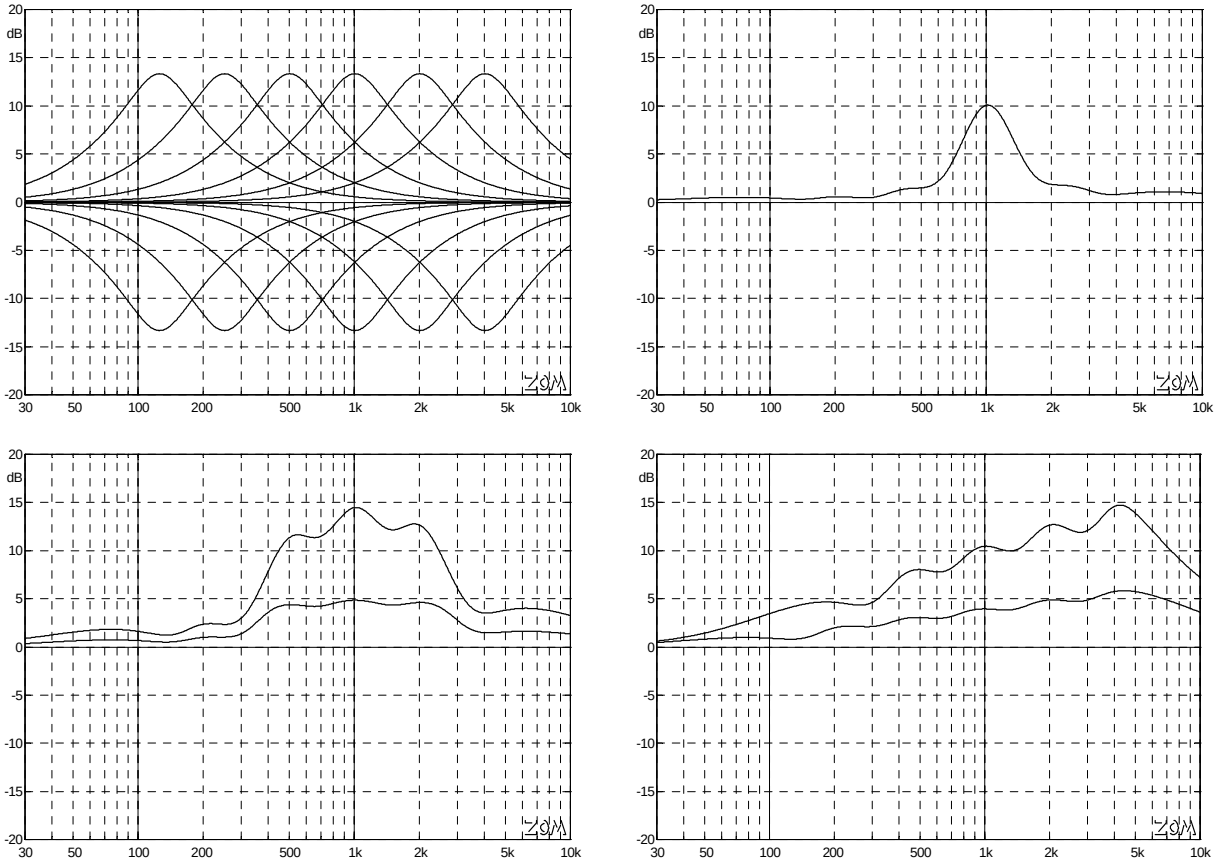


Abb. 10.3.22: Oktav-Equalizer: Einzelfilter (l.o.). Sechsbandiger EQ, Verstärkung nur im 1-kHz-Kanal (r.o.). Verstärkung nur in drei Bändern (l.u.). Über der Frequenz ansteigende Verstärkung (r.u.).

© M. Zollner 2007

10.3.3 Presence-Control

In der Tonstudiotechnik wird als Präsenzbereich der Frequenzbereich zwischen etwa 1 kHz und 4 kHz bezeichnet; ein **Präsenzfilter** ist ein in diesem Bereich arbeitender Equalizer. Beim Gitarrenverstärker ist ein Präsenzfilter (Presence-Control) hingegen eine Alternative zum Höhenfilter (Treble-Control). Eine frühe Variante des Präsenzfilters findet sich in Leo Fenders Bassman: Schon die zweite Bauform (5B6) erhält in der Endstufe eine Gegenkopplung, die im Nachfolgemodell (5D6) frequenzabhängig wird – vermutlich war eine zusätzliche Höhenanhebung wünschenswert. Da aber schon ein Höhensteller (Treble-Control) eingebaut war, musste ein neuer Begriff geschaffen werden: Presence-Control.

Jim Marshall (bzw. Ken Bran), der ja für seinen JTM-45 den Bassman als Vorbild genommen hatte, übernimmt auch dieses Präsenzfilter, nur bei VOX ist die Situation genau umgekehrt: Da der AC30-TB die Höhen fast schon zu stark anhebt, erhält dessen Endstufe einen als "Cut" bezeichneten Höhenabschwächer. Das bei Fender und Marshall verwendete Präsenzfilter arbeitet nach einem einfachen **Prinzip**: Ein in die Gegenkopplungsschleife integrierter Tiefpass verringert die hochfrequente Schleifenverstärkung, und hebt damit die Höhen an. Doch trotz ihres einfachen Funktionsprinzips, die Schaltung hat zwei Besonderheiten: Zum einen ist der **Lautsprecher** Teil der Gegenkopplungsschleife, seine Impedanz bestimmt die Wirkung des Präsenzfilters mit. Zum anderen muss berücksichtiget werden, dass die Endstufe eines Gitarrenverstärkers nicht selten **übersteuert** wird; das Präsenzfilter ist somit Teil eines nichtlinearen Systems, seine klanglichen Auswirkungen unterscheiden sich vom Treble-Control.

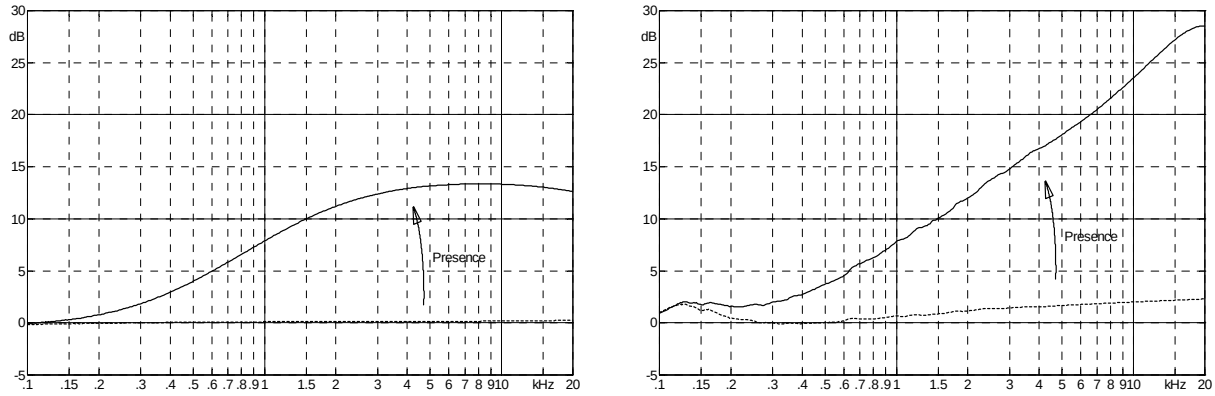


Abb. 10.3.23: Wirkung des Präsenzfilters beim Marshall JTM-45. Bei der links dargestellten Messung war der 16-Ω-Ausgang mit einem reellen 16-Ω-Widerstand belastet, rechts mit einer 4x12-Box (1960 AX).

In **Abb. 10.3.23** sind Messungen eines JTM-45 dargestellt. Das Generatorsignal wurde hierzu am Eingang des Differenzverstärkers eingekoppelt, gemessen wurde am Leistungsausgang. Im einen Fall war dieser mit einem 16-Ω-Widerstand belastet, im anderen Fall mit einer Lautsprecherbox. Die zwar auch mit nominell 16 Ω angegeben wird, deren Impedanz aber nicht konstant, sondern frequenzabhängig ist.

© M. Zollner 2007

10.4 Phasenumkehrstufe (Phase-Splitter)

Mit einer einzigen Endröhre (Eintakt-Betrieb) lässt sich nur eine kleine Ausgangsleistung erreichen, für hohe Leistungen ist Gegentakt-Betrieb erforderlich (Kap. 10.5). Eine Gegentakt-Endstufe benötigt zwei um 180° gegeneinander phasenverschobene Ansteuersignale. Diese zueinander gegenphasigen Spannungen werden in einer oder zwei Röhren in der sog. Phasenumkehr-Stufe (engl. PHASE-SPLITTER) erzeugt. Es gibt im Wesentlichen drei Schaltungskonzepte: Die mit v = –1 arbeitende Röhre in Kathoden-Basis-Schaltung (Paraphase), die Kathodyn-Schaltung, und den mit Gitter-Basis-Schaltung arbeitenden Differenzverstärker.

10.4.1 Kathoden-Basis-Schaltung (Paraphase)

Das Konzept ist einfach: Eine Triode verstärkt, ihre Anodenspannung ist sowohl Steuersignal für die eine Endröhre, als auch – über Widerstände abgeschwächt – Steuersignal der zweiten Triode; deren (gegenphasige) Anodenspannung steuert die andere Endröhre an (**Abb. 10.4.1**).

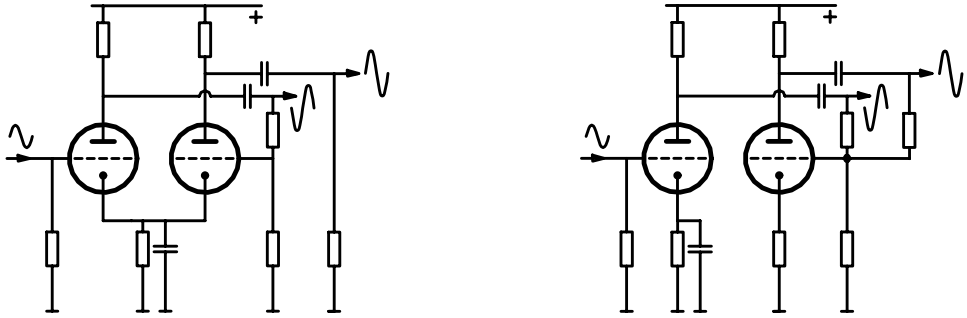


Abb. 10.4.1: Phaseninverter in Kathoden-Basis-Schaltung. Rechts: Modifizierte Versionen mit Gegenkopplung.

Die **Paraphase-Grundschaltung** findet man vor allem in frühen Gitarrenverstärkern (z.B. 1947, Fender Deluxe). Schon bald wurde sie modifiziert, dann durch die Kathodyn-Schaltung abgelöst. Der Vorteil der Paraphase-Schaltung liegt in der großen Spannungs-Verstärkung und der relativ großen Ausgangsspannung der beiden Röhren. Nachteilig ist, dass die Beträge der beiden Ausgangsspannungen nicht exakt gleich sind, sondern stark von den individuellen Röhrendaten abhängen. Mit einem Abgleich der Teiler-Widerstände ist zwar eine individuelle Symmetrierung möglich, im Laufe des Röhren-Lebens müsste aber immer wieder überprüft werden, ob diese **Symmetrierung** noch passt. Spätestens beim Röhrenwechsel müsste dann neu abgeglichen werden. Eine ganz andere Frage ist natürlich, ob ein Gitarrenverstärker tatsächlich bei symmetrierter Phasenumkehrstufe am besten klingt – aber auch bei gewollter Unsymmetrie müsste diese ja wohl spezifisch sein, und dürfte nicht von zufälligen Röhrenstreuungen abhängen.

Die typische Paraphase-Schaltung, wie sie z.B. im alten **Fender Deluxe** (5B3) zu finden ist, schwächt die Wechselspannung der ersten Triode mit einem 250-kΩ / 7.0-kΩ-Teiler auf ca. 1/44 ab. Für eine genaue Berechnung muss der Innenwiderstand der ersten Triode zu den 250 kΩ dazugezählt werden, näherungsweise sind das 50 kΩ. Die zweite Triode verstärkt diese abgeschwächte Spannung wieder um ca. –44, sodass zwei betragsmäßig gleich große, gegenphasige Wechselspannungen zur Ansteuerung der Endröhren zur Verfügung stehen. Das ist allerdings der Idealfall; in der Realität streut die Verstärkung der zweiten Triode beträchtlich.

© M. Zollner 2007

Wenn die Spannungsverstärkung der zweiten Triode nicht dem Sollwert entspricht, sondern z.B. um 20% zu klein ist, unterscheiden sich die beiden in der Endstufe erzeugten Halbwellen ebenfalls um 20%; mit der Konsequenz, dass alleine hierdurch ein **Klirrfaktor** von ca. 4% erzeugt wird. Eine derartige Unsymmetrie kann man gut oder schlecht finden – im Hause Fender fand man's nicht gut, und ersetzte (z.B.) beim Deluxe 5D3 den Spannungsteiler am Gitter der zweiten Triode durch eine Strom/Spannungs-**Gegenkopplung**: Die Anodenspannung der zweiten Triode wird abgegriffen (270 kΩ), und erzeugt einen zusätzlichen Strom im Gitterkreis. **Abb. 10.4.2** zeigt die Schaltung des Fender Deluxe 5D3, sie findet sich auch bei anderen Fender-Verstärkern jener Epoche (Super Amp 5D4, Pro Amp 5D5, Twin 5D8).

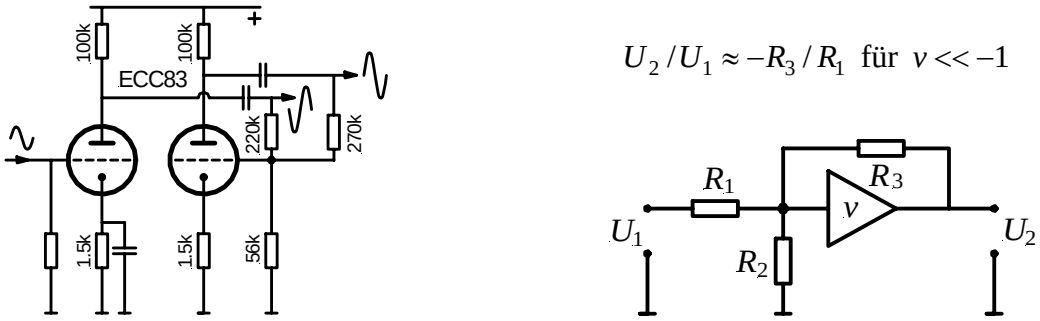


Abb. 10.4.2: Paraphase-Schaltung mit Strom/Spannungs-Gegenkopplung (Fender Deluxe 5D3, 1954).

Das Prinzip der Strom/Spannungs-Gegenkopplung kommt auch beim invertierenden OP zum Einsatz (rechtes Bild): Für gegen $-\infty$ gehende Verstärkung v geht die an R_2 abfallende Spannung gegen null, U_2/U_1 wird nur mehr vom Widerstandsverhältnis, und nicht mehr von v bestimmt [z.B. Tietze/Schenk]. Bei der Röhrenschaltung gilt diese Vereinfachung nur näherungsweise, die prinzipielle Wirkung ist aber dieselbe: Wenn sich die Leerlaufverstärkung der zweiten Triode um 10% ändert, ändert sich das Verhältnis der beiden (gegenphasigen) Ausgangsspannungen mit Gegenkopplung nur noch um ca. 1%. Die Gegenkopplung stabilisiert das Verhältnis U_2/U_1 der beiden Ausgangsspannungen, was im Englischen zum Begriff SELF BALANCING PARAPHASE CIRCUIT geführt hat.

Die Gegenkopplung hat aber noch eine weitere Wirkung: Sie verändert den **Innenwiderstand** der rechten Triode. Bei Belastung wird ja die Anoden-Wechselspannung der rechten Triode kleiner – damit verringert sich aber die über 270 kΩ zurückwirkende (gegenkoppelnde) Spannung, woraus eine größere Spannungsverstärkung resultiert. Die lastabhängige Verringerung der Anoden-Wechselspannung wird somit zumindest teilweise ausgeglichen (ausgeregelt). Der Innenwiderstand der linken Triodenschaltung (Abb. 10.4.2) ist einfach die Parallelschaltung von Röhren-Innenwiderstand (z.B. 63 kΩ) und Anodenwiderstand (z.B. 100 kΩ), also in diesem Beispiel ca. 39 kΩ. Berücksichtigt man noch die Last (ca. 220 kΩ), ergibt sich für die Gesamtschaltung $R_{i1} \approx 33$ kΩ. Bei der rechten Röhre ergibt die Berechnung (incl. Belastung) $R_{i2} \approx 12$ kΩ. Die Gegenkopplung hat also den Innenwiderstand des zweiten Röhrensystems auf ungefähr 1/3 reduziert. Solange die Belastung der beiden Paraphase-Ausgänge vernachlässigbar ist, spielen unterschiedliche Innenwiderstände keine Rolle. Durch die Eingangskapazitäten der Endröhren und bei Gitterstromfluss können sich aber Lastwiderstände ergeben, die zu u.U. beachtlichen Unsymmetrien führen.

Des weiteren muss berücksichtigt werden, dass das Steuersignal der einen Endröhre über *einen* RC-Hochpass läuft, das der anderen Endröhre aber über deren *zwei* – daraus resultieren Phasendrehungen im tieffrequenten Bereich. Ähnliches passiert bei hohen Frequenzen: Der Umweg über das zweite Triodensystem wirkt als zusätzlicher Tiefpass, der hochfrequent für Phasenfehler sorgt.

© M. Zollner 2007

In **Abb. 10.4.3** sind die Ausgangsspannungen einer nicht-gegengekoppelten Paraphase-Stufe dargestellt. Bei kleiner Aussteuerung (links) entstehen tatsächlich zwei gegenphasige, in etwa betragsgleiche Spannungen, mit zunehmender Aussteuerung beginnen Trioden-Begrenzungen sichtbar zu werden, die den Arbeitspunkt des Koppel-Kondensators verschieben. In der unteren Bildzeile tritt ab +20 V Endröhren-Gitterstromfluss auf, der die Spannungsverläufe zu positiven Werten hin begrenzt. Da das Signal der zweiten Triode aber von der begrenzten Anodenspannung der ersten Triode abgeleitet wird, ist das zweite Ausgangssignal auch zu negativen Werten hin begrenzt. Die Übersteuerung der Endröhren ist folglich unsymmetrisch.

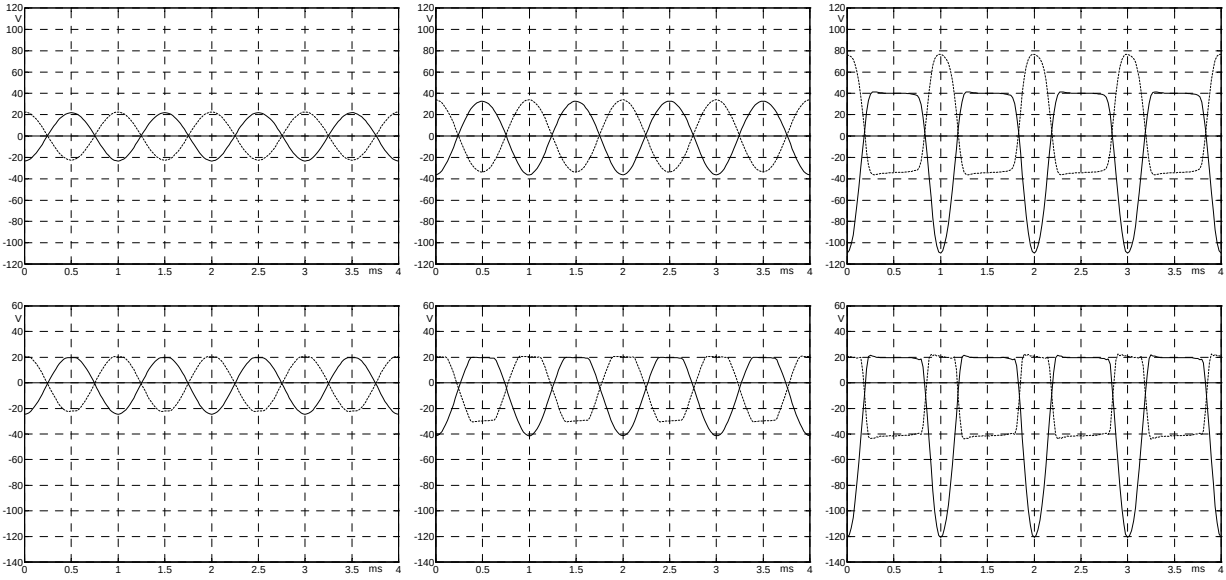


Abb. 10.4.3: Messungen an einer nicht-gegengekoppelten Paraphase-Stufe; 1. Röhre (——), 2. Röhre(---).
Oben: Ohne Gitterstrom-Belastung. Unten: Gitterstromfluss ab 20 V. Trioden-Betriebsspannung: 260 V.

Abb. 10.4.4 stellt entsprechende Messungen für eine gegengekoppelte Paraphase-Stufe dar. Auch hier zeigt sich im nichtlinearen Betrieb eine unterschiedliche Ansteuerung der beiden Endröhren, sowie die schon in Abb. 10.4.3 erkennbare Veränderung des Tastverhältnisses.

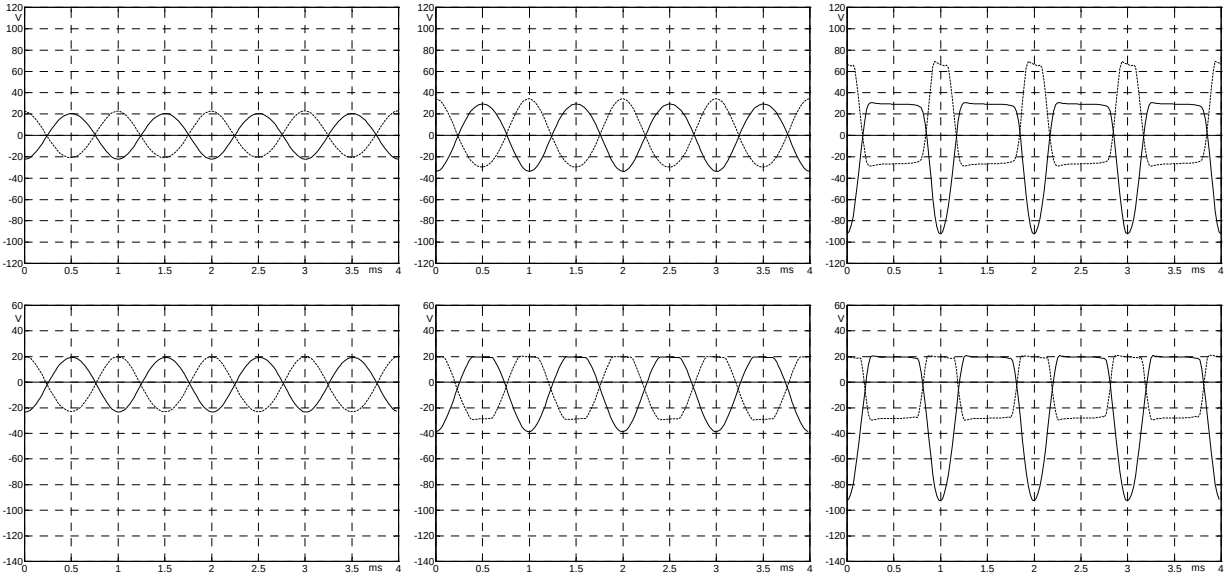
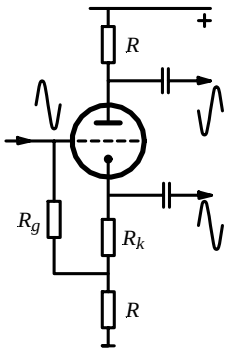


Abb. 10.4.4: Messungen an einer gegengekoppelten Paraphase-Stufe; 1. Röhre (——), 2. Röhre(---).
Oben: Ohne Gitterstrom-Belastung. Unten: Gitterstromfluss ab 20 V. Trioden-Betriebsspannung: 235 V.

© M. Zollner 2007

10.4.2 Kathodyn-Schaltung (Split-Load)

Die Kathodyn-Schaltung nutzt die Gegenphasigkeit der Kathoden- und Anoden-Wechselspannung. Nimmt man leistungslose Steuerung an, so entspricht der Kathodenstrom dem Anodenstrom, und somit sind für gleich großen Kathoden- und Anodenwiderstand die daran abfallenden Wechselspannungen exakt betragsgleich – unabhängig von den Röhrendaten. Bücher über Schaltungstechnik erklären die Funktion der Kathodyn-Schaltung gerne damit, dass der Anodenwiderstand in zwei "exakt" gleiche Hälften aufzuteilen sei, die dann den neuen Anodenwiderstand bzw. den Kathodenwiderstand ergeben. Vermutlich führte diese Erläuterung dazu, dass bei frühen Gitarrenverstärkern in der Kathodyn-Stufe enger tolerierte Widerstände zum Einsatz kamen: Beim Ampeg B-42-X liest man beispielsweise: *all resistors 10%*, aber neben den 47-kΩ-Kathodyn-Widerständen und den darauf folgenden 100-kΩ-Lastwiderständen steht: *5%*. Und es gab sogar Verstärker, die 2% Widerstands-Toleranz forderten.



$$v_A = -\frac{v_k}{1 + R_k / R} \approx -v_K$$

$$v_K = \left(1 + \frac{2R + R_i + R_k}{(R + R_k) \cdot R_i \cdot S}\right)^{-1} \approx \frac{\mu}{\mu + 3}$$

$$R_E \approx \frac{R_g}{3/\mu + R_k / R}; \qquad R_{iA} \approx R; \qquad R_{iK} \approx \frac{R + R_i}{1 + \mu}$$

Abb. 10.4.5: Kathodyn-Schaltung. Fender-typische Signal-Auskopplung direkt an der Kathode.

In **Abb. 10.4.5** ist eine für Gitarrenverstärker typische Kathodyn-Schaltung dargestellt. Die beiden Arbeitswiderstände (*R*) sind beim Fender-Verstärker in der Regel 56 kΩ, R_k = 1.5 kΩ, der Gitter-Ableitwiderstand ist 1 MΩ. Mehrere Fender-Verstärker erhielten 1955 diese Schaltung (Deluxe, Super, Pro, Bassman, Twin), allerdings nur für ca. 2 Jahre – dann kam der Differenzverstärker (mehr hierzu in Kap. 10.4.3). Bei der in Abb. 10.4.5 dargestellten Schaltung ist der Gitter-Ableitwiderstand R_g nicht gegen Masse, sondern gegen den aufgeteilten Kathodenwiderstand geschaltet. Durch diese Gegenkopplung wird der **Eingangswiderstand** R_E wesentlich vergrößert, im Beispiel auf ca. 18 MΩ. Ob dies dem Fender-Entwickler bewusst war, ist fraglich: Der zum Gitter führende Koppel-Kondensator beträgt nämlich 20 nF, wie bei 1-MΩ-Eingängen üblich. Nun liegt der 1-MΩ-Widerstand aber nicht an Masse, sondern an einer fast gleichgroßen kohärenten Wechselspannung, und dadurch erhöht sich der effektive Eingangswiderstand (Bootstrap). Mit 20 nF und 18 MΩ erhält man eine **Hochpass**-Grenzfrequenz von 0.4 Hz – für Gitarrenverstärker sehr speziell. Der Gibson GA-19-RVT koppelt bei seiner Kathodyn-Stufe hingegen mit 500pF – ob die mehr wussten?

Die **Spannungsverstärkung** vom Gitter zur Kathode ist ungefähr $1 - 3/\mu$, mit μ = Leerlaufverstärkung der Röhre. Bei der ECC 83 ergibt sich in guter Näherung $v_K = 0.97$. Fendertypisch ist die Anoden-Wechselspannung betragsmäßig geringfügig kleiner, ca. $v_A = -0.945$. Die **Innenwiderstände** der beiden Ausgänge sind hingegen sehr unterschiedlich: An der Anode in guter Näherung 56 kΩ (Stromgegenkopplung bei der Kathode), an der Kathode aber nur ca. 1.2 kΩ (Kathoden-Folger). Dies ist einer der Unterschiede zur Paraphase-Schaltung. Man spricht bei Verstärkerröhren ja gerne von *leistungsloser Steuerung*, und da wären Unterschiede in den Innenwiderständen belanglos. Sobald aber in den Endröhren Gitterströme fließen, beginnen sich Anoden- und Kathodenspannung der Kathodyn-Stufe zu unterscheiden.

© M. Zollner 2007

Eine wechselspannungsmäßige Anoden- bzw. Kathodenbelastung hat unterschiedliche Auswirkungen auf die jeweils andere Elektrode: Eine *Kathodenbelastung* würde den Anodenstrom und somit die Gitter/Anoden-Verstärkung vergrößern, eine *Anodenbelastung* würde die Gitter/Anoden-Verstärkung verkleinern; beide Belastungen hätten jedoch nur geringe Auswirkungen auf die Gitter/Kathoden-Verstärkung (Gegenkopplung). Belastet wird die Kathodyn-Stufe durch die beiden Endröhren. Deren Ansteuerung ist nur leistungslos, solange das Endröhrengitter hinreichend negativ gegenüber der Endröhrenkathode bleibt. Bei Vollaussteuerung und insbesondere bei Übersteuerung fließen aber in den Endröhren Gitterströme, die Kathodyn-Stufe arbeitet dann gegen eine nichtlineare Last.

In Abb. 10.4.6 sind für zwei verschiedene Aussteuerungen die Zeitfunktionen der Anoden- und Kathodenspannung dargestellt – zunächst ohne Endröhrenbelastung. Im Vergleich zur Paraphase-Stufe sind die maximal erreichbaren Spannungen kleiner, die Symmetrie ist besser. Mit Endröhrenbelastung (6V6, **Abb. 10.4.7**) verformt sich die Anodenspannung im Bereich des Minimums wegen des von der Kathode abfließenden Gitterstromes – dadurch vergrößert sich der Anodenstrom, und damit der Spannungsabfall am Anodenwiderstand. Eine entsprechende Ausbuchtung der Kathodenspannung entsteht praktisch nicht, da die Spannungsverstärkung des Kathodenfolgers vom Anodenwiderstand so gut wie nicht beeinflusst wird. Ein typischer Röhrenverstärker-Effekt ist in der letzten Bildzeile dargestellt: Mit zunehmender Übersteuerung nimmt die Betriebsspannung ab ("Sagging"). Die Minimumspannung ist deshalb keine Konstante, sondern hängt von der Netzteil-Siebschaltung ab.

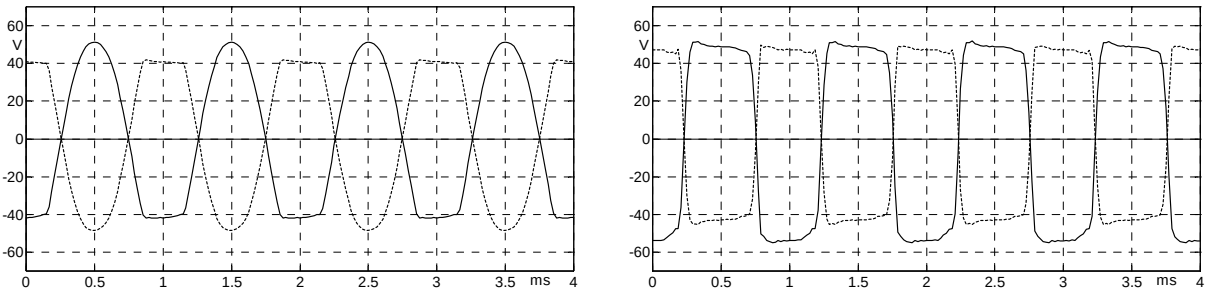


Abb. 10.4.6: Kathodyn-Stufe ohne Last, Wechselanteil. Anodenspannung (----), Kathodenspannung (——).

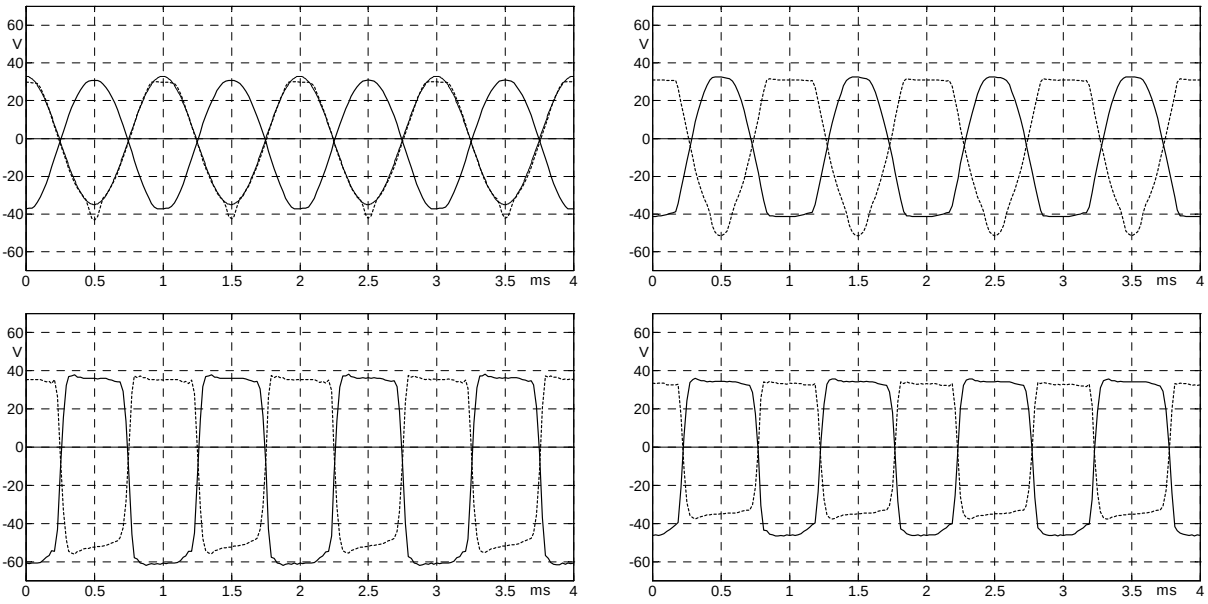


Abb. 10.4.7: Kathodyn-Stufe mit Last, Wechselanteil. Anodenspannung (----), Kathodenspannung (——).
Das rechte untere Bild zeigt die Situation nach länger dauernder Übersteuerung.

© M. Zollner 2007

10.4.3 Differenzverstärker (Long-Tail)

Dieser Schaltungstyp vereinigt zwei verschiedene Röhren-Grundschaltungen: Die erste Röhre arbeitet in Kathoden-Basis-Schaltung mit Stromgegenkopplung, die zweite Röhre arbeitet in Gitter-Basis-Schaltung; sie wird von der ersten Röhre über die Kathode angesteuert. In der Fender-Historie steht der Differenzverstärker am Ende einer Entwicklungsreihe: Paraphase (1946 – 1951), Paraphase mit Gegenkopplung (1951 – 1954), Kathodyn (1955 – 1957), Differenzverstärker (ab 1956). Andere Hersteller, wie z.B. VOX (1958) oder Marshall (1962), die erst ein gutes Jahrzehnt nach Fender mit dem Verstärkerbau begannen, verwendeten den Differenzverstärker gleich von Anfang an.

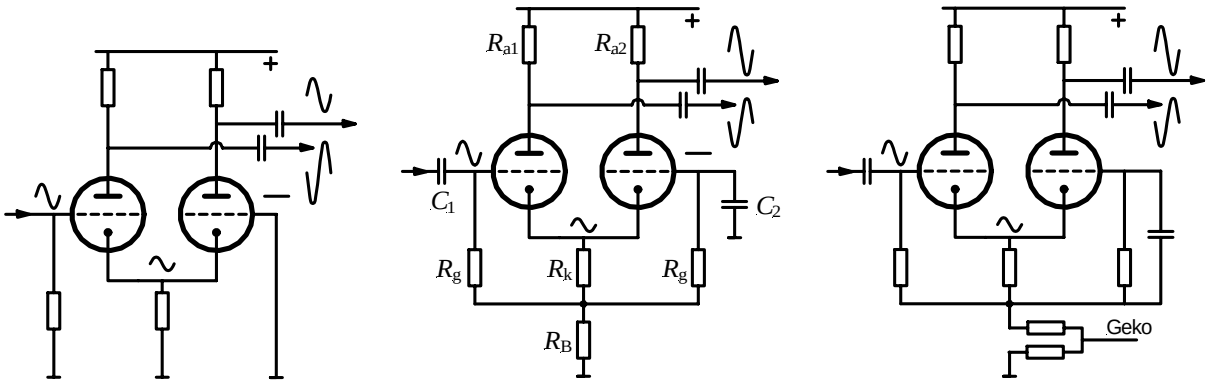


Abb. 10.4.8: Differenzverstärker mit Kathodenkopplung.

Das linke Bild von **Abb. 10.4.8** zeigt die Grundschaltung des Differenzverstärkers. Wechselspannungsaussteuerung der linken Röhre ändert ihren Anoden- und Kathodenstrom, und führt zu je einem Wechselspannungsabfall am Anoden- und Kathodenwiderstand. Da sich mit der Kathodenspannung auch die Steuerspannung der rechten Röhre ändert, wird auch ihr Anoden- bzw. Kathodenstrom geändert (Gitter-Basis-Schaltung). Als **Beispiel**: Wenn die (gegen Masse definierte) Gitterspannung der linken Röhre um 2 mV steigt, nimmt die Kathodenspannung um 1 mV zu. Ihre Gitter/Kathodenspannung hat folglich um 1 mV zugenommen, während die Gitter/Kathodenspannung der rechten Röhre um 1 mV abgenommen hat. Bei identischer Röhrensteilheit würden hieraus betragsgleiche, aber gegenphasige Anodenspannungen resultieren. Dieses in Büchern gerne verwendete Beispiel hat allerdings einen kleinen Schönheitsfehler: Die Summe der Anodenstrom*änderungen* wäre null, und damit bliebe das Kathodenpotential konstant – die rechte Röhre würde nicht angesteuert. Mit einer kleinen Änderung geht's aber: Das linke Gitterpotential steigt um 3 mV, das Kathodenpotential steigt um 1 mV, die Anodenpotentialänderungen sind gegenphasig – aber nicht mehr betragsgleich! Bei üblicher Dimensionierung wäre die Wechselspannungsverstärkung der rechten Röhre nur ungefähr halb so groß wie die der linken, und außerdem wäre sie ziemlich stark von den individuellen Röhrendaten abhängig. Aus diesem Grund wird der Kathodenwiderstand vergrößert, wodurch die Spannungsverstärkung beider Röhren zwar reduziert, aber röhrenunabhängiger wird (Stromgegenkopplung). Das mittlere Bild in Abb. 10.4.8 zeigt eine derartige Schaltung (VOX AC-30), das rechte Bild enthält zusätzlich einen Eingang für eine den Ausgangsübertrager einschließende große Gegenkopplungsschleife (Marshall, Fender ab 1956).

Die typische Differenzverstärker-Röhre ist bei Fender zunächst die **12AX7** (7025, ECC83), in der Blackface-Epoche erfolgt dann der Wechsel zu der im Ausgang eher niederohmigen **12AT7** (ECC81). VOX verwendet die ECC83 (12AX7), Marshall ebenso.

DATENBLATTANGABEN: Innenwiderstand = 11 kΩ (ECC81) bzw. 63 kΩ (ECC83).

© M. Zollner 2007

Die genaue Schaltungsanalyse des Differenzverstärkers zeigt, dass trotz der Stromgegenkopplung die Spannungsverstärkungen der beiden Röhren betragsmäßig unterschiedlich sind. Bei einer typischen Fender-Schaltung (Pro Amp AA763: R_a = 100 kΩ, R_g = 1 MΩ, R_k = 470 Ω, R_B = 27 kΩ) beträgt dieser Unterschied ungefähr 7%. In einem späteren Modell (Pro Reverb AA 165) wurde vermutlich aus diesem Grund ein Anodenwiderstand (R_{a1}) auf 82 kΩ abgeändert. Bei der nächsten Variante (AB 668) sind die Anodenwiderstände dann wieder gleich groß, aber nur mehr 47 kΩ, und dabei bleibt's für längere Zeit. VOX verwendet zwei gleich große Widerstände (und keine Über-Alles-Gegenkopplung!), Marshall hingegen zumeist die 82k/100k-Paarung, und eine frequenzabhängige Über-Alles-Gegenkopplung.

Der Gitterableitwiderstand R_g der ersten Röhre beträgt typischerweise 1 MΩ, und vermutlich wurde dieser Wert auch als Eingangswiderstand angesehen. Mit einem 20-nF-Koppelkondensator (z.B. Fender Twin 5F8A) ergäbe sich damit eine **Hochpass**grenzfrequenz von 8 Hz – für einen Gitarrenverstärker schon sehr niedrig, aber wohl kompatibel zu damaligen HiFi-Lehren. Nur: Durch die Gegenkopplung (R_B) wird nicht nur die Spannungsverstärkung verringert, sondern auch der Eingangswiderstand vergrößert (Bootstrap): Er beträgt deshalb nicht 1 MΩ, sondern ca. 2 MΩ, und die Grenzfrequenz rutscht auf 4 Hz ab. Das wäre nun selbst für einen Bassverstärker ausreichend, und tatsächlich findet man auch beim 5F6-Bassman einen 20-nF-Koppelkondensator. Einige Jahre später erhält der 6G6-B-Bassman allerdings einen 500-pF-Koppelkondensator! Die Berechnung der Grenzfrequenz würde 160 Hz ergeben, **aber**: dabei darf man nicht übersehen, dass neben der Kathodengegenkopplung auch noch eine zweite Gegenkopplungsschleife wirksam ist – die Berechnung wird damit schwieriger, weil weitere phasendrehende RC-Glieder und vor allem der Ausgangsübertrager zu berücksichtigen sind. Da vom 6G6-B-Bassman nur der Schaltplan, aber kein Originalgerät zur Verfügung stand, sollen deshalb keine quantitativen Vermutungen in die Welt gesetzt werden, sondern nur die allgemeine Aussage: Als Eingangskondensator (C_1) des Differenzverstärkers kamen bei Fender sehr unterschiedliche Kapazitäten (250 pF – 20 nF) zum Einsatz; die tatsächlichen Hochpassgrenzfrequenzen dieser unterschiedlichen Schaltungen sollten gemessen, und nicht aus Schaltplänen berechnet werden. Beim AC-30 sind's übrigens 47 nF, bei Marshall 22 nF.

In **Abb. 10.4.9** sind die Gitterspannungen eines Super-Reverb für drei verschiedene Aussteuerungen dargestellt. Bei kleiner Aussteuerung unterscheiden sich die beiden Signale geringfügig in ihren Amplituden, bei großer Aussteuerung entsteht eine signifikante Unsymmetrie. Die unterschiedliche Begrenzung zu negativen Spannungen hin könnte man eigentlich ignorieren, weil in diesem Bereich die jeweilige Endröhre sowieso sperrt; durch den unterschiedlichen Gleichanteil der beiden Steuersignale werden aber die beiden Koppelkondensatoren unterschiedlich polarisiert, und daraus resultieren unterschiedliche Tastverhältnisse in den beiden Endstufen-Anodenströmen. Diese durch Gitterstromfluss hervorgerufene Unsymmetrie wird in Kap. 10.4.4 ausführlicher erläutert.

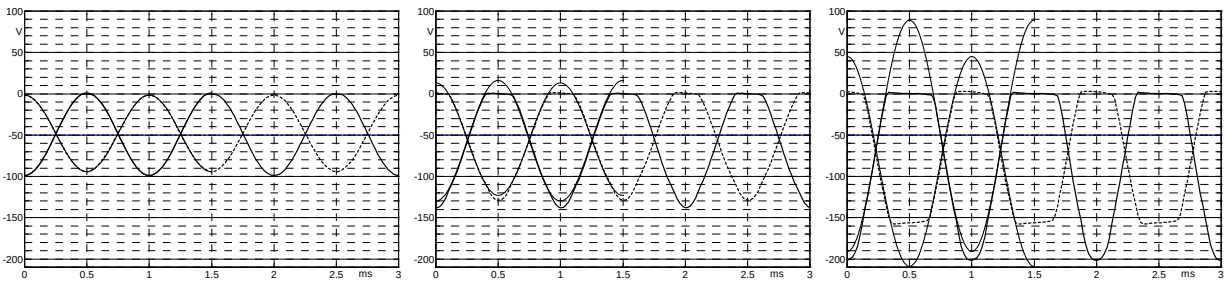


Abb. 10.4.9: Messungen am Differenzverstärker eines Fender Super-Reverb (AB-763, ohne Gegenkopplung). Endröhren-Bias = –50V. Gitterspannung der ersten Endröhre (V7 = ——) bzw. der zweiten Endröhre (V8 = ----). In der linken Bildhälfte sind zum Vergleich unverzerrte Kosinusschwingungen dargestellt.

© M. Zollner 2007

10.4.4 Halbwellen-Antimetrie

Jede der beiden Endröhren erzeugt sowohl geradzahlige als auch ungeradzahlige Verzerrungen; bei der Überlagerung der getrennt erzeugten Halbwellen (Kap. 10.5) löschen sich aber die geradzahligen Verzerrungen aus (Halbwellen-Antimetrie, Fourier-Transformation). Zur Verwirklichung dieses Ideals müssen:

- Die Ausgangsspannungen des Phaseninverters möglichst gleichartig sein,
- Die Endstufenröhren möglichst gleichartig (d.h. gepaart) sein,
- Die Primärwicklungen des Ausgangsübertragers möglichst gleichartig sein.

Die klassische Verstärker-Technik bietet Lösungen zur möglichst verzerrungsfreien Signalverstärkung an, und sieht die Minimierung der geradzahligen Verzerrungen als Vorteil der Gegentakt-Endstufe an. Ob geradzahlige Verzerrungen (also k_2, k_4, etc.) bei einem *Gitarren*-Verstärker gut oder schlecht klingen, soll an dieser Stelle nicht näher untersucht werden, dies ist eine Aufgabenstellung der Psychoakustik (Kap. 10.8). Gegenstand der folgenden Analysen ist vielmehr die Frage, bis zu welchem Umfang diese Verzerrungs-Minimierung gelingt.

In der Gegentakt-B-Endstufe (Kap. 10.5.3) wird das Audio-Signal auf zwei parallele, gegenphasige Kanäle aufgeteilt, wobei jede Endröhre nur eine Halbwelle verstärkt; im Ausgangsübertrager erfolgt dann wieder die Überlagerung zum Gesamtsignal (**Abb. 10.4.10**). Idealerweise entsteht hierbei gar kein Fehler, alle Spektrallinien außer der 1. Harmonischen heben sich bei der Überlagerung auf. In der Realität wird dieses Trennen und Zusammensetzen natürlich nicht ganz fehlerfrei funktionieren, es kommt zu nichtlinearen Verzerrungen.

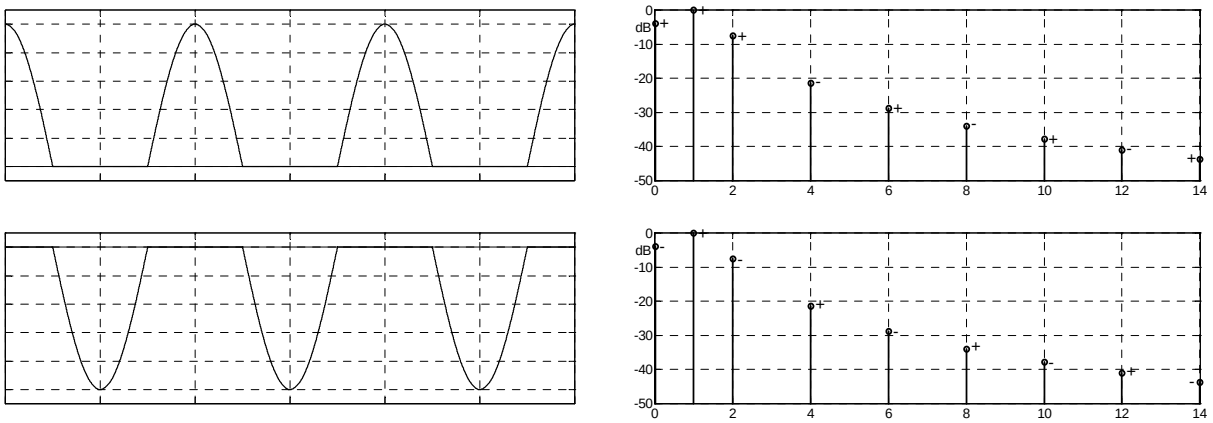


Abb. 10.4.10: Zeitfunktionen (links) und Spektren der Halbwellensignale. Nur bei der ersten Harmonischen sind die Vorzeichen der Fourier-Komponenten identisch, deshalb bleibt bei Addition nur diese Komponente übrig.

Ein naheliegender Fehler tritt auf, wenn die beiden Halbwellen unterschiedlich verstärkt werden (**Abb. 10.4.11**). Die Kompensation der geradzahligen Harmonischen ist dann unvollständig, es verbleiben geradzahlige Verzerrungen. (Im Bild: $k_2 \approx 8\%$).

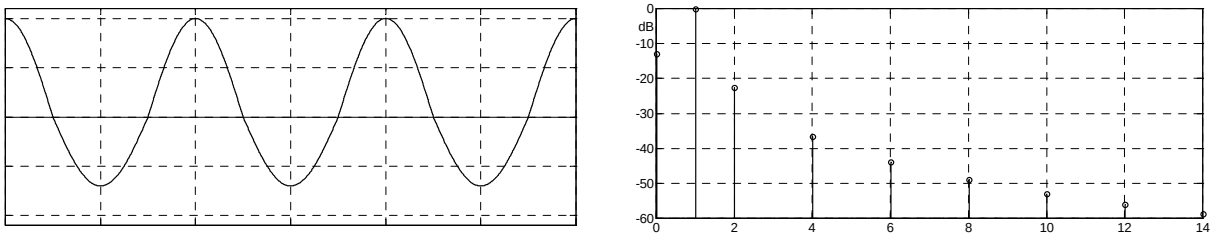


Abb. 10.4.11: Zeitfunktion und Spektrum eines Signals mit unterschiedlich verstärkten Halbwellen.

© M. Zollner 2007

Bei dem in Abb. 10.4.11 dargestellten Zeitsignal haben die beiden Halbwellen unterschiedliche Amplituden – sie sind jedoch nicht halbwellen-antimetrisch. **Halbwellen-Antimetrie** bedeutet, dass sich ein zeitperiodisches Signal nach der halben Periodendauer mit invertiertem Vorzeichen wiederholt: $u(t) = -u(t + T/2)$. Aus dem Verschiebungs- und Additionssatz der Fourier-Transformation kann man problemlos ableiten, dass derartige Signale nur ungeradzahlige Harmonische enthalten können. Solange also die Übertragungskennlinien der beiden Halbwellen-Übertragungszweige übereinstimmen, können folglich nur Klirrfaktoren ungerader Ordnung (k_3, k_5, k_7 etc.) entstehen. Schon in der **Phasenumkehrstufe** beginnt aber die "Unsymmetrie[♣]" der Steuersignale. Die Verstärkungen der Paraphase (Kap. 10.4.1) sind so verschieden wie die beiden Systeme der Doppeltriode, und so wurde ihr schon früh eine Gegenkopplung verordnet. Kathodyn-Schaltung und Differenzverstärker zeigen wesentlich weniger Abhängigkeit von individuellen Röhrendaten, sie *könnten* zwei betragsgleiche und ausreichend genau um 180° gegeneinander verschobene Steuersignale liefern – solange in den Endröhren vernachlässigbare Gitterströme fließen. Wieso findet man aber schon im Schaltplan Unsymmetrien, warum unterscheiden sich die Verstärkungsfaktoren der beiden Halbwellen – selbst bei idealen Röhren? Die Antworten waren und bleiben spekulativ:

1. Die Entwickler der frühen Schaltungen hatten von Elektrotechnik noch relativ wenig Ahnung; später wurden die Archetypen dann einfach kritiklos nachgebaut.
2. Mit diesen gewollten "Unsymmetrien" sollte ein spezieller Sound erzeugt werden.
3. Mit den Schaltungs-Unsymmetrien sollten andere Unsymmetrien korrigiert werden.
4. Gitarren-Verstärker waren ja keine Messgeräte, die Genauigkeit war nachrangig.

Zu 1: Diese Vermutung ist nicht ganz von der Hand zu weisen, Leo Fenders Erklärungen zur Elektrotechnik bzw. zur Magnetik sind – um es konziliant auszudrücken – einem Buchhalter (der er ja war) durchaus angemessen. Einem genialen Buchhalter – zweifelsohne. Doch schon in den frühen Schaltungen finden sich Verbesserungen (von wem auch immer erfunden): Die gegengekoppelte Paraphase taucht um 1954 in Fenders Deluxe auf, allzu groß sollten die von Röhren-Streuungen hervorgerufenen Unsymmetrien wohl doch nicht werden. Der Abgleich einer Endstufe lässt sich ja auch ohne großartige Netzwerkanalyse bewältigen: Mit einem Oszilloskop und einer Widerstandsdekade erreicht man da schon ziemlich viel, und das dürfte sogar im Labor der frühen Protagonisten zur Verfügung gestanden haben.

Zu 2: Ein verlockender Gedanke, der zum Disput herausfordert. Einerseits: Der Standard-Musiker (bzw. -Kunde) kann und wird beim Röhrentausch ja nicht Schaltungswiderstände aus- und einlöten; wäre die o.a. Unsymmetrie klangbestimmend, so wäre sie zufällig – weil keine Schaltung die Streuungen der Röhren (insbesondere der Endröhren) völlig ausgleicht. Und somit entstünde ein Widerspruch zur Zielsetzung, einen *speziellen* Sound zu erzeugen. Andererseits: Gerade deshalb suchen sich ja Musiker unter 5 Deluxe-Verstärkern den heraus, der am besten klingt. Ob dieser Verstärker dann nie mehr eingeschaltet wird (damit seine Röhren nicht altern und sein einzigartiger Klang erhalten bleibt), darf aus verständlichen Gründen nicht gefragt werden. "NOS-Röhren nachkaufen", sagt da die Werbung …

Zu 3: Auch da könnte etwas dran sein, vielleicht in Verbindung mit 1). Da entdeckt der Entwickler, dass die Phasenumkehrstufe unsymmetrisch arbeiten muss, damit am Lautsprecher-Ausgang ein symmetrisches Signal entsteht. Vielleicht hat ja der Ausgangsübertrager eine spezielle Unsymmetrie? Nicht, weil die Wickelmaschine falsch zählt, sondern weil sich leicht unterschiedliche (magnetische) Kopplungsfaktoren ergeben. Das kann man in der Phasenumkehrstufe kompensieren – aber natürlich nur, solange die Übertragerdaten gleich bleiben.

[♣] die man ohne weiteres auch "Un-Antimetrie" nennen könnte

© M. Zollner 2007

Zu 4: Natürlich kommt jeder Schaltungs-Entwickler an einen Punkt, wo der Mehraufwand in keinem vernünftigen Verhältnis mehr zu den Mehrkosten steht. Allerdings: Ein 100-kΩ-Widerstand kostet genauso viel wie ein 82-kΩ-Widerstand. Verfolgt man die Widerstandsdaten der Phasenumkehrschaltungen über die Jahre hinweg, so erkennt man unschwer das Ringen um die "beste Lösung" (Kap. 10.4.3). Und "Über-Alles-Gegenkopplungen", die auch Magnetfeld-Unsymmetrien einbeziehen, zeugen ebenfalls vom Wunsch nach möglichst geringen Nichtlinearitäten. Doch auch hierzu gibt es Gegenbeispiele, wie den AC-30, dessen Endstufe ganz ohne Gegenkopplung auskommen muss – und sicher nicht nur der Kosten wegen.

Deshalb, wie schon oben erwähnt: Die Antworten waren und bleiben spekulativ. Vielleicht war die folgende Mischung typisch: Das erklärte Ziel war eine möglichst gute Symmetrie, ergo wenig k_2, und so wurde der Labor-Prototyp so lange modifiziert, bis sich das Ergebnis sehen lassen konnte. Oder hören lassen. Und dann ging's ab in die Produktion, weil schon die nächste Arbeit wartete. Das Erstellen von Statistiken über Parameter-Streuungen dürfte in den 50ern so beliebt gewesen sein wie heutzutage, und – unbedingt nötig war's offenbar nicht.

Wenn man nicht gerade eine total aus dem Ruder laufende Paraphase-Schaltung betrachtet, so sind die im **Kleinsignalbereich** auftretenden Toleranzen ("Un-Antimetrien") einer typischen Phasenumkehrstufe eher unbedeutend im Vergleich zu den Besonderheiten ihres **Großsignal-Verhaltens**. Jede übliche Phasenumkehrstufe koppelt das von ihr erzeugte Wechselsignal über (je) einen Koppel-Kondensator (**Koppel-C**) auf die beiden Endröhren, um vom hohen Anoden- (oder auch Kathoden-) -Potential zum niederen Gitterpotential der Endröhre zu gelangen. Der Koppel-C *"trennt den Gleichanteil ab"*, an ihm liegt, so die einfache Theorie, eine praktisch konstante Gleichspannung. Mitnichten! Bei der (keinesfalls verbotenen) Übersteuerung der Endröhren fließt in diesen ein nicht zu vernachlässigender Gitterstrom, und dieser verändert den Gleichspannungsabfall am Koppel-C, und damit den Endröhren-Arbeitspunkt.

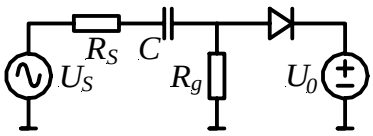


Abb. 10.4.12: Einfache Modell-Schaltung zur Gitterstrom-Simulation

In Abb. 10.4.12 ist eine einfache Schaltung dargestellt, anhand der sich das grundlegende Verhalten bei Gitterstromfluss gut diskutieren lässt. U_S ist die Signalquelle (also die Röhre der Phasenumkehrstufe), R_S ist ihr Innenwiderstand, C der Koppel-Kondensator. R_g steht für den Gitter-Ableit-Widerstand der Endröhre (z.B. 220 kΩ), deren nichtlinearer Eingangswiderstand durch die Diode und die Gleichspannungsquelle (z.B. U_0 = 20 V) nachgebildet wird. Zunächst ist es zweckmäßig, die Wechselspannungsquelle ohne zusätzlichen DC-Offset anzunehmen.

Solange die Amplitude der Wechselspannung U_S kleiner ist als U_0, sperrt die (ideal gedachte) Diode. Am Koppel-C liegt hierbei nur eine minimale Wechselspannung, keine Gleichspannung (Betrieb deutlich über der Hochpass-Grenzfrequenz). Übersteigt die Wechselspannungs-Amplitude $\hat{U}_S$ hingegen die Gleichspannung U_0, beginnt die Diode zu leiten und begrenzt das an R_g abfallende Signal. Hierbei fließt durch die Diode ein impulsförmiger Strom, und da dieser Strom nur in eine Richtung fließt, ist sein Mittelwert von null verschieden. Man könnte auch sagen: Durch die Diode fließt ein gleichspannungsfreier Wechselstrom mit überlagertem Gleichstrom. Nun kann aber dieser Gleichstrom nicht durch den Kondensator fließen, er muss zur Gänze durch R_g, und erzeugt an diesem einen (negativen) Gleichspannungsabfall. Die Quelle (U_S) bleibt weiterhin gleichspannungsfrei (Spannungseinprägung), an R_g entsteht jedoch eine Gleichspannung, und somit polarisiert der Gleichstrom den Koppel-Kondensator.

© M. Zollner 2007

Die **Polarisation** des Koppel-Kondensators ist ein nichtlinearer Vorgang, der mit einer nichtlinearen Differentialgleichung beschrieben werden könnte. Vereinfachend kann man aber auch gleich den Endzustand betrachten, und die am Kondensator abfallende Polarisationsspannung als (aussteuerungsabhängig) konstant annehmen. **Abb. 10.4.13** zeigt hierzu mehrere Zeitfunktionen: Die Amplitude der Quellenspannung beträgt bei beiden Bildern 35 V; im linken Bild wird das Signal lediglich begrenzt, im rechten Bild zusätzlich zu negativen Werten verschoben. Diese Verschiebungs-Spannung ist die Polarisationsspannung des Kondensators.

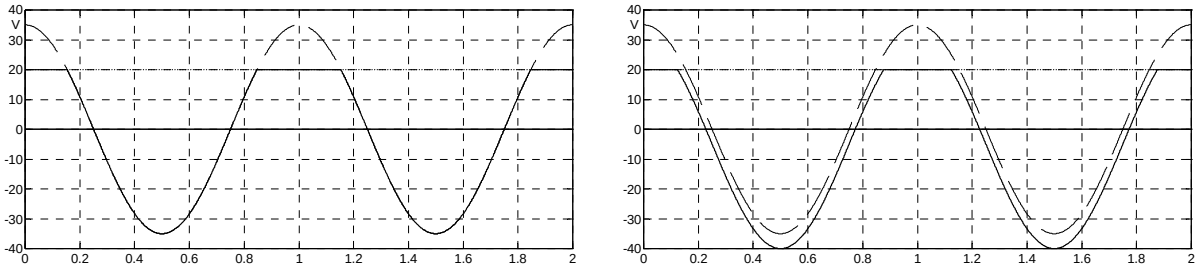


Abb. 10.4.13: Potentialverschiebung bei Gitterstromfluss in den Endröhren. Im linken Bild ist die Wechselspannung lediglich auf 20 V begrenzt, im rechten Bild begrenzt und verschoben (Kondensator-Polarisation).

Erst bei starker Aussteuerung bzw. Übersteuerung beginnen in der Endstufe relevante Gitterströme zu fließen, und erst diese führen zum Umladen der Koppel-Kondensatoren, und damit zur Verschiebung der Endröhren-Arbeitspunkte. In **Abb. 10.4.14** ist diese Polarisationsspannung für zwei verschiedene Längswiderstände als Funktion der Signalamplitude dargestellt.

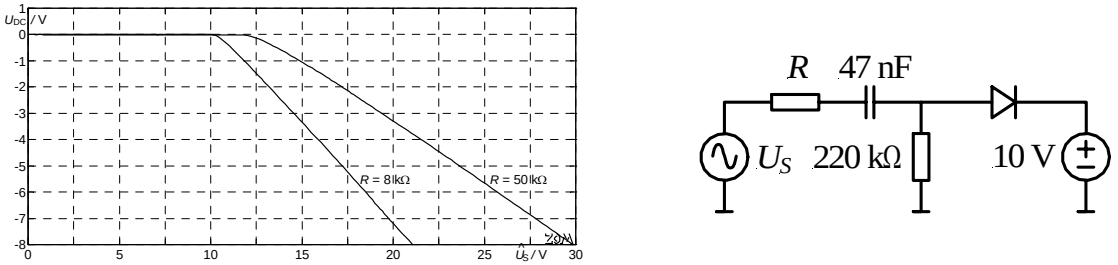


Abb. 10.4.14: Mittlere Gitter-Vorspannung U_{DC} in Abhängigkeit von der Steuerspannungs-Amplitude (Modell).

Im Unterschied zur Modellbetrachtung liegt bei der realen Gegentakt-Endstufe auch ohne Aussteuerung am Kondensator eine Gleichspannung; sie ist die Differenz zwischen Anoden-Spannung (z.B. 250 V) und Endröhren-Gitterspannung (z.B. –50 V). **Abb. 10.4.15** zeigt als Funktion der Aussteuerung den Mittelwert der Endröhren-Gitterspannungen. Wie oben erläutert wird das Gitter mit zunehmendem Gitterstromfluss negativer, bei der 2. Endröhre (V 8) zeigen sich aber auch schon bei kleiner Aussteuerung Potentialverschiebungen. Ihre Ursache ist nicht der Gitterstromfluss, sondern eine Arbeitspunktverschiebung im Differenzverstärker.

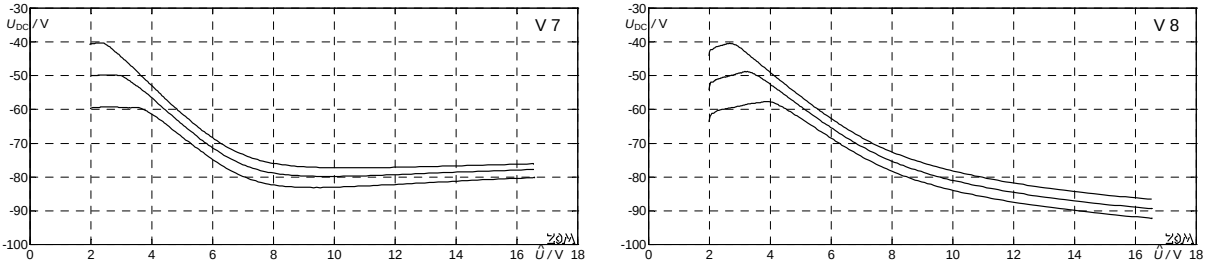


Abb. 10.4.15: Fender Super-Reverb, Endröhren-Gitterspannung (Mittelwerte), drei verschiedene Arbeitspunkte. Steuerspannung (Abszisse) ist die Gitterspannung der linken Differenzverstärker-Röhre.

© M. Zollner 2007

Die Anodenspannungs-Mittelwerte der Phasenumkehrstufe bleiben bei Aussteuerung nämlich nicht konstant, sondern verschieben sich – selbst bei mäßiger Aussteuerung (**Abb. 10.4.16**). Als Konsequenz ändern sich die Polarisationsspannungen aller vier Kondensatoren, wobei sehr unterschiedliche Zeitkonstanten wirken. Beispielsweise wird $C_2 = 0.1\ \mu F$ über $R_g = 1\ M\Omega$ umgeladen, das ergibt $\tau = 0.1$ s. Auch die von den Anoden abgehenden Koppelkondensatoren müssen umgeladen werden, und deshalb fließen über die (im Bild nicht gezeichneten) Gitter-Ableitwiderstände der Endröhren Umladeströme. Die Arbeitspunkte der Endröhren verschieben sich also aus zwei Gründen: Wegen der Potentialverschiebungen im Differenzverstärker, und wegen der in den Endröhren fließenden Gitterströme.

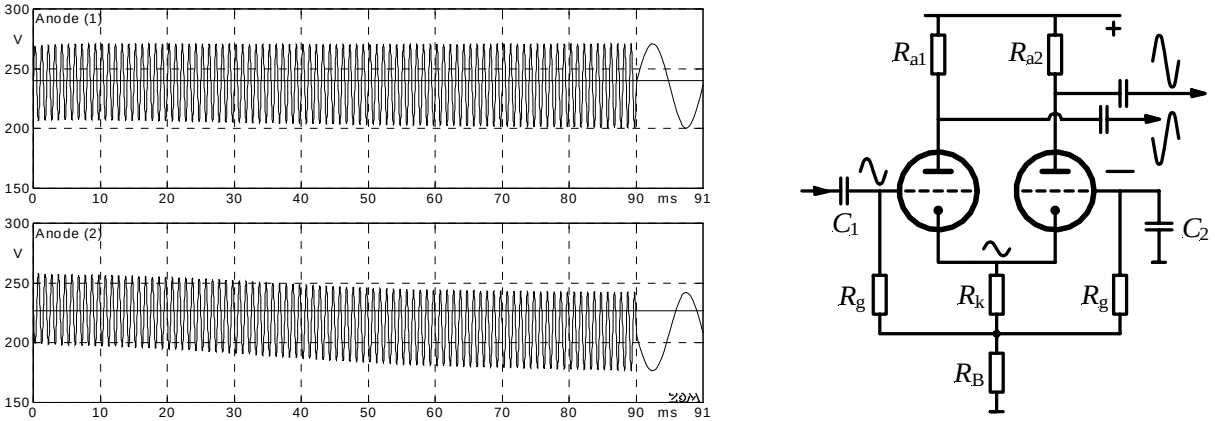


Abb. 10.4.16: Arbeitspunkt-Verschiebung im Differenzverstärker des Fender Super-Reverb (Gegenkopplung deaktiviert). Der Anodenspannungs-Mittelwert der rechten Triode verschiebt sich zu kleineren Spannungen.

Abb. 10.4.17 kann entnommen werden, dass diese aussteuerungsbedingten Umladungen im Differenzverstärker nicht symmetrisch erfolgen: Bei schwacher Aussteuerung nehmen beide gemittelten Anoden-Spannungen ab, bei starker Aussteuerung nimmt hingegen die mittlere Anoden-1-Spannung zu, während die Anoden-2-Spannung abnimmt. Beim Abschalten des Steuersignals (im Bild bei $t = 2$ s) erfolgt am Gitter der ersten Endröhre (V7) ein Spannungssprung zu negativeren Werten, bei V8 hingegen zu positiveren Werten. Dass sich damit in der Endstufe dem Nutzsignal sehr niederfrequente Störungen überlagern, könnte man ignorieren, weil Ausgangsübertrager, Lautsprecher und auch das Gehör auf derart niederfrequente Anregungen kaum reagieren – die Begleiterscheinungen darf man aber nicht generell vernachlässigen, denn diese Arbeitspunktverschiebungen können zu Hüllkurvenmodulationen und zeitabhängigen nichtlinearen Verzerrungen führen.

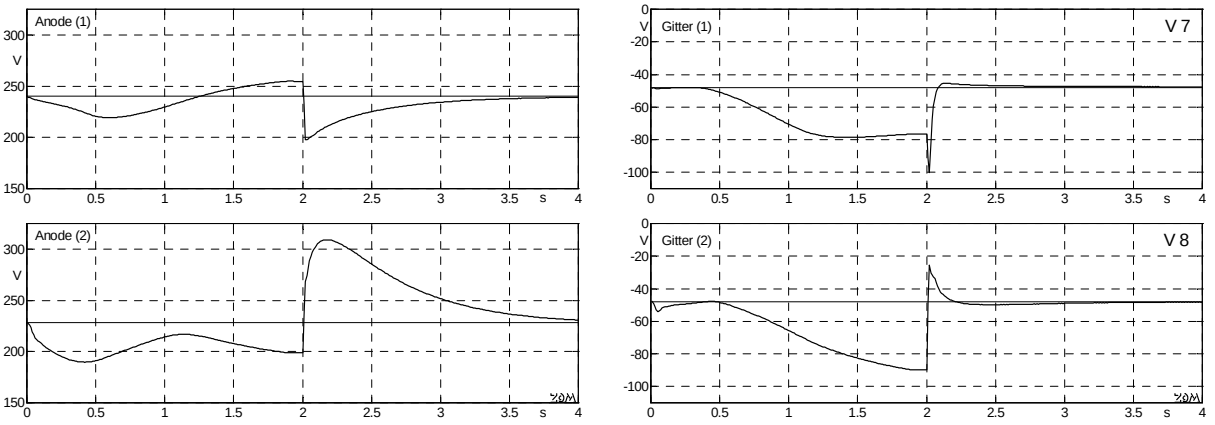


Abb. 10.4.17: Spannungs-Mittelwert an den Differenzverstärker-Anoden (links) bzw. den Endröhren-Gittern. Während $0 < t < 2$ s wächst der Signalpegel um 20 dB, bei $t = 2$ s wird das Signal abgeschaltet. Super-Reverb.

© M. Zollner 2007

Abb. 10.4.18 zeigt hierzu Lautsprecherspannungen eines Super-Reverb, dessen große Gegenkopplungsschleife (über den Ausgangsübertrager) deaktiviert war**. Im linken Bild** wird bei $t = 0$ ein 1-kHz-Ton eingeschaltet, der die Endstufe übersteuert. Bei $t = 100$ ms wird der Pegel dieses Tones um 20 dB reduziert[♣], worauf die Lautsprecherspannung kurzzeitig zusammenbricht. Man sollte derartige Effekte nicht dramatisieren (vergl. Nachhörschwelle des Gehörs), man darf sie aber auch nicht generell ignorieren, da im Einzelfall die Zeitkonstanten auch länger sein können, und Musik ja nicht generell aus 20-dB-Sprüngen besteht. **Im rechten Bild** ist die Lautsprecherspannung für fast vollausgesteuerten Betrieb und für Übersteuerung dargestellt. Bedingt durch die mit dem Gitterstromfluss verbundenen Potentialverschiebungen entstehen bei Übersteuerung beim **Nulldurchgang** sattelpunktähnliche Verzerrungen, die nicht auf zu geringen Endstufen-Ruhestrom (Bias) und auch nicht auf die in der Literatur gelegentlich vermutete Übertragersättigung zurückzuführen sind.

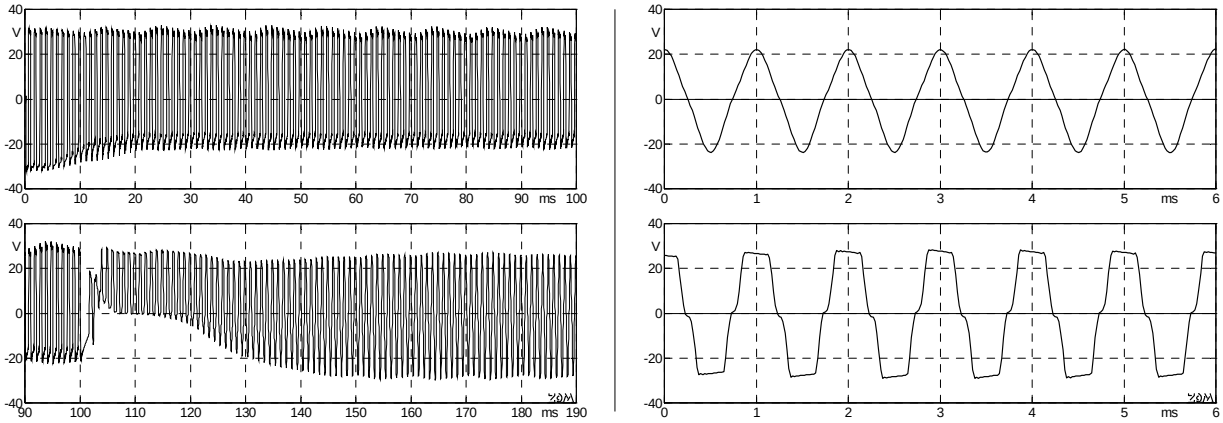


Abb. 10.4.18: Super-Reverb, Lautsprecher-Spannungen (Große Gegenkopplungsschleife deaktiviert).

Die im Nulldurchgang auftretenden Sattelpunkte (auch Übernahmeverzerrungen genannt) entstehen, wenn die von den beiden Endröhren getrennt verarbeiteten Halbwellen nicht exakt zusammengesetzt werden können, weil sich durch die Verschiebung der Spannungsmittelwerte die Röhrenkennlinien auseinanderschieben (**Abb. 10.4.19**). Ergänzungen siehe Kap. 10.5.8.

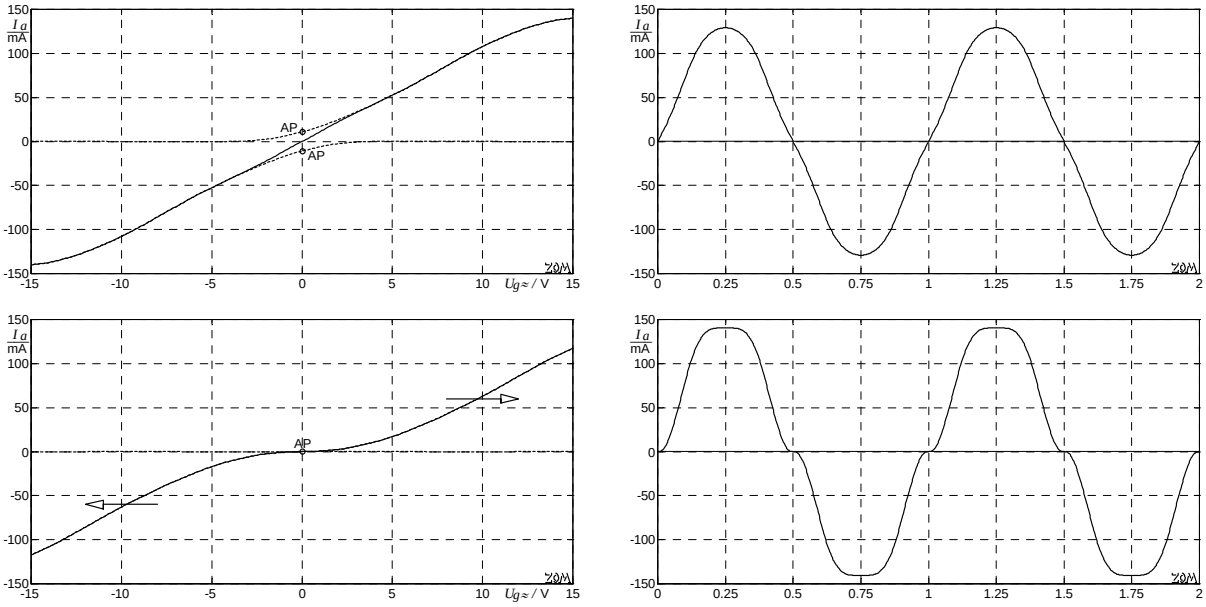


Abb. 10.4.19: Dynamische (aussteuerungsabhängige) Übernahmeverzerrungen (Vergl. Kap. 10.5.8).

[♣] die Endstufe bleibt gleichwohl immer noch übersteuert

© M. Zollner 2007

10.5 Endstufe (Power-Stage)

Die Endstufe ist die letzte Verstärkerstufe im Signalfluss; sie liefert die zum Betrieb des Lautsprechers erforderliche Leistung. Allerdings mit zumeist eher schlechtem Wirkungsgrad: In der Regel wird nicht einmal die Hälfte der in der Endstufe erzeugten Leistung an den Lautsprecher abgegeben, der Rest wird in der/den Endröhre(n) in Wärme umgewandelt. Um diese Verlustleistung gut abstrahlen zu können, ist/sind die in der Endstufe verwendete(n) sog. Endröhre(n) größer als eine typische Vorstufenröhre; ihre thermische Belastbarkeit beträgt typisch 12 – 45 W, ihr Volumen kann zehnmal so groß sein wie das einer Vorstufenröhre. Da Endröhren relativ große Spannungen, aber keine großen Ströme verarbeiten können, werden sie so gut wie nie direkt mit dem Lautsprecher verbunden. Die Anodenströme der Endröhren fließen stattdessen durch den Ausgangsübertrager, der eine Impedanzanpassung vornimmt.

Eine gute Übersicht liefert das **Ausgangskennlinienfeld** der Endröhre (**Abb. 10.5.1**), in dem der Zusammenhang zwischen Anodenspannung und -strom dargestellt ist. Das Produkt dieser beiden Größen ist die **Anoden-Verlustleistung** P_a, das ist die Leistung, die das Anodenblech der Röhre erwärmt (zusätzlich zu der vom Heizfaden bewirkten Heizung). Wird die maximal zulässige Anoden-Verlustleistung dauerhaft überschritten, beginnt die Röhre zu glühen und kann zerstört werden. In Abb. 10.5.1 ist gestrichelt die sog. **Leistungshyperbel** eingezeichnet, sie gibt den zu jeder Anodenspannung maximal erlaubten Anodenstrom an. Nach rechts wird das Kennlinienfeld durch die maximal zulässige Anodenspannung begrenzt – wird sie überschritten, drohen Funkenüberschläge und Beschädigung. Nach oben setzt der maximal zulässige Anodenstrom und/oder die maximale Gitteransteuerung eine Grenze, nach unten begrenzt das Sperrverhalten der Röhre das Kennlinienfeld. Röhren reagieren auf Überlastung i.A. wesentlich gutmütiger als Transistoren – ihre thermischen Zeitkonstanten sind größer. Dieses Verhalten darf aber nicht als generelle "Indolenz" interpretiert werden: Dauernde Überlastung reduziert die Lebensdauer (Kap. 10.5.9).

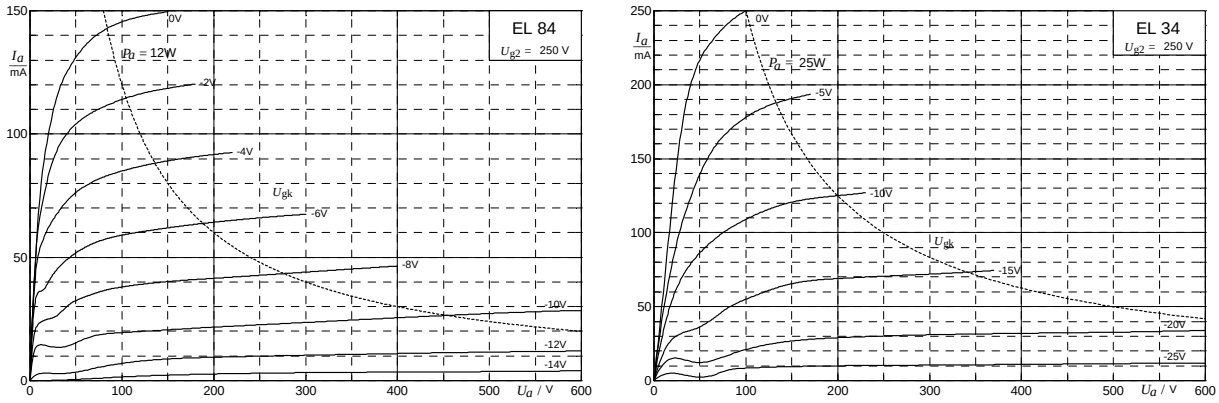


Abb. 10.5.1: Ausgangskennlinienfeld zweier typischer Leistungs-Pentoden. Schirmgitterspannung U_{g2} = 250V.

Bei den in Abb. 10.5.1 dargestellten Kennlinien ist (wie bei allen Röhren-Kennlinien) zu beachten, dass es sich hierbei um Datenblattangaben handelt – individuelle Röhren werden sich hiervon unterscheiden. Ebenso muss berücksichtigt werden, dass Endröhren fast immer Tetroden oder Pentoden sind: Ihr Verhalten wird vom Steuergitter *und* vom Schirmgitter (g_2) bestimmt. Während die Schirmgitterspannung für Datenblattangaben als konstant angesehen wird, zeigt sich in der Praxis, dass sie sehr wohl von der Aussteuerung abhängt. Zum einen, weil mit zunehmender Aussteuerung die Betriebsspannung etwas abnimmt (zusammenbricht), zum andern, weil am Gittervorwiderstand ein Spannungsabfall auftritt.

© M. Zollner 2007

10.5.1 Eintakt-A-Betrieb, Tetrode, Pentode

Bei der Eintakt-A-Endstufe arbeitet die (einzige) Endröhre in Kathoden-Basis-Schaltung, der Ausgangsübertrager liegt im Anodenkreis (Übertrager-Auskopplung). Ohne Wechselspannungs-Ansteuerung ("in Ruhe") stellt sich ein stabiler Gleichgewichtszustand ein, der als Arbeitspunkt (**AP**) bezeichnet wird. Bei dem in **Abb. 10.5.2** dargestellten Kennlinienfeld erhält man den AP bei 250 V / 48 mA, wenn die Spannung zwischen Steuergitter (g_1) und Kathode zu –7.5 V gewählt wird. Dies lässt sich z.B. dadurch erreichen, dass als Kathodenwiderstand 142 Ω eingesetzt werden. Der Kathodenstrom, der die Summe von Anodenstrom (48 mA) und Schirmgitterstrom (5 mA) ist, erzeugt dann eine (gegen Masse) positive Kathodenspannung von +7.5 V. Liegt dabei das Steuergitter auf Massepotential (U_{g1} = 0), ergibt sich hieraus die Gitter/Kathodenspannung zu –7.5 V (Gitter negativ gegen Kathode).

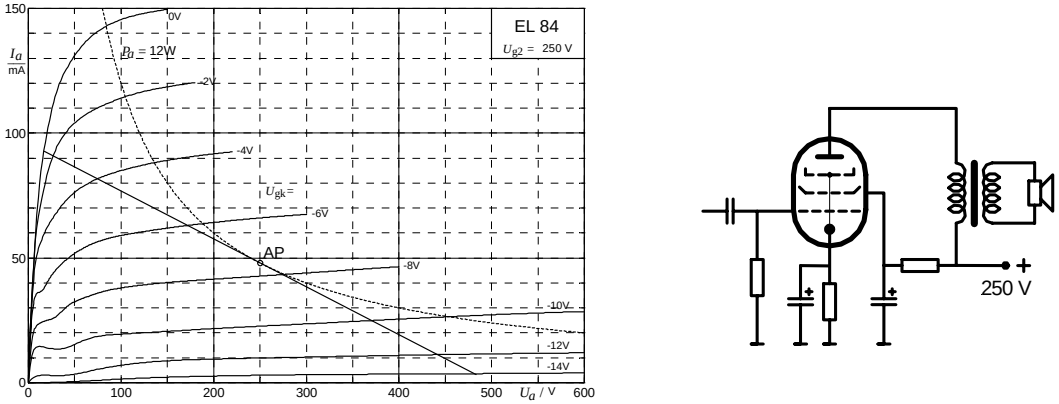


Abb. 10.5.2: Ausgangskennlinienfeld der EL 84, Endstufenschaltung (Eintakt-A-Betrieb).

Mit Ansteuerung ($U_{g1} \neq 0$) ändern sich Anodenspannung und -strom. Für eine erste Betrachtung reicht es, den Übertrager im Anodenkreis als Parallelschaltung einer großen Induktivität und eines reellen Widerstandes aufzufassen (Kap. 10.6); durch die Induktivität fließt (in diesem Modell) nur Gleichstrom, durch den Widerstand nur gleichstromfreier Wechselstrom. Bei Ansteuerung bewegt sich der U_a/I_a-Punkt dann auf der in Abb. 10.5.2 eingezeichneten **Arbeitsgeraden**: Vergrößern der Gitterspannung erhöht den Anodenstrom und verringert die Anodenspannung, bis bei 17 V / 92 mA ein Grenzwert erreicht wird: hier ist U_{gk} = 0. Der Zusammenhang zwischen den Eingangs- und Ausgangsgrößen ist nichtlinear, wie **Abb. 10.5.3** entnommen werden kann; nur bei geringer Aussteuerung um den Arbeitspunkt erhält man eine näherungsweise lineare Abbildung mit geringem Klirrfaktor. Bei derartigen Nichtlinearitätsbetrachtungen muss allerdings berücksichtigt werden, dass in der Praxis die Endröhre selten aus einer niederohmigen Quelle angesteuert wird. Häufig arbeitet die vor der Endröhre betriebene Treiberröhre in Kathoden-Basis-Schaltung, und damit ist ihr Innenwiderstand relativ groß (z.B. 50 kΩ) – dann verzerrt schon der Endröhren-Gitterstrom das Steuersignal.

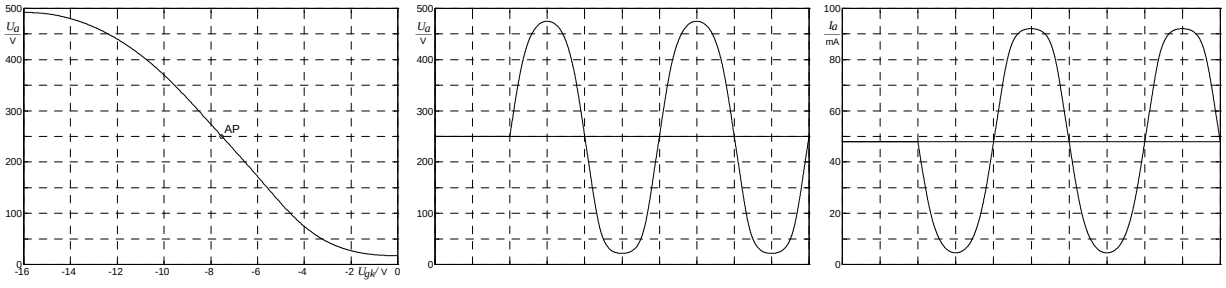


Abb. 10.5.3: Übertragungskennlinie; Anodenspannung und Anodenstrom für sinusförmig eingeprägte U_{gk}.

© M. Zollner 2007

Der Ausgangsübertrager koppelt den Wechselanteil des Anodenstroms aus dem Anodenkreis aus und erzeugt den um $\ddot{u}$ vergrößerten Lautsprecherstrom (Sekundärstrom, Kap. 10.6). Die Wechselstrombelastung der Endröhre ergibt sich dann aus der Steigung der Arbeitsgeraden; in Abb. 10.5.2 sind das 5208 Ω (bzw. 19.2 mA / 100 V). Aus diesem Anoden-Lastwiderstand und dem Lautsprecherwiderstand (z.B. 8 Ω) erhält man eine erste Abschätzung für das Übersetzungsverhältnis $\ddot{u}$ des Übertragers: $\ddot{u} = \sqrt{5208 / 8} = 25.5$. Mit Berücksichtigung der Übertragerverluste wird man diesen Wert um ca. 10% verringern, sodass näherungsweise $\ddot{u} \approx 23$ anzusetzen ist [genauere Berechnungen z.B. bei Schröder, Band II].

In Ruhe, d.h. ohne Ansteuerung, liegen an der Anode 250 V; der Anodenstrom beträgt hierbei 48 mA, das Produkt hieraus ist P_a = 12 W (Anodenverlustleistung). Da der Lastwiderstand idealisiert als R/L-Parallelschaltung angenommen wurde (= Gleichstromkurzschluss), ergibt sich die Betriebsspannung zu U_B = Anodenspannung + Kathodenspannung = 257.5 V. Dieser "Laborjargon" muss etwas präzisiert werden: Was in den Datenblättern als Anodenspannung bezeichnet wird, ist tatsächlich der zwischen Anode und Kathode auftretenden Spannungsabfall U_{ak}, auch Anode/Kathode-Spannung genannt. In Reihe hierzu liegt der am Kathodenwiderstand auftretende Spannungsabfall U_k, auch Kathodenspannung genannt: $U_B = U_k + U_{ak}$. Der Kathodenwiderstand (142 Ω) nimmt in Ruhe 0.4 W auf, die Anode 12 W, das Schirmgitter 250 V · 5 mA = 1.25 W. Das Netzteil muss **in Ruhe** folglich 13.65 W liefern. **Mit Aussteuerung** wird der Anodenstrom zeitvariant, er pendelt zwischen zwei Grenzwerten, z.B. 5 und 92 mA (Abb. 10.5.3). Ignoriert man die nichtlineare Verformung, bleibt der Strommittelwert konstant, und das bedeutet: Die vom Netzteil zu liefernde Leistung ist näherungsweise konstant, d.h. aussteuerungsunabhängig! Aus dem Produkt von Anoden-Wechselspannung und Anodenwechselstrom (Abb. 10.5.3) ergibt sich die an den Lastwiderstand abgegebene **Nutzleistung** zu P_N = 6 W. Mit einem idealen Übertrager gelangt diese Leistung vollständig zum Lastwiderstand (Lautsprecher), real wird man mit ca. 20% Übertrager-Verlusten rechnen müssen, so dass nur ca. 4.8 W am Lautsprecher ankommen – die restlichen 1.2 W werden im Übertrager in Wärme umgewandelt.

Zusammengefasst: Unabhängig von der Aussteuerung muss das Netzteil ca. 14 W liefern, die bei Vollaussteuerung knapp 5 W Ausgangsleistung ergeben; das Ausgangssignal ist hierbei bereits stark nichtlinear verzerrt (= hoher Klirrfaktor). Der Wirkungsgrad dieser Schaltung beträgt bestenfalls 35 %, oder sogar nur 26 %, wenn man die Heizleistung der EL 84 (4.8 W) noch dazurechnet.

Aber so ineffizient diese Schaltung auch sein mag – bei einigen frühen Gitarrenverstärkern kam sie schon zum Einsatz. Einer der ersten VOX-Verstärker, der AC-4, erzeugte 4 W mit einer EL 84 in Eintakt-A-Schaltung. Auch die ersten kleineren Fender-Verstärker, wie z.B. Champ, Bronco, Princeton und Harvard hatten eine Eintakt-A-Endstufe, allerdings nicht mit einer EL 84, sondern mit der 6V6-GT, einer 12-W-Beampower-Tetrode. Über die Jahre hinweg durchliefen vor allem die Fender-Verstärker diverse Modifikationen, wobei insbesondere die Erhöhung der **Betriebsspannung** ins Auge fällt: Bei frühen Versionen 305 V, dann 360 V, schließlich sogar 420 V. Lässt sich hiermit die Ausgangsleistung erhöhen? Was ist der optimale Arbeitspunkt, um ein Maximum an Ausgangsleistung zu erreichen? Welcher Lastwiderstand ist hierbei für die Röhre optimal? Mit Vereinfachungen bei Röhren- und Übertragerdaten bereitet die Berechnung der optimalen Arbeitsbedingungen keine Probleme, im realen Betrieb wird man aber Abweichungen zu diesen Idealbedingungen einkalkulieren müssen. Insbesondere die maximale Strombelastbarkeit der Endröhren ist fertigungsspezifischen Streuungen unterworfen, und auch die Übertragerverluste (Baugröße!) bestimmen die letztendlich erzielbare Ausgangsleistung.

© M. Zollner 2007

Unter der idealisierenden Annahme, dass im Anodenkreis der Endröhre nur die Leistungshyperbel als Grenze gilt, sind im linken Bild der **Abb. 10.5.4** zwei Arbeitsgeraden dargestellt, die jeweils Tangenten der Hyperbel sind. Der Quotient aus U_{AP} / I_{AP} ergibt den optimalen Arbeitswiderstand, der gleichzeitig der negativen Steigung der Hyperbel im AP entspricht. Der im AP_1 maximal erreichbare Spannungshub beträgt 400 V_{ss}, was zusammen mit dem Lastwiderstand (3333 Ω) 6 W ergibt. Dieselbe Leistung erhält man im AP_2: Hier ist zwar ein größerer Spannungshub erreichbar (600 V_{ss}), der Strom ist aber entsprechend geringer. Wird nur die Leistungshyperbel als Begrenzung definiert, ist die maximal abgebbare Leistung immer genau halb so groß wie die maximale Anodenverlustleistung – unabhängig vom AP. Bei der **realen Schaltung** ist hingegen zu berücksichtigen, dass der Anodenstrom nicht beliebig groß werden kann. Im rechten Bild ist als Grenzkurve die Ausgangskennlinie einer 6V6-GT für den Fall gezeichnet, dass die Gitter/Kathoden-Spannung null ist. Zwar ist diese Kurve nicht als absolute Grenze zu verstehen – mit positiver Gitter/Kathoden-Spannung wären auch noch größere Anodenströme erreichbar. Den hierfür nötigen Gitterstrom können aber die üblicherweise verwendeten Ansteuerschaltungen (Treiberschaltungen) nicht liefern, und deshalb ist es zweckmäßig, ergänzend zur Leistungshyperbel U_{gk} = 0 als Grenzfall zu definieren. Hiermit ist aber bei AP_1 als Spannungshub nicht mehr 400 V_{ss}, sondern nur noch 334 V_{ss} erreichbar, und der AP liegt nicht mehr in der Mitte der nutzbaren Arbeitsgeraden. Durch Verschieben des AP_1 von 200 V auf 233 V kann man zwar die Aussteuerbarkeit symmetrieren, die Verringerung des Spannungshubes um 16.5% reduziert aber die maximal abgebbare Leistung um 30% – im Beispiel von 6 W auf 4.2 W. Beim AP_2 macht sich die Verringerung des Spannungshubes weniger stark bemerkbar (5.6 W statt 6 W), sodass der Betrieb mit **größerer Spannung** eine etwas **größere Leistungsabgabe** erwarten lässt.

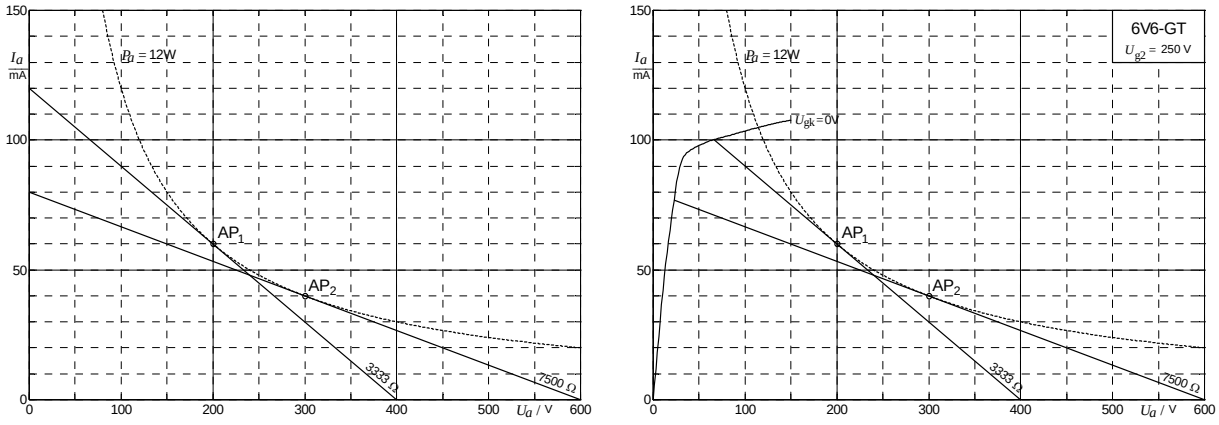


Abb. 10.5.4: Ausgangskennlinienfeld mit zwei verschiedenen Arbeitspunkten, Leistungshyperbel als Grenze.

Die o.a. Leistungsberechnungen waren absichtlich sehr prinzipiell angelegt, um die grundsätzliche Funktion der Endstufe zu erläutern. Sieht man die Leistungshyperbel als nicht zu überschreitende Grenze, gibt die Schaltung 50% der maximalen Anodenverlustleistung an den Ausgangsübertrager ab – unabhängig von der im einzelnen verwendeten Röhre. Mit Berücksichtigung individueller Röhrengrenzwerte kann dieser Leistungsgrenzwert nur noch kleiner werden, nicht größer. Neben der maximalen Anoden-Verlustleistung sind insbesondere die maximal zulässige Anodenspannung und die maximal zulässige Schirmgitter-Verlustleistung zu berücksichtigen. Mit 300 V Betriebsspannung können an der Anode bis zu 600 V entstehen, mit 420 V Betriebsspannung sogar 840 V! Und da der Lastwiderstand (Lautsprecher) ja kein reeller 8-Ω-Widerstand ist, sondern bei höheren Frequenzen induktiv und damit hochohmig wird, können sogar noch größere Spannungen auftreten. Auch wenn die Isolation im Transformator vorbildlich ist: Bei zu großen Spannungen sind in bzw. an der Röhre Funkenüberschläge möglich, die zur Zerstörung führen können.

© M. Zollner 2007

Nach dieser einführenden, grundsätzlichen Beschreibung des Verhaltens einer Eintakt-Endstufe nun zu den Details. Bei der in Vorstufen verwendeten **Triode** wurde ein einfaches Potenzgesetz als Näherung formuliert (Child/Langmuir, Kap. 10.1.3):

$$I_a = K_2 \cdot \left(U_{gk} + U_a / \mu\right)^{3/2} = K_2 \cdot {U_{St}}^{3/2}$$ Triodenkennlinien

Der Anodenstrom I_a hängt ab von der Gitter/Kathode-Spannung U_{gk}, von der Anodenspannung U_a und von der Leerlaufverstärkung μ, deren Kehrwert als **Durchgriff** D bezeichnet wird: $D = 1/\mu$. Etwas detaillierter: Die freien Leitungselektronen der Metallkathode sind sehr beweglich, können im kalten Zustand das Metall aber nicht verlassen. Erhitzen bis zur Rotglut und spezielle Beschichtung ermöglichen aber, dass ein wesentlicher Teil dieser Elektronen aus dem Metall austritt und zunächst im Bereich direkt vor der (erhitzten) Kathode eine Art "Elektronen-Nebel" erzeugt, auch "Raumladungswolke" genannt. Je mehr Elektronen sich vor der Kathode sammeln, desto negativer wird dieses **Raumladungsgebiet**, und desto effizienter werden weitere Elektronen daran gehindert, gegen dieses negative Potential anzulaufen – es stellt sich ein Gleichgewichtszustand ein. Durch eine positiv geladene Anode überlagert sich aber dem elektronen-bremsenden Raumladungsfeld ein elektronen-beschleunigendes Anodenfeld, das aus der Raumladungswolke Elektronen absaugt und zur Anode zieht. Hierdurch nimmt die Raumladung vor der Kathode ab, was wiederum neuen Elektronen den Austritt aus der Kathode erleichtert. Die aus der Kathode austretenden Elektronen bilden den Kathodenstrom, die an der Anode ankommenden Elektronen den Anodenstrom. Wird zwischen Kathode und Anode ein **Steuergitter** eingefügt (Dreielektrodenröhre = Triode), so erzeugt sein elektrisches Potential ein zusätzliches Feld, und damit wirken neben dem Raumladungsfeld *zwei* durch Elektroden steuerbare Felder auf die Elektronen, und somit auf den Stromfluss ein: Das vom Steuergitter erzeugte, und das von der Anode erzeugte. Weil das Steuergitter aber näher an der Kathode sitzt, hat es den stärkeren Einfluss, die Anode muss erst "durch das Steuergitter auf die Raumladungen durchgreifen", daher der Name Durchgriff. Bei der ECC83 nennt das Datenblatt für den Durchgriff mit $D = 0.01$ einen ziemlich kleinen Wert. Aber: Die Anodenspannung ist ja ungefähr hundertmal so groß wie die Gitter/Kathode-Spannung, und deshalb beeinflusst sowohl U_a als auch U_{gk} den Anodenstrom. Praxisorientierte Schaltungstechnik-Bücher sehen das Gitter als Steuerelektrode, und bezeichnen U_{gk} als Steuerspannung. Theorieorientierte Grundlagenwerke fassen die Summanden $U_{gk} + D \cdot U_a$ zusammen und nennen sie ebenfalls **Steuerspannung** – dieser Begriff kann also zwei Bedeutungen haben! In der o.a. Formel steht U_{St} für die theoretische Steuerspannung, die den Einfluss von Gitter *und* Anode berücksichtigt, K_2 ist eine röhrenspezifische Konstante.

Dass der Anodenstrom der Triode nicht nur von der Gitter/Kathode-Spannung, sondern auch von der Anodenspannung abhängt, kann man als problematisch erachten und für Abhilfe sorgen: Fügt man zwischen Steuergitter (g_1) und Anode ein zusätzliches **Schirmgitter** (g_2) ein und verbindet dieses mit einer hohen positiven Spannung, werden die Elektronen hauptsächlich vom Steuergitter- und Schirmgitterpotential beschleunigt; das Anodenpotential hat demgegenüber nur noch untergeordnete Bedeutung. Bei der nun entstandenen Vierelektrodenröhre = **Tetrode** lässt sich die Wirkung aller Elektrodenpotentiale wieder durch eine theoretische Steuerspannung beschreiben:

$$U_{St} = U_{g1} + D_1 \cdot U_{g2} + D_1 \cdot D_2 \cdot U_a$$ Steuerspannung der Tetrode

Die Röhrenparameter D_1 bzw. D_2, die beide wesentlich kleiner als 1 sind, können wieder als Durchgriff interpretiert werden, $D_1 \cdot D_2$ zeigt den geringen Einfluss der Anodenspannung.

© M. Zollner 2007

Als Beispiel: Wenn sich die Steuergitterspannung um 1 V ändern muss, um den Anodenstrom um 10 mA zu ändern, so müsste für die gleiche Anodenstromänderung die Schirmgitterspannung um 20 V geändert werden, oder die Anodenspannung um 400 V. Auch bei der Tetrode könnte das o.a. Potenzgesetz verwendet werden, um die Steuerspannung auf den Anodenstrom abzubilden, für eine gute Übereinstimmung mit dem tatsächlichen Verhalten sind aber erhebliche **Korrekturen** erforderlich. Ein Hauptgrund für die Diskrepanz zwischen einfacher Theorie und Praxis: Das Auslösen von **Sekundärelektronen** aus dem Anodenblech. Sobald die von der Kathode kommenden Elektronen von mehr als 10 V Potentialdifferenz beschleunigt wurden, können sie beim Aufprall auf das Anodenblech aus diesem weitere Elektronen herausschlagen – das sind die Sekundärelektronen. Ist das Schirmgitterpotential niedriger als das Anodenpotential, stört dieser Vorgang nicht, weil die Sekundärelektronen wieder zur Anode zurückkehren. Bei höherem Schirmgitterpotential fliegen die Sekundärelektronen aber zum Schirmgitter – sie verringern so den Anodenstrom, und erhöhen den Schirmgitterstrom. Im I_a/U_a-Kennlinienfeld der Tetrode taucht deshalb bei kleinen Anodenspannung eine gewaltige Delle in der Anodenstromkurve auf, und die ist unerwünscht (**Abb. 10.5.5**).

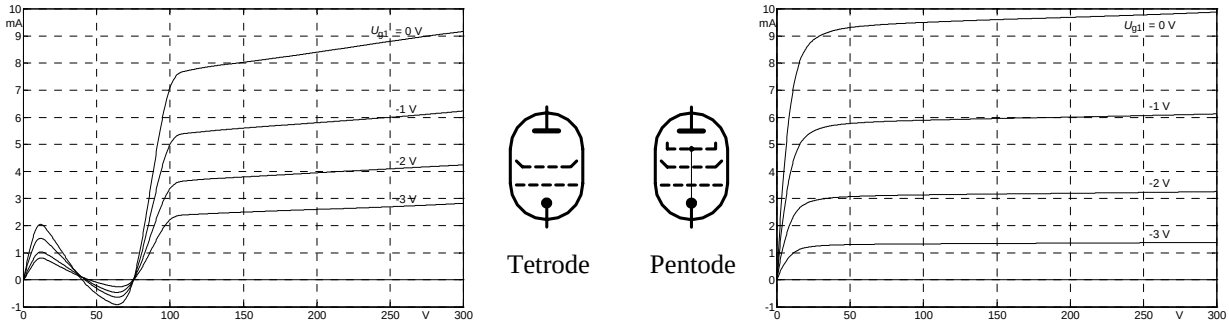


Abb. 10.5.5: Ausgangskennlinien (I_a vs. U_a) einer Tetrode (links) und einer Pentode (rechts).

Abhilfe bringt ein weiteres Gitter zwischen Schirmgitter und Anodenblech, das **Bremsgitter**. Es soll die von der Anode kommenden Sekundärelektronen zurückdrängen, sodass sie nicht auf dem Schirmgitter landen können. Dies funktioniert aber nur, wenn das Bremsgitter-Potential deutlich niedriger ist als das Schirmgitter-Potential, weswegen das Bremsgitter üblicherweise mit Masse verbunden wird. Die von der Kathode kommenden schnellen Elektronen werden durch das dünne Bremsgitter nur wenig behindert, die von der Anode herausgeschlagenen langsamen Sekundärelektronen können aber die Potentialdifferenz zum Bremsgitter nicht überwinden und kehren zur Anode zurück. Die erste kommerzielle Version dieser Fünfelektrodenröhre = **Pentode** wurde von **Philips**-Mitarbeitern entwickelt und 1926 zum Patent angemeldet. Für kurze Zeit findet man in Gitarrenverstärkern Vorstufen-Pentoden, die aber bald von Trioden abgelöst werden (Kap. 10.1). In der Endstufe kommen aber fast nur Endpentoden zum Einsatz, so z.B. die EL84 (z.B. VOX) oder die stärkere EL34 (z.B. Marshall).

Der Londoner Röhren-Hersteller **MO-V** (MO-Valve oder Marconi-Osram Valve Co Ltd.), der wegen des Philips-Patents keine Pentoden herstellen durfte, entwickelte um 1933 eine ernstzunehmende Alternative zur Pentode, die Strahl-Tetrode (**Beam-Power-Tetrode**). Ihre Leitbleche bündeln den Elektronenstrom, sodass aufgrund starker Raumladungen die charakteristische Tetroden-Delle nur noch schwach ausgeprägt ist. Anscheinend traute man diesem Konzept dann aber doch nicht, und verkaufte die Rechte an die amerikanische **RCA**, die daraus die Strahl-Tetrode **6L6** entwickelt. MO-V, nun erst recht zum Handeln gezwungen, optimierte die Elektroden-Geometrie und brachte mit der **KT-66** die "**K**inkless **T**etrode" auf den Markt (Kink = Knick). Sowohl die 6L6 als auch die KT-66 wurden in vielen Varianten hergestellt, deren Daten sich erheblich unterscheiden können.

© M. Zollner 2007

Die in Gitarrenverstärkern verwendeten Endröhren kann man in drei Hauptgruppen einteilen: Die Pentoden, die englischen Beam-Tetroden, und die amerikanischen Beam-Tetroden. Bei den **Pentoden** gibt es die EL84 für die kleineren Leistungen, und die EL34 für die großen. Die **englischen Beam-Tetroden** sind: Die KT-66, und die etwas leistungsstärkere KT-88. Die **amerikanischen Gegenstücke**: Die kleinere 6V6, und die größere 6L6. Seit ihrer Markteinführung wurden diese Röhren mehrfach umkonstruiert, deshalb darf nicht einfach von z.B. "der" 6L6 gesprochen werden. Zunächst kam der Entwicklungsschritt von den Stahlröhren zu den Glasröhren, danach folgten Änderungen bei der Form des Glaskolbens, aber natürlich auch bei den Elektroden, und damit bei den elektrischen Parametern. Die RCA 6L6-GB ist mit einer maximalen Anoden-Verlustleistung von **19 W** angegeben, die Tungsol 6L6-GB mit **22 W**. Ist die Tungsol-Röhre nun höher belastbar? Schwer zu sagen, denn bei RCA liest man: *Design-Center Values*, bei Tungsol hingegen: *Design Maximum System (mehr zu diesen Ratings in Kap. 10.5.9)*. Die Sylvania 6L6-WGA ist mit **19 W** spezifiziert (*Design Center*), aber auch mit **21 W** (*Absolute Maximum*). In erster Näherung sind das Röhren, deren Entwicklung von der 6L6 über die 6L6-G, 6L6-GA zur 6L6-GB vor allem die Form betraf. Erst bei der **6L6-GC** gibt es einen deutlicheren Leistungssprung auf **30 W** Anodenverlustleistung (*Design Maximum Values*), der vermutlich auf Änderungen des Anodenblechs beruht. Keine dieser Röhren wurde speziell für Gitarrenverstärker entwickelt, dieser Markt war damals bei weitem zu klein. Stattdessen liest man: *For Radio Receivers*. Daneben gab es aber auch noch besonders robuste *Militär-Röhren*, mit einem zusätzlichen W gekennzeichnet, z.B. **6L6-WGB**. Ihr Elektroden-Aufbau war optimiert, um die strengen MIL-Tests bestehen zu können.

Die **KT-66** ist das englische Gegenstück zur 6L6. Im Osram-Datenblatt ist sie mit 25 W maximaler Anodenverlustleistung spezifiziert, im Marconi-Datenblatt ebenfalls, im MO-V-Datenblatt mit 25 W (Design Max) bzw. 30 W (absolute Max). **MO-V**, das ist die Marconi-Osram-Valve Company, die die KT-66 unter dem Label **GEC** weltweit anbot. GEC = General Electric Corporation of England, nicht zu verwechseln mit General Electric USA. Sowohl die 6L6 als auch die KT-66 sind Beam-Tetroden, d.h. Röhren ohne Bremsgitter. Weil man die Strahlformungsbleche dieser Röhren letztlich aber auch als fünfte Elektrode ansehen kann, werden sie häufig (trotz fehlenden Bremsgitters) als Pentoden bezeichnet. Eine *echte* Pentode ist hingegen die **EL34**, für die eine maximale Anodenverlustleistung von 25 W angegeben wird. Bzw. 27.5 W ("bei maximaler Aussteuerung"). Aus der Tatsache, dass alle diese Röhren ähnliche Belastbarkeiten (P_a) aufweisen, darf nun aber nicht geschlossen werden, dass sie damit beliebig austauschbar wären – ihre Steuerkennlinien unterscheiden sich schon deutlich.

Bevor auf die Röhrenkennlinien ausführlicher eingegangen wird, noch ein kurzer Blick auf weitere Leistungs-Röhren (Power-Tubes): Da entwickelt Tung-Sol um 1950 die **5881**, und bewirbt sie als Weiterentwicklung der 6L6 (bzw. 6L6-GA). Auch noch 1962 wird ihre (5881) maximale Anodenverlustleistung mit 23 W spezifiziert (Design Center System), doch inzwischen hat bei der 6L6 schon die Weiterentwicklung zur 6L6-GC (30 W) stattgefunden, und die 6L6-WGB (26 W) ist schon seit mindestens 1955 am Markt. Kein Wunder, dass nicht alle die 5881 als "die bessere 6L6" betrachten. Und was bedeutet schon "besser"? Aus Sicht des MIG-Piloten, der auch nach harter Landung volle Funktion fordert? Aus Sicht des Klassik-Liebhabers, der geringste Verzerrungen erwartet? Aus Sicht des Jazz-Gitarristen, der gerade entdeckt hat, dass man das Tone-Poti nicht immer auf 0 stellen muss. Oder aus Sicht des Eddie-Epigonen, der sein Equipment (sein "Rig") exakt "VH-mäßig" übersteuert? Die Aussage *"die 5881 ist die bessere 6L6"* ist genau so unsinnig wie *"6L6 = KT66 = 5881"*. Es gibt weder 'die' 6L6, noch 'die' KT66, noch 'die' 5881. Nicht nur, dass schon die alten Datenblätter Unterschiede zeigen – so manche heutige KT66 ist innerlich eine 6L6-Variante.

© M. Zollner 2007

Bei der Beurteilung von Röhren im Allgemeinen und Endröhren im Besonderen bieten sich vor allem zwei Kriterien an: Der **Klang**, und die Lebensdauer. Natürlich auch Preis und Verfügbarkeit, doch dazu später mehr. Die Lebensdauer kann fünf Stunden oder fünf Jahre betragen, ihr ist ein eigenes Kapitel gewidmet (Kap. 10.5.9). Der Klang wird mit "kraftvoller Bass" oder "klare Höhen" beworben, und viele Gitarristen vermuten deshalb, Röhren würde eine frequenzabhängige Übertragungscharakteristik innewohnen – ähnlich einem Lautsprecher. Das stimmt so aber nicht: Röhren können beliebig tiefe Frequenzen[♣] verarbeiten, und beliebig hohe; ob die obere Grenzfrequenz bei 100 MHz oder 200 MHz liegt, ist nun wirklich völlig unerheblich. Daraus aber den Schluss zu ziehen, alle Röhren klängen gleich, ist auch falsch: Nicht, weil die Röhre selbst ja gar nicht klingen soll, sondern weil die Röhre das Übertragungsverhalten der Endstufe mitbestimmt: Für den Lautsprecher macht es sehr wohl einen Unterschied, ob er hoch- oder niederohmig angesteuert wird, und auch die Verzerrungscharakteristik der Endstufe ist röhrenspezifisch. Und deshalb weiß man: Röhren machen den Sound, teure Röhren machen den besseren Sound, und alte Röhren machen den besten Sound.

Am billigsten sind sog. *Industrieröhren*, d.h. Röhren, die für die Industrie hergestellt werden. Also: Natürlich nicht nur für die Industrie, denn sonst würden sie ja wohl kaum in Kleinstmengen für Musiker angeboten werden. "Industrieröhren" soll wohl heißen, der Musiker bekommt diese Röhren im selben Zustand, wie sie auch die Industrie bekommt: Ohne zusätzliche Wertschöpfung durch den Händler. Ohne Mehrwert heißt allerdings nicht ohne Mehrpreis, denn dass der Handel auch an dieser Handelsware verdient, ist legitimes Ergebnis kaufmännischen/kauffrauischen Strebens. Neben den Industrieröhren gibt es die *selected/matched* Power Tubes. Sie tragen diverse geheimnisvolle Zahlen auf Sockel und/oder Schachtel, und wurden "gepaart". Oder zumindest in Schachteln gesteckt, deren Aufdruck dies verheißt. Dass derartiges Treiben dann mehr kostet, ist auch Ergebnis kaufmännischen/-frauischen Wirkens. So kosten z.B. 4 EL-84 als Industrieröhren 30 Euro, als 'matched Quartett' hingegen 70 Euro. Wie dieses "Matchen" vor sich geht, wird üblicherweise nicht verraten, wie gut es gelingt, zeigen die folgenden Seiten. Für all jene, die 70 Euro als Beleidigung ihrer Virtuosität ansehen, gibt's **NOS-Ware**. Das sind Röhren, die sich auf wundersame Weise in Kellern und Speichern nicht nur verstecken, sondern auch vermehren konnten, die seit vielen Jahren mit dem Zusatz angeboten werden: Eines der letzten Originale! Ihr Klang wird als unerreichbar geschildert, mit der intuitiv verständlichen Begründung, die alten Röhrenexperten seien zusammen mit den alten Produktionsanlagen verschrottet worden, und deshalb weiß heute niemand mehr, wie man gute Röhren herstellt. Im Einzelfall mag das sogar zutreffen (so ganz trivial ist das ja auch nicht), aber daraus den Schluss zu ziehen, eine Röhre sei allein deshalb besser, weil sie seit 50 Jahren unbenutzt im Keller gelegen hat, ist Unsinn. Sie bringt *möglicherweise* genau den gewünschten Sound, möglicherweise ist sie aber auch schlechter als eine preiswerte Industrieröhre – genau weiß man das erst, wenn man sie gekauft hat.

Ob eine spezielle Röhre tatsächlich aus uralten Lagerbeständen stammt, oder ein modernes Billig-Imitat ist, kann der Käufer nur schwer feststellen – hilfreich sind hier die Internetforen über "faked tubes". Ob eine Röhre den Anforderungen gerecht wird, enthüllen Hörversuche (subjektiv), bzw. Messdaten (objektiv). Inwieweit der Schluss von den einen auf die anderen zulässig ist, soll noch nicht untersucht werden – erst zu den Technischen Daten. Deren wichtigste nach gängiger Meinung Anodenverlustleistung und Steilheit sind (sieht man vom Sockel ab, der natürlich passen muss). Anodenverlustleistung = Belastbarkeit (z.B. 30 W), Steilheit = Verstärkung (z.B. 5 mA/V). Allein danach kann man aber keine Endstufenröhre aussuchen, zumindest beim Gitarrenverstärker gibt's mehr Kriterien für die Röhrenwahl.

[♣] Dass es nicht exakt 0 Hz sind, scheitert nur an ihrer endlichen Lebensdauer

© M. Zollner 2007

Relativ einfach ist die **Leistungszuordnung**, sofern man den Blick aufs Wesentliche richtet: Kleine Leistung = EL-84, 6V6-GT; mittlere Leistung = 6L6-GC, 5881, KT-66, EL-34; große Leistung = KT-88, 6550. Dass es daneben noch weitere Röhren gibt und einige Röhren in mehreren Leistungsklassen angeboten wurden/werden (z.B. 6L6-GB vs. 6L6-GC), soll hier nicht vertieft werden. Ebenso müssen Aussagen zur **Spannungsfestigkeit** unterbleiben – zu undurchsichtig und widersprüchlich sind diesbezüglich die Datenblattangaben.

Die **maximale Anodenverlustleistung** liegt bei Endröhren zwischen ca. 10 – 50 W. Dieser Wert ist *nicht* identisch mit der Ausgangsleistung des Verstärkers! Es gibt 100-W-Verstärker, die ihre Leistung aus 2xEL-34 beziehen ($P_{a,\max}$ = 25W), und 40-W-Verstärker mit 2x6L6-GC ($P_{a,\max}$ = 30W). In **Abb. 10.5.6** sind die Ausgangs- und Übertragungskennlinien der wichtigsten Endröhren dargestellt. Alle Kurven gelten für $U_{g1} = U_{gk} = 0$V, also für Vollaussteuerung. Prinzipiell könnte man mit positiven Steuergitterspannungen noch größere Anodenströme erreichen, die üblichen Treiberschaltungen sind hierfür aber zu hochohmig. Neben der Steuergitterspannung bestimmt auch die Schirmgitterspannung den Verlauf der Ausgangskennlinie. Aus Gründen der Vergleichbarkeit wurde hier U_{g2} = 350 V angesetzt, obwohl natürlich nicht alle Verstärker mit diesem Spannungswert arbeiten. Für die 6V6-GT sind im GE-Datenblatt als maximale Schirmgitterspannung sogar nur 285 V spezifiziert – was Fender (bzw. CBS) aber nicht hinderte, der im Princeton arbeitenden 6V6-GT stolze 415 V zuzumuten.

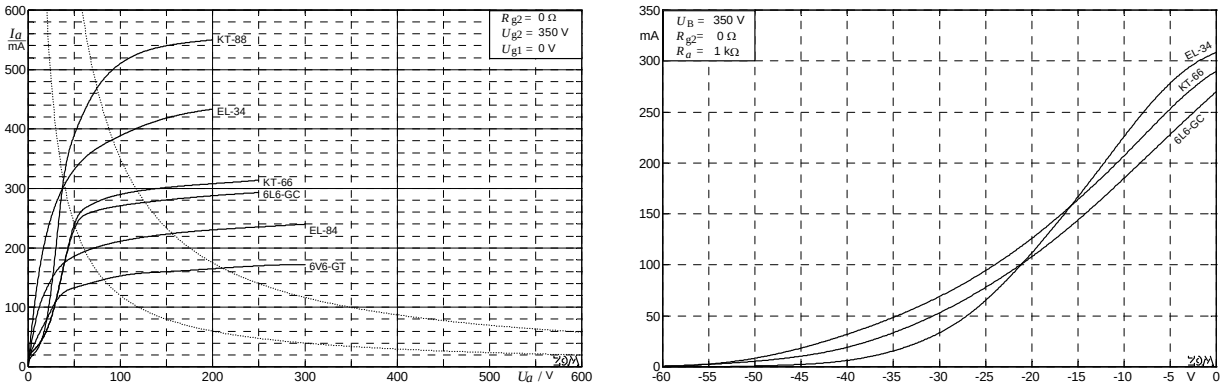


Abb. 10.5.6: Ausgangskennlinien (links) und Übertragungskennlinien (rechts) einiger Endröhren.

Abb. 10.5.6 kann entnommen werden, dass sich die unter vergleichbaren Bedingungen erreichbaren maximalen Anodenströme doch sehr deutlich unterscheiden. Auch die Übertragungskennlinien zeigen ausgeprägte Individualität, deshalb darf z.B. eine KT-66 nur nach geeigneten Schaltungsmodifikationen gegen eine EL-34 ausgetauscht werden. Wobei immer beachtet werden sollte: Derartige Kennlinien sind vereinfachende Pauschaldarstellungen!

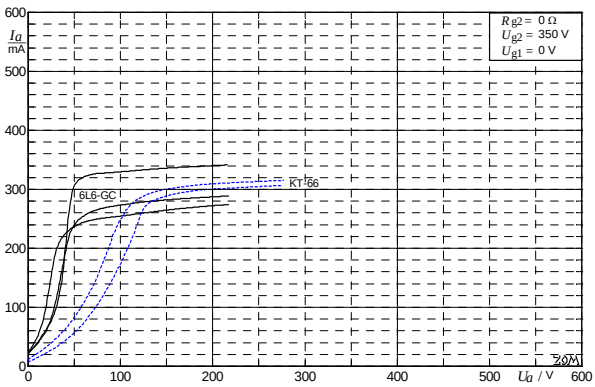


Abb. 10.5.7: Gemessene Ausgangskennlinien

Dies beweist **Abb. 10.5.7** anhand von **Messergebnisse**n: 3x6L6-GC, 2xKT-66. Legt man Datenblattangaben zugrunde, würde man bei allen 5 Röhren ähnliche Ausgangskennlinien erwarten – die Realität sieht aber anders aus, oft ist das Aussehen (d.h. die Form des Glaskolbens) wichtiger als die Funktion. Vergleichstests, die auf dieses Unterschiede nicht eingehen wollen, sind deshalb keine Hilfe, sondern schlicht unbrauchbar. Mehr hierüber in Kap. 10.5.11 und Kap. 10.10.

© M. Zollner 2007

In der nachfolgenden **Tabelle** sind einige Röhrendaten zusammengestellt. Die Jahreszahl besagt nicht zwingend, dass die Röhre in diesem Jahr auf den Markt kam – sie ist Literaturangaben entnommen. Die Steilheit (mA/V) ist stark vom Arbeitspunkt abhängig, der angegebene Wert dient nur zur groben Orientierung; Detailinformation bieten Kennlinien (Kap. 10.10).

Die maximal zulässige Anodenverlustleistung ist ebenfalls nur als Orientierungswert zu verstehen: Die Datenblattangaben verschiedener Hersteller unterscheiden sich etwas, und dann wurde früher nach zwei verschiedenen Standards spezifiziert: **Design Center System**, und **Design Maximum System** (in Klammern gesetzt, vergl. Kap. 10.5.9).

Typ	$P_{a,\max}$ / W	mA/V	Hersteller	Jahr
6V6	12 (14)	4	RCA	1937
6V6-G	12 (14)	4	RCA	1941
6V6-GT	12 (14)	4	RCA	1944
6V6-GTA	12 (14)	4	RCA	1962
6L6	19 (---)	5.3	MOV ⇒ RCA	> 1933
6L6-G	19 (---)	5.3		> 1936
6L6-GA	19 (---)	5.3		> 1943
6L6-GB	19 (22)	5.3		
6L6-WGB	20 (23)	5.3	Tung-Sol	1950
6L6-GC	--- (30)	5.3		1954
5881	23 (---)	5.3	Tung-Sol	1950
7027	25 (---)	6	RCA	1958
7027-A	--- (35)	6	RCA	1959
6550	35 (---)	11	RCA	1962
6550-A	--- (42)	11	GE	1972
KT-66	--- (25)	6.3	Marconi	1956 (> 1937)
KT-66	--- (25)	7	MOV	1977
KT-77	--- (25)	11	MOV	1977
KT-88	--- (35)	11	MOV, GEC	1957
KT-90	--- (45)	11	Ei	
EL 84	12 (---)	11	Philips	Ca. 1955
EL 34	25 (---)	12	Philips	Ca. 1952
EL 51	45	11	Philips	1953
EL 151	60	13	Telefunken	1943

Tabelle: Endröhren-Datenblattangaben: Maximale Anodenverlustleistung und Steilheit.

© M. Zollner 2007

10.5.2 Gegentakt-A-Betrieb

Die in Kap. 10.5.1 vorgestellte Eintakt-Endstufe erwies sich als relativ leistungsschwach: Mit einer 12-W-Röhre (EL 84) konnten bestenfalls 6 W Nutzleistung erzeugt werden. Für größere Leistungen stünden zwar leistungsfähigere Endröhren zur Verfügung, die Eintakt-Schaltung hat aber noch weitere Nachteile: Ohne Aussteuerung fließt bereits ein relativ großer Gleichstrom durch den Ausgangsübertrager, der durch diese Gleichstrom-**Vormagnetisierung** unter ungünstigen Bedingungen arbeiten muss. Durch Einfügen eines Luftspaltes in den Eisenkern lässt sich die Gleichfeldabhängigkeit der reversiblen Permeabilität zwar verringern, sie wird damit aber insgesamt kleiner als bei einem Kern ohne Luftspalt. Des weiteren ist zu berücksichtigen, dass bei der Eintakt-A-Endstufe die Netzteilbelastung ja aussteuerungsunabhängig ist. Auch in Ruhe ist das Netzteil maximal belastet, die Betriebsspannung ist deshalb nicht konstant, sondern pendelt (beim Netzteil mit Vollweggleichrichter) mit 100 Hz um einen Mittelwert. Dieser Wechselanteil bewirkt einen Wechselstrom durch den Ausgangsübertrager (die Endröhre ist zwar hochohmig, aber keine ideale Stromquelle), und als Konsequenz erzeugt der Lautsprecher einen unerwünschten 100-Hz-Brummton.

Mit der Gegentakt-A-Schaltung (**Abb. 10.5.8**) lassen sich einige Nachteile der Eintakt-A-Schaltung vermeiden. Der Name "Gegentakt" (englisch: Push-Pull) leitet sich aus der gegenphasigen Ansteuerung der beiden Endröhre ab. Wenn bei der einen Röhre eine ansteigende Gitterspannung den Anodenstrom vergrößert, bewirkt bei der anderen Röhre die abnehmende Gitterspannung eine Verkleinerung des Anodenstroms. Idealisiert betrachtet vergrößert sich der eine Anodenstrom um dasselbe ΔI, um das sich der andere verkleinert; der vom Netzteil zu liefernde Summenstrom $I_{=}$ bleibt deshalb konstant (Gleichstrom), unabhängig von der Aussteuerung. In Ruhe teilt sich dieser Gleichstrom zu je 50% auf die beiden Anodenströme auf, die (jeder für sich) im Übertragerkern ein magnetisches Gleichfeld erzeugen. Da die von den beiden Anodenströmen erzeugten Gleichfelder aber gegenphasig sind, kompensieren sie sich im Kern – er bleibt feldfrei (keine Vormagnetisierung), ein **Luftspalt** ist nicht erforderlich. Eine entsprechende Kompensation findet bei der Restwelligkeit der Betriebsspannung statt: Auch der hiervon verursachte 100-Hz-Wechselstrom erzeugt gegenphasige Wechselfelder, die (im Idealfall) kein **Lautsprecherbrummen** bewirken können.

Ganz andere Verhältnisse ergeben sich bei den durch gegenphasige **Gitter-Aussteuerung** verursachten Anoden-Wechselströmen: Sie sind zwar (bezüglich der in Abb. 10.5.8 definierten Bezugspfeile) zueinander gegenphasig, entsprechen damit aber gleichphasig dem (in *eine* Richtung definierten) Primär-Wechselstrom $I_{aa} = I_{a1\approx} = -I_{a2\approx}$. Die Gleichheit dieser beiden Wechselströme ergibt sich auch daraus, dass vom Netzteil (idealisiert) ein reiner Gleichstrom geliefert wird: Wenn an der Anzapfung der Primärwicklung kein Wechselstrom aus der Wicklung fließt, müssen die beiden Primär-Wechselströme gleich sein. Unter der Annahme eines idealen Transformators mit identischen Primärwicklungen wird die gesamte Primärspannung doppelt so groß wie die Anoden-Wechselspannung; die beiden Röhren arbeiten also *in Reihe*.

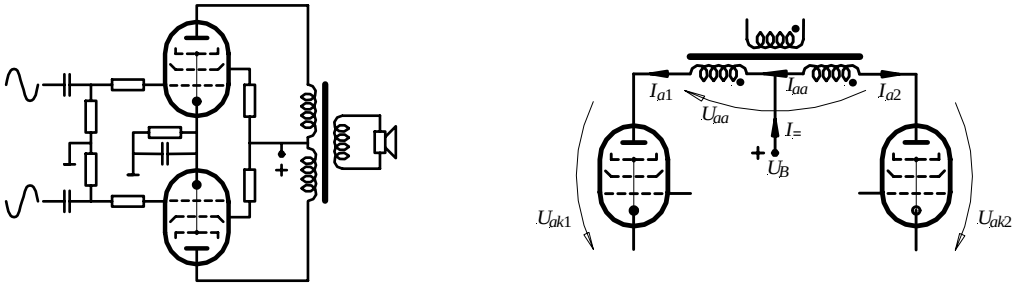


Abb. 10.5.8: Gegentakt-A-Endstufe; das rechte Bild verdeutlich die Phasenlagen der Ströme und Spannungen.

© M. Zollner 2007

In **Abb. 10.5.9** sind die zu Abb. 10.5.8 gehörenden idealisierten Spannungen und Ströme dargestellt. Jede einzelne Röhre arbeitet im Eintakt-A-Betrieb, ihr Arbeitspunkt liegt in der Mitte der nutzbaren Arbeitsgeraden (Kap. 10.5.1). Die beiden Röhren werden gegenphasig angesteuert, mit den in Abb. 10.5.8 definierten Bezugspfeilen sind dann auch die Anoden-Wechselspannungen und -ströme zueinander gegenphasig. Die (gesamte) Primärspannung U_{aa} ist die Differenz dieser gegenphasigen Wechselspannungen $U_{aa} = U_{ak2} - U_{ak1}$, der durch beide Primärwicklungen fließende Wechselstrom ist $I_{aa} = I_{a1\approx} = -I_{a2\approx}$.

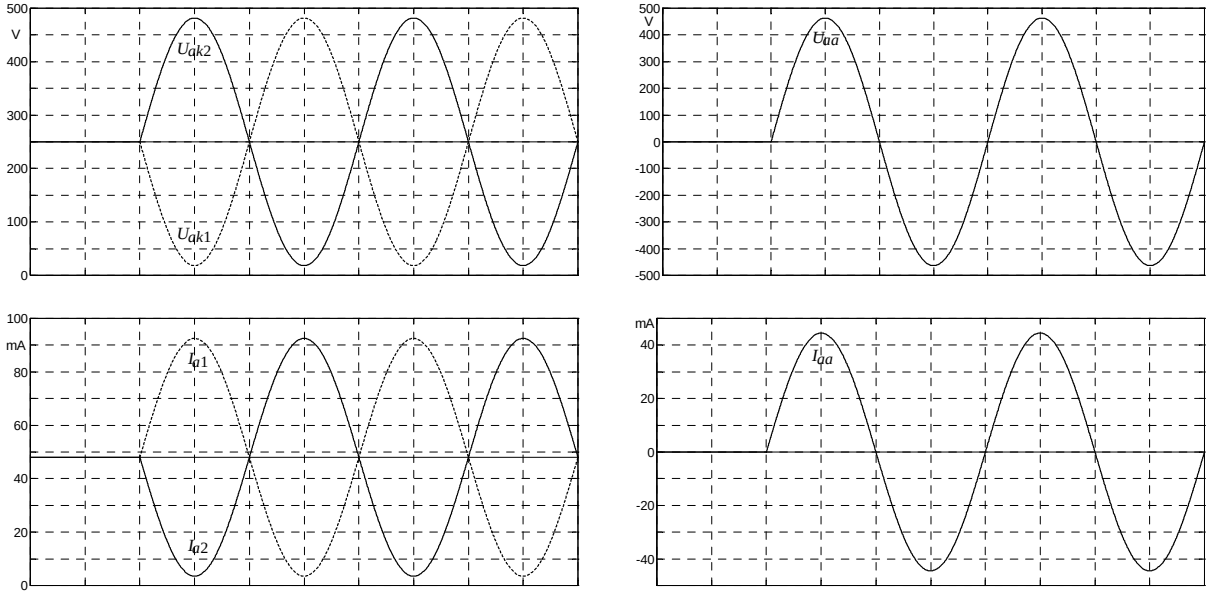


Abb. 10.5.9: Spannungen und Ströme der Einzelröhren (links), Primär-Wechselspannung und -strom (rechts).

Bei Vernachlässigung der Anodenrestspannung (bei $U_{g1} = 0$) und bei Annahme eines idealen Ausgangsübertragers entspricht die abgebbare **Nutzleistung** der maximalen Verlustleistung einer Endröhre; mit zwei EL 84 sind somit im Idealfall höchstens 12 W erreichbar. In der Praxis, d.h. mit Restspannung und Übertragerverlusten, wird man mit ca. 10 W rechnen können. Die aus dem Netzteil entnommene Leistung ist (idealisiert) aussteuerungsunabhängig, sie entspricht der maximalen Verlustleistung beider Endröhren – bei 2 x EL 84 also 24 W für die Anodenströme, zzgl. ca. 2.8 W Schirmgitterleistung, zzgl. ca. 0.8 W für den gemeinsamen Kathodenwiderstand. Dieser Widerstand ist so zu dimensionieren, dass in Ruhe der Kathodenstrom (im Beispiel 0.11 A) an ihm gerade die benötigte Gittervorspannung erzeugt (7.3 V).

Der optimale Anoden-Lastwiderstand, und damit das Übertrager-**Übersetzungsverhältnis**, ist wie beim Eintakt-A-Verstärker aus der Steigung der Arbeitsgeraden zu ermitteln. Sowohl beim Eintakt-A-Verstärker als auch beim Gegentakt-A-Verstärker muss jede Röhre denselben Lastwiderstand R_{opt} "sehen". Bei der Berechnung des Gegentakt-A-Verstärkers ist zu berücksichtigen, dass jede (halbe) Primärwicklungen zwei Lastwiderstände "sieht": Die Sekundärwicklung als passive Last, und die andere (halbe) Primärwicklung als **aktive Last**! Bei der Gegentakt-A-Schaltung darf die Belastung der einzelnen Röhre deshalb nicht einfach aus dem Übersetzungsverhältnis berechnet werden (**Impedanz-Paradoxon**, Kap. 10.5.5)! Wenn das Windungsverhältnis beim Eintakt-A-Verstärker z.B. $N_p : N_s = 24 : 1$ beträgt, so erhält man beim Gegentakt-A-Verstärker (bei vergleichbaren Bedingungen) $N_{p1} : N_{p2} : N_s = 17 : 17 : 1$. Für einen EL-84-Verstärker mit $U_B = 250$ V spezifiziert das Datenblatt beim Eintaktbetrieb einen optimalen Anoden-Lastwiderstand von $R_{opt} = 5.2$ kΩ, beim Gegentakt-A-Verstärker beträgt der (gesamte) Primärwiderstand somit $R_{aa} = 10.4$ kΩ.

Beispiele zu speziellen Verstärkern werden am Kapitelende vorgestellt.

© M. Zollner 2007

10.5.3 Gegentakt-B-Betrieb

Beim Gegentakt-B-Verstärker liegt der Arbeitspunkt nicht in der Mitte der Arbeitsgeraden, sondern an deren unteren Ende. Ohne Aussteuerung fließt nur ein kleiner Ruhestrom durch die Endröhren, das Netzteil wird weniger belastet, die Röhren nicht so heiß – und trotzdem ist die erzielbare Ausgangsleistung größer als beim Gegentakt-A-Verstärker.

Damit der Anodenstrom ohne Aussteuerung klein bleibt, muss die **Gittervorspannung** ziemlich negativ werden. Das ist aber (gerade wegen des kleinen Stroms) nicht mehr als Spannungsabfall am Kathodenwiderstand realisierbar – deshalb liegen beide Kathoden auf Massepotential, und eine eigene Gleichspannungsquelle erzeugt die benötigte negative Gittervorspannung von immerhin –15 ... –65 V. In **Abb. 10.5.10** ist diese Gleichspannungsquelle U_{g1} genannt, sie wirkt über zwei hochohmige Querwiderstände (z.B. 220 kΩ) und zwei Gitter-Vorwiderstände (z.B. 1 – 5 kΩ; es gibt aber auch Schaltungen ohne Gitter-Vorwiderstand).

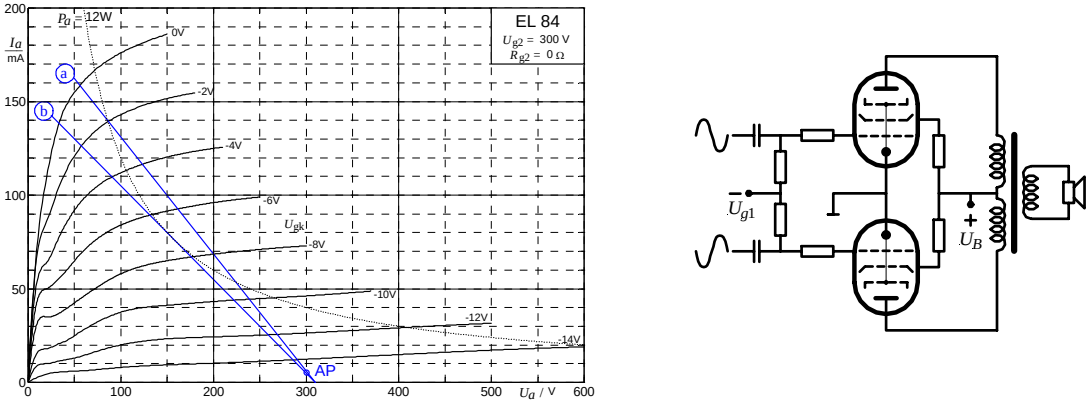


Abb. 10.5.10: Ausgangs-Kennlinienfeld der EL 84, Schaltung der Gegentakt-B-Endstufe.

Die optimale Steigung der Arbeitsgeraden (und damit den **optimalen Lastwiderstand**) erhält man, wenn der Schnittpunkt zwischen der $U_{gk} = 0$V-Kennlinie und der Arbeitsgeraden maximale Entfernung vom Arbeitspunkt hat. In **Abb. 10.5.10** sind zwei verschiedene Arbeitsgeraden eingezeichnet: Die flacher verlaufende Gerade (b) gehört zu einem 2.0-kΩ-Lastwiderstand, bei (a) beträgt der Lastwiderstand 1.6 kΩ. Dass dabei die Grenzleistungshyperbel geschnitten wird, ist unproblematisch: Die Röhre wird ja nur während einer Halbwelle belastet, somit bleibt der Mittelwert der Anoden-Verlustleistung unter dem zulässigen Grenzwert. Statische bzw. extrem tieffrequenter Ansteuerung ist bei typischen Gitarrenverstärkern nicht zu erwarten, ihre Endstufen werden über einen Hochpass angesteuert.

Die maximal abgebbaren **Leistungen** der beiden Varianten unterscheiden sich nur wenig: Bei (a) ca. 19 W, bei (b) ca. 18 W. Zum Vergleich: Eine entsprechende Gegentakt-A-Endstufe könnte nur ca. 11 W erzeugen. Neben der maximal abgebbaren Leistung verdient aber auch die vom Netzteil zu liefernde Leistung Beachtung – insbesondere, wenn die Endstufe wenig ausgesteuert wird. Bei der Gegentakt-A-Endstufe ist die Netzteil-Leistung aussteuerungsunabhängig, z.B. 24 W bei 2xEL84. Demgegenüber muss bei der Gegentakt-B-Endstufe das Netzteil (je nach Ruhestrom) nur ca. 3 W liefern. **Abb. 10.5.11** zeigt die Leistungsbilanz, allerdings ohne Schirmgitterleistung; hierfür sind (bei Vollaussteuerung) pro Röhre ca. 3 W zusätzlich anzusetzen. Im B-Betrieb ist die Ausgangsleistung größer, und die Röhren-Verlustleistung (Differenz der beiden Kurven) kleiner: Die maximale Anoden-Verlustleitung ist im B-Betrieb nur ungefähr halb so groß wie im A-Betrieb.

© M. Zollner 2007

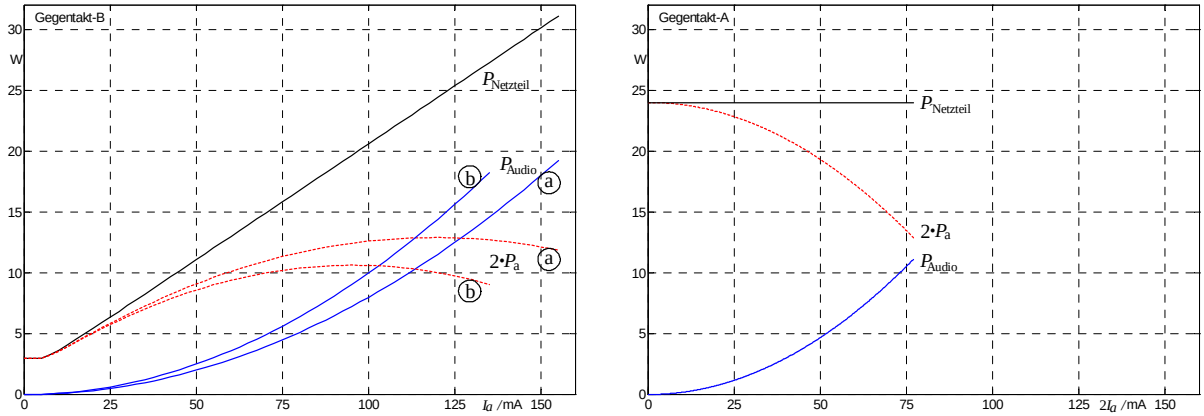


Abb. 10.5.11: Zusammenhang zwischen Netzteil-Leistung (ohne g_2-Leistung) und Ausgangsleistung P_{Audio}. Die Differenz der beiden Kurven entspricht der Anoden-Verlustleistung $2{\cdot}P_a$ beider Röhren. (U_B = 300V).

Der relativ gute Wirkungsgrad der Gegentakt-B-Schaltung ergibt sich daraus, dass jede Röhre nur dann einen großen Anodenstrom leitet, wenn tatsächlich Leistung an den Verbraucher abgegeben wird – hierzu muss der Arbeitspunkt an das untere Ende der Arbeitsgeraden gelegt werden. Dabei darf die Gittervorspannung aber nicht zu negativ werden, sonst kommt es zu **Übernahmeverzerrungen** (**Abb. 10.5.12**). Bei ausreichend großem Ruhestrom (linkes Bild) überlagern sich die beiden Röhrenkennlinien zu einer einigermaßen glatten Kurve, bei zu geringem Ruhestrom entsteht ein Sattelpunkt (Mitte und rechts), der einerseits die Verzerrungen ungerader Ordnung ansteigen lässt, und andererseits zu einer unerwünschten (progressiven) Aussteuerungsabhängigkeit der Kennliniensteigung führt (Kap. 10.5.8). Besondere Beachtung verdient die Tatsache, dass mit zunehmender Leistungsabgabe die Betriebsspannung, und damit auch die **Schirmgitterspannung** abnimmt – was die Übernahmeverzerrungen noch verstärkt (Kap. 10.5.8).

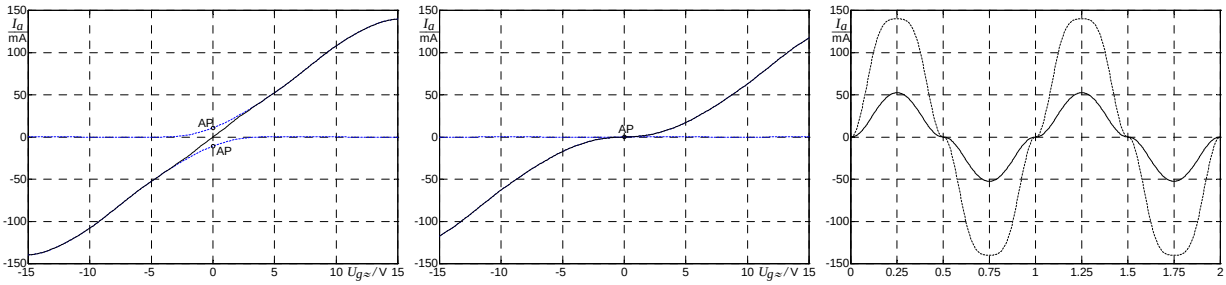


Abb. 10.5.12: Übertragungskennlinien bei unterschiedlicher Ruhestromeinstellung, Übernahmeverzerrungen. Rechts sind die zum mittleren Bild gehörenden Verzerrungen für zwei verschiedene Amplituden dargestellt.

In der Literatur ist **keine exakte Definition** für den Arbeitspunkt bei Gegentakt-B-Betrieb zu finden, vielmehr ist allgemein vom "kleinen Anodenstrom" die Rede, gelegentlich sogar vom Anodenstrom, der im AP "fast zu null" wird. Was Siemens (und andere Röhren-Hersteller) aber nicht hinderte, für die EL34 im Gegentakt-B-Betrieb einen Ruhestrom von immerhin 35 mA zu spezifizieren. Mit Recht, denn der theoretische Fall, dass der Anodenstrom ohne Aussteuerung "fast null" wird, hat für die NF-Praxis so gut wie keine Bedeutung. Dass 35 mA "etwas mehr als fast null" sind, ist unumstritten – ob diese Betriebsart aber überhaupt noch Gegentakt-B-Betrieb genannt werden darf, wird kontrovers diskutiert: Alternativ ist von **Gegentakt-AB-Betrieb** die Rede, oder vom **Gegentakt-D-Betrieb**, wobei man wissen muss, dass beide Bezeichnungen **mehrdeutig** sind! (Details in Kap. 10.5.4).

© M. Zollner 2007

Nur bei kleiner Aussteuerung leiten im B-Betrieb beide Endröhren gleichzeitig, bei hoher Aussteuerung leitet jede Endröhre im Wesentlichen nur während einer Halbwelle. Dies ist bei der Dimensionierung der **Drahtquerschnitte** im Übertrager zu berücksichtigen: Nimmt man beispielsweise sinusförmige Aussteuerung an, und einen **Anoden-Spitzenstrom** von 141 mA (Abb. 10.5.10), so beträgt der Effektivwert nicht 100 mA, sondern nur 50 mA.

Die **Anodenspannung** liegt im B-Betrieb ohne Aussteuerung knapp unter der Betriebsspannung U_B (z.B. 300 V). Während der Halbwelle, bei der die Röhre leitet, nimmt die Anodenspannung bis zur Restspannung ab (z.B. 30 V). Während der anderen Halbwelle (Sperrbetrieb) verharrt die Anodenspannung aber nicht auf der Betriebsspannung, sondern nimmt bis fast zum Doppelten dieses Wertes zu (z.B. 570 V)! Die Primärwicklung ist bei gesperrter Röhre nämlich so gut wie unbelastet, und der von der anderen (aktiven) Röhre erzeugte Magnetfluss induziert an dieser unbelasteten Wicklung eine hohe Spannung. Bei Endstufen, die mit höherer Betriebsspannung arbeiten, können noch wesentlich gefährlichere Spannungen entstehen: Z.B. Fender-Verstärker: 850 V, 200-W-Marshall: 1100 V. Diese hohen Spannungen stehen nicht im Widerspruch zu Datenblattangaben, bei denen als maximale Anodenspannung z.B. 800 V spezifiziert wird; hiermit ist nämlich die Ruhespannung (ohne Aussteuerung) gemeint. Beispielsweise legt das Datenblatt der EL 34 als maximale Anodenspannung 800 V fest, lässt aber im Sperrbetrieb als maximale Anoden-Spitzenspannung 2000 V zu. Derart hohe Spannungen können leicht entstehen, wenn der Verstärker nicht am Nennwiderstand, sondern an einer höherohmigen Last (Leerlauf) betrieben wird. Häufig kommt es dann zu Funkenüberschlägen zwischen den Anschlussstiften 3 und 2 (Anode / Heizung), wodurch der Röhrensockel und/oder die Röhrenfassung zumeist irreversibel beschädigt wird. Noch gefährlicher ist ein isolationszerstörender Funkenüberschlag im Ausgangsübertrager, da für ihn oft kein adäquater Ersatz zur Verfügung steht.

Noch ein paar Bemerkungen zu scheinbar "nutzlosen" Bauteilen: Ihr Vorhandensein ist häufig praktischen Erkenntnissen zuzuschreiben. Der in Reihe zum (scheinbar hochohmigen) Steuergitter liegende Gitter-Vorwiderstand (1 – 5 kΩ) reduziert die Schwingneigung der Endstufe. Hochfrequente Eigenschwingungen können auftreten – müssen aber nicht. Es kann gut sein, dass eine Endstufe auch ohne diese Widerstände problemlos arbeitet, trotzdem sollte man sie nicht generell weglassen: Bei jedem Röhren- oder Lautsprecherwechsel ergeben sich andere Stabilitätskriterien, sodass diese Mehrkosten gut investiert sind. Ähnlich verhält es sich mit kleinen Kapazitäten (10 – 100 pF): Sofern sie nicht direkt Teil der Klangfilterstufen sind, sollen sie vermutlich HF-Schwingungen unterbinden. Gut möglich, dass sie so groß dimensioniert wurden (werden mussten?), dass der Gitarrenklang hörbar an Brillanz verliert – dann eröffnet sich ein weites Feld für Verbesserungsmaßnahmen, aber auch die Chance, einen leistungsfähigen HF-Sender zu betreiben. Da Endstufen-Eigenschwingungen durchaus im UKW-Bereich (100 MHz) auftreten können, empfiehlt es sich, zur Stabilitätskontrolle ein breitbandiges Oszilloskop einzusetzen. Selbstverständlich darf man derartige Schwingungen nicht als "unhörbar" und damit irrelevant abtun: Zum einen ist der Betrieb eines derartigen Störsenders unzulässig, zum anderen werden hiermit die Endröhren u.U. massiv überlastet, und außerdem können durchaus hörbare Folgesymptome entstehen.

© M. Zollner 2007

10.5.4 Gegentakt-AB-Betrieb, Gegentakt-D

Eine Gegentakt-AB-Endstufe arbeitet bei kleinen Steuerspannungen im Gegentakt-A-Betrieb, bei großer Aussteuerung im Gegentakt-B-Betrieb – soweit besteht Einigkeit in der Literatur. Im Detail beginnen die Unterschiede, lassen sich drei verschiedene Definitionen finden, die im Folgenden mit *alt*, *alternativ* und *neu* bezeichnet werden sollen. Nach der **alten Definition** ist der AB-Betrieb ein B-Betrieb mit etwas vergrößertem Ruhestrom, wobei zwischen AB_1 (ohne Gitterstromfluss) und AB_2 (mit Gitterstrom) unterschieden wird. Eine präzise Vorgabe für den AB-Arbeitspunkt existiert nicht, er liegt (im Ausgangskennlinienfeld) "irgendwo zwischen" dem A-AP und dem B-AP, was nicht selten dazu geführt hat, genau die Mitte zwischen dem A-AP und dem B-AP als AB-AP zu definieren. Beispiel: Wenn bei der EL84 der Ruhestrom im A-Betrieb 50 mA und im B-Betrieb 10 mA beträgt, dann muss er im AB-Betrieb (laut Datenblatt) 30 mA betragen.

Ob die Gittervorspannung der AB-Schaltung "automatisch" durch einen Kathodenwiderstand oder durch eine zusätzliche Spannungsquelle zu erzeugen ist, wird in der alten Literatur nicht spezifiziert. Hier bemüht sich die **alternative Definition** um Präzisierung: Im AB-Verstärker kann sich der Arbeitspunkt signalabhängig verschieben: Da mit zunehmender Aussteuerung der Kathodenstrom (wg. Kennlinien-Nichtlinearität) immer unsymmetrischer wird, vergrößert sich der Spannungsabfall am kapazitiv überbrückten Kathodenwiderstand und verschiebt dadurch die mittlere Gitter/Kathodenspannung zu negativeren Werten. Aus einem A-Betrieb wird so mit zunehmender Aussteuerung ein B-Betrieb (**Abb. 10.5.13**). Hingegen werden nach der alternativen Definition alle Endstufen **Gegentakt-D-Verstärker** genannt, die ihre Gittervorspannung ohne Kathodenwiderstand (nur) mit einer Spannungsquelle erzeugen und einen (gegenüber dem B-Betrieb) erhöhten Ruhestrom aufweisen [z.B. H. Schröder, W. Knobloch]. Generell unberücksichtigt bleibt aber die Polarisation des Koppelkondensators, die ebenfalls zu einer aussteuerungsbedingten Arbeitspunktverschiebung führt.

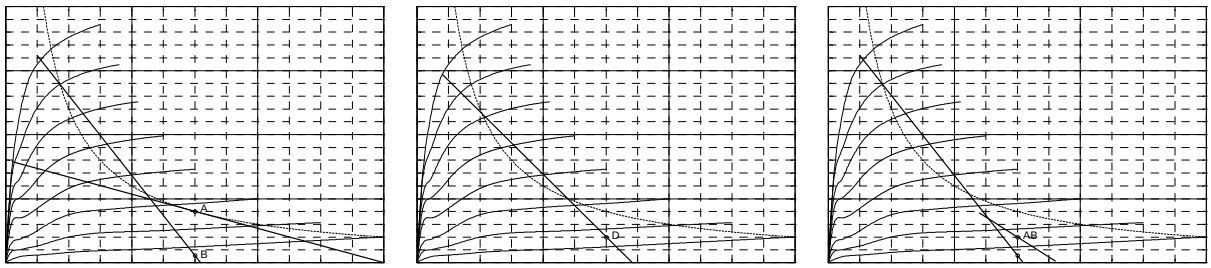


Abb. 10.5.13: Ausgangskennlinien und Arbeitspunkt: Gegentakt-A- bzw. -B-Verstärker (links), Gegentakt-D-Verstärker gemäß alternativer Definition (Mitte), Gegentakt-AB-Verstärker nach alternativer Definition (rechts).

Die **neue Definition** versteht unter dem D-Betrieb dann etwas ganz anderes, nämlich Schaltbetrieb (Puls-Weiten-Modulation PWM = Puls-Dauer-Modulation PDM). Der AB-Betrieb ist nach neuer Definition ein B-Betrieb mit erhöhtem Ruhestrom, der Arbeitspunkt ist fest. Vermutlich entstand diese "neue" Terminologie erst, als Bipolartransistoren die Endröhren verdrängten. Da die Arbeitspunkteinstellung beim Transistor nach anderen Kriterien verläuft, gab es keinen aussteuerungsabhängigen Arbeitspunkt mehr, und die Bedeutungen änderten sich.

Beim typischen Gitarrenverstärker steht Klirrfaktorminimierung – im Gegensatz zur HiFi-Endstufe – nicht im Vordergrund. Deswegen dominiert die AB-Endstufe alter Art, deren Ruhestrom nach speziellen Kriterien eingestellt wird (Kap. 10.5.8). Auch der **AC-30** gehört zu dieser Gruppe, und nicht zu den Gegentakt-A-Schaltungen (Kap. 10.5.10).

© M. Zollner 2007

10.5.5 Das Impedanz-Paradoxon

Der Ausgangsübertrager passt den niederohmigen Lautsprecherwiderstand (z.B. 8 Ω) an die höherohmige Röhrenschaltung an. Bei Gegentaktschaltungen hat dieser Übertrager *zwei* in Reihe liegende Primärwicklungen – wie groß ist ihr Eingangswiderstand? Nimmt man als Beispiel für die Windungsverhältnisse 10:10:1, und 8 Ω als sekundäre Last, so beträgt (bei idealem Übertrager) der Eingangswiderstand der gesamten Primärwicklung $R_{aa} = 20^2 \cdot 8\ \Omega =$ $\boldsymbol{R_{aa} = 3200\ \Omega}$. Ist dann der Eingangswiderstand einer Wicklung halb so groß, d.h. **1600 Ω**? Beim Gegentakt-A-Betrieb ist das zu vermuten, denn hier fließt durch die beiden Primärwicklungen derselbe Wechselstrom (Kap. 10.5.2). Aber: Rechnet man die Impedanztransformation nur für die halbe Primärwicklung, erhält man $R_a = 10^2 \cdot 8\ \Omega =$ **800 Ω**. Was stimmt nun?

Der Gegentakt-Übertrager ist ein **Dreitor**, d.h. ein System mit drei Polpaaren. Die beiden primären Tore liegen in Reihe, sodass insgesamt nur 5 Anschlusspole in Erscheinung treten. Um die Eingangsimpedanz eines Tores zu berechnen, müssen die beiden anderen Tore als Last berücksichtigt werden. Schließt man nur *einen* 8-Ω-Lastwiderstand an die Sekundärwicklung an und lässt eine Primärwicklung unbeschaltet, misst man an der verbleibenden anderen Primärwicklung 800 Ω, denn nun arbeitet der Übertrager als Zweitor (= Vierpol). Beschaltet man aber – wie beim Gegentakt-A-Betrieb – *beide* Primärwicklungen, so "sieht" jede Primärwicklung *zwei* Lastimpedanzen: Die sekundäre Last, und die andere Primärwicklung.

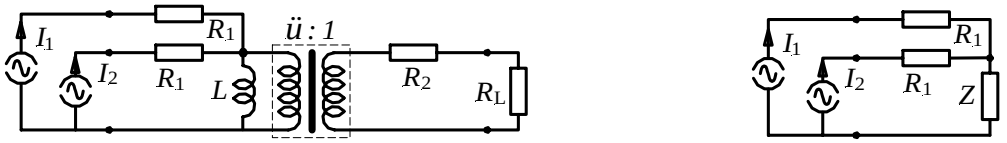


Abb. 10.5.14: Der fest gekoppelte Ausgangsübertrager als Dreitor. Rechtes Bild: Vereinfachte Schaltung.

In **Abb. 10.5.14** ist ein vereinfachtes Übertrager-Ersatzschaltbild angegeben. R_1 bzw. R_2 sind die Wicklungswiderstände, R_L ist der sekundäre Lastwiderstand, L ist die Hauptinduktivität. Im mittleren Frequenzbereich kann die Wirkung der Hauptinduktivität vernachlässigt werden, die sekundären Widerstände lassen sich mit $\ddot{u}^2$ in den Ersatzwiderstand Z transformieren. Für die im Bild rechts angegebene Ersatzschaltung kann dann ohne großen Aufwand der Eingangswiderstand berechnet werden:

$$Z_1 = R_1 + (1 + I_2 / I_1) \cdot Z \qquad\qquad Z_2 = R_1 + (1 + I_1 / I_2) \cdot Z$$

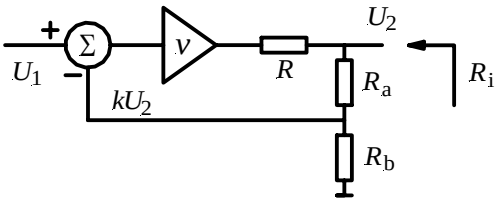
Dass für $I_2 = -I_1$ der Eingangswiderstand von Z (bzw. von R_L) unabhängig wird, ist offensichtlich, denn hierbei wird die Spannung an Z zu null. Bei der Gegentakt-A-Endstufe sind die beiden Ströme aber gleichphasig (und idealerweise auch betragsgleich), wodurch sich der Eingangswiderstand vergrößert. Vernachlässigt man R_1, verdoppelt sich durch Beschaltung der zweiten Primärwicklung der Eingangswiderstand.

Als Zahlenwert zum obigen **Beispiel**:
Bei der **Gegentakt-A-Endstufe** ist der Eingangswiderstand einer (halben) Primärwicklung halb so groß wie der Eingangswiderstand R_{aa} der gesamten Primärwicklung, also 1600 Ω. Bei der **Gegentakt-B-Endstufe** arbeitet hingegen immer nur eine Primärwicklung: Wenn die eine Röhre leitet, sperrt die andere. Deshalb beträgt in diesem Fall der Eingangswiderstand einer (halben) Primärwicklung nur ein Viertel von R_{aa}, also 800 Ω. Der Widerstand R_{aa} tritt bei der Gegentakt-B-Endstufe physikalisch nicht in Erscheinung, er ist ein reiner Rechenwert.

© M. Zollner 2007

10.5.6 Gegenkopplung

Wenn bei einem Verstärker ein Teil des Ausgangssignals zum Eingang zurückgeführt und dort dem Eingangssignal überlagert wird, spricht man von **Rückkopplung**. Gleichphasige Rückkopplung heißt **Mitkopplung**, gegenphasige Rückkopplung heißt **Gegenkopplung**. Da es zwei Ausgangssignale gibt (Spannung und Strom) und dementsprechend auch zwei Eingangssignale, lassen sich vier verschiedene Gegenkopplungsarten definieren. Bei der typischen Gitarrenverstärker-Endstufe ist vor allem die Spannungs-Spannungs-Gegenkopplung anzutreffen: Ein Teil der Ausgangs*spannung* wird abgegriffen und der Eingangs*spannung* überlagert. Durch diese Überlagerung einsteht ein **Regelkreis**: Sinkt die Ausgangsspannung (z.B. bei Belastung) ab, wird auch weniger Spannung gegengekoppelt – dadurch ergibt sich eine größere Verstärkung, sodass der Spannungsverlust zum Teil ausgeglichen wird. Diese spezielle Gegenkopplung (die Schaltungstechnik spricht von g_{21}-Gegenkopplung) stabilisiert den Spannungsverstärkungsfaktor, und reduziert gleichzeitig den linearen Innenwiderstand♣. Weitere Wirkungen der g_{21}-Gegenkopplung sind: Verbreiterung der Kleinsignal-Bandbreite, und Verringerung des Klirrfaktors.



$$R_i = (R_a + R_b) \,//\, R_{gk}\,, \quad R_{gk} = R/(1+kv)$$

$$v_U = U_2/U_1 = \frac{v}{1+kv+R/R_L}$$

Abb. 10.5.15: Prinzipschalbild einer Rückkopplungsschleife (links). Mit positiver Verstärkung *v* ergibt sich eine Gegenkopplung. Die wichtigsten Größen sind Innenwiderstand R_i und Spannungsverstärkungsfaktor v_U.

In **Abb. 10.5.15** bestimmt *k* den Grad der Rückkopplung, d.h. ihre Effizienz. Für $k = 0$ ist die Gegenkopplung wirkungslos, mit zunehmendem *k* steigt die Wirkung der Gegenkopplung. Ohne Gegenkopplung stellt *R* den Innenwiderstand der Endstufe dar, der bei Röhrenendstufen deutlich größer als der Lastwiderstand ist. Beim **Fender Super-Reverb** ergibt sich z.B. ohne Gegenkopplung bei 1 kHz $R_i = R = 180\ \Omega$, und $v = 160$, sodass mit einer 8-Ω-Belastung (R_L) die Spannungsverstärkung $v_U = 6.8$ wird. Mit werksmäßiger Gegenkopplung ($k = 0.056$) verringert sich *R* zu $R_i = 18\ \Omega$, und $v_U = 4.9$ (Messung: **Abb. 10.5.16**). Interessant ist der tieffrequente Bereich: Wegen Phasendrehungen entsteht hier eine Mitkopplung! Vergrößert man jedoch den Eingangskondensator des Differenzverstärkers (von 1 nF auf z.B. 100 nF), bleibt im tieffrequenten Bereich (mit Geko.) die Ausgangsimpedanz nahezu konstant (Kap. 10.4.3).

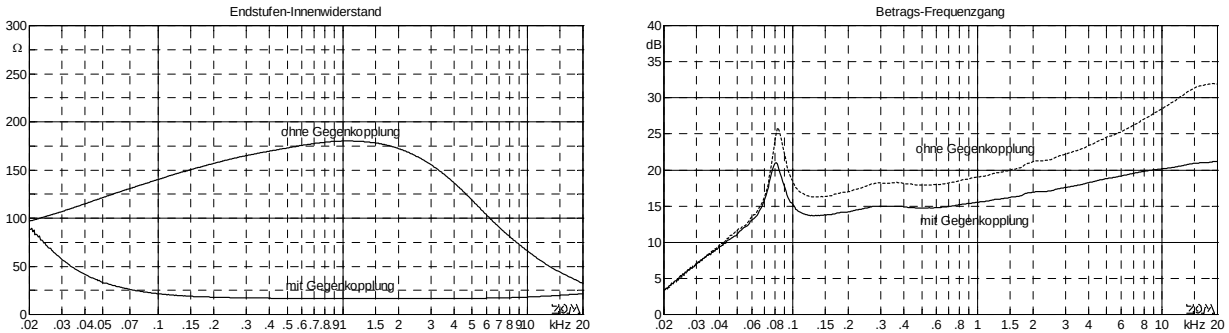


Abb. 10.5.16: Links = Betrag der Ausgangsimpedanz. Rechts = Übertragungs-Frequenzgang, vom Eingang des Differenzverstärkers (vor dem 1-nF-Koppelkondensator) bis zum Lautsprecher (4xP10-R).

♣ Bei nichtlinearem Betrieb (Übersteuerung) verliert jede Gegenkopplung an Wirkung, weil die steuernde Größe (hier: die Ausgangsspannung) sich praktisch nicht mehr ändern kann.

© M. Zollner 2007

Nicht alle Endstufen sind gegengekoppelt: VOX AC-15 und AC-30 (sowie weitere) verzichten ganz auf Endstufen-Gegenkopplung. Etwas uneinheitlich ist die Situation bei Fender: Die ganz frühen Verstärker haben keine Endstufen-Gegenkopplung, der Bassman 5B6 bekommt sie um 1952, der Deluxe 5E3 erst 1955 [D. Funk]. Besondere Bedeutung erlangt der Bassman wegen seines in die Gegenkopplung eingesetzten Presence-Potentiometers: Damit wird die Frequenzabhängigkeit der Gegenkopplung einstellbar (Kap. 10.3.3). Der Legende nach ließen sich Jim Marshall und Ken Bran bei der Entwicklung ihrer Verstärker stark von Fenders Bassman inspirieren, und deshalb findet man auch bei Marshall-Verstärkern eine Endstufen-Gegenkopplung mit integriertem Presence-Poti.

Frederick Terman beschreibt schon 1943 in seinem bemerkenswerten Buch "Radio Engineers' Handbook" die Auswirkung der Endstufen-Gegenkopplung auf Verstärkung, Innenwiderstand und Klirrfaktor. Die gegenkopplungsbedingte Reduktion der Verstärkung war sicherlich nicht erklärtes Ziel der Schaltungsentwickler, wurde aber offensichtlich in Kauf genommen, um die nichtlinearen Röhren- und Ausgangsübertrager-Verzerrungen zu verringern. Selbst in den 50er-Jahren gab's noch keine Heavy-Metal-Bands, da spielte man "zivilisiert", d.h. unverzerrt. Vermutlich beobachteten die Verstärker-Pioniere die Ausgangsspannung ihrer Verstärker am Oszilloskop, und versuchten eine möglichst perfekte Sinuskurve zu erzeugen. *"By the book"*, wie D. Funk schreibt. Je mehr man gegenkoppelt, desto weniger verzerrt der Verstärker – so stand's im Lehrbuch. Dass bei starken Phasendrehungen aus Gegenkopplung Mitkopplung werden kann, war ebenfalls bekannt, auch wenn nicht jeder Entwickler große Berechnungen machen wollte bzw. konnte. Er entdeckte aber bald, dass bei zu großer Gegenkopplung der Verstärker zu schwingen beginnt, und dann wurde die Gegenkopplung eben empirisch so eingestellt, dass auch bei üblichen Fertigungstoleranzen noch keine Instabilität auftrat.

In **Abb. 10.5.17** sind die Übertragungsfrequenzgänge eines bandbegrenzten Systems dargestellt. Im linken Bild für zwei leicht unterschiedliche Filterflanken, ohne bzw. mit Gegenkopplung. Das schmalbandigere System (gestrichelt) erfährt durch die Gegenkopplung nicht nur die zu erwartende Verstärkungsreduktion, sondern an den Frequenzbandgrenzen eine erhebliche Resonanzüberhöhung. Gegenkopplung bedeutet ja Überlagerung eines gegenphasigen Signals; die mit jeder Bandbegrenzung verbundenen Phasendrehungen bewirken aber, dass in den Randbereichen aus dem gegenphasigen Korrektursignal ein (fast) gleichphasiges Mitkopplungssignal werden kann, das die Verstärkung vergrößert. Erhöht man nun im Vorwärtszweig die Verstärkung (rechts Bild), so vergrößert sich die Gesamtverstärkung (blau) in den Randbereichen überproportional. Dies kann eine Auswirkung eines Röhrenwechsels sein: Die neuen Endstufenröhren bringen aufgrund ihrer etwas größeren Steilheit mehr Bässe, und schon liest man im Testbericht, das sei generell so: Die KT-X bringt mehr Bässe als die 6L-Y. Diese Eigenschaft ist aber immer im Zusammenhang mit der speziellen Schaltung zu sehen. Endröhren übertragen von 0 Hz bis ca. 100 MHz – erst in Zusammenarbeit mit Übertrager, Lautsprecherlast und Gegenkopplungsnetzwerk entsteht der individuelle Frequenzgang!

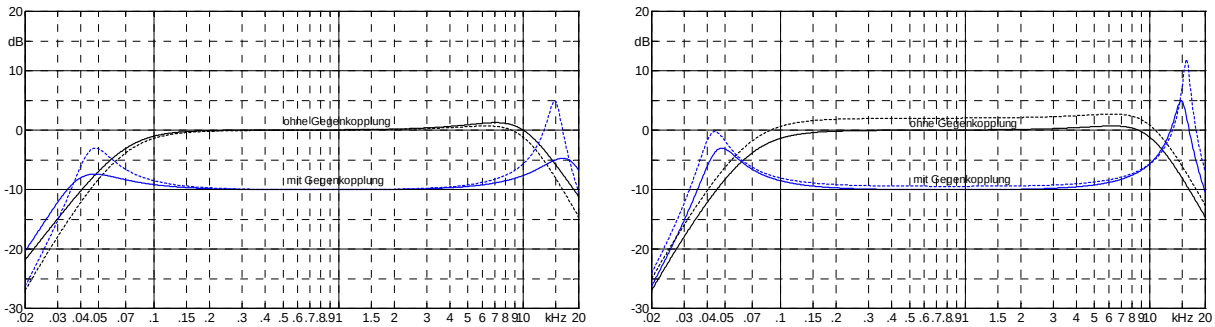


Abb. 10.5.17: Auswirkung einer Gegenkopplung bei Bandbegrenzung

© M. Zollner 2007

10.5.7 Der Endstufen-Innenwiderstand

Röhrenschaltungen sind hochohmig, Lautsprecher niederohmig. Als Vermittler zwischen diesen unterschiedlichen Impedanzniveaus dient der Ausgangsübertrager, bei dessen Beschreibung stets das Wort "Anpassung" auftaucht: Der Ausgangsübertrager *passt* die unterschiedlichen Widerstände *aneinander an*. Üblicherweise wird unter Anpassung verstanden, dass Quell- und Lastwiderstand gleich groß sind. Das würde bei der Röhrenendstufe bedeuten, dass ihr Innenwiderstand durch den Ausgangsübertrager auf Lautsprecher-Niveau reduziert wird, also z.B. 8 Ω beträgt. Bei der Röhrenendstufe darf diese strenge Definition des Begriffes **Anpassung** aber nicht verwendet werden, die Widerstandsniveaus werden aneinander angenähert, aber nicht (leistungs-) angepasst. Wenn bei einem Röhrenverstärker als Lautsprecher-Nennwiderstand 8 Ω spezifiziert sind, beträgt der Verstärker-Innenwiderstand (die Quellimpedanz) in der Regel nicht 8 Ω, sondern wesentlich mehr, z.B. 100 Ω. Röhrenverstärker arbeiten also "fast schon als Stromquellen", und nicht leistungsangepasst.

Für einen HiFi-Lautsprecher ist eine derartige Stromeinprägung in der Regel unerwünscht, weil dadurch die Lautsprecherresonanz überbetont wird. Üblich ist der Betrieb aus einer sehr niederohmigen Quelle, wodurch die (unerwünscht hohe) Resonanzgüte verringert wird [3]. Mit Transistor-Endstufen ist dieses Ideal fast perfekt realisierbar, bei Röhren-Endstufen lässt sich durch Gegenkopplung die Quellimpedanz zwar auch erniedrigen, aber nicht in dem Maße wie beim Transistor-Verstärker (Phasendrehungen, Schwingneigung). Ob bei einem **Gitarrenverstärker** überhaupt eine **Gegenkopplung** wünschenswert ist, wurde in der Vergangenheit sehr unterschiedlich beantwortet: Keine Endstufen-Gegenkopplung bei fast allen VOX-Verstärkern, sowie beim (sehr frühen) Fender Bassman 5A6; Endstufengegenkopplung beim (etwas späteren) Fender Bassman 5B6, sowie bei vielen weiteren Fender-Verstärkern. Der gegengekoppelte Verstärker reagiert "zivilisierter", seine nichtlinearen Verzerrungen sind geringer als beim gegenkopplungsfreien Pendant – zumindest, solange man nicht übersteuert. Ob man die geringeren Verzerrungen als Vorteil empfindet, ist allerdings Geschmackssache, und soll hier nicht näher bewertet werden. Da Gegenkopplung aber nicht nur auf Klirrfaktor und Lautsprecherbedämpfung einwirkt, sondern auch auf die Quellimpedanz des Gitarren-Verstärkers, ist eine andere Frage naheliegend: Lässt sich durch Gegenkopplung die **Ausgangsleistung** erhöhen? Denn die in Endstufen übliche Gegenkopplung erniedrigt ja definitiv den ("zu hohen") Verstärker-Innenwiderstand, und müsste somit als Verbesserung der Leistungsanpassung zu interpretieren sein.

Doch so einfach sind die Verhältnisse nicht, die Röhre ist ein **nichtlineares Bauteil**, das sich mit der Theorie der linearen Zweitore nur unzureichend beschreiben lässt. Es hat sich als zweckmäßig erwiesen, zwischen (näherungsweise) linearem und (stark) nichtlinearem Betrieb zu unterscheiden. Bei kleiner Aussteuerung arbeitet die Endstufe näherungsweise linear[♣]. Für diesen Fall lässt sich der Röhren-Innenwiderstand aus der Steigung der Ausgangskennlinie abschätzen. Je nach Röhrentyp und Arbeitspunkt ist ein Röhren-Innenwiderstand im Bereich 10 – 100 kΩ zu erwarten. Würde man nun im Sinne einer Leistungsanpassung den Anoden-Lastwiderstand genau so groß wie den Röhren-Innenwiderstand wählen (z.B. 100 kΩ), müsste für P = 12 W die Anoden-Wechselspannung 3.1 kV_{ss} betragen – das überfordert jede gängige Endröhre. Widerstandsgleichheit ist definitiv nicht das Wunschziel, stattdessen ist (unter Beachtung der Grenzwerte) die abgegebene Leistung zu maximieren. In den Kapiteln über die einzelnen Gegentakt-Endstufen werden Richtlinien für das Berechnen dieses optimalen Anoden-Lastwiderstandes angegeben – typischerweise erhält man Werte um 1 – 2 kΩ.

[♣] Hierfür muss beim Gegentakt-Betrieb ein ausreichender Ruhestrom eingestellt sein.

© M. Zollner 2007

Der optimale Anoden-Lastwiderstand ist wesentlich kleiner als der Röhren-Innenwiderstand, und deshalb ist der Übertrager-Innenwiderstand wesentlich größer als der Lautsprecher-Nennwiderstand – mit der Konsequenz, dass die Lautsprecherspannung wesentlich von der Lautsprecherimpedanz abhängt. Dies ist kein Nachteil, denn im Gegensatz zum HiFi-Lautsprecher ist beim Gitarrenlautsprecher die Betonung der Lautsprecher- und Gehäuse-Resonanzen nicht generell unerwünscht, sondern in vielen Fällen als spezielles Klangcharakteristikum sogar gefordert. Wobei aber zu berücksichtigen ist, dass diese Stromsteuerung beim Clipping ihr rapides Ende findet. Die Endstufe ist nur im linearen Betrieb hochohmig, bei Übersteuerung stoßen die Anodenspannungen des Gegentakt-Verstärkers (und damit auch die Ausgangsspannung des Ausgangsübertragers) an eine relativ harte Grenze: Die Röhren-Restspannung (z.B. 50V). In **Abb. 10.5.18** ist das Ausgangskennlinienfeld einer 6L6-GC dargestellt, zusammen mit einigen Innenwiderständen. Diese Röhre hat (wie jede andere) nicht einen Innenwiderstand – stattdessen ist ihr Innenwiderstand stark aussteuerungsabhängig und ändert sich um bis zu zwei Zehnerpotenzen, wenn der Arbeitspunkt verschoben wird. Im Bereich üblicher Ruheströme (z.B. 350 V, 30 mA) ist die Röhre mit ca. 70 kΩ Innenwiderstand relativ hochohmig, an der Aussteuerungsgrenze (z.B. 50 V, 200 mA) wird sie niederohmiger. So richtig überraschend kommt diese Erkenntnis natürlich nicht, denn die Röhre ist ein stark nichtlineares Bauteil. Diese Eigenschaft muss man sich aber immer wieder bewusst machen, weil die Theorie der LZI-Systeme mit ihren relativ einfachen Berechnungen allzu verlockend ist. Aber eben auch irreführend. Schließt man an die im Bild dargestellte **6L6-GC** einen 14:1-Übertrager an, transformiert er die 72 kΩ in 367 Ω; das ist gegenüber einem 8-Ω-Lautsprecher hochohmig. Die 2 kΩ transformiert er hingegen in 10 Ω.

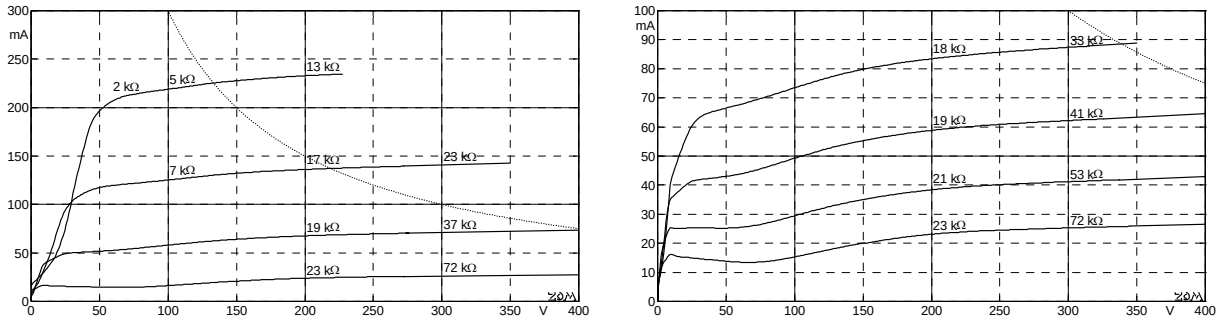


Abb. 10.5.18: Ausgangskennlinien der 6L6-GC, mit Angabe einiger Innenwiderstände. U_{g2} = 300V, R_{g2} = 0.

Der im **Datenblatt** einer Röhre angegebene Innenwiderstand ist ein Richtwert, den man für Kleinsignalbetrachtungen zur groben Orientierung verwenden kann. Größere Berechnungen sollte man daraus aber nicht ableiten, weil zum einen eine Endstufe nur selten im Kleinsignalbetrieb arbeitet, und zum andern der Innenwiderstand arbeitspunktspezifisch ist, und darüber hinaus auch noch von der Schirmgitterspannung abhängt. Für die 6L6-GC nennt das Datenblatt einen Innenwiderstand von 33 kΩ (Class A). Das passt zu den o.a. Messwerten, ist aber nur für ganz wenige Gitarrenverstärker brauchbar, weil die zumeist im AB-Betrieb arbeiten. Für den geben die Datenblätter aber üblicherweise keine Innenwiderstände an – stattdessen wird der optimale Lastwiderstand spezifiziert, und daraus, und nicht aus dem Innenwiderstand, kann das Übersetzungsverhältnis des Ausgangsübertragers berechnet werden. Möchte man für den AB-Betrieb den Quellwiderstand R_Q ermitteln, den der Lautsprecher "sieht", müssen mehrere Besonderheiten berücksichtigt werden: Bei kleiner Aussteuerung arbeiten beide Endröhren zusammen, R_Q wird halbiert: Mit einem 10:10:1-Übertrager erhält man für R_i = 60 kΩ → R_Q = 300 Ω. Bei großer Aussteuerung arbeitet hingegen nur eine Röhre pro Halbwelle. Außerdem ist zu berücksichtigen, dass der Übertrager keinesfalls ideal ist: Die (nichtlineare!) Hauptinduktivität und die Wicklungskapazität verringern R_Q.

© M. Zollner 2007

Abb. 10.5.19 zeigt Messkurven einer Endstufe (JTM-45, KT-66, GZ-34). Die oberste Kurve entsteht, wenn die Betriebsspannung abgeschaltet ist (Standby): Die (beheizten) Röhren isolieren nicht perfekt, sind aber ziemlich hochohmig, sodass Übertrager-Kapazität und -Induktivität impedanzbestimmend sind. Bei eingeschalteter Betriebsspannung, aber deaktivierter Gegenkopplung (no NFB) verringert sich der Innenwiderstand R_Q, weil nun die Röhren im Arbeitspunkt betrieben werden. Noch wesentlich kleiner wird R_Q, wenn die Gegenkopplung arbeitet. Da der Frequenzgang der Schleifenverstärkung durch das Presence-Poti verändert werden kann, lassen sich unterschiedliche Charakteristiken realisieren. Dass die Kurven bei hohen Frequenzen nicht konvergieren, liegt an den vom Presence-Filter hervorgerufenen Phasendrehungen (Tiefpass in der Gegenkopplungs-Schleife, siehe auch Kap. 10.3.3), dass der Anstieg nicht proportional zur Frequenz erfolgt, liegt an der nichtlinearen Hauptinduktivität, die von der Aussteuerung und dem Hysterese-Arbeitspunkt abhängt (Kap. 10.6).

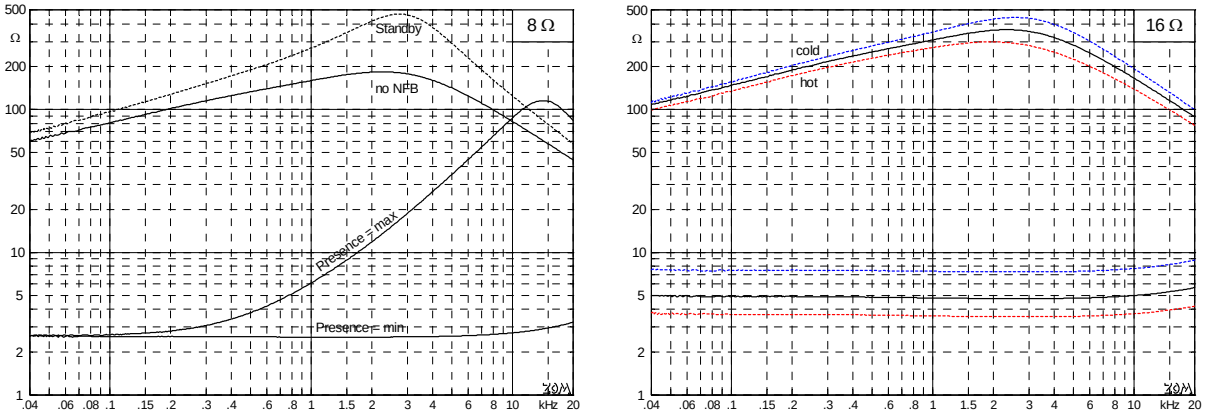


Abb. 10.5.19: Endstufen-Innenwiderstand des JTM-45. Links für den 8-Ω-Ausgang, rechts für 16 Ω. Im rechten Bild ist auch die Auswirkung der Ruhestromeinstellung ("Biasing") auf den Innenwiderstand eingezeichnet.

Die Impedanz hängt auch noch vom Ruhestrom der Endröhren sowie vom Endröhrentyp ab. Bei Ungleichheit der Endröhren kommen noch Vormagnetisierungseffekte des Übertragerkerns hinzu. Wegen dieser Abhängigkeiten sollte aus Abb. 10.5.19 nur entnommen werden, dass sich ohne Gegenkopplung Ausgangsimpedanzen um 100 Ω ergeben – die genauen Werte bzw. Frequenzabhängigkeiten sind doch sehr vom individuellen Verstärker abhängig. Bzw. gar nicht so bedeutend, wenn man berücksichtigt, dass beim JTM-45 die Gegenkopplungsschleife ja üblicherweise geschlossen ist. Dabei ergibt sich dann ein erstaunlich kleiner Endstufen-Innenwiderstand (= Betrag der Ausgangsimpedanz) von nur 2.5 Ω (8-Ω-Ausgang). Diese Endstufe ist effizient gegengekoppelt! Zumindest, solange man das Presence-Poti nicht allzu weit aufdreht. Schon überraschend: Marshall, nicht direkt für HiFi-Endstufen bekannt, verringert durch (verzerrungsmindernde) Gegenkopplung die Ausgangsimpedanz auf Werte, die deutlich unter dem Nenn-Lastwiderstand liegen!

Dass dies bei Marshall nicht immer so blieb, bewies der später entwickelte 18-W-Verstärker. Seine beiden EL-84 arbeiten in einer Endstufe, die ganz auf Gegenkopplung verzichtet. Man denkt hierbei sofort an VOX, aber angeblich war der "Watkins Dominator" der Ideenlieferant für Ken Bran [Doyle]. Große Unterschiede zum AC-30 findet man im Innenwiderstand aber nicht, wie Abb. 10.5.20 beweist. Und generell gilt ja: Derartige Messprotokolle sind Momentaufnahmen – jeder Röhrenwechsel ändert die Verstärker-Parameter, und somit auch den Innenwiderstand. Inwieweit das Selektieren der Endröhren hilft, interindividuelle Unterschiede zu minimieren, erläutert Kap. 10.5.11, Auswirkungen der Ruhestromeinstellung werden in Kap. 10.5.8 erläutert.

© M. Zollner 2007

Drei der in **Abb. 10.5.20** dokumentierten Ausgangsimpedanzen stammen von nicht gegengekoppelten Endstufen: VOX AC-30, Marshall 18W und Tweed Deluxe; der Super-Reverb ist gegengekoppelt, wurde aber auch mit aufgetrennter Gegenkopplungsschleife vermessen.

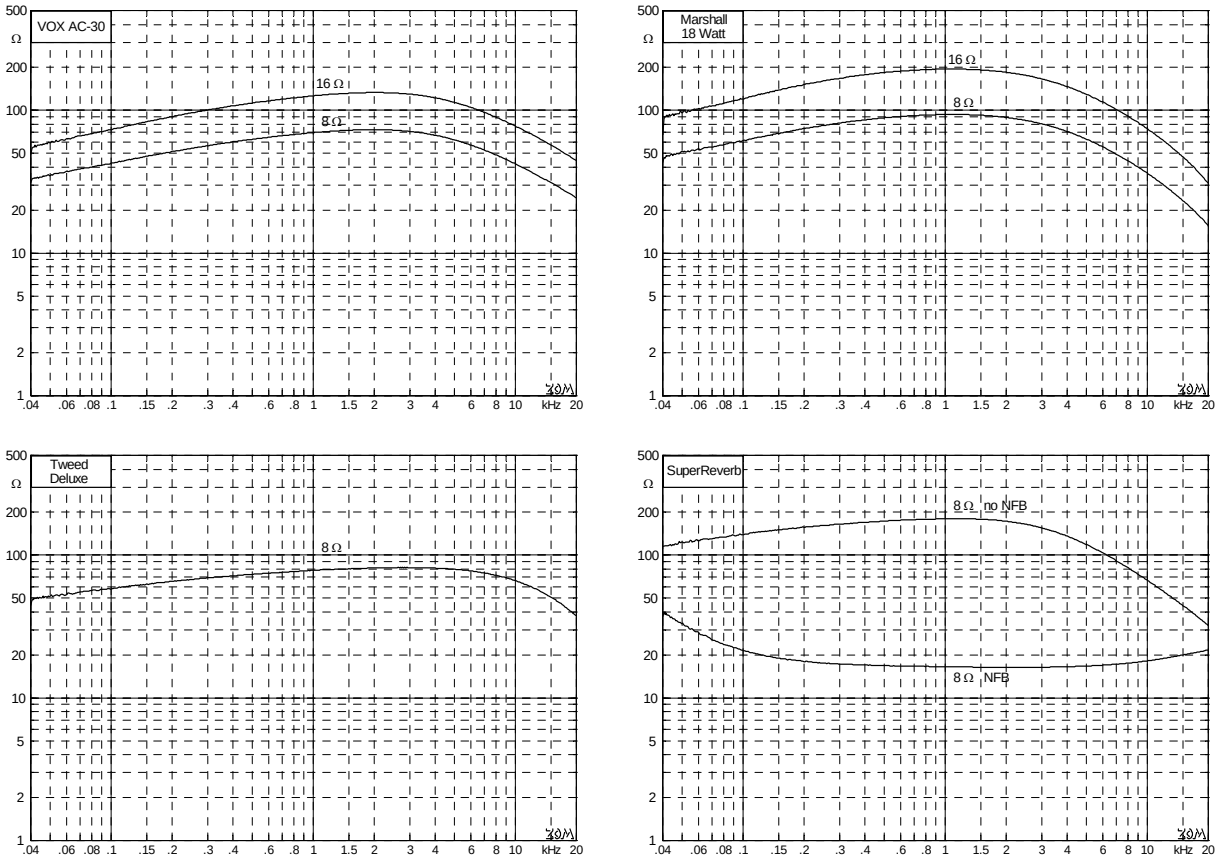


Abb. 10.5.20: Endstufen-Innenwiderstände einiger Gitarrenverstärker (Super-Reverb mit/ohne Gegenkopplung).

Angesichts dieser doch erheblichen Innenwiderstände könnte die Frage entstehen, wo denn die **Energie** zu deren Betrieb herkommt. Wenn ein 8-Ω-Widerstand 30 W aufnimmt, und in Reihe dazu liegen 75 Ω, dann nimmt der Vorwiderstand (also der Verstärker-Innenwiderstand) 281 W auf? Wird deshalb der VOX so heiß? Nein, mit einer derartigen Argumentation würde man ein Modell missbrauchen. *Eine Ersatzschaltung weist bezüglich einer bestimmten Problemstellung das gleiche Verhalten auf wie die zugehörige reale Anordnung* [20]. Die Problemstellung bei der realen Quelle und deren Ersatz durch eine ideale Quelle mit Innenwiderstand ist aber nicht die Energiebilanz, vielmehr soll der Unterschied zwischen Quellenspannung und Klemmenspannung veranschaulicht werden. Man sieht das sofort, wenn man die Spannungsquelle mit in Reihe geschaltetem Innenwiderstand durch eine Stromquelle mit parallelgeschaltetem Innenwiderstand ersetzt: Im Leerlauf sind die inneren Verluste dieser Stromquelle maximal, die der Spannungsquelle hingegen null. Das Modell einer Quelle mit Innenwiderstand ist gut geeignet, um die Abhängigkeit der Ausgangsspannung vom Lastwiderstand (Lautsprecherwiderstand) zu erklären: Bei niederohmigem Innenwiderstand ist die Klemmenspannung praktisch lastunabhängig, bei hochohmigem Innenwiderstand praktisch widerstandsproportional – insoweit passen Realität und Modell gut zusammen. Nicht geeignet ist dieses Modell, um Röhren-Verlustleistungen zu ermitteln: Hierzu müssen die tatsächlichen Spannungen und Ströme der Röhren verwendet werden.

© M. Zollner 2007

10.5.8 Der Endstufen-Ruhestrom (Bias-Einstellung)

Der Endstufen-Ruhestrom ist der Strom, der "in Ruhe" durch eine Endröhre fließt. "In Ruhe" bedeutet, dass alle Betriebsspannungen anliegen (also nicht Standby-Betrieb), dass aber kein Signal anliegt (Volume = 0). Bei einigen Schaltungen stellt sich dieser Ruhestrom automatisch ein (Kathodenwiderstand, Kap. 10.5.1, 10.5.2), bei anderen kann er in gewissen Grenzen an einem Potentiometer (Bias-Poti) eingestellt werden. Hierzu muss es natürlich Richtlinien geben: Was ist die optimale Einstellung, und vor allem: wie (und was) wird gemessen?

Was wird gemessen? Der Ruhestrom natürlich, die Bias! "*Wenn die Netzspannung von 230 V auf 220 V einbricht, verändert sich die Bias um ein paar Milliampere, und das klingt dann schon anders."* Ja natürlich, die Bias – nur wenn die genau eingestellt ist, klingt's richtig. Die Bias, das ist anscheinend der Endstufen-Ruhestrom. Aber welcher – der Anoden- oder der Kathodenstrom? Da wird's für die meisten Experten schon eng. Empfehlung 1: *Die Bias misst man, indem man die Verbindung zwischen Anode und Ausgangstrafo auftrennt, und ein Amperemeter dazwischenklemmt*. Der meint den Anodenstrom, ganz klar. Und falls bei dieser Messung plötzlich Mr. Hendrix um die Ecke kommt und zum Mitspielen einlädt: Dann war die Isolierung unzureichend, denn Anodenspannungen können – und nun ganz ohne Ironie – **absolut tödlich sein**! Derartige Messungen sind nichts für den Laien, das erfordert Fachwissen. Empfehlung 2: *Die Bias misst man, indem man ein Amperemeter parallel zur Primärwicklung des Ausgangstrafos schaltet*. Der meint auch den Anodenstrom, und hält 5 – 10% Messfehler (wg. Kupferwiderstand) für unbedenklich. Denn so extrem hochohmig sind diese Primärwicklungen nicht, u.U. nur 30 Ω. Für eine Orientierungsmessung reicht's aber schon. Empfehlung 3: *In die Kathodenleitung jeder Endröhre lötet man einen 1-Ω-Widerstand, daran misst man den Spannungsabfall*. Jetzt ist plötzlich der Kathodenstrom gemeint, also die Summe aus Anoden- und Schirmgitterstrom. Bei 35 mA Anodenstrom kann der Schirmgitterstrom durchaus 5 mA betragen – der Kathodenstrom ist dann 40 mA. Wenn man 5% Netzspannungsänderung für wesentlich hält, sollte man bei Strommessungen nicht 14% Fehler einbauen. Seriöse Datenblätter spezifizieren meistens den **Anodenstrom** im Arbeitspunkt, Messungen am Kathodenwiderstand ergeben demgegenüber den **Kathodenstrom**. Kein Problem, wenn das Schirmgitter (g_2) über einen Gitter-Vorwiderstand (z.B. 470 Ω) betrieben wird; dann lässt sich aus seinem Spannungsabfall ganz leicht der Schirmgitterstrom berechnen. Aber Vorsicht: Auch diese Messung kann (wie jede Messung am geöffneten Verstärker) tödlich enden. Vorschriften beachten!

Anstelle von Empfehlungen zum (Anoden- oder Kathoden-) -Ruhestrom findet man auch Hinweise zur optimalen **Gittervorspannung**: *Am Gitter (g1) der Endröhre –42 V einpegeln*. Ja, auch das ist ein Weg: Mit einem hochohmigen Voltmeter (≥ 10 MΩ) misst man "in Ruhe" (ohne Aussteuerung) an der Endröhre die Spannung zwischen Steuergitter und Kathode; je negativer dieser Wert, desto kleiner ist der Anodenstrom. Also: Bei –50 V fließt weniger durch die Röhre als bei –40 V. Den Strom-Absolutwert erfährt man damit aber nicht.

Und was ist nun die richtige Spannung, bzw. der richtige Strom? Die Antworten hierzu füllen viele tausend Seiten im Internet, das ist eine Wissenschaft für sich. Korrektur: Das ist ein Käfig voller selbsternannter Experten, von Wissenschaft im üblichen Sinn sollte man da nicht sprechen. Sucht man im Internet nach dem Ohmschen Gesetz, findet man einheitlich $U = RI$. Sucht man nach Regeln zum Einstellen des (oder der) Bias, findet man Widersprüchliches. Da empfiehlt der eine ein Oszilloskop, und dann *"aufdrehen bis die Knicke in den Kurven verschwinden"*. Klingt glaubwürdig, korrekter Dativ, muss ein "studierter Physiker" sein. Der nächste hält aber genau diese Methode für "*couldn't be further from the truth*". Noch glaubwürdiger, weil in Englisch.

© M. Zollner 2007

Nun denn, lasset uns den 1000 Versionen eine 1001-te hinzufügen. Doch wie immer, ganz im Goetheschen Sinne, alle Freuden, alle Leiden, bzw. per Aspera ad Astra: erst die Grundlagen. In **Gegentakt-Endstufen** (und eigentlich geht's nur um diese) wird das Audiosignal zuerst in zwei Teile zerlegt, getrennt verstärkt, und dann wieder zusammengesetzt. Dieses Teilen-und-Zusammensetzen ist fehlerbehaftet, und hier greift die Ruhestromeinstellung an: Durch Verändern des Ruhestroms lässt sich der Klang verbessern. Oder verschlechtern, wenn man's falsch macht. Ist der Ruhestrom zu klein, entstehen unschöne Verzerrungen, gleichzeitig wirkt die Endstufe als Expander: Bei schwach angezupfter Gitarrensaite ist's zu leise, langt man fester in die Saiten, brüllt der Verstärker los. Bei großem Ruhestrom (hot biasing) ist der Klang gut, wenn nicht gerade andere Defizite vorliegen. Also möglichst großen Ruhestrom einstellen? Nein, denn das reduziert die sowieso schon recht kurze Lebensdauer der Endröhren, und zerstört u.U. das knapp dimensionierte Netzteil. Soweit die Haupteffekte.

Im Detail zeigen sich dann auch noch Effekte zweiter Ordnung: Bei kleinem Ruhestrom laden sich die Sieb-Elkos der Betriebsspannung auf höhere Spannungswerte auf, was den Vor- und Zwischenverstärkerstufen u.U. ein anderes Betriebsverhalten gibt. Große Effekte sind diesbezüglich zwar nicht zu erwarten, aber der Vollständigkeit halber sei's erwähnt. Ein kleiner Effekt kann auch bei der Impulsleistung auftreten, also der Leistung, die beim Toneinsatz gemessen wird: Sind die Kondensatoren auf höhere Spannungswerte aufgeladen, ist die Impulsleistung etwas höher. Es macht aber keinen Sinn, allein deswegen den Ruhestrom zu erniedrigen, weil die damit einhergehenden Verzerrungen in aller Regel inakzeptabel sind. Wenn man nicht mit den Kleinigkeiten beginnt, sondern die Haupteffekte betrachtet, lautet die einfache Regel: **Kleiner Ruhestrom = Verzerrungen, großer Ruhestrom = Röhrentod**.

Nun ließt man aber auch: Große Bias = Verzerrungen, kleine Bias = Röhrentod. Wie dieses? Ganz einfach: Die selbsternannten Experten, die in Gitarren- (und Bass-) -Magazinen ihre Kolumnen über Verstärker schreiben (dürfen), haben bezüglich Schaltungstechnik sehr unterschiedliche Ausbildungen[♣]. Der englische Begriff "**Bias**" wird in Fachkreisen mit "Vorspannung" übersetzt – zumindest im o.g. Zusammenhang. In Magazin-Kolumnen wird er nicht übersetzt. Das ist obercool, bzw. overcool, das versprüht Kompetenz. Nichts gegen deutsch-englischen Wortmix, wer Oszillografen-Trigger mit Schwingschreiber-Auslöser übersetzt, macht sich lächerlich. Trotz offensichtlicher Griechisch-Kenntnisse. Ob man jedoch eine "Wiring-Harness" in die ES-335 einfädeln muss, ist schon ein anderes Kaliber, da könnte man auch vom Kabelbaum reden. Könnte man nicht? Auch gut. Also *Bias* und *Wiring-Harness* und *Guitar & Bass*. Nein, das doch nicht, das heißt vorerst immer noch Gitarre & Bass. Wenn sich nun *"die Bias um ein paar Milliampere verändert"*, schiebt man dem Leser die Verantwortung für die korrekte Übersetzung zu, und der vermutet dann Bias = Ruhestrom. Also: Mehr Bias = mehr Ruhestrom. Der Amerikaner schreibt in seinen Amplifier-Lessons aber: Less Bias = mehr Ruhestrom. Na klar, der meint "eine kleinere negative Vorspannung". So ganz korrekt ist das auch nicht, denn "less than" bedeutet in der Mathematik "kleiner als"; demnach ist –50 < –40, bzw. "minus fifty is less than minus forty". In der Mathematik ist das so. Außer man meint den Betrag, dann gilt wieder "abs(–50) is grater than abs(–40)". Und so meint der eine dieses, und der andere jenes, und mit jeder neuen Bias-Erklärung wird der hell strahlende Kolumnenschreiber eine Kometenklasse größer, und sein Schweif länger – und trotzdem schart er nur einen undurchschaubaren Staubhaufen um sich. Per Aspera ad Astra, bzw. das also ist des Doodles Kern. Schon wieder Goethe – das sollte nicht überhand nehmen, obwohl man den Alten von Zeit zu Zeit …, aber halt nicht von Zeile zu Zeile. Deshalb zurück zum Ruhestrom, zur Gitter-Vorspannung, nicht aber zur Bias: Dieser Begriff ist zu unpräzise.

[♣] Diese nach unten offene Bewertungsskala enthält auch das Prädikat "absolut überhaupt gar keine Ahnung".

© M. Zollner 2007

Im Folgenden steht **Ruhestrom** für den Anodenstrom, der in *einer* Endröhre ohne Aussteuerung fließt. Die englisch/amerikanische Literatur spricht hier von "quiescent plate current", oder "idle current", aber in einigen Fällen auch von "bias current". Das wäre korrekt, solange noch "current" dabei steht – oft ist aber nur mehr von "bias" die Rede, und das ist unpräzise. Denn die andere Größe, die in diesem Zusammenhang wichtig ist, heißt "grid bias voltage", oder abgekürzt nur "bias", und damit ist das Durcheinander perfekt. "Grid bias voltage" ist die ohne Aussteuerung an einer Endröhre anliegende Gitter/Kathode-Spannung, die im Folgenden **Vorspannung** genannt wird; sie ist immer negativ. Also z.B.: "Bei einer Vorspannung von –50 V stellt sich ein Ruhestrom von 38 mA ein". Sofern die Kathode der Endröhre über einen Widerstand (ggf. mit parallelem Elko) mit Masse verbunden ist, muss klar gesagt werden, ob die Gitter/Masse- oder die Gitter/Kathode-Spannung gemeint ist. "Vorspannung" meint im Folgenden immer die Gitter/Kathode-Spannung.

Cold Biasing bedeutet, dass der Ruhestrom relativ niedrig eingestellt ist, was einer "sehr negativen" Vorspannung entspricht. Es ist problematisch, von "kleiner" Vorspannung zu sprechen, weil nicht jeder versteht, dass –50 V kleiner ist als –40 V. Beim Thermometer wär's klar: –20 C° ist kälter als –10 °C, deshalb ist –20 C° die (kältere) kleinere Temperatur. Aber trotz klarer Trennung in topologische und metrische Skalen: Die Internetgemeinde hat ihre eigenen Intervallskalen gefunden, und so liest man dann "Gitterspannung aufdrehen", wenn's von –40 V nach –50 V geht. Es ist eben ein Unterschied, ob man die Spannung oder den Betrag der Spannung vergrößert. **Hot Biasing** ist das andere Extrem: Hoher Ruhestrom, und eine "weniger negative" Vorspannung. Anders ausgedrückt, damit ja keine Zweifel bleiben: Je kleiner der Betrag (d.h. der Zahlenwert) der (negativen) Vorspannung, desto heißer wird die Röhre betrieben. 10 mA / –60 V ist cold, 80 mA / –40 V ist hot. Als Beispiel! Denn wie im Folgenden gleich ausführlich dargelegt wird: Diese Zahlen sind schaltungsspezifisch; was bei der einen Schaltung noch unter "cold biasing" läuft, ist bei der anderen schon "relatively hot".

In **Abb. 10.5.21** sind sowohl (gestrichelt) die Einzelkennlinien der Endröhren dargestellt, als auch die durch Überlagerung gebildete Summenkennlinie. Das mittlere Bild zeigt einen "kalten Arbeitspunkt", also "**cold Biasing**", das im Folgenden englisch bleibt, weil der kalte Arbeitspunkt ähnlich absurd ist wie der kalte Krieger. Ändert sich hierbei die Aussteuerung (also die als Abszisse aufgetragene Spannung) nur wenig, so fühlt sich keine der beiden Röhren zu großen Aktivitäten animiert – beide sperren noch, und der Gesamtstrom bleibt klein. Erst bei größerer Steuerspannung beginnen die Röhren abwechselnd zu leiten, und der Strom steigt. Die Folge sind sattelförmige Nulldurchgangsverzerrungen (Übernahmeverzerrungen). Anders im linken Bild: Die Ruheströme im Arbeitspunkt (AP) sind hier höher, die Summenkennlinie behält über weite Bereiche ihre Steigung, und krümmt sich erst an der Aussteuerungsgrenze deutlich.

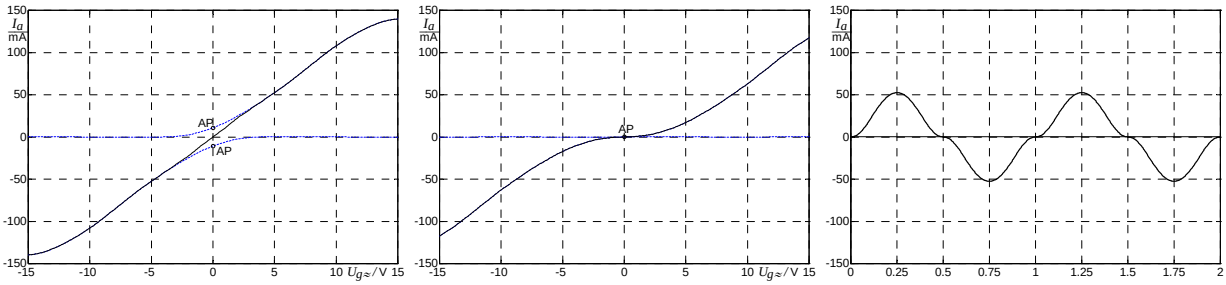


Abb. 10.5.21: Übertragungskennlinien bei zwei unterschiedlichen Ruhestromeinstellung. Rechts sind die zum mittleren Bild gehörenden Verzerrungen eines Sinussignals dargestellt ("Übernahmeverzerrungen").

© M. Zollner 2007

Das im mittleren Bild dargestellte cold Biasing bewirkt zweierlei: Unerwünschte nichtlineare Verzerrungen, und eine ebenfalls unerwünschte Expansion. Im Gegensatz zum Kompressor vergrößert ein **Expander** mit zunehmender Aussteuerung seine Verstärkung – ein Stilmittel, das die Mehrheit der Gitarristen ablehnt. **Abb. 10.5.22** zeigt hierzu Messdaten eines Super-Reverb, dessen Endstufen-Ruhestrom (I_a) zwischen 10 mA und 53 mA variiert wurde. Bei einer Eingangspegel-Zunahme um 20 dB nimmt der Ausgangspegel um 27 dB zu, wenn die Ruhestrom auf 10 mA eingestellt ist – das ist schon eine merkliche Expansion. Das rechte Bild zeigt die zugehörigen kubischen Klirrdämpfungen, auch hier deutliche Unterschiede.

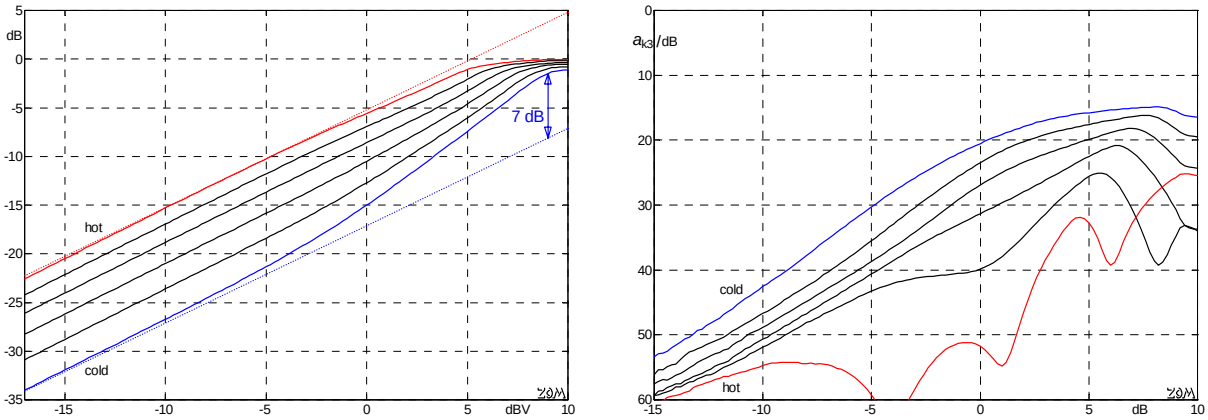


Abb. 10.5.22: Fender Super-Reverb (2x 6L6-GC), Endstufen-Vorspannung von –65V bis –40V variiert. Links: Ausgangspegel vs. Eingangspegel; rechts: Klirrdämpfung vs. Eingangspegel. **Ohne** Gegenkopplung.

Die Messungen zu Abb. 10.5.22 erfolgten bei aufgetrennter Gegenkopplungsschleife, um die Auswirkungen des Ruhestroms auf den Vorwärtszweig zu dokumentieren. Mit Gegenkopplung (**Abb. 10.5.23**) ergeben sich ähnliche Kurven, die Expansion ist minimal schwächer, die Verzerrungen sind etwas geringer. Bei den "heißeren" Betriebsarten ist der Unterschied in den Verzerrungen offensichtlich, beim Betrieb mit kleinem Ruhestrom muss berücksichtigt werden, dass sich für gleiche Eingangspegel die Ausgangspegel doch deutlich unterscheiden.

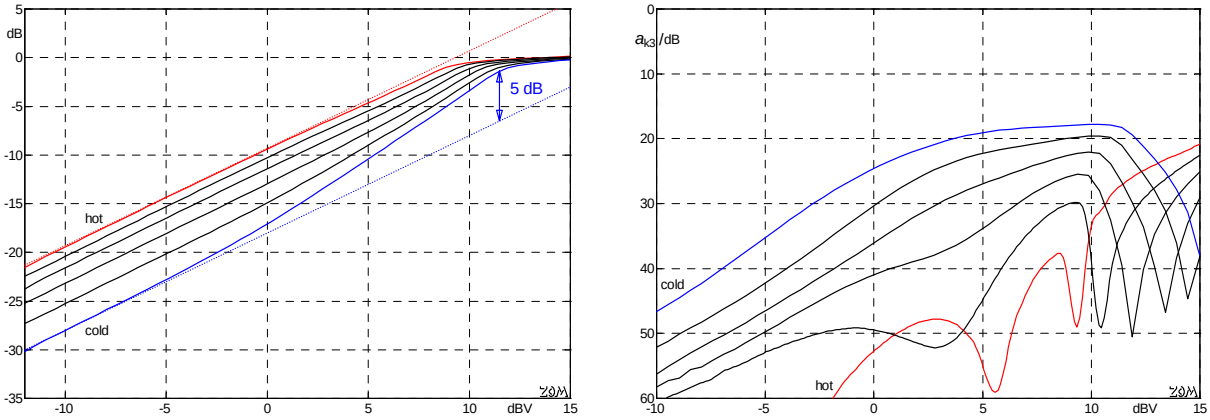


Abb. 10.5.23: Fender Super-Reverb (2x 6L6-GC), Endstufen-Vorspannung von –65V bis –40V variiert. Links: Ausgangspegel vs. Eingangspegel; rechts: Klirrdämpfung vs. Eingangspegel. **Mit** Gegenkopplung.

In aller Regel wird man den Super-Reverb nicht mit einem so kleinen Ruhestrom betrieben, wie er zur Messung der blauen Kurven eingestellt war. Üblich ist ein größerer Ruhestrom, ca. 35 – 45 mA. Viel größer sollte der Ruhestrom allerdings nicht werden, da dann die Anodenbelastung der Endröhren in kritische Bereiche kommen kann (siehe ab Abb. 10.5.26).

© M. Zollner 2007

Mit Änderung des Endstufen-Ruhestroms ändern sich Klirrfaktor, Verstärkung und Dynamik, aber auch der Endstufen-Innenwiderstand. Schon Kap. 10.5.7 hatte gezeigt, dass der Röhren-Innenwiderstand keine Konstante ist, sondern vom Arbeitspunkt abhängt. Auch der durch den Ausgangsübertrager transformierte Innenwiderstand ist folglich arbeitspunktabhängig. Ist der **Endstufen-Innenwiderstand** hoch, wird der Lautsprecher wenig bedämpft, und Resonanzen haben einen stärkeren Einfluss auf das Übertragungsverhalten. Und weil die Lautsprecher-Impedanz zu hohen Frequenzen hin ansteigt (Kap. 11), bedeutet ein hoher Innenwiderstand auch Höhenanhebung. In **Abb. 10.5.24** sind für einen Super-Reverb Messkurven dargestellt:

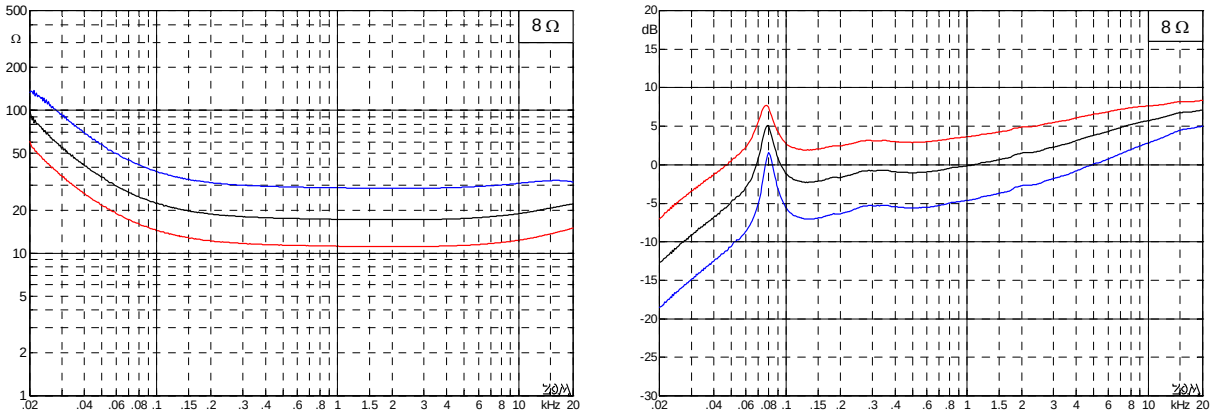


Abb. 10.5.24: Super-Reverb. Links = Betrag der Ausgangsimpedanz; rechts = Endstufen-Übertragungsfunktion. Mit Gegenkopplung, Verstärker mit Lautsprecher (4xPR-10, Jensen) belastet. Verschiedene Ruheströme.

Im Betrieb mit kleinem Ruhestrom (cold Biasing, I_a = 15 mA) beträgt der Innenwiderstand des gegengekoppelten Verstärkers um 30 Ω, das ist relativ hochohmig gegenüber dem Lastwiderstand – Resonanzüberhöhung und Höhenanhebung sind hierbei stärker ausgeprägt als bei dem rot dokumentierten "hot Biasing" (I_a = 50 mA).

Bei der stärker gegengekoppelten Marshall-Endstufe ergibt sich ein ganz anderes Bild: Der Ausgang ist wesentlich niederohmiger, und deshalb bildet sich die Lautsprecherimpedanz viel weniger auf die Ausgangsspannung ab (**Abb. 10.5.25**). Bei üblicher Ruhestromeinstellung ist der 16-Ω-Ausgang des JTM-45 ungefähr um den *Faktor vier* niederohmiger als der 8-Ω-Ausgang des Super-Reverb! Daraus aber nun den Schluss zu ziehen, der JTM-45 könnte/müsste mit einem niederohmigen Lautsprecher betrieben werden (oder der Fender mit einem höherohmigen), wäre falsch: Der optimale Lastwiderstand ergibt sich nicht direkt aus dem Innenwiderstand, sondern aus den Grenzwerten der Röhrendaten.

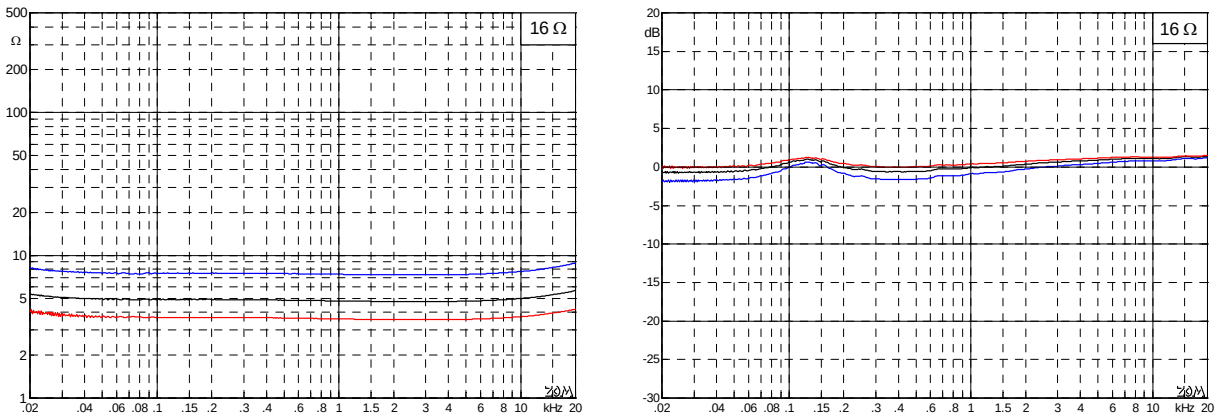


Abb. 10.5.25: JTM-45. Links = Betrag der Ausgangsimpedanz; rechts = Endstufen-Übertragungsfunktion. Mit Gegenkopplung, Verstärker mit Lautsprecher (Marshall 1960-AX) belastet. Verschiedene Ruheströme.

© M. Zollner 2007

Die o.a. Bilder zeigen, dass die Übertragungseigenschaften (und damit der Klang) einer Endstufe von der Ruhestromeinstellung abhängen. Aber auch die **Röhrenverlustleistung** ist von der Ruhestromeinstellung abhängig – ihr gelten die folgenden Untersuchungen. Je weniger negativ die Vorspannung, desto größer der Anodenstrom, desto größer die Anodenverlustleistung. Häufig ist zu lesen, die ohne Aussteuerung auftretende Anodenverlustleistung soll 70% der maximal zulässigen Anodenverlustleistung betragen. Als Beispiel: Bei der 6L6-GC, die für 30 W spezifiziert ist, wären das 21 W (z.B. 450 V, 47 mA). Es macht wenig Sinn, nach den Ursprüngen der 70%-Regel zu suchen – das wird viel zu spekulativ. Besser ist es, an einem Beispiel die Röhrenbelastung zu erläutern. In **Abb. 10.5.26** sind im Ausgangskennlinienfeld der 6L6-GC drei Lastgeraden dargestellt. Für die oberen Geraden wurden 47 mA Ruhestrom angenommen, für die untere 33 mA, woraus sich mit 450 V Anodenspannung eine Ruheverlustleistung von 21 W (70 %) bzw. 15 W (50 %) errechnet. Aussteuerungsabhängig ergeben sich die im rechten Bild dargestellten Momentanleistungen, die für Wechselsignale zu halbieren sind. Obwohl sich die Ruheleistungen um immerhin 40 % unterscheiden (21 = 1.4·15), differieren für R_a = 1.3 kΩ die Maximalleistungen nur um 7 %; erst die Änderung des Lastwiderstandes von 1.3 kΩ auf 1.0 kΩ bewirkt größere Unterschiede in der Anodenbelastung. Und die Mittelwerte dieser Kurven? Die hängen von der individuellen Aussteuerung ab. Worst-Case ist ein rechteckförmiger Anodenstrom mit 200 mA Amplitude (1.3 kΩ), die hierfür ermittelten Momentanleistungen sind zu halbieren, weil jede Endröhre nur während einer Halbwelle leitet. Mit R_a = 1.3 kΩ wird die maximal erlaubte Anodenverlustleistung noch nicht erreicht, mit R_a = 1.0 kΩ wird sie bereits leicht überschritten.

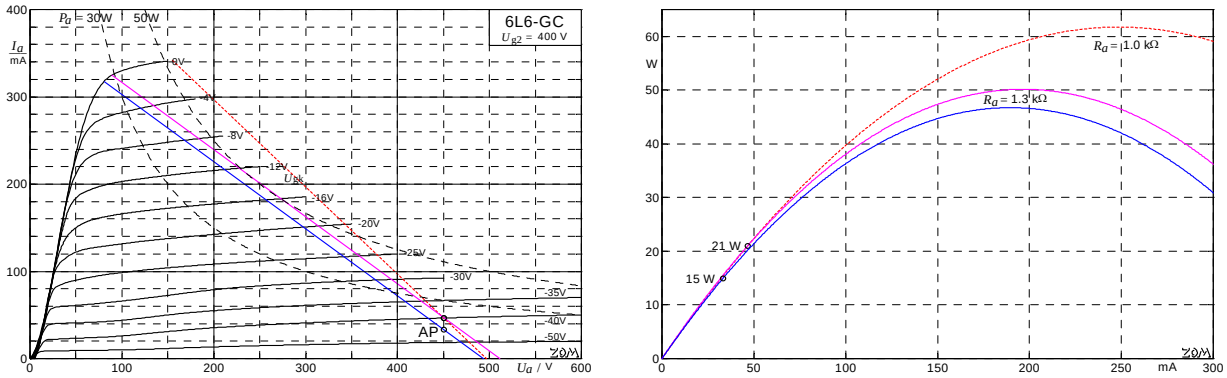


Abb. 10.5.26: Ausgangskennlinienfeld der 6L6-GC. AP = Arbeitspunkt ohne Aussteuerung. Im rechten Bild ist die Anodenverlustleistung in Abhängigkeit vom Anodenstrom angegeben. Lastwiderstand = 1.3 kΩ / 1.0 kΩ.

Fazit: Viel wichtiger als eine prozentgenaue Ruhestromeinstellung ist für die Anodenbelastung der Lastwiderstand; ist er zu klein, wird die Anode überlastet. Und natürlich spielt auch die Art der Ansteuerung bzw. Übersteuerung eine Rolle. Und die Schirmgitterspannung. Und die Anodenspannung. Also: So ziemlich alles, was sich ändern kann, ändert sich auch. Und deshalb kann es zwar nicht schaden, einmal eine Belastungskennlinie zu berechnen, aber nur, wenn man sich danach nicht sklavisch an die Rechenergebnisse hält. In Abb. 10.5.26 wurde der Arbeitspunkt mit 450 V angenommen. Die vom Netzteil gelieferte Spannung bleibt aber bei Aussteuerung nicht konstant – sie kann sich lastabhängig ohne weiteres um 50 V ändern, und damit ändert sich auch die Anodenbelastung. Noch viel mehr weicht aber die Lastkurve von der üblicherweise angenommenen Geraden ab. Kein **Lautsprecher** hat einen konstanten, reellen Widerstand (Kap. 11). Vielmehr ist die Lautsprecherimpedanz komplex (Strom und Spannung sind phasenverschoben), und ihr Betrag kann sich frequenzabhängig leicht um den Faktor zehn ändern. Berechnungen mit Last*geraden* sind sehr idealisierende Modelle – nicht weniger, aber auch nicht mehr. Die Realität ist ganz anders.

© M. Zollner 2007

In der Realität wird ein Gitarrenverstärker weder mit Sinustönen ausgesteuert, noch mit einem reellen Widerstand belastet; weder seine Betriebsspannung, noch seine Schirmgitterspannung sind konstant. Einen ersten Schritt in Richtung Realität zeigt **Abb. 10.5.27**: Diese Ausgangs-Kennlinien wurden nicht im Prüfgerät ermittelt, sondern an einem realen Gitarrenverstärker.

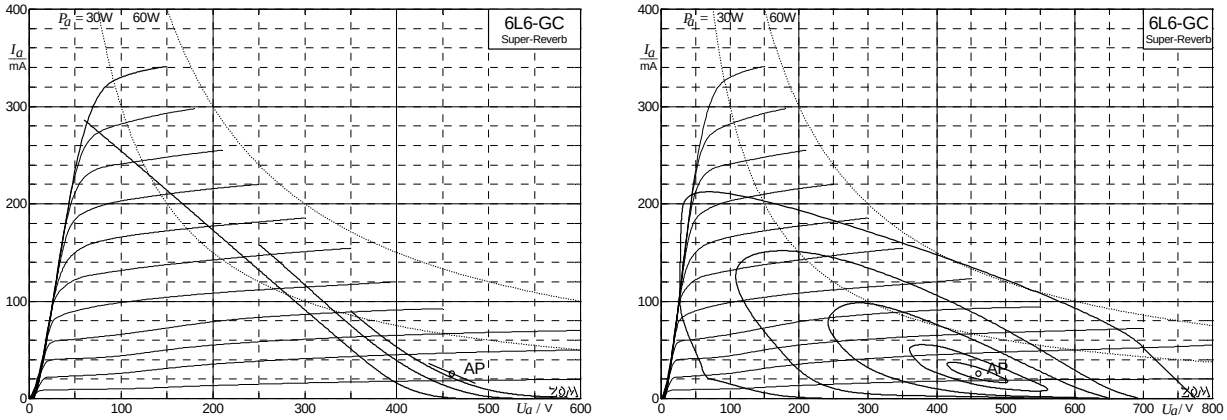


Abb. 10.5.27: Ausgangskennlinienfeld, Super-Reverb mit reeller Last (links), bzw. mit komplexer Last (rechts).

Für die im linken Bild dargestellten Messkurven wurde der Verstärker mit einem reellen 8-Ω-Widerstand belastet. Mit kleiner Aussteuerung ergibt sich eine kleine, gerade Linie durch den Arbeitspunkt, mit zunehmender Aussteuerung wächst diese Linie, krümmt sich und verschiebt sich nach links. Selbst bei reeller Belastung darf also nicht generell von einer durch den AP gehenden Geraden ausgegangen werden, weil zum einen die Betriebsspannung sinkt, zum anderen wegen Gitterstromfluss die Koppelkondensatoren polarisiert werden (Kap. 10.4). Mit komplexer Lautsprecherlast (f = 3 kHz) ergeben sich die im rechten Bild dargestellten Kurven. Bei kleiner Aussteuerung erhält man arbeitspunkt-umschließende Ellipsen, bei großer Aussteuerung entstehen Knickkurven, die auch in den Bereich jenseits der als Grenze spezifizierten 30 W vordringen. Da dieser Leistungsgrenzwert aber als Kurzzeit-Mittelwert aufzufassen ist, bedeuten diese Überschreitungen nicht generell eine Röhrenüberlastung (Kap. 10.5.9).

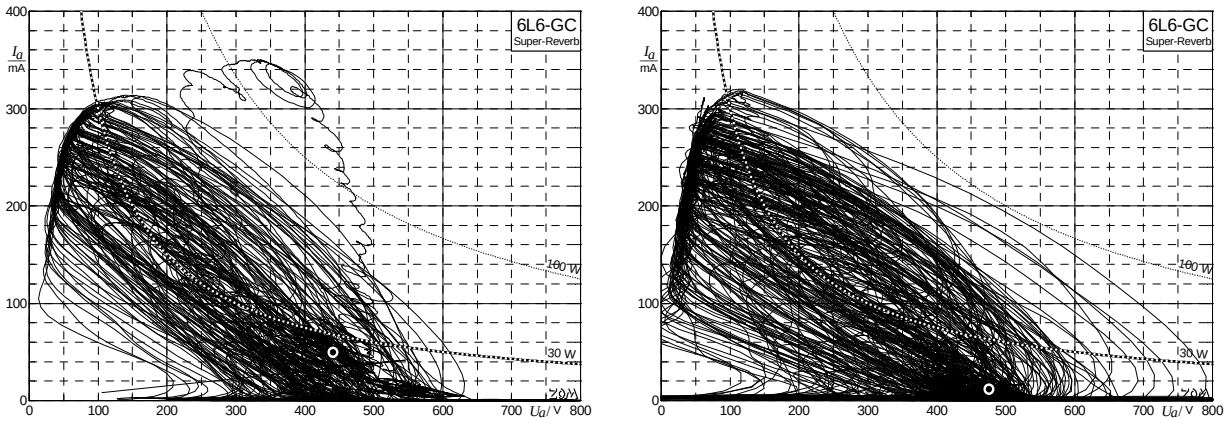


Abb. 10.5.28: Ausgangskennlinienfeld, Super-Reverb mit Lautsprecherbelastung, Gitarrentöne (Stratocaster).

Noch näher an der Realität sind die in **Abb. 10.5.28** dargestellten Messkurven: Der mit seinem Lautsprecher belastete Super-Reverb wurde mit einer Gitarre bespielt – keine Spur mehr von einer Arbeitsgeraden! Stattdessen eine Vielzahl unterschiedlichster Schleifen, die nur mit Mühe einen Rückschluss auf die Ruhestromeinstellung (weißer Kreis) ermöglichen. Wenn folglich Zusammenhänge zwischen Ruhestrom und Röhrenbelastung hergestellt werden sollen, sind Arbeitsgeraden untauglich – nötig sind echte Verlustleistungsmessungen.

© M. Zollner 2007

Um die Anodenverlustleistung zu messen, müssen Anodenspannung und Anodenstrom aufgezeichnet werden. Es reicht nicht, den Effektivwert der Anodenspannung mit dem Effektivwert des Anodenstroms zu multiplizieren, denn damit wird die *Scheinleistung* [20] ermittelt! Also: Wer ein Voltmeter an die Anode klemmt, und ein Amperemeter in die Anodenzuleitung, misst zwar U_a und I_a, aber deren Produkt sagt nur bei Gleichspannung (bzw. Gleichstrom) etwas über die Röhrenbelastung aus – mit Aussteuerung entstehen aber Wechselgrößen, und da ist zwischen Wirk-, Blind- und Scheinleistung zu unterscheiden. Was das Anodenblech erhitzt ist die **Wirkleistung**, das zeitlich gemittelte Produkt aus Anodenspannung und -strom. Die Reihenfolge darf hierbei nicht vertauscht werden! Es ist ein Unterschied, ob zuerst multipliziert wird und dann gemittelt (richtig), oder zuerst gemittelt und dann multipliziert (falsch). Abb. 10.5.28 hatte eindruckvoll gezeigt, dass bei dieser 6L6-GC kurzzeitig 100 W Anodenverlustleistung überschritten wurden – das ist mehr als das Dreifache des erlaubten Maximalwertes. Kurzzeitig muss das eine Endröhre aushalten können – sonst ist sie in einem Gitarrenverstärker fehl am Platz. Wenn man den Anodenstrom einschaltet, beginnt die Temperatur des Anodenblechs zu steigen, ihm wird Wärmeenergie zugeführt. Durch Strahlung wird gleichzeitig **Wärmeenergie** abgeführt, und wenn man lange genug wartet, stellt sich ein stationärer Gleichgewichtszustand ein, d.h. eine konstante Anodentemperatur. Ist die zu hoch (helles Glühen), geht die Röhre kaputt. Wartet man nicht so lange, bleibt die Temperatur unter dem stationären Endwert. Das ist wie beim Auto: Tritt man für nur 2 Sekunden aufs Gaspedal, erreicht man noch nicht die Maximalgeschwindigkeit. Bei einer Röhre wären 2 s allerdings schon relativ lange – aber so lange dauern die typischen Kurzzeitüberlastungen nicht.

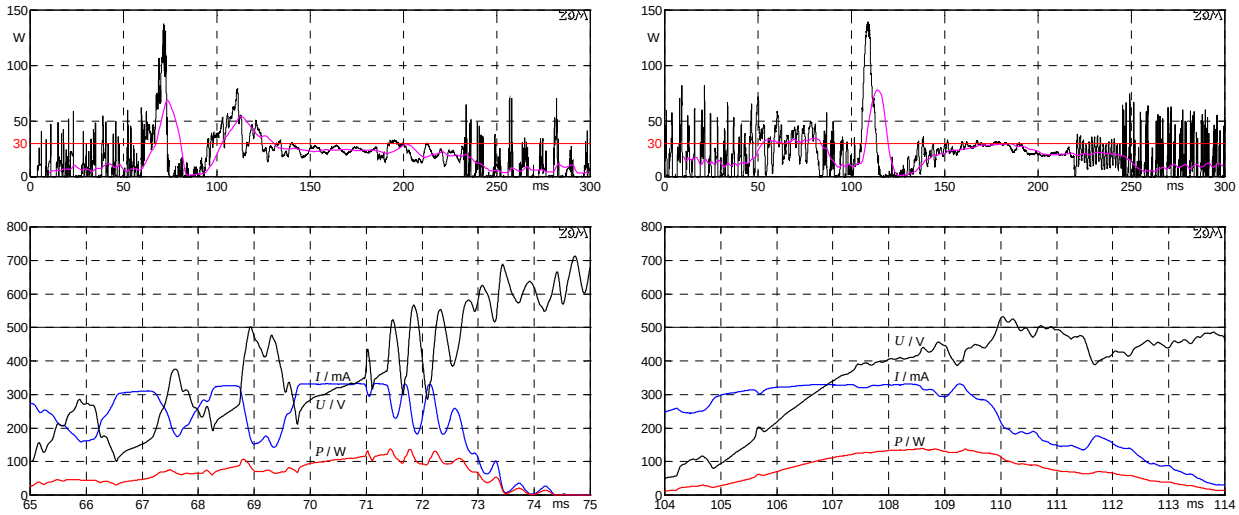


Abb. 10.5.29: Momentane Anodenverlustleistung (schwarz), gleitender Mittelwert über 10 ms (magenta).
Im unteren Bild sind Ausschnitte aus dem Verlauf von Anodenspannung, -strom und -verlustleistung dargestellt.

In **Abb. 10.5.29** zwei Beispiele eines lautsprecherbelasteten Super-Reverb dargestellt. Die mit 48 kHz abgetasteten Momentanwerte der Anodenverlustleistung erreichen ca. 140 W, die über 10 ms gemittelten Werte liegen ebenfalls erheblich über der für Dauerbelastung spezifizierten 30-W-Grenze. Die untere Bildzeile zeigt, dass diese Belastung in einem für Gitarrentöne ungewöhnlich tiefen Frequenzbereich stattfindet: Interpretiert man 10 ms als halbe Periodendauer, erhält man 50 Hz. Mit der Netzfrequenz hat diese Belastung allerdings nichts zu tun, das sind Auswirkungen von übersteuerungsbedingten Umladevorgängen in Phaseninverter (Kap. 10.4) und Endstufe. Weil derartig hohe Kurzzeit-Belastungen wiederholt auftreten können, ist es sinnvoll, den Ruhestrom nicht zu hoch einzustellen, damit die Röhre in der Zeit zwischen den Hochleistungsphasen möglichst wenig Wirkleistung zugeführt bekommt. Bleibt nur noch die Antwort auf die Frage, wie hoch ein 'nicht zu hoch' eingestellter Ruhestrom ist.

© M. Zollner 2007

Was ist nun die richtige Ruhestromeinstellung ("**Bias-Einstellung**[♣]")? Eine allgemeingültige Formel hierfür gibt es nicht – zu unterschiedlich können Schaltung, Röhren, Lautsprecher und Spielweise sein. Allgemeine Empfehlungen lassen sich gleichwohl aussprechen:

Zur **Gruppe 1** gehören Laien, also Personen ohne Elektrotechnik-Ausbildung. Wer nicht sicher weiß, wo und warum in einem 40-W-Verstärker Spannungen von über 800 V vorkommen können, wer nicht sicher weiß, wie er sich gegen diese tödlichen Gefahren schützen kann und muss, darf einen Verstärker nicht öffnen. Das Durchlesen der Bedienungsanleitung eines Multimeters ist noch nicht als Elektrotechnik-Ausbildung zu verstehen, der sichere Umgang mit einem Schraubenzieher auch nicht. Aus der Tatsache, dass nicht jeder, der einen Verstärker aufschraubt, sofort tot umfällt, darf nicht geschlossen werden, dass dies nie vorkommt. Wenn man den Verstärker nicht öffnen darf, bleiben nur Messungen am Sockel-Adapter. Der aber, da mit denselben hohen Spannungen betrieben, nach den Regeln der Technik aufgebaut sein muss, das VDE-Prüfzeichen o.ä. tragen sollte, und zusätzlich nach anerkannten Vorschriften regelmäßig überprüft werden muss. Solchermaßen ausgerüstet, wähnt man sich natürlich sofort in Gruppe 2:

Zur **Gruppe 2** gehören sachgemäß ausgebildete Personen (z.B. Elektromeister), die über einfache Messgeräte verfügen. Sie sollten den Ruhestrom gefahrlos messen und einstellen können, sie sollten erkennen können, ob eine Endstufe im echten A-Betrieb arbeitet (große Ausnahme), und mit einem Oszillograph die Mitte der Arbeitskennlinie finden können. Beim AB-Betrieb hilft nur eine Mischung aus Hörtest und einfacher Messung der Ruheleistung: Klingt der Verstärker schon gut, wenn die Endröhre ohne Aussteuerung nur 50% der erlaubten Anodenverlustleistung aufnimmt (z.B. 450V, 33 mA bei der 6L6-GC), sollte man's gut sein lassen. Fordert das Gehör (bzw. der danebenstehende Musiker) mehr, kann man etwas heißer fahren, aber ab 70% heben viele Praktiker warnend den Finger, auch wenn's für diese Grenze keine theoretische Begründung gibt. In jedem Fall müssen die Endröhren im Dunkeln begutachtet werden, ob in irgendeiner Phase des ausgiebigen und vielseitigen Tests glühende Gitter und/oder glühende Anodenbleche zu sehen sind. Dass dieser Test nicht mit dem Sinusgenerator am Leistungswiderstand erfolgen darf, müsste inzwischen klar sein.

Zur **Gruppe 3** gehören Personen der Gruppe 2, die über spezielle Messgeräte verfügen. Z.B. über eine Stromzange, die von 0 – 10 kHz mit einer Auflösung von 1 mA oder besser messen kann. Die 0 Hz sind ernst gemeint, 1 Hz als untere Grenze ist unbrauchbar, weil ja auch der Gleichanteil mitgemessen werden muss. Geeignet ist z.B. Tektronix AM305B/A6302, der Offset muss allerdings ständig kontrolliert werden. Mit einem derartigen Strommessgerät und einem Hochspannungstastkopf für die Spannungsmessung kann man dann die Faktoren der Anodenverlustleistung erfassen, im kalibrierten Frontend digitalisieren, im Rechner abspeichern, und daraus die tatsächliche Belastung ermitteln. Ist man erst einmal so weit gekommen, landet man zwangsläufig bei der Frage, ob sich heutige Röhrenhersteller wirklich noch an die aus den 50er-Jahren stammenden Röhrendaten halten, und ihren Produkten z.B. 8000 Stunden MTBF zusichern. Und bei der Frage, ob wirklich jeder Röhrengroßhändler, der angeblich bei der Entwicklung "seiner" Spezialröhren mitwirkt, derartigen Aufwand treibt.

Verneint man diese Frage, kommt man schnell in **Gruppe 0**. Hierzu gehören all jene, die einmal festgestellt haben, dass alte Marshall- oder Fender-Verstärker überhaupt keine Möglichkeit zur Ruhestromeinstellung hatten, und trotzdem ihren Zweck erfüllten. Und dann tauscht man lediglich die Endröhren, und das war's.

[♣] Bias = Basis. Merke: Eine gute Grundlage ist die beste Voraussetzung für eine solide Basis.

© M. Zollner 2007

10.5.9 Röhren-Belastung und -Alterung

Die Endröhren eines Gitarrenverstärkers werden im regulären Betrieb sehr heiß: am Glaskolben durchaus 250 °C, im Innern noch viel mehr. Und genau diese Hitze lässt die verwendeten Materialien altern, zerstört Beschichtungen, und verschlechtert so die Betriebsdaten. Natürlich können Röhren auch zerbrechen, aber das ist nicht die übliche Ausfallursache. Häufige Ursachen sind:

- Die Kathodenbeschichtung dampft von der Kathode ab und schlägt sich auf anderen Elektroden nieder; Überlastung beschleunigt diesen Vorgang.
- In der Kathode kann sich zwischen dem Träger (z.B. Nickel) und der Emissionsschicht (v.a. Bariumoxid) eine isolierende Zwischenschicht bilden.
- Aus den Elektrodenmetallen ausgelöste Gase verschlechtern das Vakuum.
- Mechanische Erschütterungen verbiegen oder zerstören die Elektroden.

Im MOV-Datenblatt der GEC-KT-66 wird die Lebensdauer mit "mindestens **8000 Stunden**" angegeben. Der Amateur, der 10 Stunden pro Woche laut spielt, bräuchte sich somit 15 Jahre lang keine Sorgen zu machen, und selbst der Profi (8 Stunden pro Tag) käme noch auf fast 3 Jahre. Zu völlig anderen Zeiten kommt Helmuth Lemme [1995]: Seine Empfehlung ist, nach **100 Stunden** probeweise neue Röhren einzusetzen. Noch rigoroser Van Halen: Er lässt angeblich nach jedem Auftritt alle Endröhren wechseln. Die 8000-Stunden-Euphorie erfährt einen ersten Dämpfer, wenn man sich die MOV-Definition vom "Röhren-Lebensende" genauer anschaut: Da steht, dass die Ausgangsleistung auf 50% zurückgegangen sein muss. Solange also mehr als 50 W aus dem 100-W-Verstärker kommen, sind die Röhren in Ordnung. Mit der halben Verstärkerleistung wird sich aber kaum ein Gitarrist zufrieden geben, diese Angabe ist praxisfern. Mit welcher Charakteristik die Leistung über der Zeit abnimmt, wird von MOV nicht spezifiziert, nur ein Hinweis findet sich noch: Wenn man die Röhrenbelastung um 40% reduziert, verlängert sich die Lebensdauer um 25%. Leider lassen sich daraus keine Schlüsse ziehen, wie die Lebensdauer bei Überlastung abnimmt. Und ganz offensichtlich werden im Gitarrenverstärker die Endröhren in vielen Fällen außerhalb ihrer Spezifikationen betrieben – die Empfehlung, nach 100 Stunden probeweise neue Endröhren einzusetzen, ist nicht aus der Luft gegriffen. Dass man gelegentlich liest, Röhren müssten erst ca. 100 Stunden eingespielt werden, bevor sie richtig klingen, wollen wir ganz geschwind übergehen, und stattdessen lieber die Frage klären, welcher Betriebszustand die Röhren denn am stärksten belastet.

Schon das Einschalten des Verstärkers kann sich nachteilig auswirken: Wenn an der noch kalten Röhre sofort die volle Anodenspannung anliegt, lösen sich u.U. Teile der Kathodenbeschichtung ab. Das war der Vorteil der **Gleichrichterröhre**: Erst wenn sie heiß war, gab's die volle Betriebsspannung, und dann waren in der Regel auch alle anderen Röhren aufgeheizt. Heizen ohne Kathodenstromfluss ist aber auf Dauer auch zu vermeiden, denn das fördert den Aufbau der störenden Zwischenschicht (Ausnahmen sind die sog. Langlebensdauerröhren). Ob nun in den Spielpausen der Verstärker mit Anodenspannung weiterlaufen soll, oder ohne (= Standby), oder ganz abzuschalten ist, wird kontrovers diskutiert. Abschalten reduziert die Betriebsstundenzahl, die damit verbundenen häufigen und starken Temperaturschwankungen reduzieren aber auch die Lebensdauer – also lieber eingeschaltet lassen. Zum Standby-Betrieb gibt's nur Vermutungen: Vor- und Nachteile halten sich in etwa die Waage. Bei Verstärkern mit hohem Ruhestrom (hot Bias) kann der Standby-Betrieb sinnvoll sein, da ihre Röhren ohne Aussteuerung am stärksten belastet werden. Der VOX AC-30 ist so ein Fall: In Ruhe wird die Anoden-Grenzbelastung der EL-84 zumeist schon überschritten – nur hat gerade dieser Verstärker keinen Standby-Schalter.

© M. Zollner 2007

Was belastet die Endröhren im Betrieb? Die Erwärmung bzw. Überhitzung der Elektroden! Ohne technische Ausbildung würde man vermuten, dass ein vollausgesteuerter Verstärker die Endröhren an ihre Belastungsgrenze bringt, Übersteuerung bewirkt dann **Überlastung**. Das stimmt so aber nicht: Maßgeblich für die Anodenverlustleistung ist das Produkt aus Anodenstrom und Anodenspannung. In Ruhe liegen z.B. 450 V zwischen Anode und Kathode[♣], der Ruhestrom ist z.B. 40 mA, die Anodenverlustleistung ist dann 18 W. Hält die Röhre maximal 30 W aus, ist diese Ruhebelastung unkritisch. Bei Aussteuerung ändern sich sowohl U_a als auch I_a. Allerdings gegenläufig: Wenn I_a zunimmt, nimmt U_a ab. An der Aussteuerungsgrenze geht – zumindest unter Idealbedingungen – die Anodenverlustleistung sogar gegen null: Entweder leitet die Röhre, dann fließt zwar Anodenstrom, aber der Spannungsabfall an der Röhre ist null; oder die Röhre sperrt, dann liegt zwar eine hohe Spannung an der Röhre, aber der Strom ist null. So ideal ist jedoch keine reale Endröhre: Bei maximalem Anodenstrom fallen zwischen Anode und Kathode ca. 50 V ab, oder sogar noch mehr. Aber selbst mit I_a = 0.3 A ergäbe das erst 15 W, also immer noch völlig unkritisch. Im Zwischenbereich wird's gefährlich, so ungefähr bei halber Aussteuerung: 225V · 0.15A = 34 W. Mit einer 30-W-Röhre wäre man nun schon jenseits der **Belastungsgrenze**. Die aber als Mittelwert aufzufassen ist – in diesem Betriebszustand wird die Röhre nicht auf Dauer betrieben, die Steuerspannung ändert sich ja. Hier setzen nun Belastungsberechnungen an, die für sinusförmige Aussteuerung die Anodenverlustleistung ermitteln. Nicht ganz unsinnig, aber auch nicht ganz typisch: Das von einer E-Gitarre gelieferte Signal ist nicht sinusförmig. Alternative Berechnungen nehmen rechteckförmige Aussteuerung an und erhalten eine 23% größere Anodenbelastung – aber rechteckförmig ist das Gitarrensignal ja auch nicht immer. Doch selbst wenn man den Worst-Case als Dauerzustand ansetzt: In aller Regel hält das Anodenblech die thermische Belastung ganz gut aus, zumindest, solange die Abschlussimpedanz passt.

Wäre da nicht das **Schirmgitter**! Seine Spannung nimmt – im Gegensatz zur Anodenspannung – bei Aussteuerung nur unwesentlich ab, und deshalb ist es bei kleinen Anodenspannungen für die Elektronen ein idealer Landeplatz. Mit abnehmender Anodenspannung nehmen Schirmgitterstrom und Schirmgitterverlustleistung deshalb zu, und da die maximal erlaubte Schirmgitterverlustleistung kleiner ist als die maximal erlaubte Anodenverlustleistung, kann das Schirmgitter sehr leicht zum **Glühen** gebracht werden. Weil es aber vom Anodenblech umschlossen wird, ist ein glühendes Schirmgitter sehr viel schlechter zu sehen als ein glühendes Anodenblech. Als Zahlenbeispiel: Bei der 6L6-GC ist $P_{a,max}$ mit 30 W angegeben, $P_{g2,max}$ mit 5 W. Bei Vollaussteuerung (U_B = 400 V, U_{g2} = 350 V) wird die Anode mit 19 W belastet, das Schirmgitter aber mit 15 W! Eine derart hohe Überlastung darf nur sehr kurzzeitig bestehen bleiben, sonst schmelzen die Schirmgitterdrähte, und die Röhre ist kaputt. Bei der Schaltungsentwicklung misst man deshalb auch die Schirmgitterverlustleistung, und sieht ggf. Maßnahmen zu deren Begrenzung vor. Ein probates Mittel ist der **Gitter-Vorwiderstand**, der aber zwei Funktionen hat: Er soll HF-Schwingungen verhindern, und er kann u.U. (je nach Dimensionierung) die Schirmgitterspannung bei großem Gitterstrom verringern. Bei einigen alten **Marshall-Verstärkern** fehlt der Schirmgitter-Vorwiderstand völlig, da ist die Röhren-Lebensdauer dann manchmal extrem kurz. Insbesondere, wenn die **EL 34** zum Einsatz kommt. Denn die ist eine echte Pentode, deren Schirmgitterstrom leicht 2 – 3mal so groß wie derjenige der 6L6-GC werden kann. Ist ein Schirmgitter-Vorwiderstand vorhanden, hat er häufig 1 kΩ. Das wird gegen HF-Schwingungen als ausreichend empfohlen, reduziert die Schirmgitterverlustleistung aber u.U. nicht weit genug. Ehe man nun jedoch 5 kΩ einlötet, sollte man daran denken, dass dies Auswirkungen auf die Leistung und den Klang haben wird. Sound or Safety – make your choice.

[♣] Gegentakt-AB-Betrieb; im A-Betrieb ist in Ruhe die Röhren-Belastung am größten.

© M. Zollner 2007

Einen übersichtlichen Zusammenhang zwischen Strömen und Spannungen erhält man mit dem Ausgangskennlinienfeld (**Abb. 10.5.30**). Veränderung der Aussteuerung verschiebt den Arbeitspunkt auf der Arbeitsgeraden, und verändert die Anodenverlustleistung. Dass bei dieser Dimensionierung die Arbeitsgerade die Leistungshyperbel schneidet, und ein Spitzenwert von 44 W entsteht, ist unkritisch, weil der Arbeitspunkt nur während einer Halbwelle in das Gebiet hoher Verlustleistungen vordringt. Im schlimmsten Fall (Rechteck) wird die Röhre mit 22 W belastet, das ist immer noch deutlich unter der Grenzbelastbarkeit von 30 W.

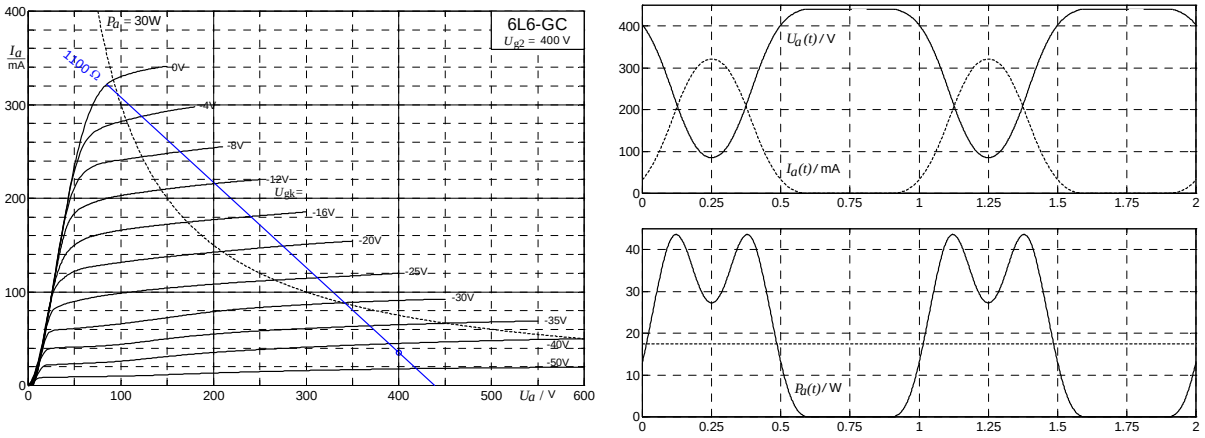


Abb. 10.5.30: Ausgangskennlinienfeld der 6L6-GC für 1.1 kΩ Lastwiderstand, sowie Zeitfunktionen für sinusförmige Aussteuerung. Bei einer Gegentakt-Endstufe mit Ausgangsübertrager würde die Anodenspannung nicht (wie hier angedeutet) auf 440 V begrenzt werden, sondern bis auf ca. 700 V ansteigen (Kap. 10.5.3).

In Abb. 10.5.30 wird ein reeller 1.1-kΩ-**Lastwiderstand** zugrunde gelegt (vergl. Kap 10.6). Ändert man diesen Wert, ändert sich die Steigung der Arbeitsgeraden, und damit die Röhrenbelastung. Vergrößern des Lastwiderstandes (flachere Arbeitsgerade) reduziert Anodenstrom und Anodenverlustleistung, Verkleinern erhöht die Anoden-Belastung: Eine für 8 Ω spezifizierte Endstufe sollte deshalb nicht über längere Zeit an 4 Ω betrieben werden!

Ganz andere Funktionen findet man beim **Schirmgitterstrom** (**Abb. 10.5.31**). Unter der Annahme, dass die Schirmgitterspannung konstant bleibt, erreicht die maximale Schirmgitter-Verlustleistung 125 W – das ist (wenn überhaupt) nur im Impulsbetrieb erlaubt, denn lt. Datenblatt sollen 8 W nicht überschritten werden. Auch mit 1.5 kΩ zwischen der Spannungsquelle (wieder 350 V) und Schirmgitter wird für U_a = 0 die maximal zulässige Schirmgitter-Verlustleistung erheblich überschritten: 20 W. Ähnliches gilt für die 6L6-GC (**Abb. 10.5.32**). Die Frage ist allerdings: Kann im realen Einsatz dieser Zustand überhaupt erreicht werden?

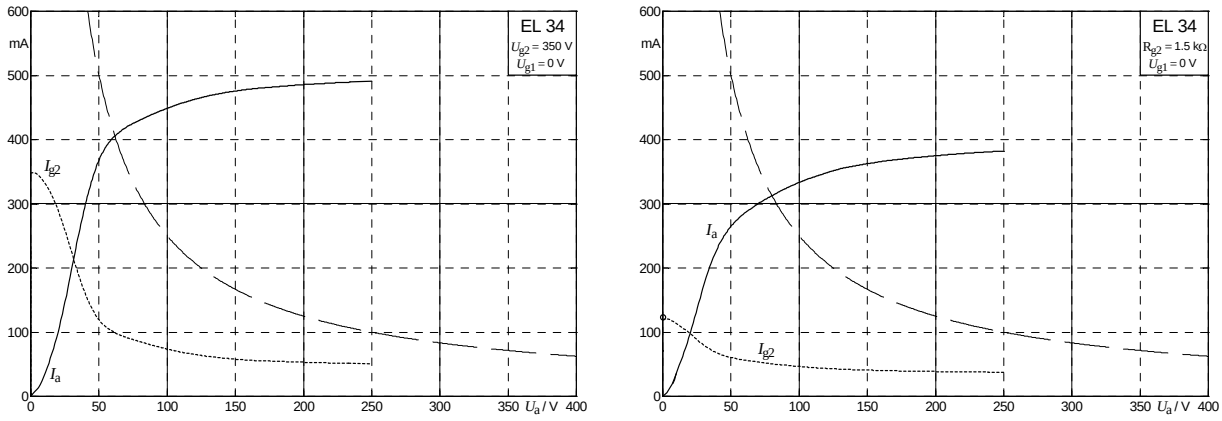


Abb. 10.5.31: Anoden- und Schirmgitterstrom in Abhängigkeit von der Anodenspannung.

© M. Zollner 2007

In **Abb. 10.5.32** sind in Abhängigkeit von einer Rechteck-Aussteuerung die mittlere Anoden- und Schirmgitterverlustleistung aufgetragen. Die höchste Anodenverlustleistung P_a entsteht bei $U_{g1,max}$ = -14 V, für R_a = 1100 Ω ergibt sich als Leistungsmittelwert P_a = 22 W, das ist noch sicher unter der Belastungsgrenze. Mit größerem Lastwiderstand (1500 Ω) erniedrigt sich die Anodenbelastung, so dass generell gilt: **Höherohmige Lasten entlasten die Anode**. Die maximale Schirmgitterverlustleistung P_{g2} wird bei $U_{g1,max}$ = 0 erreicht, also bei voll übersteuerter Endröhre. Für 1100 Ω Last ergibt sich P_{g2} damit zu 8 W, für 1500 Ω Last entstehen bereits 14.5 W – das ist nun fast das Dreifache der erlaubten Schirmgitterbelastung. Bei Übersteuerung gilt also: **Höherohmige Lasten belasten das Schirmgitter**.

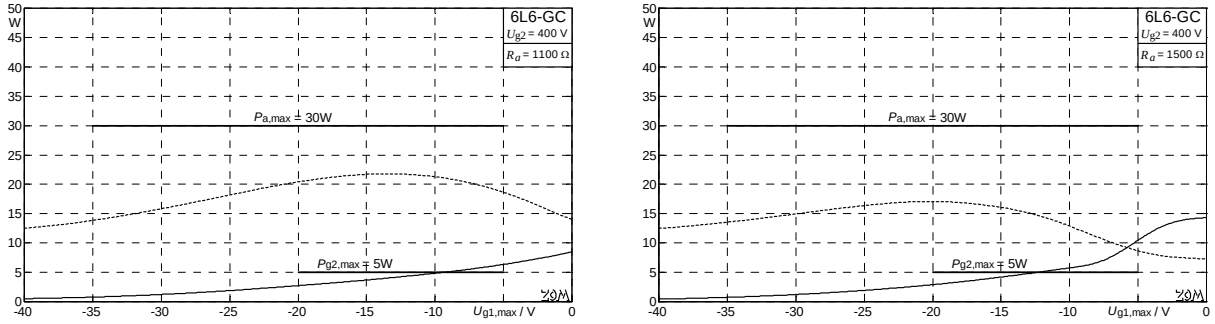


Abb. 10.5.32: Symmetrische Rechteck-Aussteuerung um den Arbeitspunkt –45 V / 30 mA, Anoden- und Schirmgitter-Verlustleistung (zeitliche Mittelwerte). Kein Schirmgitterwiderstand.

Der Röhrenverstärker ist also keinesfalls völlig immun gegen **Fehlanpassung**: An den 8-Ω-Ausgang sollte auch ein 8-Ω-Lautsprecher angeschlossen werden! Bei einem zu kleinen Lastwiderstand (z.B. zwei 8-Ω-Boxen parallel = 4 Ω) würde sich die Anodenbelastung vergrößern, ohne dass es allerdings zum sofortigen Ausfall kommt. Denn zum einen bestehen hier Reserven, zum andern verringert sich durch die erhöhte Belastung (je nach Netzteil) die Betriebsspannung, wodurch die Zunahme der Anodenbelastung nicht ganz so groß ist. Ein zu großer Lastwiderstand (z.B. 16-Ω-Box an 8-ΩAusgang) vergrößert die Schirmgitterbelastung, insbesondere, wenn die Endstufe häufig übersteuert wird. Und dabei gibt es nur wenig Spielraum, wie jeder gleich bemerkt, der die Endstufe unter **Lautsprecherbelastung** mit einem Sweep durchmisst: Jeder Lautsprecher wird bei hohen Frequenzen nämlich hochohmig, auch wenn er nominell richtig angepasst ist (Kap. 11). An einer derartig hochohmigen Last kann schon eine einzige Messung zum sofortigen Ausfall der Endröhren führen. Dem Datenblatt kann man für einen gegenüber dem Optimalfall verdoppelten Lastwiderstand die statische Schirmgitter-Verlustleistung mit 40 W entnehmen: P_{g2} = 0.1 A · 400 V (bei U_{g1} = 0 V). Weil die Röhre nur währen einer Halbwelle leitet, verbleiben im Mittel 20 Watt – maximal zulässig sind 5 Watt. Und natürlich sollte man daran denken, dass die Lautsprecherimpedanz nicht nur auf das Doppelte des Nennwertes steigen kann: Auch das Zehnfache ist möglich.

Angesichts dieser Daten bestätigt sich der Eindruck, dass die klassischen Endstufenschaltungen nicht für Hardrock, sondern für Radioprogramme entwickelt wurden. Kann ja auch gar nicht anders sein: Vor 70 Jahren war der Einsatzort einer 6L6 in den allermeisten Fällen ein Radioapparat (oder ein Kinoverstärker), und nur ganz selten wurde sie in einen der ersten Gitarrenverstärker gesteckt. Und auch dort hatte sie ein eher beschauliches Leben, weil der Rocker, der "alle Regler auf 10" dreht, zu diesen Zeiten noch gar nicht geboren war. Der kam erst später – und spielte dann auf Verstärkern, deren Schaltungen mit unglaublicher Beharrlichkeit (bzw. Ignoranz) weiterhin so gebaut wurden, als müssten sie moderate Tanzmusik unverzerrt wiedergeben. In einem Marshall 1987 stecken 2 EL34 – aber keine Schirmgitter-Widerstände. Wohl dem, der nach jedem Auftritt für 50 – 100 Euro neue Röhren kaufen kann.

© M. Zollner 2007

Man kann unterstellen, dass die Entwickler früher "Urschaltungen" bestrebt waren, zumindest im Leerlauf die Röhren nicht allzu sehr zu überlasten. Aber nur wegen des Leerlaufbetriebs wird kein Gitarrist einen Verstärker kaufen, irgendwann wird aufgedreht. Wie sich dabei dann die Belastung der Röhren ändert, hängt von mehreren Parametern ab: Von der Aussteuerung, von der Lautsprecherimpedanz, von den verwendeten Röhren, und von der Schaltungsvariante. Um mit dem letzten Punkt zu beginnen: Die meisten Verstärkerschaltungen durchlebten eine Weiterentwicklung, die oft von der Forderung nach größerer Leistung getrieben war. Als Fenders Twin Amp 1952 auf den Markt kam, war er mit 18 W spezifiziert. Nur 3 Jahre später wurden daraus 30 W, dann 60 W, 80 W, und schließlich über 100 W. Im 5C8-Twin liegen 370 V an den Anoden, im AC568-Twin 470 V. Ein VOX AC-30 mutet seinen EL-84 in Ruhe je ca. 14 W zu, sofern er mit der in Anfangszeiten üblichen Gleichrichterröhre betrieben wird. Tauscht man diese gegen Siliziumdioden aus, steigt die Anoden-Ruhebelastung auf 17 W. Marshall-Verstärker gibt es sowohl ohne, als auch mit Schirmgitterwiderständen (250 Ω, oder 470 Ω, oder 1 kΩ), als Röhren kamen KT-66, 6L6-GC, EL-34, KT-88 oder 6550 zum Einsatz; die Röhrenbelastung scheinbar gleicher Verstärker kann deshalb deutlich differieren.

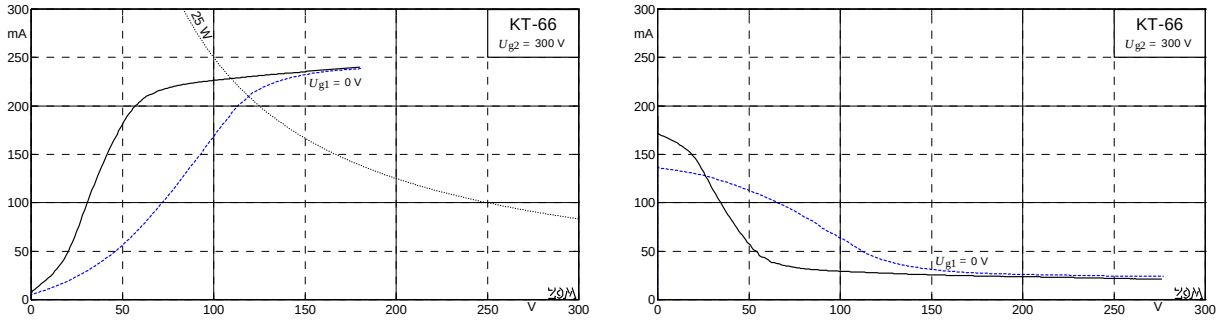


Abb. 10.5.33: Kennlinien zweier als KT-66 verkaufter Röhren; Anodenstrom (links), Schirmgitterstrom (rechts).

Genauso unspezifisch sind gelegentlich Röhrenbezeichnungen: Die in **Abb. 10.5.33** dargestellten Messkurven wurden an zwei neuen KT-66 ermittelt. Sowohl bei den maximal erreichbaren Verstärker-Ausgangsleistungen, als auch bei den Röhrenbelastungen zeigen sich hier wesentliche Unterschiede, obwohl es sich doch um denselben Röhrentyp handeln sollte. Die meisten der heute verkauften Röhren kommen mit ihren Daten zwar schon in die ungefähre Nähe ihrer Datenblattangaben, die Menge des vorsätzlich verkauften "selektierten" Ausschusses ist aber leider nicht unbedeutend. Konziliant formuliert.

Dass die Röhrenbelastung auch von der Lastimpedanz abhängt, bedarf keiner großen Worte: Lautsprecherwiderstände sind stark frequenzabhängig und komplex (Kap. 11.2), die Arbeitsgerade verformt sich deshalb im realen Betrieb zu einer Ellipse, und alle für Nennbelastung berechneten Verlustleistungen verlieren ihre Bedeutung. Hinzu kommt, dass die Ansteuerung so gut wie nie der lehrbuchmäßigen Sinusform entspricht: Gitarrenendstufen werden häufig übersteuert. Nicht immer, zugegeben, aber selbst bei vermeintlich "cleanem Sound" kann der Saitenanschlag die Endstufe kurzzeitig in die Begrenzung treiben. Nicht wenige Gitarristen schätzen ihren Röhrenverstärker gerade wegen seiner Endstufenbegrenzung – die ist, im Gegensatz zur Vorstufenverzerrung, nämlich nicht mit kleinen Effektgeräten nachzumachen. Nun fließt bei Übersteuerung aber Gitterstrom, wodurch die Koppelkondensatoren polarisiert werden, und deshalb driftet der Arbeitspunkt aussteuerungsabhängig hin und her – ein Effekt, der typischerweise nicht im Schaltungstechniklehrbuch steht. Dort findet man Maßnahmen, um den Klirrfaktor unter 1% zu drücken, dort wird die komplette Dimensionierung einer HiFi-Endstufe vorgerechnet – kontinuierliche Übersteuerung ist hingegen kein Thema. Und es war auch keins anno 1940, bei den Verstärker-Ahnen. Nur im Bühnenalltag ist es heute eines.

© M. Zollner 2007

Um nicht auch der Versuchung zu erliegen, das Betriebsverhalten eines Gitarrenverstärkers nur im linearen Bereich zu diskutieren, wird nun aufgedreht – proud and loud. Messobjekt ist ein Fender Super-Reverb, dessen zwei 6L6-GC so ungefähr 40 W produzieren. Oder mehr, wenn man übersteuert. Man übersteuert: **Abb. 10.5.34**.

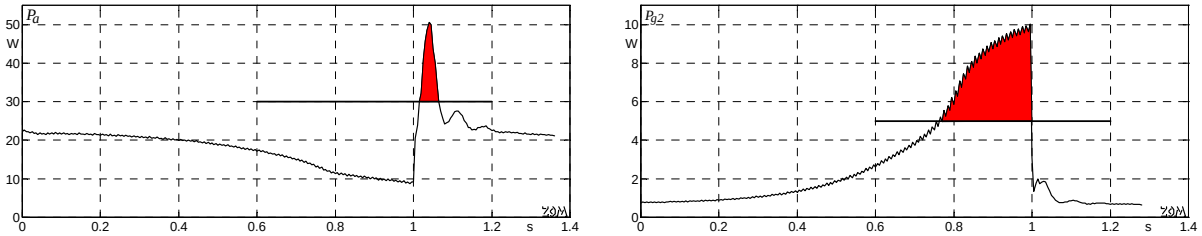


Abb. 10.5.34: Gemittelte Anoden- und Schirmgitter-Verlustleistung einer 6L6-GC, Super-Reverb. I_{Bias} = 50 mA. 1-kHz-Sinuston, dessen Pegel von 0 – 1 s um 20 dB zunimmt; bei t = 1 s wird abgeschaltet. Reelle Belastung: 8 Ω bei der Anoden-Verlustleistungsmessung, 16 Ω bei der Schirmgitter-Verlustleistungsmessung.

Ausgesteuert wird mit einem Sinuston, dessen Pegel von 0 – 1 s linear um 20 dB anwächst, bei t = 1 s wird abgeschaltet. Im letzten Viertel der Messung ist die Endstufe übersteuert, was der **Anode** nichts ausmacht: Ihre Belastung sinkt mit zunehmender Aussteuerung auf Werte um 10 W. Nach (!) dem Ausschalten des Sinustones entsteht allerdings eine kurzzeitige Anodenbelastung von 50 W – jetzt wird die Polarisierung der Koppelkondensatoren ausgeglichen. Die Röhre geht deswegen nicht sofort kaputt, da diese Überlastung nur für kurze Zeit stattfindet. Aber: Wenn derartige Kurzzeit-Überlastungen zu schnell hintereinander auftreten, stellen sie u.U. schon ein Problem für die Röhre dar. Und mit 50 W ist's nicht getan: Entsprechende Messungen mit realer Lautsprecherbelastung ergaben Leistungsspitzen von über 100 W!

Die Schirmgitter-Verlustleistung zeigt ein ganz anderes Verhalten: Sie nimmt mit wachsender Aussteuerung zu, und überschreitet in etwa am Übersteuerungspunkt den zulässigen Höchstwert von 5 W. Sobald also die Endstufe übersteuert wird, ist das **Schirmgitter** in Gefahr. Könnte man einen der Schaltungs-Urväter zu diesem Problem befragen, würde er vermutlich sagen: "Die Endstufe übersteuert man auch nicht!" Doch, heutzutage schon. Und dem Gegenargument, der Super-Reverb sei doch ein unverzerrt zu spielender Rhythm-Amp, kann man locker entgegentreten: Seine Endstufenschaltung entspricht dem Fender-Standard der 60er-Jahre – die Bassman-Endstufe (als Beispiel) ist in keiner Weise übersteuerungsfester. Und damit war Fender nicht etwa im Ramsch-Sektor gelandet: Das war lehrbuchmäßig. Damals.

Gemeinsame Ursache für Anoden- und Schirmgitterüberlastung ist die Übersteuerung, die genauen Wirkmechanismen sind aber elektrodenspezifisch. Im Regelfall nimmt bei der Endröhre mit steigendem Anodenstrom die Anodenspannung ab; bei Vollaussteuerung (U_{g1} = 0) ist die Anodenspannung minimal. Damit wird die Anode aber zu einem unattraktiven Landeplatz für die (von der Kathode kommenden) Elektronen – diese fühlen sich von dem auf hohem Potential (auf hoher Spannung) liegenden Schirmgitter mehr angezogen, sie landen (bei Vollaussteuerung) auf den dünnen Schirmgitterdrähten, die sich ob dieses Bombardements prompt erhitzen und zu glühen beginnen. Selbst Datenblätter scheuen sich ja nicht, für U_a = 0 Schirmgitter-Verlustleistungen von 100 W und mehr anzugeben – und gleichzeitig dessen Maximalbelastbarkeit mit 5 W zu spezifizieren. Dies ist kein Widerspruch, denn bei Impulsbelastung ist die Leistungsgrenze höher. Wie hoch, wird allerdings nicht angegeben. Ganz andere Prozesse sind für die Anode maßgeblich: Solange der Lastwiderstand nicht allzu niederohmig ist, droht ihr auch während starker Übersteuerung keine Gefahr. Jedoch verändern die Koppelkondensatoren während einer Übersteuerung ihre mittlere Gleichspannung, und beim anschließenden Ausgleichsvorgang kann's gefährlich werden.

© M. Zollner 2007

Dieser Ausgleichsvorgang hat seine Ursache im Phaseninverter (Kap. 10.4). Nur bei mäßiger Aussteuerung sind die beiden vom Phaseninverter produzierten Signale betragsgleich und gegenphasig. Bei starker Aussteuerung verschieben sich die Arbeitspunkte im Phaseninverter, und die Koppelkondensatoren verändern ihre mittlere Gleichspannung. Schaltet man das Steuersignal ab, kehren die Kondensatorpotentiale♣ innerhalb von ca. 2 s auf ihren Ruhewert zurück, und hierbei entsteht eine endröhrenspezifische Belastungsspitze.

Ein weiteres Problem kann an den Grenzen des Übertragungsbereichs auftreten: Auch bei sehr tiefen bzw. hohen Frequenzen sind die beiden Ausgangssignale des Phaseninverters nicht mehr exakt gegenphasig. Der Ausgangsübertrager kann sein widerstandstransformierendes Magnetfeld aber nur dann effizient aufbauen, wenn sich die Anodenströme unterstützen. Leiten beide Endröhren gleichzeitig, wirkt der Übertrager als bifilar gewickelte Spule – mit dem Ergebnis, dass die Induktivität null wird, und als Anodenlastwiderstand nur noch der Kupferwiderstand der Primärwicklung übrigbleibt (z.B. 50 Ω): Die Anode wird u.U. überlastet.

In **Abb. 10.5.35** ist nochmals das Ausgangskennlinienfeld der 6L6-GC dargestellt, mit einer an einer JJ-6L6-GC gemessenen I_a/U_a-Kennlinie. Mit 1200 Ω Lastwiderstand wird ziemlich genau das "Knie" der Kurve getroffen, die zugehörige Schirmgitterbelastung beträgt in diesem Punkt 350 V · 46 mA = 16 W. Vergrößert man den Lastwiderstand auf 6000 Ω, erhöht sich die maximale Schirmgitterbelastung auf 54 W. Unter der Annahme, dass diese Maximal-Belastung nur während einer Halbwelle auftritt, ist dieser Wert zu halbieren, aber die verbleibenden 27 W überschreiten den erlaubten Maximalwert (5 W) immer noch erheblich. 1200 Ω ist der ungefähre Lastwiderstand für Nenn-Abschluss, also 8 Ω beim Super-Reverb. Die Lautsprecher-Messungen zeigen aber, dass sowohl bei Resonanz, als auch hochfrequent, der Betrag der Impedanz größer ist als die Nennimpedanz. Einer primären Belastung von 6000 Ω entspricht ein ausgangsseitiger Lastwiderstand von 40 Ω, das ist mit Lautsprecherbelastung erreichbar. 15-kHz-Dauertöne wird eine Gitarre üblicherweise zwar nicht erzeugen, lang ausgehaltene Töne im Bereich der Resonanz sind hingegen möglich – und gefährlich.

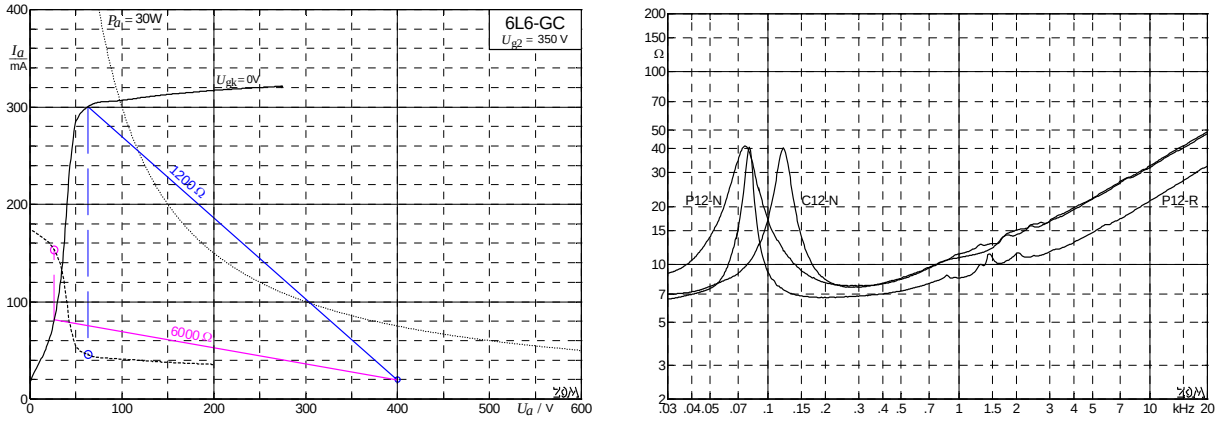


Abb. 10.5.35: Ausgangskennlinienfeld einer 6L6-GC (JJ) für zwei verschiedene Anodenbelastungen (links), Lautsprecherimpedanzen (Jensen, rechts). Anodenstrom (——) bzw. Schirmgitterstrom (---) für U_{g1} = 0.

In Abb. 10.5.35 ist der Schirmgitter-Vorwiderstand zu 0 angenommen, um datenblattkonform zu bleiben, dafür ist die Schirmgitterspannung mit nur 350 V angesetzt. Ein fendertypischer Widerstandswert wäre 470 Ω, allerdings an ca. 400 – 450 V angeschlossen. In erster Näherung erhält man damit ähnliche Schirmgitterbelastungen, im Detail findet man Unterschiede, die aber nicht mehr aufs Watt genau berechenbar sind.

♣ Theoretisch dauert diese asymptotische Annäherung unendlich lange; 2 s ist ein spezifischer Richtwert.

© M. Zollner 2007

Häufig sind die Schirmgitter-Widerstände am ersten oder zweiten Netzteil-Elko angeschlossen. Diese Kondensatoren laden sich ohne Aussteuerung auf 400 – 450 V auf; mit Aussteuerung nimmt die Spannung etwas ab (bricht zusammen). Wie stark die Spannung abnimmt, hängt vom Lastwiderstand und vom Netzteil-Innenwiderstand ab: Stärker bei Netzteilen mit Gleichrichterröhre, weniger bei Siliziumdioden. Ein Netzteil mit Gleichrichterröhre und klein dimensionierten Elkos (20 µF) schont die Schirmgitter, Siliziumdioden und 100 µF fordern sie. Leider geben die Datenblätter der üblichen Endröhren keinerlei Hinweise zu den thermischen Zeitkonstanten der Schirmgitter, jegliche Impulslast-Berechnung bleibt somit spekulativ. Erst mit dem Siegeszug (?) der Leistungstransistoren halten Impulsdiagramme Einzug in die Datenblätter. So wird z.B. beim 2N3055 (aka BD-130) für 20°C Gehäusetemperatur die Dauerbelastbarkeit mit 100 W angegeben, die 1-ms-Belastbarkeit mit 320 W, bei 30 µs sind's gar 900 W. Bei der 6L6-GC findet man als Schirmgitterbelastungs-Grenzwert 5 W, ohne weitere Einzelheiten. Bei Halbleitern gibt es zumindest (so man nicht viel rechnen möchte) die grobe Richtlinie, dass sich die Lebensdauer verdoppelt, wenn die Betriebstemperatur um 10°C gesenkt wird. Bei Verstärkerröhren ist man auf völlig unzuverlässige Spekulationen angewiesen. Wie lange hielt eine Mullard 100% Schirmgitter-Überlastung aus, und was schafft ihr modernes chinesisches Remake? Bei dem man den bösen Verdacht haben könnte, dass vor allem die Optik wichtig ist (brown base!). Aber Obacht: Mit derartigen Vorurteilen könnte man den Sinofakturen auch sehr Unrecht tun: Nicht alles, was aus China kommt, ist schlecht. Aber halt auch: ... ist gut – eben wie bei jedem anderen Land. Hat die Tungsol-Entwickler (USA) der 5881 in den Vierzigerjahren wirklich interessiert, wie stark das Schirmgitter im Gitarrenverstärker überlastet wird, und wurde deshalb diese Röhre als "die bessere 6L6" vermarktet? Noch 1962 spezifiziert ihr Datenblatt: *"Maximum Grid #2 Dissipation: 3 Watts"*. So richtig viel ist das aber auch nicht, oder?

Kauft man heute einen handverdrahteten Edel-Verstärker, legt man 4000 oder 5000 oder noch mehr Euros auf den Tisch. Ohne Lautsprecher, natürlich. Vielleicht rühmt sich der Hersteller, dass er nur Ausgangstrafos verwendet, die Original-Isolierpapiere (mit eher schlechter Durchschlagsfestigkeit) und leicht angerostete Trafobleche haben – wegen des 'braunen' Klangs? Vielleicht baut er eine 2-A-Sicherung in die Netzzuleitung (wie im Fender-Original) – ohne zu wissen, dass beim Wechsel von 110 V auf 220 V der Sicherungswert zu halbieren ist? Hauptsache: Original. Oder er rühmt sich, genau dieselbe Schaltung zu verwenden, die den Bassman (Deluxe, Twin, JTM, oder wie sie alle heißen mögen) berühmt gemacht hat. Mit all ihren gitterzerstörenden Eigenschaften. Es ist schon erstaunlich, dass die ältesten Kühe die heiligsten sind. Vielleicht waren es ja die CBS-Ingenieure, die mit dem Einbau ihrer Schutzschaltungen eben diese in Misskredit brachten. Ein Gitarrenverstärker klingt am besten, wenn er pro Abend einen Satz Endröhren verbraucht – unumstößliches Credo.

Rating Systems [Langford-Smith & RCA-Receiving-Tube-Manual]**:**
The **absolute maximum system** originated in the early days of valve development and was based on the voltage characteristics of battery supplies. Battery voltages could fall below their nominal values but seldom appreciably exceeded them, so that valve maximum ratings set on the basis of specified battery voltages were absolute maximum ratings that should not be exceeded under any condition of operation.
The **design center system** was adopted in the U.S.A. by the Radio Manufacturers Association in 1939 for the rating of receiving valves and since then has become the standard system for rating most receiver types of American design. Under the design center system ratings are based on the normal voltage variations which are representative of those experienced with […] power lines. Design center ratings should not be exceeded under normal operation. These ratings allow for normal variations in both tube characteristics and operating conditions.
The **design maximum system** was adopted for receiving tubes in 1957. Design maximum ratings should not be exceeded under any condition of operation. These ratings allow for normal variations in tube characteristics, but do not provide for variations in operating conditions.

© M. Zollner 2007

10.5.10 Wie klingt die 6L6?

"6L6 = seidige, klare Höhen zusammen mit definiertem, tiefen Bassanteil", so sagt's die Werbung. Oder: *"EL-34 = Feine Höhen und definierter Bass- und Mittenbereich."* Oder: *"The 6L6 have more of a midrange tone"*. Oder: *"The KT-90 will give a little more bass and treble, as compared to a EL-34."* Andererseits ist Schaltungstechnik-Handbüchern zu entnehmen, dass Verstärker-Röhren ab 0 Hz frequenzunabhängig bis in Bereiche übertragen, die sich nicht nach kHz, sondern nach MHz bemessen: So empfiehlt etwa Osram die KT-66 für HF-Verstärker *"for frequencies up to 30 Mc/s"*. Es hängt eben sehr davon ab, mit welcher Schaltung die Röhre zusammenarbeitet. Die Röhrenparameter muss man im ersten Schritt als frequenzunabhängig annehmen – daraus folgt aber nicht, dass die ganze Endstufe frequenzunabhängig arbeitet. Und wenn man die Röhren auswechselt, kann sich durchaus der Übertragungsfrequenzgang ändern. Daraus darf aber auch wieder nicht abgeleitet werden, dass eine spezielle Röhre generell mehr (oder weniger) Höhen produziert.

Man kann das Verhalten einer Röhrenendstufe getrennt im linearen und nichtlinearen Betrieb untersuchen, auch wenn das bei einem Gitarrenverstärker, der gewollt übersteuert werden kann, nicht ganz unproblematisch ist. Aber zum einen gibt es ja durchaus Gitarristen, die einen möglichst unverzerrten Sound wollen, zum anderen wäre die alleinige Fixierung auf ein linear *und* nichtlinear verzerrendes System sehr unanschaulich (u.a. weil hierfür keine Übertragungsfunktion definiert ist). Im näherungsweise linearen Betrieb bestimmen mehrere Komponenten den Betragsfrequenzgang der Endstufe: Koppelkondensatoren (zusammen mit ihren Belastungswiderständen), der Ausgangsübertrager, der Lautsprecher. Man darf bei einem Gitarrenverstärker nicht in *einen* Endstufen-Frequenzgang und *einen* Lautsprecher-Frequenzgang trennen, und hoffen, diese beiden Diagramme seien systembeschreibend. Für Spannungseinprägung lässt sich (auf Achse) schon *ein* Lautsprecher-Frequenzgang definieren, für Stromeinprägung auch, aber das ist bereits ein anderer. Und für 10 Ω Verstärker-Innenwiderstand erhält man wieder einen anderen Lautsprecher-Frequenzgang. Ähnlich bei der Endstufe: Mit 8 Ω Belastung sieht ihr Frequenzgang anders aus als mit 16 Ω, und mit Lautsprecher-Belastung erhält man wieder andere Kurven.

Ein Kriterium, in dem sich Endröhren unterscheiden können, ist ihr **Innenwiderstand**. Er ist bei Pentoden (die als Pentoden betrieben werden!) typischerweise ziemlich hochohmig: So um 30 kΩ könnte man ansetzen, wohl wissend, dass dieser Wert auch vom Arbeitspunkt, d.h. vom Ruhestrom, abhängt (Kap. 10.5.7 und 10.5.8). Ändert sich der Röhren-Innenwiderstand, so ändert sich auch der Verstärker-Innenwiderstand. Aber: Nun kommt die **Gegenkopplung** ins Spiel. Bei stark gegengekoppelten Endstufen (Kap. 10.5.6) hat eine Änderung des Röhren-Innenwiderstandes kaum Auswirkungen auf den Verstärker-Innenwiderstand, bei nicht gegengekoppelten Endstufen sind diese Auswirkungen hingegen beachtlich. Man darf folglich von Übertragungseigenschaften, die man am nicht gegengekoppelten Verstärker festgestellt hat, nicht generell auf ebensolche Übertragungseigenschaften beim gegengekoppelten Verstärker schließen. Je höherohmig ein Verstärkerausgang, desto mehr werden Resonanzen und hochfrequente Bereiche betont. Das alleine rechtfertigt aber in keiner Weise den Kauf besonders teurer Röhren (auch wenn der Handel das suggeriert): Mit billigen Bauteilen kann man den Frequenzgang der Endstufe in weiten Grenzen variieren, solange es um die linearen Eigenschaften geht. Gut möglich auch, dass die Austauschröhre (gegenüber ihrer Vorgängerin) weniger verstärkt – dann muss man halt am "Volume-Knopf" mehr aufdrehen. Falls es sich um eine gegengekoppelte Endstufe handelt, könnte sich bei Änderungen der Schleifenverstärkung auch der Frequenzgang ändern (Kap. 10.5.6), aber auch das ist mit einfachen Mitteln in den Griff zu kriegen. Linear betrieben kann man mit jeder Endröhre jeden Frequenzgang erreichen, das ist Standard-Ingenieurwissen.

© M. Zollner 2007

Schwieriger wird's im nichtlinearen Betrieb. Sowohl Phaseninverter als auch Endröhren können übersteuert werden. Bei Endröhren mit großer Verstärkung ist anzunehmen, dass diese zuerst verzerren; haben sie hingegen eine kleine Verstärkung, rücken die Verzerrungen des Phasen-Inverters mehr in den Vordergrund. Wenn von Endstufen-Verzerrungen die Rede ist, muss folglich auch des **Phaseninverters** gedacht werden. Eine übliche Kathodyn-Schaltung (Kap. 10.4.2) kann eine Spannung bis ca. 40 V Amplitude erzeugen – zu wenig, wenn die Gitter-Kathode-Spannung der Endröhren auf -50 V eingestellt ist. Paraphase und Differenz-Verstärker können hingegen selbst bei -60 V die Endröhren ohne Probleme bis an bzw. über die Grenze aussteuern, deshalb muss immer die gesamte Endstufe betrachtet werden.

Eine Möglichkeit, das nichtlineare Röhrenverhalten zu beschreiben, bietet das Ausgangskennlinienfeld, eine Alternative hierzu ist die Transferkennlinie $I_a(U_g)$. Alle Endröhren haben im Audiobereich frequenzunabhängige Verstärkungsparameter – ihre maximalen Ströme sind aber lastabhängig. Und weil der Lastwiderstand (d.h. der Lautsprecher) frequenzabhängig ist, ist auch die maximal abgebbare Leistung röhrenspezifisch frequenzabhängig. In **Abb. 10.5.36** ist das Ausgangskennlinienfeld zweier Endröhren dargestellt. An 2200 Ω Lastwiderstand wird Röhre A mehr Maximalleistung abgeben, an 1100 Ω geben beide dieselbe Maximalleistung ab, an 550 Ω gibt B mehr ab. Die maximale Leistungsabgabe ist in diesem Beispiel impedanzabhängig, und bei frequenzabhängiger Impedanz somit frequenzabhängig. Dem rechten Bild kann entnommen werden, dass bei größerem Lastwiderstand (a) schon bei U_{g1} = -8 V eine Stromsättigung eintritt – die Transferkennlinie schwenkt in die Waagerechte.

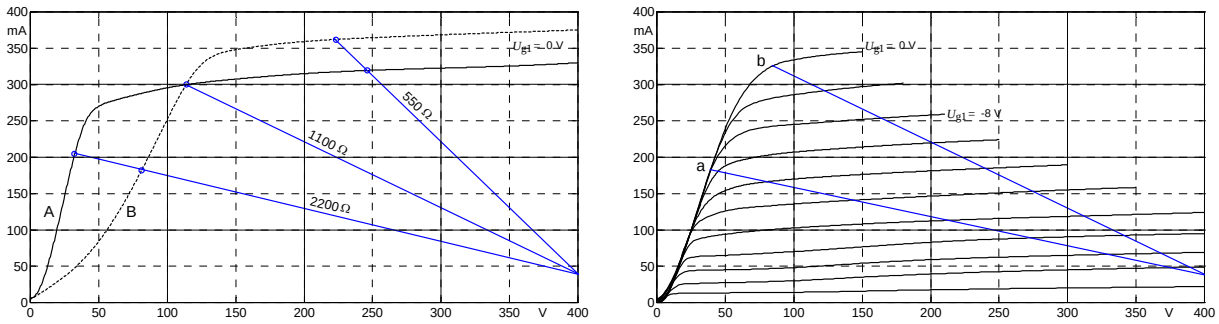


Abb. 10.5.36: Ausgangskennlinienfeld: Anodenstrom vs. Anodenspannung.

Schon diese ersten Betrachtungen zeigen, dass sich beim Austausch der Endröhren sowohl das lineare, als auch das nichtlineare Verhalten der Endstufe ändern kann. Es darf aber nicht davon ausgegangen werden, dass ein bestimmter Röhrentyp (z.B. die EL-34) einen speziellen Frequenzgang aufweist. Denn nochmals: Alle Röhrenparameter sind im Audiobereich frequenzunabhängig. In Zusammenarbeit mit einer speziellen Schaltungsperipherie kann und wird jede Röhre aber ein System ergeben, dessen Gesamtverhalten frequenzabhängig ist. Weil es bei Gitarrenverstärker-Endstufen nicht unübersehbar viele grundverschiedene Schaltungsvarianten gibt, können Erkenntnisse, die an einem Verstärker gewonnen wurden, auf einige andere Verstärker übertragen werden. Wenn z.B. bei Hörversuchen an einem 4-Ω-Tremolux eine spezielle 6L6-GC brillant klingt, wird sie das mit großer Wahrscheinlichkeit auch in einem 4-Ω-Bandmaster tun, weil der denselben Ausgangsübertrager verwendet. Dass sich hierbei die Lautsprecherimpedanzen unterscheiden, ist bereits eine Unwägbarkeit, dass sich selbst vom selben Hersteller gekaufte 6L6-GC unterscheiden können, eine weitere. Steckt dann diese 6L6-GC, eben noch Fender-Testsieger, in einem Marshall, kann sie plötzlich sehr enttäuschen. Oder auch nicht – das hängt vom persönlichen Geschmack, dem Musikstil, der speziellen Schaltung, dem Lautsprecher und der speziellen Röhre ab. Pauschalurteile wie *"die KT-66 ist eine HiFi-Röhre"* sind Unsinn, wenn damit besondere Verzerrungsfreiheit suggeriert werden soll. Weil: Alle Röhren wurden ursprünglich für HiFi entwickelt, oder nicht?

© M. Zollner 2007

In **Abb. 10.5.37** sind Transfer-Messungen typischer Endröhren dargestellt. Diese Messwerte können und sollen nur den prinzipiellen Verlauf derartiger Kurven erläutern, Kaufempfehlungen können daraus nicht abgeleitet werden. Zum einen, weil z.B. die KT-66 zweier Hersteller sich total unterscheiden können, zum andern, weil selbst die KT-66 *eines* Herstellers sich unterscheiden können. Für eine halbwegs belastbare Statistik müsste man Röhren in großer Anzahl kaufen – bei Stückpreisen bis über 50 Euro nicht wirklich erstrebenswert.

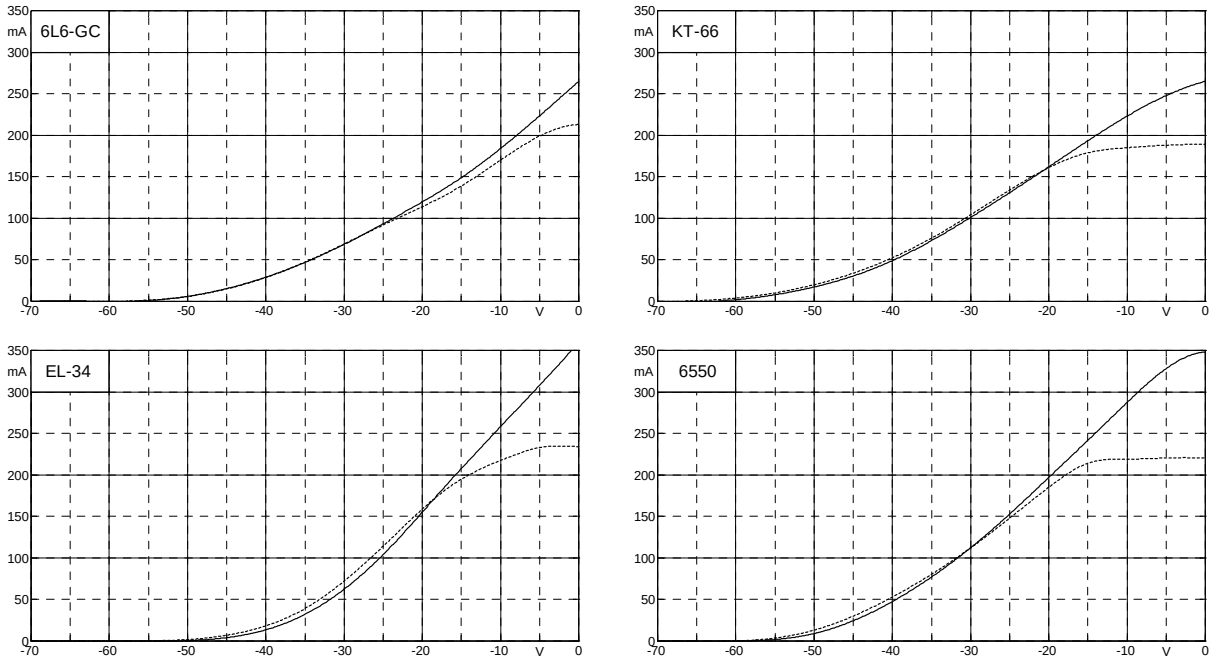


Abb. 10.5.37: Unterschiede im Transferverhalten (Messwerte). Reelle Last, 8 Ω (——), 16 Ω (----). JTM-45.

Die Messungen wurden an einem JTM-45 mit reellem Lastwiderstand durchgeführt. Man erkennt Unterschiede in der Verstärkung (groß bei EL-34, kleiner bei 6L6-GC und KT-66), was aber nicht überrascht: Das offenbaren auch die Datenblätter unter Steilheit. Man erkennt große Maximalströme bei EL-34 und 6550, was Rückschlüsse auf die Lautstärke ermöglicht, und man sieht bei der 6L6-GC ähnliche Kurven für 8 Ω / 16 Ω, während zur 6550 deutliche Unterschiede sichtbar werden. Legt man nun einen speziellen Lautsprecher-Impedanzfrequenzgang zugrunde, kann man aus dem Unterschied der beiden Kurven auf prinzipielle Klangunterschiede schließen. Beide Kurven ähnlich = lastunabhängige Stromeinprägung, deutliche Unterschiede = weniger Leistung an hochohmiger Last, d.h. weniger Höhen. Natürlich muss für derartige Aussagen auch noch das lineare Verhalten analysiert werden, erst aus der Gesamtbetrachtung ergibt sich eine belastbare Aussage.

Kann man aus diesen Messungen schon ableiten, dass die EL-34 früh verzerrt, während die 6550 "solid and clean" bleibt, wie Pittman in seinem Tube Amp Book schreibt? Ehe man sich jetzt auf die leicht unterschiedlichen 16-Ω-Kurven stürzt, sollte der Blick einen Moment bei Pittman's Bias-Spannungen verweilen: -50 V bei der EL-34, und -68 V bei der 6550. Das passt aber überhaupt nicht zu Abb. 10.5.37! Man wird A.P. nicht völlige Ignoranz unterstellen wollen, vermutlich arbeitet sein Referenzverstärker mit einer größeren Betriebsspannung als der o.a. JTM-45. Eine vergrößerte Schirmgitterspannung würde eine negativere Steuergitterspannung erklären, aber: Wie allgemeingültig sind dann Pittman's Aussagen? Seine subjektive Klangbewertung soll nicht angezweifelt werden, sein GT-Electronics-Dual-75-Amp ist aber nicht gerade allgegenwärtig, und mit -50 V (EL-34) auch nicht gerade arttypisch. Bei einem 50-W-Marshall wären's -34 ... -40 V, meint Pittman einige Seiten weiter hinten.

© M. Zollner 2007

Und noch etwas fällt bei seinem Tube Amp Book auf: Da unterscheiden sich zwei Röhren (6L6-OS vs. 6L6-B) leicht in ihren Verzerrungen: "The 6L6-OS clips a little sooner". Jede einzelne Röhre wird aber gleichzeitig nach ihrer Verzerrungscharakteristik selektiert und mit Ziffern gekennzeichnet: 1 – 3 = early Distortion, 4 – 7 = normal Distortion, 8 – 10 = late Distortion. Das ist erforderlich, weil wegen unvermeidlicher Fertigungsstreuungen auch alle Röhren *eines* Typs unterschiedliche Daten haben. Verzerrt nun eine 6L6-OS mit 10er-Rating immer noch früher als eine 6L6-B mit 1er-Rating?? So lobenswert Aspen Pittman's Ansatz zur Quantifizierung ist, in dieser riesigen Wüste muss man sich verlaufen: Die Schaltungen sind unterschiedlich, die Ausgangsübertrager, die Lautsprecher, die Röhren – die subjektiven Erwartungshaltung bzgl. Sound sowieso. In einem Marshall, meint Pittman, klingt die 6550 *"loud and crunchy"*. Wer das nicht möchte, baut auf EL-34-Bestückung um, denn die EL-34 klingt *"smoother, with warmer distortion"*. Wenn man weiterblättert, kann die EL-34 aber auch *"gritty and a little squashy"* klingen, und die 6550 *"fat and clean"*. Oder *"extrem hart"*, wenn man zu deutschen Autoren wechselt. Da findet man allerdings auch, dass der EL-34 ein *"warmer Ton"* attestiert wird, was nicht so richtig zu *"gritty"* passen will. Dafür hat die EL-34 in der deutschen Werbung eine "dynamische Ansprache", während die US-Kollegen zu dem Urteil kommen: *"The EL-34-Setup seemed to lack dynamics"*. Auch bei der 6L6-GC reichen die Bewertungen von *"fetten, eher mittig singenden Sounds in der Verzerrung"* bis *"eher instabil und matschig"*.

Es ist ja nicht nur sinnvoll, sondern unerlässlich, den Klang einer Schallquelle nach auditiven Kriterien zu bewerten. Messkurven sind (hoffentlich) präzise und objektiv, haben aber nichts mit subjektiven Wahrnehmungen zu tun. Deshalb Hörversuche. Wenn dabei der EL-34 sowohl viel, als auch wenig Dynamik attestiert wird, sind mehrere Ursachen denkbar: Das wurde mit unterschiedlichen Verstärkern ermittelt, mit unterschiedlicher Musik, oder eben mit unterschiedlichen EL-34. Denn offensichtlich darf sich alles EL-34 nennen, was auf einem Oktalsockel einen 8 – 9 cm langen und 33 mm dicken Glaszylinder sitzen hat. Der Röhrenhandel schickt Ausschuss, der die in Philips-/Siemens-/Mullard-Datenblättern veröffentlichten Sollwerte nicht erreicht, nicht erbost an den Hersteller zurück, sondern verkauft diesen Schrott mit Aufpreis als *"besonders selektierte"* Ware. Was sogar irgendwie stimmt. Dass da nicht schon andere draufgekommen sind? *"Für 500 Euro Aufpreis bekommen Sie einen selektierten Fernsehapparat, bei dem die linke Bildschirmhälfte dunkel bleibt."* Das wäre keine gute Idee? Nun, bei Verstärkerröhren ist's schon eine. Und sogar legal – denn heute nennt man seine Röhren nicht mehr EL-34, sondern EL-34-SVT, EL-34-Cz, EL-34B-STR, EL-34C, EL-34R, und schon kann man Mängelrügen abwenden. Das heißt nun nicht, dass alle diese Röhren die Spezifikationen nicht erfüllen, einige übertreffen sie sogar – aber einige bleiben eben 20% unter dem Strom-Sollwert. Wieder andere erreichen zwar die spezifizierten Maximalströme, differieren aber in ihrer Steilheit. Anscheinend sind die Streuungen so groß, dass bei Groove-Tubes jede Röhre einer von zehn (!) Untergruppen zugewiesen wurden musste. Und diese 10 Untergruppen (Ratings) müssen sich doch signifikant unterschieden haben, sonst hätten ja z.B. drei gereicht. Berücksichtigt man nun noch, dass Endstufenröhren von Treiberröhren angesteuert werden, deren Daten ebenfalls merklich streuen, dass sie aus Netzteilen versorgt werden, deren Gleichrichterröhren (trotz individueller "Selektion") nur als Ausschuss zu bezeichnen sind (siehe Abb. 10.7.4), so bleibt auf die Frage *'wie klingt die 6L6'* nur die ernüchternde Antwort: "Keine Ahnung". Sorry, folks, thou ask'st the wrong man.

"...muss ich darauf hinweisen, dass meine Versuche, die klanglichen Unterschiede verschiedener Röhren-Typen in Soundfiles abzubilden, keine zufriedenstellenden Ergebnisse brachten. Der Aufnahme/Wiedergabe-Prozess minimiert diese auf ein Minimum, sodass von den beschriebenen Unterschieden kaum etwas übrig bleibt und man kaum noch Rückschlüsse auf die 'erlebten' Unterschiede beim Spielen ziehen kann". (U. Pipper, G&B 6/09).

© M. Zollner 2007

10.5.11 Match Point

Verstärkerröhren durchlaufen einen mehrstufigen Fertigungsprozess, der keine großen Fehler duldet. Läuft ein Vorgang nicht nach Plan, weichen die Röhrenparameter von den Datenblattwerten ab. Deshalb überprüft der Hersteller (und vereinzelt auch der Handel) alle produzierten Röhren, und sondert mangelhafte Exemplare aus. Die übriggebliebenen "Guten" werden mit dem Prädikat "selected" geadelt und an den Endkunden verkauft. Vereinzelt soll es aber vorgekommen sein, dass auch mangelhafte Ware den Weg zum Musiker fand, und deshalb veranstalten auch die Abnehmer der "heißen Ware" gelegentlich ein Match, in dem die "gematchten Tubes" gegeneinander antreten müssen: den Vergleichstest. Das ist dann immer ein gar lustig Treiben, über das ausführlich in Fachzeitschriften kolumniert wird. Wisse: Wenn krude Reden sie begleiten, dann fließt die Arbeit munter fort. So (oder so ähnlich) war's bei der Glocke, und so ist's auch bei der Röhre.

10.5.11.1 Selecting and Matching

"Thou com'st in such a questionable tongue", möchte man den Matchern entgegenschleudern, die aus ihren Anglizismen oft nicht mehr herausfinden. *"Berücksichtigt man bei Matching nur die Platecurrent, dann kann man nur für einen Punkt der Kennlinie matchen. Selbst wenn Röhren nach dem Anodenstrom gematched sind, kann die Transconductance sehr verschieden sein. Deshalb ist es besonders wichtig, dass Endstufenröhren auf Plate Current und Transconductance getestet und gematched werden"*. Doch genau so muss das heißen, so will's der Markt bzw. der Musiker. 'Platecurrent' (oder auch 'Plate Current') klingt nach Fachkompetenz, 'Anodenstrom' nach Physikunterricht. 'Transconductance' ist megageil, 'Kurzschluss-Steilheit' sucks, weil: wer will schon Kurzschluss im Amp? Also wird die Transconductance gematcht, und ein paar Zeilen weiter sicherheitshalber auch noch gematched. Warum?

Röhrenherstellung ist Chemie und Mechanik, bei beiden gibt's Toleranzen. Die Kathoden-Beschichtung, die Elektrodenmetalle, die aufgewickelten Gitterdrähte, der Getter, die Isolatoren, das Vakuum – überall variieren die Parameter, und deshalb zeigen alle Röhren unterschiedliches Betriebsverhalten. Die ganz schlechten wirft man weg, aber auch die Parameter der brauchbaren Röhren streuen. Deshalb werden sie individuell vermessen ('selected'), und für Gegentakt-Endstufen gepaart[♣] ('gematcht'). Üblich ist, Endröhren im typischen Arbeitspunkt ('at idle') zu betreiben, und den bei (herstellerspezifischen) Betriebsspannungen fließenden Anodenstrom zu spezifizieren (z.B. PC = 41 mA). Die Betriebsspannungen werden hierzu in der Regel nicht angegeben, sind aber zur Not entbehrlich, sofern verstärkertypisch (und konsistent). Nun reicht es aber nicht, dass zwei Röhrenkennlinien an einem einzigen Punkt übereinstimmen, die Röhre wird ja ausgesteuert, und dabei ändern sich Spannungen und Ströme. Deshalb ist es sinnvoll, neben dem statischen Verhalten auch das dynamische zu überprüfen. Enter: Transconductance. Bzw. Steilheit, denn damit hat schon Barkhausen seine Röhrenformel [Lit.] aufgestellt: Durchgriff · Innenwiderstand · Steilheit = 1. Die **Steilheit** gibt an, wie stark sich der Anodenstrom ändert, wenn (nur) die Gitterspannung geändert wird. Da der $I_a(U_g)$-Zusammenhang nichtlinear ist, lässt sich diese Größe nur für kleine Aussteuerung (als Differentialquotient) definieren: $S = dI_a / dU_g$ für U_a = const. Die Angabe S = 5 mA/V besagt somit, dass sich der Anodenstrom um 5 mA ändert, wenn die Gitterspannung um 1 V geändert wird. Weil sich hierbei die Anodenspannung nicht ändern darf, der Lastwiderstand also null sein muss, spricht man alternativ auch von der **Kurzschluss-Steilheit**.

[♣] Nichts gegen Angli- oder sonstige -zismen, aber da sich bei 'gematcht' selbst die Protagonisten über die Schreibung streiten, darf auch mal ein deutsches Wort zum Zuge kommen.

© M. Zollner 2007

Zwei Geraden sind identisch, wenn sie in einem Punkt *und* in ihrer Steigung übereinstimmen. Wären die Röhrenkennlinien Gerade, es wäre ausreichend, einen Punkt (PC = Plate Current) und eine Steigung (TC = Transconductance) zu vermessen. Röhrenkennlinien sind aber keine Gerade, und deshalb können sich zwei Röhren, die nur bezüglich *eines* PC- und TC-Wertes 'gematcht' wurden, in ihrem Betriebsverhalten trotz 'Matching' unterscheiden. **Abb. 10.5.38** zeigt hierzu Messergebnisse. Die 35-mA-Arbeitspunkte der im linken Bild dargestellten Kurven stimmen überein, für gegen null gehende Gitterspannung unterscheiden sich die Anodenströme dieser Röhren aber deutlich. Die beiden im rechten Bild dokumentierten Röhren haben im spezifizierten 35-mA-Arbeitspunkt zwar in etwa dieselbe Steilheit, ihre Vorspannungen unterscheiden sich aber. Die Steilheit der links dokumentierten EL-84 wird mit 9 mA/V spezifiziert, die der rechten mit 10 mA/V – ein Unterschied, aber kein großer. Dass sich die Kurven so stark unterscheiden, erwartet man bei derart ähnlichen 'Matching-Specs' eigentlich nicht.

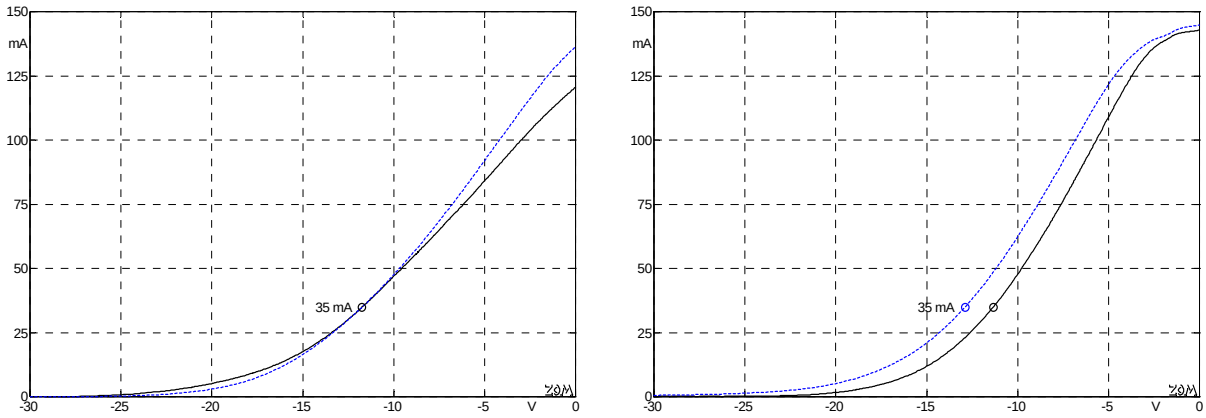


Abb. 10.5.38: Transferkennlinien 'gematchter' EL-84. U_B = 350 V, U_{g2} = 300 V, R_a = 2 kΩ, R_{g2} = 0.

Oder vielleicht doch? Vielleicht sagt deshalb der H&K-Vertrieb: *"Wir hatten (zur Bestückung der H&K-Verstärker) selektierte, also gematchte Röhren eingekauft, aber wir hatten auch da einen hohen Ausschuss an Röhren, die unseren Ansprüchen nicht genügten (G&B 4/09)."* Merke: Wenn man Röhren nur für einen Punkt der Kennlinie 'matcht', sind sie auch nur an einem Punkt 'gematcht'. Im praktischen Betrieb wird jede Röhre aber ausgesteuert, und da zählt neben Arbeitspunkt und Steilheit u.a. auch das Verhalten im Grenzbereich: Wie gut isoliert die Röhre im Sperrbereich, wie viel Strom zieht sie voll durchgesteuert, wie viel Restspannung bleibt dabei an der Röhre hängen – das müsste doch ebenfalls getestet werden? Wird in der Regel aber nicht, weil häufig schon die Erkenntnis, dass derartige Messungen nötig sind, fehlt. Oft fehlt auch noch das entsprechende Equipment, wird irgendein Tube-Tester verwendet, der 'Bias' und 'Transconductance' anzeigt – fertig der Salat. Dafür wird der Anodenstrom, pardon, der Plate-Current, aufs Zehntel Milliampere genau angegeben, und bei 'gematchten' Röhren entsprechen sich deshalb auch die PC-Werte aufs Zehntel. Könnte sonst ja sein, dass ein Musiker reklamiert, wenn ihm 36,6/36,7 mA als perfectly matched angeboten wird. Unterstellt man, dass der Anodenstrom um ±5 mA streuen darf, entstehen bei 0,1 mA Klassenbreite (bin width) 100 verschiedene Klassen. Und weil die Steilheit ja auch mindestens dreistellig 'gematcht' wird, vielleicht 100 Steilheitklassen. Und so sitzt dann der Matcher vor 100 x 100 = 10000 Schachteln, und tütet ein: Alle Paare aufs Prozent genau 'gematcht'. In einigen Fällen kommen auf diese Weise Röhrenpaare mit beachtlich gutem Gleichlauf in den Handel, wie das linke Bild von **Abb. 10.5.39** eindrucksvoll zeigt. Aber eben auch schlecht 'gematchte', wie im rechten Bild zu sehen ist. Wenn man denn unbedingt der Meinung ist, Endröhren müssten 'gematcht' sein: Hier werden Sie bedient – so oder so. Die beiden EL-34 sind mit 43 Euro (pro Paar) übrigens nicht etwa Lowcost, sondern "excellent quality".

© M. Zollner 2007

Und natürlich entsprechen sich bei den im rechten Bild nachgemessenen EL-34 die auf die Schachteln aufgedruckten Steilheitsdaten aufs Promille: 11.28 mA/V, für beide Röhren. Das mag in irgendeinem Punkt der Kurven sogar zutreffen, es ist allerdings anzunehmen, dass diese Röhren nie unter Volllast getestet wurden. Und deshalb dieses 'Matching' wenig nutzt.

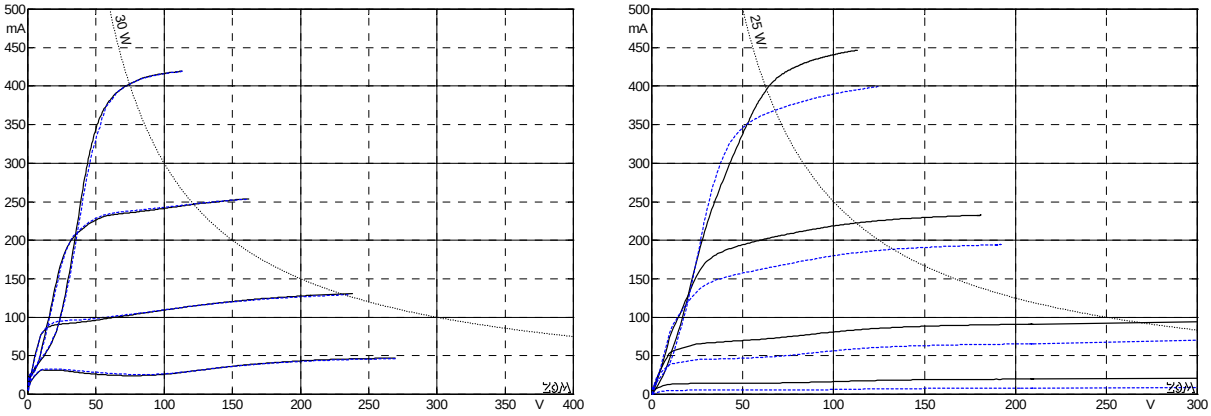


Abb. 10.5.39: Ausgangskennlinien 'gematchter' Röhren. Links: 2x EH-6550, rechts: 2x EL-34B-STR.

Wenn man z.B. für zwei EL-84 statt 13 Euro derer 35 bezahlt, weil sie 'selected' und 'matched' sind, dann erwartet man nicht nur, dass die Kennlinien gut übereinstimmen, sondern auch, dass sie den in den Messprotokollen veröffentlichten entsprechen. In **Abb. 10.5.40** sind im Vergleich zu einer Sollkurve (Philips) die Messkurven zweier neuentwickelter EL-84-STR dargestellt, die laut Werbung einen neuen Standard schaffen und minimale Serienstreuungen garantieren sollen. Das mit dem Standard kann man ja noch so oder so interpretieren, aber dass die Streuungen nicht minimal sind, sieht selbst der schwerhörigste Headbanger. Noch effizienter kann ein Händler sein "premium dynamic Matching" kaum ad absurdum führen!

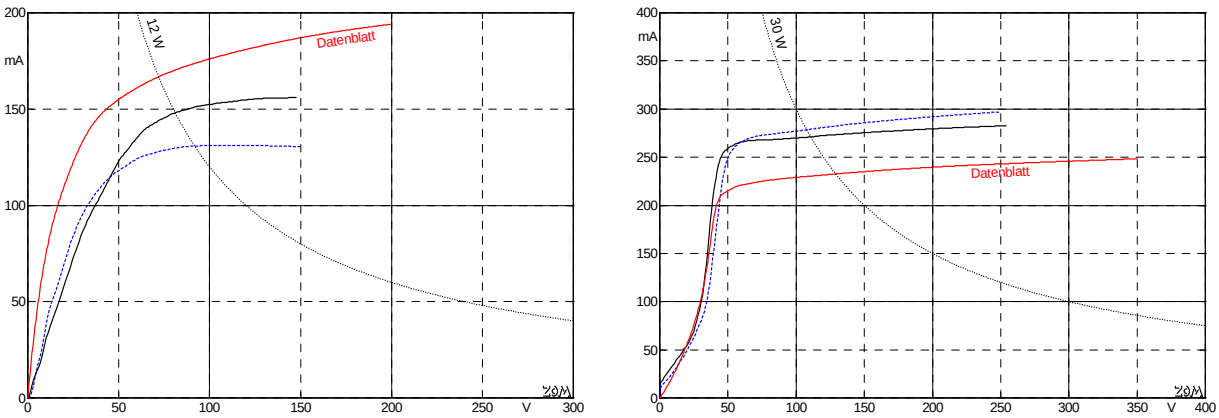


Abb. 10.5.40: Ausgangskennlinien (U_{g1} = 0) zweier EL-84, 'selected' und 'matched'. Rechts: 2x JJ-6L6-GC.

Dass Datenblattangaben auch übertroffen werden können, zeigt das rechte Bild: Die beiden gemessenen JJ-6L6-GC leisten mehr, als sie müssen. Das ist einerseits sehr erfreulich – ihr Schirmgitter wird dabei aber auch stärker belastet. Und wenn die Röhren dann nach kurzer Zeit ausfallen, ist die Freude dahin. Die Freude des Musikers, denn den Handel wird's schon freuen, wenn wieder ein Duett/Quartett/Sextett/Oktett/Duodezett nachgekauft wird. Kleiner Tipp: Anstelle der 12 'gematchten' Röhren einmal fürs selbe Geld probehalber ca. 35 sog. "Industrieröhren" kaufen, und ausprobieren, ob's die nicht auch tun.

© M. Zollner 2007

10.5.11.2 Röhren-Vergleichstests

Da der Röhren-Markt total unübersichtlich ist, wird jeder Kauf zum Glücksspiel. Schön, dass es da "Röhren-Gurus" gibt, die Empfehlungen aussprechen, gar **Vergleichstests** organisieren: Welche Röhre ist die beste? Bei derartigen Tests wird oft mit viel Enthusiasmus die beteiligte Gitarre vorgestellt (*1958 faded vomit green*), der beteiligte Verstärker (*1962 brown Deluxe with Markus Dampfmeister Mod Nr. 17*), die Speaker (*zwei Pinkywinky-Tubbys, über 150 Stunden mit Blackmore-Licks eingespielt)*, damit jeder merkt, hier sind Experten am Werk. Gerne verweist man auch auf die Juroren (*sogar Blind Fat Broonzy hat zugehört*), und den Ort des Geschehens (*wir trafen uns alle in Hamburg*), vermutlich des speziellen Luftdrucks wegen. Und dann wird ehrfürchtig ausgepackt: 2 Stück 6L6-GA, 2 Stück 6L6-WGB-STR, 2 Stück GE-6L6-WGC-NOS (*von Crack Schratzenstaller seinem Kumpel ausgeliehen*), und all die anderen elitären Schätze. Einstecken, aufwärmen, anhören. "*Die meisten waren dann der Meinung, die WGB ist einen Touch lauter, bringt aber nicht ganz so viel Druck wie die WGC; einigen gefiel allerdings die GA besser. Alle waren sich aber einig, dass die NOS ganz klar irgendwie am tightesten klangen."* Ach ja, Röhrentests – man könnte süchtig danach werden. Echt informativ, irgendwie.

Um nicht missverstanden zu werden: Dies ist ein (immer noch) freies Land, hier darf jeder Landes-Finanzminister Märchen über seine Landesbank erzählen, warum sollen da nicht auch alternde Gitarreros Röhren-Tests publizieren? Ob es reicht, pro Röhrentyp nur zwei Stück zu verwenden? Nun ja, man könnte es verstehen, bei 200 $ pro Paar. Dass Hörtests unerlässlich sind, ist ein unumstößliches Axiom – genauso wie die Tatsache, dass hierbei nie Messdaten publiziert werden: Der Tester hat zwar in aller Regel eine *"Faded Vomit Green"* beschafft, die unter Freunden locker ins Sechsstellige geht (Euro, nicht Yen), er hat aber keine adäquaten Messgeräte. Und hätte er sie, er würde sich nie die Mühe machen, den Unterschied zwischen Intermodulationsverzerrungen und Differenztonverzerrungen zu verstehen – lieber schreibt er ein impulsives *"was soll der ganze theoretische Quatsch"* in den Test, und hat nicht einmal völlig unrecht. Verstärkerröhren werden fürs Gehör gemacht, nicht fürs Messgerät. Aber mit Messungen lassen sich halt die Unterschiede sehr elegant objektivieren. Ergänzend zu den Hörtests, selbstverständlich. Nicht selbstverständlich? Nun ja, ein freies Land, siehe oben.

Derartige Hörtests erwecken den Eindruck, jeder Röhrentyp hätte seine eigenen, klangformenden Eigenschaften. Denn tatsächlich kann sich der Verstärkerklang hörbar ändern, wenn man die Endröhren tauscht, also hat jede Röhre einen speziellen Frequenzgang: Sie betont oder dämpft die Höhen, oder sie verstärkt die Bässe besonders stark. Analogie: Wenn man beim Bunsenbrenner die Luftzufuhr verstärkt, wird die Flamme heißer – also ist Luft brennbar. Nicht wirklich, und auch die Röhrenparameter sind im Audiobereich allesamt frequenzunabhängig. Thermischen Infraschall-Effekten sollte man wirklich nicht oberste Priorität einräumen, und MHz-Effekten auch nicht. Denn wie jeder ET-Student in seiner Schaltungstechnik-Vorlesung lernt: Auch beim Ändern eines frequenzunabhängigen Verstärkungsfaktors kann sich die Übertragungsfunktion eines gegengekoppeltes Systems frequenzabhängig ändern. Ebensolches kann geschehen, wenn sich der Innenwiderstand um einen frequenzunabhängigen Faktor ändert. Der Frequenzgang hängt schon von der Röhre ab, aber interaktiv, verstärker- und lautsprecherspezifisch. Röhren-Vergleichstests sind immer mit dem Manko behaftet, dass man nie weiß, inwieweit sich die Ergebnisse auf andere Verstärker übertragen lassen. Ferner ist zu befürchten, dass Grundregeln psychometrischer Versuchsmethodik aufs Gröbste missachtet werden: Die Probanden sind schlicht befangen, weil keine Blindversuche stattfinden. Oder es werden zusätzlich zum Röhrentausch die Testsignale variiert: Irgendwer spielt irgendwas auf der Gitarre, Reproduzierbarkeit = Fehlanzeige.

© M. Zollner 2007

Jeder, der sich beim Röhrenkauf auf Pauschalurteile wie *"bei Zerrsounds war die Sovtek 5881 WXT der absolute Testsieger*[♣]*"* o.ä. verlässt, muss wissen, dass Röhrenparameter fertigungsbedingten Streuungen unterliegen. **Abb. 10.5.41** zeigt im linken Bild die Ausgangskennlinien von 6 Ultron-6L6-GC-Röhren. Nur sechs Röhren, das ist zu wenig, um die maximal zu erwartenden Streuungen aufzuzeigen. Es reicht aber schon, um zu erkennen, dass sich diese 6 willkürlich ausgesuchten Ultron-Röhren untereinander in etwa so stark unterscheiden wie im rechten Bild die TAD 6L6-WGC von der Tungsol 5881.

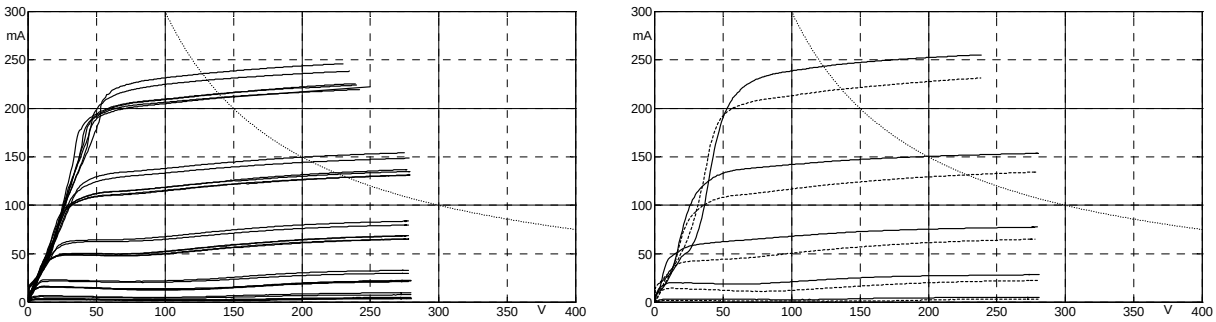


Abb. 10.5.41: Ausgangskennlinien: 6x Ultron 6L6-GC (links), Tungsol 5881 und TAD 6L6-WGC (rechts).

Und sage keiner, mit 'gematchten' Röhren sei das Problem vom Tisch. Der o.a. Vergleichstest erläutert: *"Außerdem müssen die Röhrenpaare optimal gematcht sein. Das heißt, der Ruhestromwert muss bei beiden Röhren möglichst exakt gleich sein. Die von Tube-Amp-Doctor gelieferten Pärchen waren perfekt abgestimmt. Wir maßen eine maximale Abweichung von nur 2 mA. Dismatching von mehr als 5 mA sorgt für Übernahmeverzerrungen, schlappen und disharmonischen Sound."* Dass Ruhestromgleichheit noch keine Kennliniengleichheit garantiert, hatten schon Abb. 10.5.38/39 dokumentiert. Und der Begriff "Steilheit" kommt im Testbericht erst gar nicht vor, wie auch auf Leistungsmessungen, Frequenzgänge oder Kennlinien gänzlich verzichtet wird. Die Erkenntnisse sind stattdessen Pauschalurteile wie *"Die KT-66 sind im Prinzip HiFi-Röhren und kamen in den 200 Watt Topteilen von Marshall zum Einsatz."* Das erstaunt. Nicht sosehr, weil doch 'im Prinzip' alle Röhren HiFi-Röhren sein sollten, sondern weil vier KT-66 schwerlich 200 W produzieren können. Michael Doyle schreibt in seinem Marshall-Buch, dass in den 200-W-Endstufen KT-88 zum Einsatz kamen, das macht mehr Sinn. Ein Zitat noch für alle Psychologie-Studenten, die fürs Examen noch schnell ein Beispiel brauchen: *"Auch Stevie Ray Vaughan hatte ein Quartett KT 66 in seinem berühmten Dumble Steel-String-Singer Amp. Wer Stevie's Album 'The sky is crying' kennt, weiß im Prinzip schon, wie diese Röhren klingen."* Im Prinzip nach HiFi, is doch klar, oder? Wenn man das erst mal weiß, sind Röhrentests – zumindest im Prinzip – sehr entbehrlich.

Diese Erkenntnis schimmert andeutungsweise auch in einem aktuellen Test (G&B 3/2009) durch: *"Ein weiteres Problem bei meinen Tests war, dass sich die Ergebnisse je nach Verstärker nicht selten genau ins Gegenteil bewegen konnten"*, sowie *"Bisweilen bleibt von den deutlichen Unterschieden, die man direkt vor dem Amp erlebt, nur wenig übrig"*. Zumindest eine Frage bleibt übrig: Kann eine chinesische KT-66 *"durch und durch authentisch"* nach alten MOV-Originalen klingen, wenn sich gleichzeitig ihre Daten (bei U_a = 50 V) um den Faktor drei (!) vom MOV-Datenblatt unterscheiden? Nein, das ist nicht der Beweis, dass Datenblätter nichts mit dem Klang zu tun haben – jeder Klang basiert auf Spannungen und Strömen, deren Zusammenhang in Kennlinien dargestellt werden kann. Wär's nicht so, müsste man ja nicht die Plate Currents matchen, oder?

[♣] U. Pipper, Musiker Szene, 7/99.

© M. Zollner 2007

10.5.12 Spezielle Röhren-Endstufen

Im Folgenden werden ein paar ausgewählte Röhren-Endstufen vorgestellt und bezüglich einiger Parameter diskutiert. Hierbei sollte immer berücksichtigt werden, dass das Verhalten jedes Röhrenverstärkers von seinen individuellen Komponenten abhängt. Alle dargestellten Messkurven wurden an einem speziellen Verstärker ermittelt – selbst wenn ein anderer Verstärker desselben Typs nach demselben Schaltplan gebaut wurde, kann er sich anders verhalten.

VOX AC-30

Ein Gitarren-Verstärker, der häufig als "der" Prototyp der Gegentakt-A-Endstufe angesehen wird, ist der VOX AC-30, bzw. dessen Vorgänger, der AC-15. Dass es daneben noch eine Reihe weiterer Verstärker mit ähnlichen Schaltungen gegeben hat (z.B. von Gibson), soll nicht näher untersucht werden – wohl aber die Frage, ob denn der AC-30 wirklich eine Gegentakt-A-Endstufe besitzt. Die Literatur definiert diese Betriebsart übereinstimmend: Die Endröhren dürfen nicht in den Sperrbereich ausgesteuert werden, der Arbeitspunkt muss hierzu in der Mitte der Arbeitsgeraden liegen. Wie ist das beim VOX?

Beim AC-30 kommen vier EL-84 zum Einsatz, wobei jeweils zwei parallel geschaltet sind, um den Strom zu verdoppeln. **Abb. 10.5.42** zeigt das Ausgangskennlinienfeld dieser Endpentode, der Arbeitspunkt liegt bei ca. 310 V / 47 mA. Zumindest bei frühen Varianten. Nachdem der Siliziumgleichrichter die Gleichrichterröhre verdrängt hatte, gab's Spannungen über 360 V, aber das Untersuchungsobjekt sei der "Urvox", wie er zu Beginn der 60er Jahre gebaut wurde. Ohne Aussteuerung ergibt sich mit dem o.a. Arbeitspunkt eine Anodenverlustleistung von 14 W pro Röhre – immerhin 2 W mehr, als das Datenblatt erlaubt, aber (bei verringerter Lebensdauer) gerade noch zulässig. Eine symmetrische Aussteuerung, d.h. lehrbuchmäßiger A-Betrieb, ist mit diesem AP aber nicht möglich: Bei ca. –10 ±6 V Steuergitterspannung beginnen die Endröhren *einseitig* zu begrenzen, und allein deshalb lautet das vorläufige Fazit: **Der VOX AC-30 hat keine Gegentakt-A-Endstufe.**

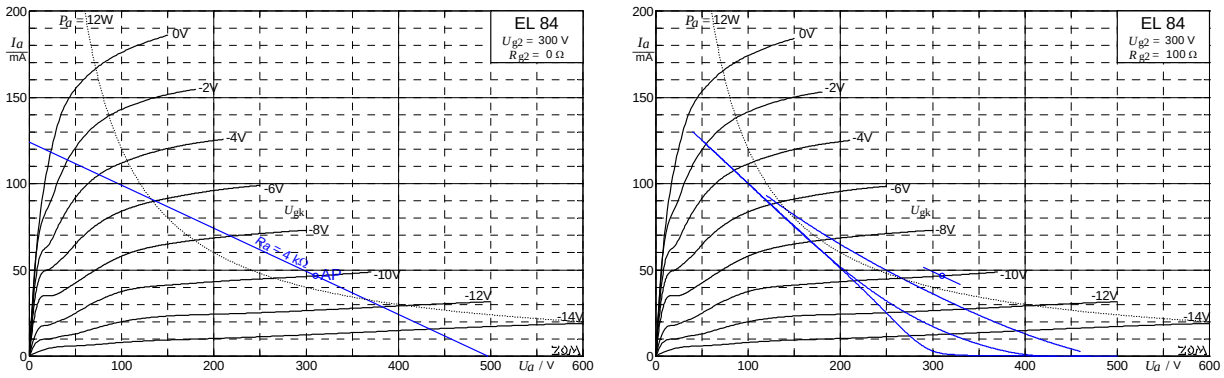


Abb. 10.5.42: Ausgangskennlinien der EL-84, ideale Arbeitsgerade (4 kΩ) bei 310 V Betriebsspannung (links). Im rechten Bild sind Messergebnisse eines VOX AC-30 dargestellt (reelle 8-Ω-Last am 8-Ω-Ausgang).

Genauere Analysen der Arbeitsgeraden bestätigen diese Diagnose (Abb. 10.5.42 rechts). Für kleine Aussteuerung erhält man erwartungsgemäß eine Arbeitsgerade, deren Steigung sich aus dem 4-kΩ-Lastwiderstand ergibt. Mit zunehmender Aussteuerung wandert aber der AP nach unten, d.h. zu kleineren Stromwerten, und die Steigung ändert sich von 4 kΩ auf 2 kΩ. Das muss auch so sein, weil zum einen der einsetzende Endröhren-Gitterstrom den Koppel-Kondensator polarisiert (Kap. 10.4.4), zum anderen jede Röhre jetzt praktisch im Gegentakt-B-Betrieb arbeitet (Kap. 10.5.3, 10.5.5). Wäre die AC-30-Endstufe eine Gegentakt-A-Schaltung,

© M. Zollner 2007

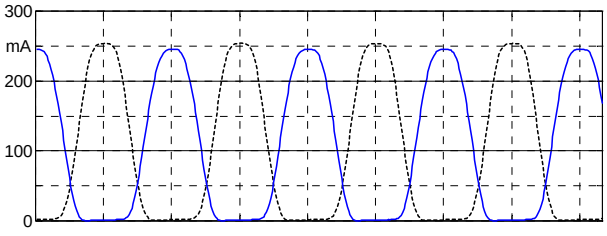


Abb. 10.5.43: Primärströme im Ausgangsübertrager.

müsste während der *vollen* Periode Strom fließen – das ist aber nicht der Fall, wie die Messwerte in Abb. 10.5.43 eindrucksvoll beweisen. Bei größerer Aussteuerung fließt nur während der *halben* Periode Strom in den Endröhren, und deshalb ist die AC-30-Endstufe keine A-Endstufe.

Es ist erstaunlich, wie beharrlich das Märchen von der angeblich einzigartigen Gegentakt-A-Endstufe wiederholt wird. Im VOX-Buch [Petersen/Denney 1995] geht es schon in der von Brian May verfassten Einführung los: *"The VOX AC-30 ... uses a Class A configuration."* Koautor Denney müsste es eigentlich besser wissen, hat er doch diesen Verstärker entwickelt. Oder der Röhren-Verkäufer TAD: *"Der Sound des Class A Betriebes wurde durch den VOX AC30 legendär! Durch den Class A Betrieb ergeben sich mehrere Vorteile: Ein dichter, 'dreidimensionaler' Ton mit angenehmer, leichter Kompression, singendem Sustain und harmonische, kontrollierbare Verzerrungen sind dafür typisch"*. Aspen Pitman meint in seiner Schaltplansammlung: *"Contributing to the amp's smooth tone in both the clean and distorted modes is its very unusual Class A circuit designed by Dick Denney"*. Nun, so unüblich war diese Endstufenschaltung ja nicht: Zwei Endpentoden, ein gemeinsamer Kathodenwiderstand (d.h. automatische Vorspannungserzeugung), das gab's bei Fender schon Jahre vorher (Deluxe 5B3), das gab's bei Gibson (GA-40), das war Lehrbuch-Standard. Lediglich die Größe des Kathodenwiderstandes variiert – mit ihm konnte der **Arbeitspunkt** festgelegt werden, konnte der Verstärker "heißer" oder "kälter" betrieben werden (Kap. 10.5.8). Und da weist der VOX tatsächlich eine Besonderheit auf: Er arbeitet am heißest möglichen Ende, mit einer Ruhe-Anodenverlustleistung von ca. 14 W (Maximalwert lt. Datenblatt: 12 W). Aber heißer Betrieb bzw. Kathodenwiderstand bedeutet nicht automatisch Gegentakt-A.

Wozu überhaupt Gegentakt-A? Für möglichst geringe nichtlineare Verzerrungen! Denn durch die Überlagerung unterschiedlich gekrümmter Röhrenkennlinien kompensieren sich die nichtlinearen Anteile, der Klirrfaktor nimmt ab. Die Literatur verweist allerdings deutlich darauf, dass dies nur bei Endstufen mit Trioden gilt: *"Bei Pentoden bringt die Gegentakt-A-Schaltung gegenüber dem Klirrfaktor der Einzelröhre keine wesentliche Verbesserung [Schröder]"*. Zur Erinnerung: Die EL-84 ist eine Pentode! Die Literatur weiß noch mehr: *"In einem korrekt abgeglichenen Gegentakt-A-Verstärker ist kein Kondensator zur Überbrückung des Kathodenwiderstandes erforderlich. Bei einem AB-Verstärker jedoch schon [Langford-Smith]"*. Der AC-30 hat einen derartigen Kondensator. Und zuletzt: Im VOX-Schaltplan ist die Spannung am Kathodenwiderstand spezifiziert: 10 V ohne Aussteuerung, 12.5 V vollausgesteuert. Wäre es eine Gegentakt-A-Schaltung, bliebe diese Spannung konstant. Ein alter **AC-15**-Schaltplan aus dem Jahre 1959 offenbart einen gemeinsamen Kathodenwiderstand von 130 Ω, sowie als Anoden-Lastwiderstand R_{aa} = 8 kΩ. Das Siemens-Datenblatt der EL-84 (anno 1955) empfiehlt für 300 V Anodenspannung einen gemeinsamen Kathodenwiderstand von 130 Ω, sowie R_{aa} = 8 kΩ. Zufall? Natürlich nicht, die Schaltungsentwickler taten gut daran, sich an die Empfehlungen der Röhrenhersteller zu halten. Siemens, Telefunken, Philips – alle spezifizierten für die EL-84-Gegentaktendstufe R_k = 130 Ω, sowie R_{aa} = 8 kΩ. Aber nicht für die Gegentakt-A-Endstufe! Bei Siemens, Telefunken und Philips sind das Empfehlungen für **Gegentakt-AB-Betrieb**. Der AC-30 hat statt zweier EL-84 derer vier, also: doppelter Strom, halber Kathodenwiderstand. Alten Schaltplänen kann man entnehmen, dass beim AC-30 R_k zunächst 80 Ω hatte, aber schon bald auf 47 Ω reduziert wurde. Die Hälfte von 130 Ω wären 65 Ω gewesen – man hatte sich also für etwas höhere Ausgangsleistung (und etwas kürzere Röhrenlebensdauer) entschieden.

© M. Zollner 2007

Und man hatte sich entschieden, auf Gegenkopplung zu verzichten. Der typische Fender-Verstärker der späten 50er-Jahre koppelt einen Teil der Ausgangsspannung auf den Phasen-Inverter zurück, und reduziert damit die nichtlinearen Verzerrungen der Endstufe. Der AC-30 (ab 1958) verzichtet auf eine derartige Gegenkopplung, und deshalb vermutet so mancher, die AC-30-Verzerrungen seien "extrem hoch". Sind sie nicht, wie **Abb. 10.5.44** entnommen werden kann. Zwar sind 5% Klirrfaktor bei Nennleistung nicht gerade Studio-Standard, aber der AC-30 ist ja keine Monitorendstufe. Bei kleiner Aussteuerung erreicht auch er k_3 = 0.3%, und mit zunehmendem Signalpegel wachsen die Verzerrungen allmählich an. Im Gegensatz zu stark gegengekoppelten Endstufen, deren Klirrfaktor an der Aussteuerungsgrenze sprunghaft ansteigt. VOX-Gitarristen bevorzugen anscheinend den allmählichen Verzerrungsanstieg.

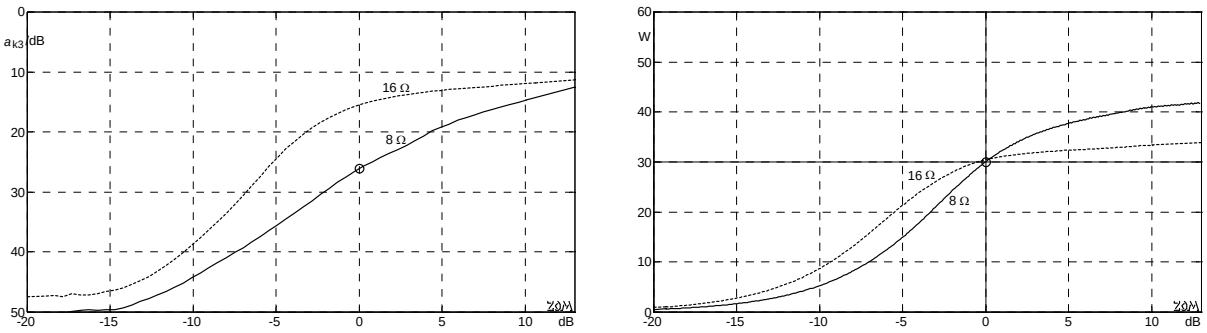


Abb. 10.5.44: AC-30, 8-Ω-Ausgang: Klirrdämpfung (links), Leistung (rechts); Abszisse für P = 30 W normiert.

Es wurde schon darauf hingewiesen, dass Röhrenendstufen nicht durch *eine* Übertragungskennlinie beschreibbar sind, weil sich wegen Umladeeffekten die Arbeitspunkte verschieben. **Abb. 10.5.45** zeigt hierzu Messkurven, die mit unterschiedlicher Aussteuerung aufgenommen wurden. Mit zunehmender Steuerspannung flacht die Übertragungskennlinie ab, wobei sich im Ursprung ein Sattelpunkt auszubilden beginnt. Mit 16-Ω-Belastung (rechtes Bild) verlaufen die Kurven generell steiler (hochohmiger Innenwiderstand ≈ Stromquelle). Das Abflachen der Kurven kann als eine Art Kompressor interpretiert werden, der mit zunehmender Aussteuerung die Verstärkung der Endstufe reduziert. Die Lastabhängigkeit der Ausgangsspannung bewirkt, dass die Lautsprecherresonanz und die hochfrequenten Signalanteile betont werden (vergl. Kap. 11). Eine stark gegengekoppelte Endstufe hätte demgegenüber eine aussteuerungsunabhängige Knick-Kennlinie, ähnlich der in Kap. 10.1.4 diskutierten. Auch die Maximalleistung verdient Beachtung: Wäre die Grenzspannung eingeprägt, würde sich mit 16 Ω Last gegenüber 8 Ω Last die halbe Grenzleistung ergeben ($P = U^2 / R$); der AC-30 erreicht hingegen über 80%.

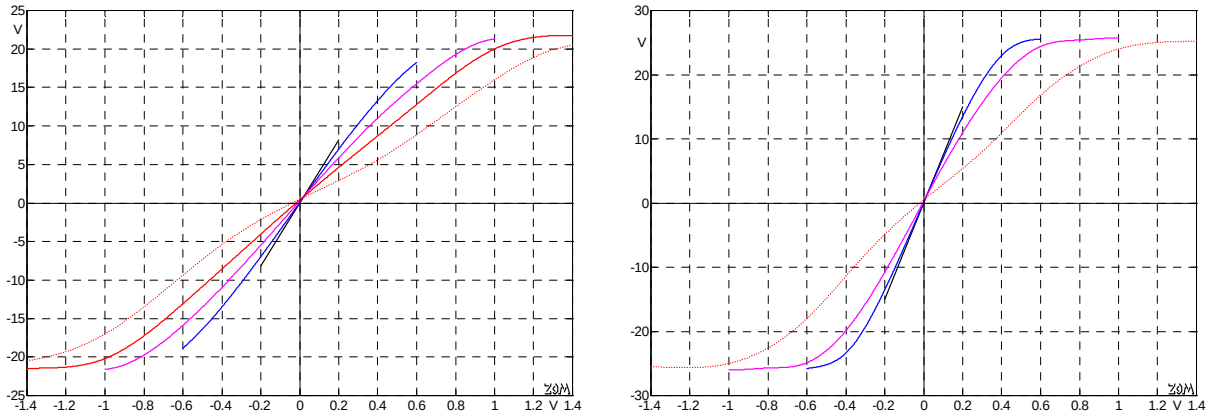


Abb. 10.5.45: Übertragungskennlinien einer AC-30-Endstufe. Links 8 Ω, rechts 16 Ω Last (am 8-Ω-Ausgang).

© M. Zollner 2007

Diese spezielle Endstufencharakteristik dokumentieren auch Sweep-Messungen, bei denen der AC-30 mit einer Marshallbox (1960-AX) belastet war. Zwar ist dies nicht der typische AC-30-Lautsprecher, er hält aber mit 100 W Nennbelastbarkeit mehr aus als die fragilen und überteuerten blauen Celestions. **Abb. 10.5.46** zeigt die am 16-Ω-Ausgang gemessenen Spannungspegel; einmal bei kleiner Aussteuerung (untere Kurven), darüber bei Übersteuerung.

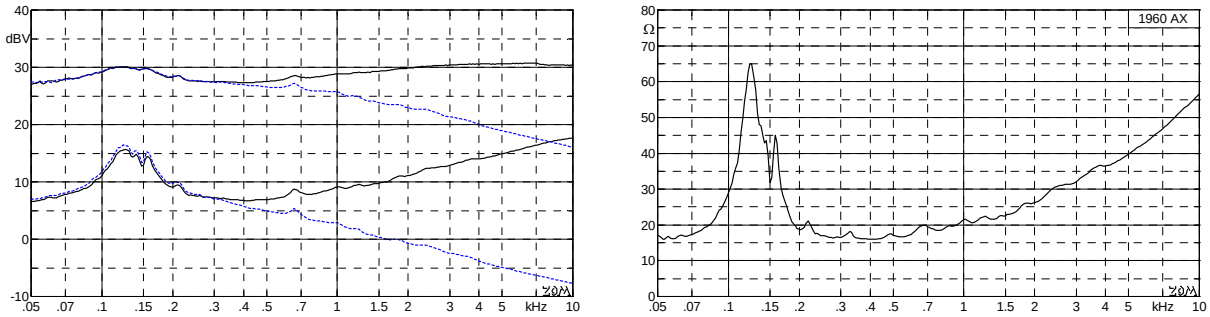


Abb. 10.5.46: Übertragungsfrequenzgang einer AC-30-Endstufe, 16-Ω-Ausgang mit 1960-AX belastet, Cut CCW (---) , Cut CW (——). Rechts: Lautsprecher-Impedanz (im reflektierenden Raum). Vergl. Kap. 11.8.

Dass die im VOX verbauten Endröhren nicht nur bei Übersteuerung leiden, sondern auch bei völlig fehlendem Steuersignal, wurde schon mehrfach erwähnt. In **Abb. 10.5.47** sind über der um 30 dB ansteigenden Aussteuerung Anoden- und Schirmgitterverlustleistung aufgetragen. Ohne Aussteuerung beträgt die Anodenverlustleistung je EL-84 ca. 14 W. Mit zunehmender Aussteuerung verringert sich die Anodenbelastung, nach dem Abschalten des Signals entsteht aber eine kurze Belastungsspitze. Die **Schirmgitterbelastung** liegt in Ruhe knapp unter dem zulässigen Grenzwert; mit Aussteuerung wird der Grenzwert (2 W) sehr leicht überschritten, insbesondere bei hochohmiger Last (typische Lautsprecherimpedanzen siehe Kap. 11).

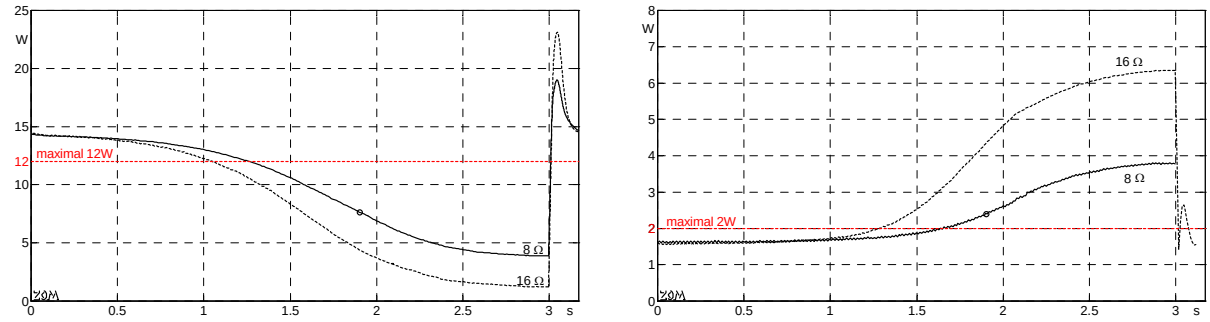


Abb. 10.5.47: AC-30: Anodenverlustleistung (links), Schirmgitterverlustleistung (rechts). Von 0…3 s steigt der Pegel des ansteuernden Sinustones linear um 30 dB an, bei t = 1.9 s wird an 8 Ω Last Nennleistung erreicht. Bei t = 3 s wird das Steuersignal abgeschaltet, danach folgen Ausgleichsvorgänge in den Endstufen-Kapazitäten.

Die Messungen zu Abb. 10.5.47 erfolgten an einem AC-30, dessen Netzteil mit Röhrengleichrichter (GZ-34) arbeitet. Ersetzt man die GZ-34 durch Siliziumdioden, erhöht sich die Ruhe-Anodenbelastung auf ca. 17 W, die Spitze nach dem Abschalten erreicht 30 W. Die maximale Schirmgitterbelastung überschreitet dabei an einer 8-Ω-Last 6 W, an einer 16-Ω-Last 10 W! Da reale Lautsprecherimpedanzen (auch beim sog. 16-Ω-Lautsprecher) größer als 16 Ω werden können (Kap. 11.2), ist mit noch stärkerer Überlastung zu rechnen.

Das **Netzteil** verdient noch aus einem anderen Grund Beachtung: Die Betriebsspannung für die Endpentoden wird direkt an der Kathode der Gleichrichterröhre entnommen – mit entsprechend starker Welligkeit. Bei geringer Aussteuerung ist dies kein Problem, bei starker Aussteuerung schon, weil nun deutliche Amplitudenmodulationen entstehen.

© M. Zollner 2007

In **Abb. 10.5.48** ist die Zeitfunktion der Ausgangsspannung dargestellt, der 8-Ω-Ausgang wurde hierzu reell mit 8 Ω belastet. Solange die Anodenspannungen nicht begrenzt werden, stellen Schwankungen der Betriebsspannung eine (überlagerte) Gleichtaktstörung dar, die der Ausgangsübertrager weitgehend unterdrückt – die Übertrager-Ausgangsspannung ist unmoduliert (linkes Bild). Bei Übersteuerung tritt hingegen eine unsymmetrische Begrenzung auf: Der maximale Anodenstrom hängt von der Betriebsspannung ab, der minimale Anodenstrom nicht (denn der ist praktisch null). Als Konsequenz entsteht eine von der doppelten Netzfrequenz abhängige Hüllkurve, die in erster Näherung als 100-Hz-Amplitudenmodulation aufgefasst werden kann. Dem NF-Signal wird kein 100-Hz-Ton überlagert, sondern seine Amplitude wird verändert (moduliert). Die zeitliche **Hüllkurve**, die nicht wirklich existiert, sondern eine gedachte Hilfslinie ist, ist im rechten Bild gestrichelt eingezeichnet.

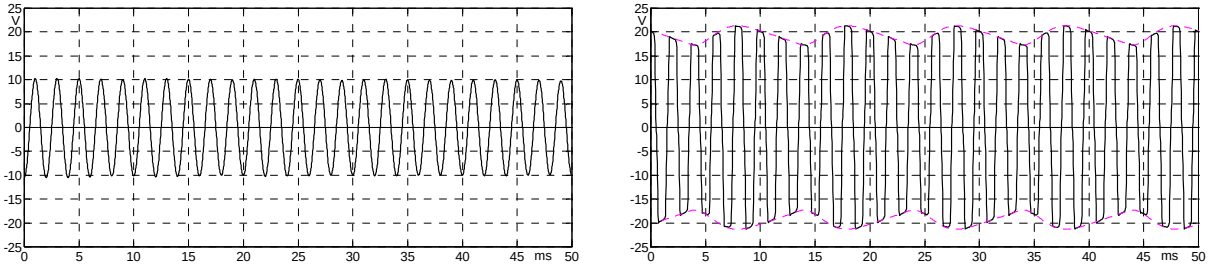


Abb. 10.5.48: Spannung am 8-Ω-Ausgang bei 8 Ω Last. Halb ausgesteuert (links), bzw. übersteuert (rechts).

Spektral gesehen macht sich diese 100-Hz-Modulation nicht als Linie bei 100 Hz bemerkbar, vielmehr entstehen Modulationslinien *neben* den Signallinien. Modellmäßig lässt sich die AM als zeitliche Multiplikation Signal · Hüllkurve darstellen, entsprechend einer Faltung im Frequenzbereich. Da die Hüllkurve nicht exakt sinusförmig ist (Kap. 11.7), entsteht nicht nur ein Nebenlinienpaar (±100 Hz), sondern mehrere. In **Abb. 10.5.49** sind die zu Abb. 10.5.48 gehörenden Pegelspektren dargestellt: Im linken Bild haben die Modulationslinien (Seitenlinien) 45 dB Abstand zum Träger, der (kubische) Klirrfaktor (1.5 kHz) beträgt 1%. Bei der für das rechte Bild gewählten Übersteuerung beträgt der kubische Klirrfaktor 20%, der Modulationslinienabstand (±100 Hz) hat auf 27 dB abgenommen.

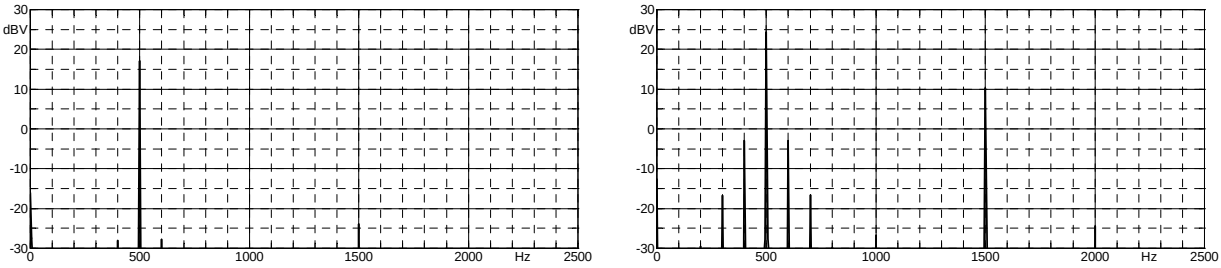


Abb. 10.5.49: Pegelspektren zu Abb. 10.5.48.

Nicht jede messbare Amplitudenmodulation muss auch hörbar sein – bei der im rechten Bild dargestellten AM ist aber davon auszugehen, dass sie als zusätzliche Rauhigkeit wahrnehmbar wird. Mit dem Begriff "**Rauhigkeit**" kennzeichnet die Psychoakustik [12] die bei schnellen Signalschwankungen entstehenden Höreindrücke, die als eine Art Schnarren bezeichnet werden können. Klirrfaktormessungen erfassen in aller Regel nicht Modulationsverzerrungen, deshalb sind hierfür eigene Messungen erforderlich.

© M. Zollner 2007

Marshall JTM-45

James Marshall eröffnete 1960 in London seinen Drum Shop (bzw. Store), und begann bald, neben Schlagzeugen auch Verstärker zu verkaufen. Zunächst teure Fender, ab 1962 dann die ersten Marshall-Amps, die sein Techniker Ken Bran nach Fender-Vorbild zusammenbaute. James Marshall Hendrix, ein junger Gitarrist, kaufte dort ein, und beide hatten den Grundstein zu ihrer Karriere gelegt: Der eine nannte sich fortan Jim Marshall, der andere Jimi Hendrix.

Marshalls (bzw. Brans) erster Verstärker war der JTM-45, in dessen Endstufe (von wenigen Ausnahmen abgesehen) zwei KT-66 im Gegentakt-AB-Betrieb arbeiten. Für diese Betriebsart nennt das GEC-Datenblatt eine Ausgangsleistung von 30 W. Die 45 nach dem JTM- ist also keine Angabe zur Sinus-Leistung – sie verspricht nur einen scheinbaren 50%-Vorsprung gegenüber dem AC-30. Die JTM-45-Endstufe ist für einen Röhrenverstärker relativ stark gegengekoppelt, was mehrere Konsequenzen hat: Die nichtlinearen Verzerrungen werden verringert, Lautsprecherresonanzen wirken sich schwächer aus, und insbesondere bei zugedrehtem Presence-Poti kann der Verstärker hochfrequent schwingen. Eine Rückkopplung wirkt als **Gegenkopplung**, wenn sich das rückgeführte Signal gegenphasig zum Steuersignal addiert. Im hohen Frequenzbereich treten jedoch (z.B. im Ausgangsübertrager) Phasendrehungen auf, sodass aus der Gegenkopplung eine **Mitkopplung** werden kann – der Verstärker schwingt. Diese Schwingungen entstehen u.U. nur in einem bestimmten Aussteuerungsbereich, weil nur hier die spezifische Verstärkung und Phasendrehung (beide sind aussteuerungsabhängig) dafür sorgt, dass die Schleifenverstärkung größer als 1 werden kann. Auch wenn derartige HF-Schwingungen a priori in einem unhörbaren Frequenzbereich liegen – sie müssen vermieden werden. Zum einen, weil hiermit ein unerlaubter Hochfrequenzsender betrieben würde, zum andern, weil sie die Endstufe zusätzlich und unnötig belasten.

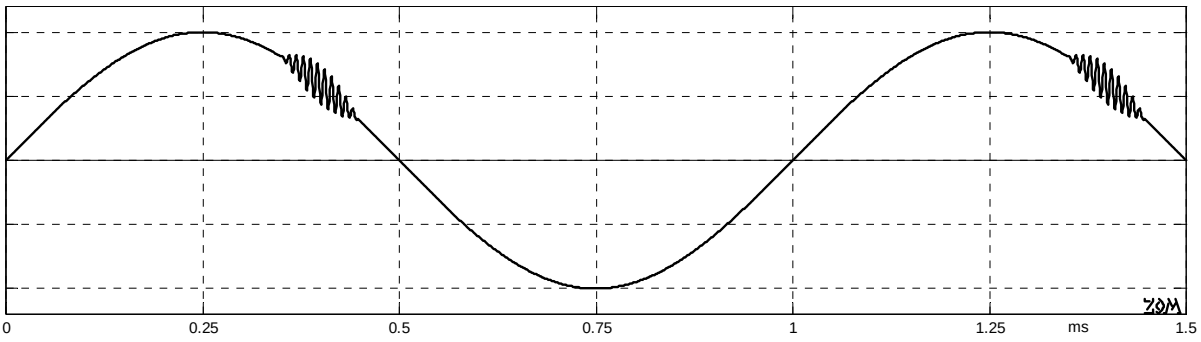


Abb. 10.5.50: 1-kHz-Ton mit überlagerter HF-Schwingung.

In **Abb. 10.5.50** ist der prinzipielle Verlauf eines "hochfrequenzverseuchten" NF-Signals dargestellt. Die HF (gerne um 150 kHz) ist nicht immer als saubere Schwingung zu erkennen, oft entsteht nur eine Verbreiterung oder Verschmierung der NF-Kurve. Als "Brute-Force-Bugfix" findet man kleine Kondensatoren, die "an geeigneter Stelle" eingelötet worden waren, um dem Übel abzuhelfen. Viel besser wäre allerdings eine lehrbuchmäßige RC-Kompensation, die bei hohen Frequenzen die Schleifenverstärkung reduziert, ohne wesentliche Phasendrehungen hinzuzufügen (sog. Tiefpass mit Gegenhalt). Sicher kein triviales Thema, weil ja mit jedem Röhrenwechsel die Schwingbedingung neu ausgehandelt wird. Und lautsprecherabhängig ist sie ja auch noch. Wer dieses Thema nicht ganz so "sophisticated" angehen möchte, findet beim Presence-Poti aber einen sehr kooperativen Partner: Nach rechts (CW) drehen, und die störende HF ist weg. Es überrascht vielleicht, dass bei größerer Höhenverstärkung die HF-Schwingung abstirbt, aber hierbei wird die Schleifenverstärkung reduziert, und diese bestimmt die Tendenz zu Eigenschwingungen.

© M. Zollner 2007

Die JTM-45-Endstufe arbeitet im AB-Betrieb, und somit ergibt sich (neben der Röhrenwahl) ein weiterer Freiheitsgrad: Der Ruhestrom, bzw. die Gitter-Vorspannung. Es würde zu weit führen, alle wesentlichen Übertragungskurven für alle passenden Röhren bei mehreren Bias-Einstellungen abzubilden, deshalb nur einige wenige Beispiele: In Abb. 10.5.51 sind Klirrdämpfungsmessungen (a_{k3}) dargestellt, einmal ohne Endstufengegenkopplung, einmal mit der Originalgegenkopplung. Ken Bran macht bei seinen Kommentaren zur Marshall-Schaltung kein Hehl daraus, dass der 5F6A-Bassman das große Vorbild war, und so verwundert es nicht, dass bei beiden Verstärkern ein 27-kΩ-Widerstand auf ein 5-kΩ-Presence-Poti zurückkoppelt. Beim Bassman wird allerdings von der 2-Ω-Wicklung abgegriffen, beim JTM-45 von der 16-Ω-Wicklung, und deshalb ist die Marshall-Gegenkopplung ca. dreimal so effizient (Widerstände werden mit dem *Quadrat* des Windungsverhältnisses transformiert). Ob das ein Versehen war, oder Unwissenheit, oder Absicht – wer will das nach fast 50 Jahren noch so genau sagen können? Bei den Nachfolgemodellen wird die Endstufengegenkopplung jedenfalls wieder reduziert, warum auch immer.

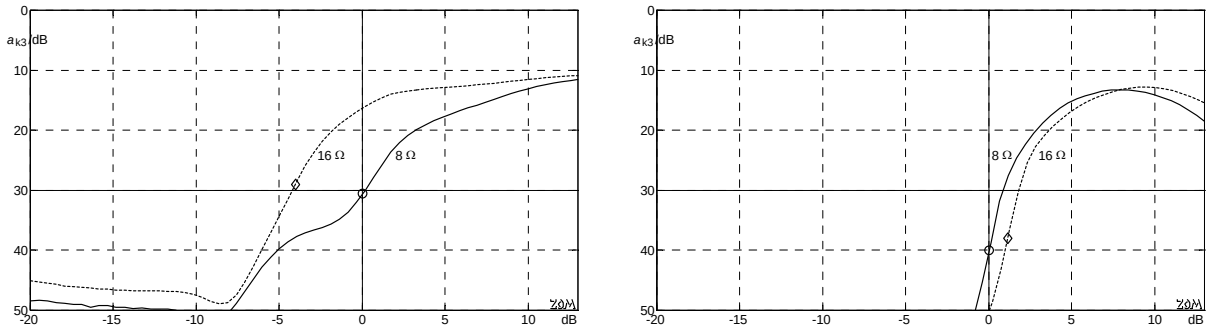


Abb. 10.5.51: JTM-45, Endstufen-Klirrdämpfung ohne (links) bzw. mit Endstufen-Gegenkopplung (rechts). Zu den Messungen wurde der 8-Ω-Ausgang mit einem reellen Widerstand (8 Ω bzw. 16 Ω) belastet, f = 500 Hz.

In Abb. 10.5.51 ist die Abszisse so normiert, dass bei 0 dB und Nennbelastung das Signal gerade begrenzt wird. Klirrdämpfungen über 40 dB (entsprechend k < 1%) sind für den Höreindruck sicher irrelevant, bei einem Gitarrenverstärker darf man die Hörbarkeitsgrenze vermutlich sogar bis auf 30 dB (ca. 3 % Klirrfaktor) verschieben. Einen verbindlichen Grenzwert gibt es allerdings nicht, weil zu viele Parameter über die Hörbarkeit von nichtlinearen Verzerrungen entscheiden. Aufgrund ihrer starken Gegenkopplung verzerrt die JTM-45-Endstufe auf den ersten Blick ähnlich wie eine Transistorendstufe: Praktisch verzerrungsfrei bei nichtbegrenztem Signal, lehrbuchmäßiger Klirrfaktoranstieg bei Überschreiten der Aussteuerungsgrenze. Diesen Satz müsste man eigentlich in Granit meißeln: "Marshalls Röhrenendstufe verzerrt wie eine Transistorendstufe." Wo doch alle Verstärker-Gurus die speziell gezüchtete Marshall-Verzerrung in den höchsten Tönen loben! Aber wo ist Besonderes, wenn man einen amerikanischen Verstärker nachbaut, dessen Schaltung aus Röhrenhandbüchern stammt? Die JTM-45-Endstufe enthält einen lehrbuchmäßigen Differenzverstärker als Phaseninverter, zwei lehrbuchmäßig angesteuerte Strahltetroden im AB-Betrieb, und einen Ausgangsübertrager, der für eine Klientel angeboten wurde, die man in Deutschland als Radiobastler♣ bezeichnete. Dass diesem "Radiospares-Deluxe-Transformer" von seiner Fangemeinde geheime Kräfte zugewiesen werden, darf nicht verwundern, ist er doch in guter Gesellschaft mit Ken Brans speziellem Lötzinn, dessen Atome sich von selbst immer nach Hanwell ausrichten. Aber aufgepasst, Buddies, nach dem Herumtragen des Verstärkers erst 4 Minuten warten, denn wie lernt man im Chemie-Unterricht: Zinn und Blei haben 4 Valenzelektronen, das sind die sog. inerten (trägen) Schwermetalle, da dauert das Ausrichten der Atome etwas.

♣ Aus jenen Tagen stammt z.B. Richters Lehrbuch "Radiobasteln für Jungen", Starthilfe vieler Tubefreaks.

© M. Zollner 2007

Mächtig erschrocken? Gemach, es gibt schon Unterschiede zum Transistoramp, aus der Ähnlichkeit zweier Verzerrungskurven darf nicht auf generelle Äquivalenz geschlossen werden. In **Abb. 10.5.52** ist die **Ausgangsleistung** für zwei verschiedene Belastungen dargestellt, und da beginnen Unterschiede sichtbar zu werden: Eine Transistorendstufe ist eine ziemlich perfekte Spannungsquelle, unabhängig von der Lastimpedanz (die natürlich nicht unzulässig klein werden darf). Wegen $P = U^2 / R$ halbiert sich deshalb die Ausgangsleistung, wenn der Lastwiderstand von 8 Ω auf 16 Ω verdoppelt wird. Bei der Röhrenendstufe ist das anders: *Ohne Gegenkopplung* ist die Spannungsverstärkung im linearen Bereich näherungsweise proportional zur Last, an 16 Ω also ungefähr doppelt so groß wie an 8 Ω, sodass an 16 Ω gegenüber 8 Ω die doppelte Leistung abgegeben wird. *Mit perfekter Spannungs-Gegenkopplung* wäre die Ausgangsspannung lastunabhängig, und somit wird im linearen Bereich an 16 Ω gegenüber 8 Ω die halbe Leistung abgegeben (wie im rechten Bild blau eingezeichnet). Eine perfekte Spannungsquelle ist die *JTM-45-Endstufe* allerdings nicht, und deshalb ist die 16-Ω-Leistung etwas mehr als die Hälfte der 8-Ω-Leistung. Abb. 10.5.54 kann entnommen werden, dass bei der Lautsprecherresonanz und bei hohen Frequenzen die Lastimpedanz größer als die Nennimpedanz wird, deshalb betont ein nicht gegengekoppelter Röhrenverstärker diese Frequenzbereiche. Bei der ziemlich stark gegengekoppelten JTM-45-Endstufe fällt diese Betonung wesentlich dezenter aus, ist aber gleichwohl noch bemerkbar.

Bei Übersteuerung ändern sich die Zustände grundlegend: Durch die starke Belastung bricht die Betriebsspannung des Verstärkers etwas zusammen, die Leistung steigt auch bei der Transistorendstufe nicht auf den theoretischen Maximalwert, der dem Doppelten der maximalen Sinusleistung entsprechen würde. Hinzu kommen Effekte, die ihre Ursache in der Polarisation der Koppelkondensatoren haben (Gitterstromfluss). Sie führen zu einer deutlichen Änderung des Tastverhältnisses, als deren Folge bei starker Übersteuerung die Ausgangsleistung sogar wieder abnimmt – insbesondere bei der gegengekoppelten Röhren-Endstufe. Dass hierbei der quadratische Klirrfaktor (k_2) gegenüber dem kubischen (k_3) zu dominieren beginnt, ist ebenfalls typisch für diese Art Endstufenschaltung – aber keinesfalls Marshall-exklusiv. In der gesamten JTM-45-Endstufe ist keine Zutat erkennbar, die auf spezielles Distortion-Design schließen lassen würde, und auch die Messdaten offenbaren nirgends Unübliches. Dass gerade der JTM-45 Kultstatus errungen hat, dürfte – neben der Tatsache, dass er gut klingt – vor allem Eric Clapton zu verdanken sein, der auf dem Cover von John Mayalls Bluesbreakers-LP mit eben diesem Verstärker abgebildet ist. In Doyles Marshall-Buch ist zu lesen, dass die Unterschiede zum 5F6A-Bassman im Wesentlichen auf den andersartigen Lautsprechern, der andersartigen Eingangsröhre (12AX7 ./. 12AY7), und der höheren Endstufen-Gegenkopplung des JTM-45 beruhen. Der RS-Ausgangsübertrager ist nicht Urasche eines speziellen Sounds, wie Doyle Marshall's Design-Director zitiert. Und dass ein Stahl-Chassis den Verstärker im Gegensatz zu einem Alu-Chassis anders klingen lässt, glaubt ja hoffentlich niemand mehr.

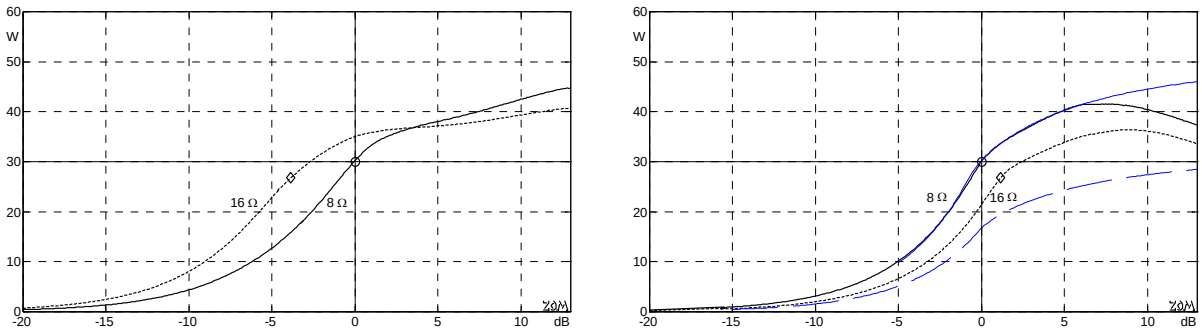


Abb. 10.5.52: JTM-45, Ausgangsleistung am 8-Ω-Ausgang, f = 500 Hz, ohne (links) bzw. mit Gegenkopplung. Der Beginn der Signalbegrenzung ist markiert. Die blauen Kurven wurden an einer Transistorendstufe gemessen.

© M. Zollner 2007

Wäre die im JTM-45 anzutreffende relativ starke Endstufen-Gegenkopplung der Stein der Weisen, man hätte sie ja wohl bei Nachfolgemodellen beibehalten. Aber eben das passiert nicht, der Abgriffpunkt für die Gegenkopplung wandert von der 16-Ω- zur 8-Ω-Wicklung, und später sogar noch zur 4-Ω-Wicklung, gleichzeitig vergrößert Marshall den Rückführungs-Widerstand von 27 kΩ auf 47 kΩ, und sogar noch weiter bis auf 100 kΩ. Beide Maßnahmen reduzieren die Gegenkopplung (auch wenn die EL-34 wegen ihrer größeren Steilheit etwas mehr verstärkt). Wie auch immer, der JTM-45 war ein guter Verstärker, der aber keine unentdeckten Geheimnisse birgt. Dass nicht alle Nachbauten exakt so klingen wie das Original, das der G&B-Kolumnist vor 28 Jahren einmal gehört hat, kann mehrere Ursachen haben: Zum einen gibt es Marshall-Reissues mit abweichenden Schaltplänen, dann ist bei Röhren und Lautsprechern natürlich mit Toleranzen zu rechnen, und schließlich: Es wäre zumindest vorstellbar, dass sich Erinnerungen im Lauf von 28 Jahren verklären. Oder auch nicht, was soll's.

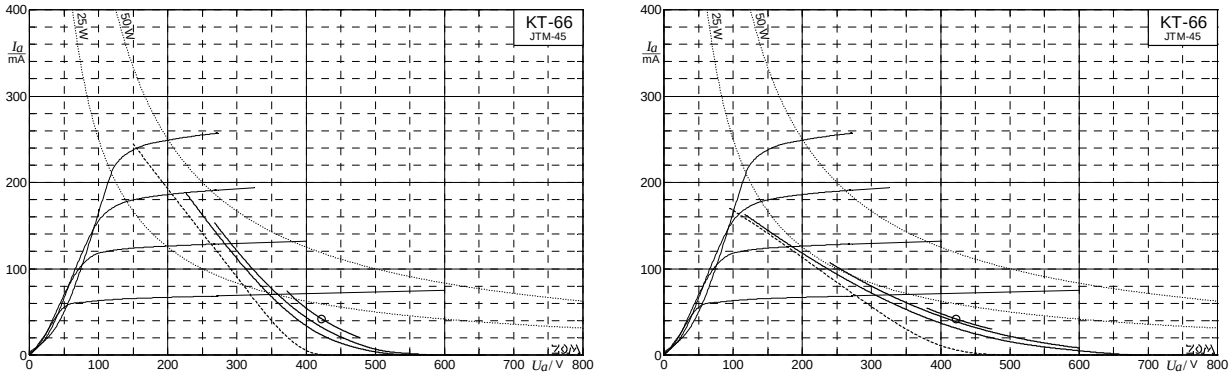


Abb. 10.5.53: JTM-45, Ausgangskennlinien, 8-Ω-Ausgang; Last = 8 Ω (links), bzw. 16 Ω (rechts). TAD-KT-66.

In **Abb. 10.5.53** ist der prinzipielle Verlauf der Ausgangskennlinien dargestellt, wobei aber zu berücksichtigen ist, dass die Betriebsspannung eine sehr starke Welligkeit aufweist – diese Kurven wandern mit 100 Hz hin und her (Kap. 10.7). Die in den Bildern erkennbare Horizontalverschiebung♣ hat ihre Ursache nicht in dieser Welligkeit, sondern in der Polarisation der Koppelkondensatoren – sie verschieben den Arbeitspunkt, selbst wenn er so "heiß" liegt wie in diesem Beispiel. Mit 16 Ω Last macht sich die untypisch hohe Anoden-Restspannung der TAD-KT-66 bemerkbar, deshalb ist hier die Ausgangsleistung kleiner als mit MOV-Daten zu erwarten wäre. In **Abb. 10.5.54** ist der Endstufen-Frequenzgang unter Lautsprecherbelastung dargestellt. Bei zugedrehtem Presence-Poti ergibt sich (wg. Gegenkopplung) ein nahezu frequenzunabhängiger Verlauf, trotz der frequenzabhängigen Belastung. Übersteuert man die Endstufe (Kurven um 30 dBV), verliert das Presence-Poti seine Wirkung, während die Lautsprecherimpedanz an Bedeutung gewinnt und den Frequenzgang etwas stärker formt.

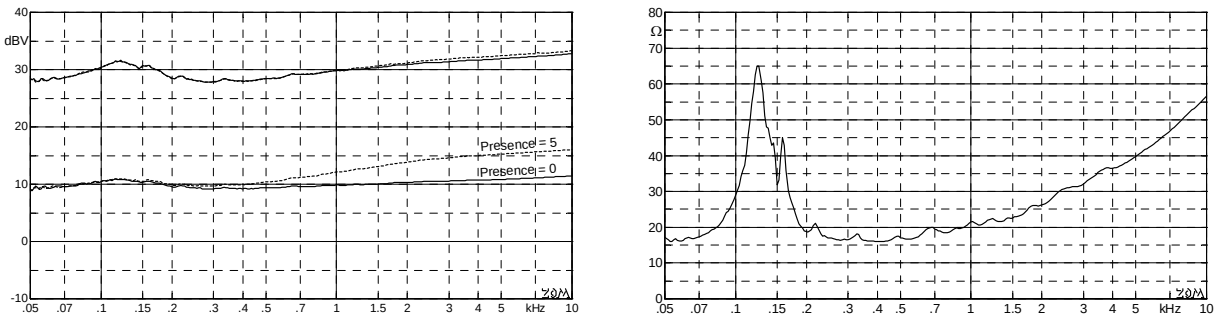


Abb. 10.5.54: Übertragungsfrequenzgang einer JTM-45-Endstufe, 16-Ω-Ausgang mit 1960-AX belastet (links). Rechts: Betrag der Lautsprecher-Impedanz (1960-AX im reflektierenden Raum).

♣ Bei den beiden Endröhrenströmen ist die Verschiebung bzw. Polarisation unterschiedlich, Kap. 10.4.

© M. Zollner 2007

Die Endröhrenbelastung zeigt **Abb. 10.5.55** für reelle Belastung am 8-Ω-Ausgang. Mit zunehmender Aussteuerung sinkt die Anodenbelastung zunächst für beide Endröhren, steigt bei einer Röhre für starke Übersteuerung aber wieder an. Nach dem Abschalten des Signals entsteht eine hohe Belastungsspitze, deren Ursache der Ladungsausgleich in den Koppelkondensatoren ist. Da diese Überlastung nur kurzzeitig auftritt, stellt sie keine besondere Gefahr für die Röhren dar. Anders beim Schirmgitter: Sobald die Endstufe übersteuert wird, übersteigt die Schirmgitter-Verlustleistung den erlaubten Grenzwert – bei dauernder Übersteuerung wird die Röhre dauerhaft überlastet, und die Röhren-Lebensdauer verkürzt.

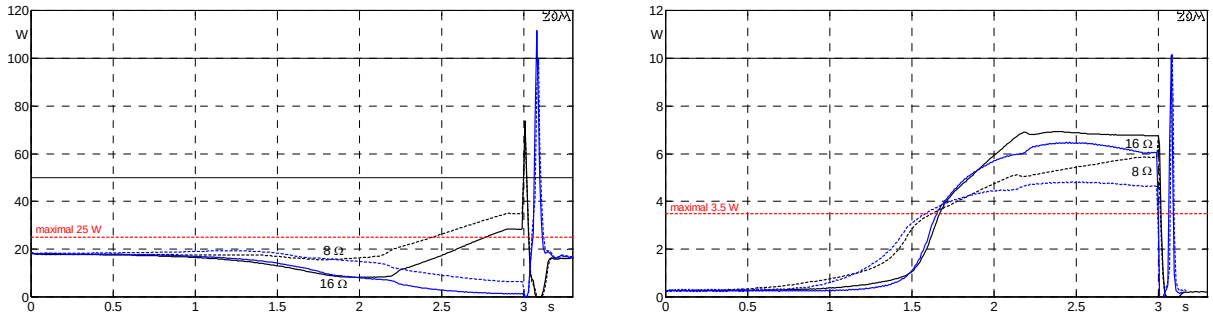


Abb. 10.5.55: JTM-45: Anodenverlustleistung (links), Schirmgitterverlustleistung (rechts). Von 0…3 s steigt der Pegel des ansteuernden Sinustones linear um 30 dB an, bei t = 1.5 s wird an 8 Ω Nennleistung (30W) erreicht. Bei t = 3 s wird das Steuersignal abgeschaltet, danach folgen Ausgleichsvorgänge in den Endstufen-Kapazitäten. Die Verlustleistungen der einen Endröhre (TAD-KT-66) sind schwarz gezeichnet, die der anderen blau.

Die Übertragungskennlinie vom Differenzverstärker-Eingang zum Leistungsausgang ist in **Abb. 10.5.56** dargestellt. Sobald die Endstufe übersteuert wird, verliert die Kurve ihre Punktsymmetrie, und das Tastverhältnis ändert sich. Ursachen hierfür sind Potentialverschiebungen im Differenzverstärker (Phaseninverter) und Gitterstromfluss in den Endröhren. Bis knapp unter die Aussteuerungsgrenze ist das Ausgangssignal proportional zum Eingangssignal, wie im linken Bild gestrichelt dargestellt. Bei Übersteuerung wird die Ausgangsspannung begrenzt, aber zunehmend unsymmetrisch, wodurch sich die Kennlinie verschiebt (der Mittelwert muss null bleiben). Da das begrenzte Signal nicht mehr mono-, sondern polyfrequent ist, beginnen sich Phasendrehungen des als Hochpass wirkenden Ausgangsübertragers auszuwirken, die Übertragungskennlinie ist nicht mehr gedächtnisfrei, sondern zerfällt in einen auf- und einen absteigenden Ast. Im linken Bild der Abb. 10.5.56 sind aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht diese Hystereseschleifen gezeichnet, sondern Mittelwerte. Würde man anstelle eines reellen Lastwiderstandes einen Lautsprecher anschließen, ergäben sich wegen dessen komplexer Impedanz noch kompliziertere Verläufe.

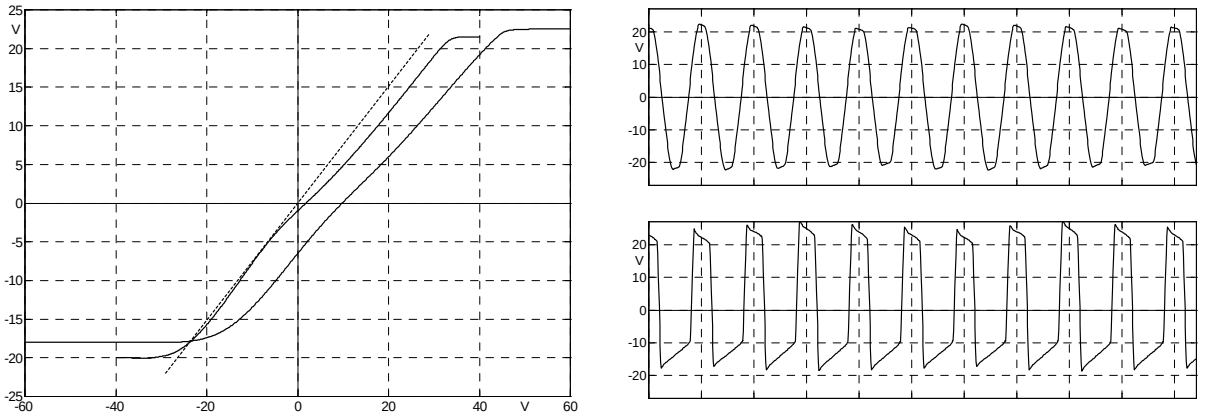


Abb. 10.5.56: Idealisierte Übertragungskennlinie (links), Ausgangs-Zeitfunktionen an reeller Nenn-Last (rechts).

© M. Zollner 2007

Was ist nun das Besondere der JTM-45-Endstufe, was macht den legendären Sound? Der, wie in G&B 07/06 ausnahmsweise nicht onomatopoetisch, sondern tribopoetisch⊕ beschrieben, ein *"fetter und cremiger Crunch-Ton"* ist, und *"niemals ein Marshall-typischer Zerr-Sound"*. Nanü, kein Marshall-Sound aus dem Marshall? Wo man doch beim JTM-45 *"sämtliche Zutaten sieht, die auch für den später zur Legende gewordenen Plexi-Sound♣ verantwortlich waren"*. Vermutlich sieht man sie nur, aber hört sie nicht. Eineinhalb Jahre vorher war der JTM-45 *"noch aggressiver und heißer"* (G&B 02/05), ein halbes Jahr vorher *"klar und fett, mit weichem Mittenspektrum"* (G&B 02/06).

Klar kann Fett auch heiß sein, warum nicht. Wie dieser heiß-fette Sound entstand, ist Gegenstand unzähliger Spekulationen. Das beginnt bei **Claptons Les Paul**, die in der einschlägigen Literatur wahlweise als '58er, '59er oder '60er-Les-Paul bezeichnet wird. Könnte das nicht egal sein? Nein – das macht einen Riesen-Unterschied, haben sich doch in diesen Jahren die Bünde geändert (breiter), und der Halswinkel (größer), und der Halsquerschnitt (schmaler), und all das war natürlich "tone-affecting". Und so müsste E.C. auf die Frage, welches Modell er denn damals [im Juni 1965, G&B 9/08] gekauft hat, spontan antworten: Natürlich die '58er, wegen des dicken Halses, der – wie wir doch alle wissen – Klangfülle und Sustain verbessert [G&B Gibson-Special]. Sagt er so aber nicht, er meint nur: *"Keine Ahnung"*. Keine Ahnung? Mensch Eric, das müsstest Du (unter Musikern ist man per Du) doch wissen: Allein der vergrößerte Halswinkel der '60er Paula (so heißt dieser Gitarrentyp in Fachkreisen) hätte doch das Sustain kaputt gemacht, und der dünne Hals einer '60er "*hat keinerlei akzeptables Schwingungsverhalten [G&B 3/97]*". Und der Eric weiß das nicht mehr – seltsam. Eric sei Dank sind aber aus jener "Clapton-is-God-Zeit" Aufnahmen erhalten, Beano etc., da wird man doch leicht heraushören können, was Sache war. Neuester Erkenntnisstand: *"Man glaubt heute jedoch, dass es sich um ein 60er Modell handelte, denn sowohl Clapton als auch Peter Green beschrieben in verschiedenen Interviews den 'slinky' Hals dieser Gitarre [G&B 9/08]."* Ja, so schwer haben's die Gitarren-Experten: Einerseits müssen sie andauernd erklären, dass kleinste Details einer Paula (Lack, Bünde, Hals, Potis oder Tone-Caps) einen immensen Einfluss auf den Klang haben, andererseits findet sich weltweit kein einziger, der beim Anhören der Bluesbreaker-LP eindeutig aufgrund dieser Klangspezifika den Gitarrentyp erkennen kann, sodass als letzte Notlösung nur bleibt, aus Erinnerungen an das Halsprofil auf den Typ zu schließen. In dieser Scheinwelt ist man offensichtlich nicht nur per Du, sondern auch perdu.

Nun gut, über die Gitarre weiß man nichts Genaues, aber der Verstärker, der ist bekannt: Ein **JTM-45, 2x12-Combo Typ II**, vermutlich Alnico-Lautsprecher. Vermutlich? Jetzt geht das schon wieder los, was heißt da vermutlich? Alnicos bringen *"besonders süße und obertonreiche Höhen"*, das ist spätestens seit G&B 8/05 bekannt, und deshalb müsste man der Beano-LP doch anhören können, ob da Alnicos oder Keramiks werkeln. Aber wieder verschließt sich die LP jeglicher Analyse, und obwohl Keramik-Speaker *"ganz anders"* klingen als Alnicos, hört keiner der Platte an, was da für Lautsprecher aufgenommen wurden – magic, isn't it? Dummerweise begann Marshall gerade in jenen Tagen mit der Umstellung auf die Keramik-Celestions, sodass da sowohl, als auch in Frage kommt. Dann fragen wir doch mal den Herrn Clapton, der müsste doch ... nicht? Auch daran keine Erinnerungen?? Also mein lieber Eric, das mit dem Alk und den Drogen, das musste ja Ausmaße angenommen haben ... hat es?, ... ach so, dann sollte man da nicht weiter insistieren. Also ein Blick in die Fachliteratur: *"Because Clapton ran the amplifier at full volume, the Alnicos may have been damaged. He may have replaced them with the higher wattage, ceramic magnet Celestion Greenbacks."* Soweit Premier Guitar (Februar 2008). Clapton ersetzte seine Alnicos durch Ceramics? Seine

⊕ Tribologie = Lehre von Reibung und Schmierstoffen

♣ Der Plexi klingt aber hoffentlich schon nach Marshall, oder etwa auch nicht??

© M. Zollner 2007

Alnicos, die lt. Premier Guitar *"sweet warm tones and a smooth midrange"* produzieren? Und die lt. Gitarre & Bass *"besonders süße und obertonreiche Höhen"* erzeugen, und *"harmonisch und bissig klingen"*. Ganz anders also als die darauffolgenden Keramik-Celestions, die zwar *"plenty of midrange crunch"* produzieren, aber *"...sounded very different from the Alnico type speakers used in other Marshalls [David Szabados]."* Natürlich weiß niemand, ob Eric wirklich hat: *"He may have"*, und er selbst erinnert sich ja leider nicht mehr daran. Sollte nicht so schlimm sein, denn da gibt's doch die LP, auf der müsste man das doch hören, wg. *"sounded very different.*" Schwierig, echt, denn einerseits klingen die Ceramics schon ganz anders, aber andererseits anscheinend auch wieder nicht, sonst tät man's ja heraushören. Fazit: Über die berühmten Lautsprecher weiß man auch nichts Genaues.

Doch eines weiß man: Der **Ausgangstrafo** war entweder von Radio-Spares, oder von Drake. Das weiß man sicher: Entweder / oder. Dass die beiden Trafos nicht äquivalent waren, das weiß man auch sicher: Die Drakes waren rauer und zerrfreudiger, mittiger, dunkler als die RS. Leider hört man nicht sicher heraus, welcher Trafo für Herrn Clapton Dienst hatte, deshalb bietet der Retrofitter sicherheitshalber Nachbauten für beide an. So um die 250.-- USD (für einen, nicht für alle beide), zzgl. Zoll und Transport, und schon ist man wieder einen Schritt näher mein Gott bei Dir. Dass diese Trafos so teuer sind, muss man verstehen: Handgefertigt! Erfreulicherweise werden die Kernbleche nicht auch noch mit der Laubsäge ausgeschnitten, sonst wär's doch langsam überteuert. Aber rund 300 USD, das geht schon in Ordnung, ist ja eine detailgenaue Kopie vom Clapton-Gear. Höchstwahrscheinlich – denn genau weiß man immer noch nicht, ob Drake oder RS, und Herr Pipper, der G&B-Experte, bietet noch eine Variante an: Herr Clapton könnte auch an seines Trafos 16-Ω-Ausgang ein 8-Ω-Lautsprecherpaar betrieben haben, was ja nun schon einen Faktor zwei, um nicht zu sagen ca. 100% Mismatching ausmacht. Oder 50 Prozent? Diese Dinge lassen sich theoretisch leider nicht so genau in den Griff kriegen, fassen wir einfach mal zusammen: Claptons JTM-45-Sound ist legendär, da sind sich alle einig. Wer diesen Sound kopieren möchte, beschaffe sich eine '58er oder '59er oder '60er-Les-Paul (die sich im Klang angeblich hörbar unterscheiden), bestücke seinen JTM-45 mit einem Drake- oder RS-Tranny (die sich im Klang angeblich hörbar unterscheiden), und installiere zwei Alnico- oder Keramik-Celestions (die sich im Klang angeblich hörbar unterscheiden), und hat dann den amtlichen Beano-Ton. Uff!

Hierher passt ein kurzer Exkurs in die Welt der **Werbepsychologie**: Was macht man als begnadeter Trafospulen-Bewickler, um seinen Umsatz anzukurbeln? Man schreibt "Wir sind die besten?" Nein – das sagen ja alle. Besser, man motiviert einen unabhängigen Fachjournalist zu einem redaktionellen Beitrag über sagen wir "Marshall-Restaurierung". Dann braucht man nur noch einen bekannten Musiker, der mit dem Sound seines Marshalls nicht zufrieden ist, und los geht's. Bestandsaufnahme: Langweiliger Sound, odd Harmonics (!), der schlimmste Marshall, seit man hören kann. Nach dieser Diagnose die Therapie: Komponenten auswechseln! Man nehme: Echte Kohlewiderstände, gelbe oder orange Kondensatoren (je nachdem, welcher Kondensator-Disti mehr Zuschuss zahlt), und natürlich: Einen neuen Netztrafo (von dem kommt schließlich die ganze Leistung), einen neuen Ausgangstrafo (da muss schließlich alles durch), und weil wir schon dabei sind, gleich noch eine neue "Choke", und schon geht die kalifornische Sonne auf: Der beste Marshall, den man je gehört hat. Zu guter Letzt lässt man den bekannten Musiker noch von der unglaublichen Soundverbesserung schwärmen, und dass er nur jedem empfehlen kann, auch diese Wahnsinnstrafos einbauen zu lassen. Und dann muss man nur noch hoffen, dass niemand die www.tone-lizard.com/lesson liest, in denen genüsslich erläutert wird, wie bei Reparaturen immer wieder der kaputte Marshall-Trafo gegen einen billigen Noname-Trafo ausgetauscht wurde, und keiner hat sich je beklagt *(not a single complaint)*. Herrlich.

© M. Zollner 2007

Wenn man einen 8-Ω-Lautsprecher nicht an den vorgesehenen 8-Ω-Ausgang einer Röhrenendstufe anschließt, sondern an den 16-Ω-Ausgang, kann sich einiges ändern. Bei einer nicht-gegengekoppelten Endstufe verdoppelt sich hierbei der Innenwiderstand (= geringere Lautsprecherbedämpfung), und gleichzeitig erhöht sich die Endstufenverstärkung um 41%. Im linearen Modell! Bei nichtlinearem Betrieb ist's komplizierter. Mit Gegenkopplung (und die JTM-45-Endstufe ist stark gegengekoppelt) fällt der Gewinn an Verstärkung schon wesentlich moderater aus, und auch beim Innenwiderstand greift die Regelschleife ein. **Abb. 10.5.57** zeigt im linken Bild den Betrieb mit 8-Ω-Belastung am 8-Ω-Ausgang (——) bzw. am 16-Ω-Ausgang (---). Solange die Endstufe nicht übersteuert wird, erhöht sich lediglich die Verstärkung um ca. 1 dB, bei Übersteuerung (die oberen beiden Kurven) wird am 16-Ω-Ausgang an eine 8-Ω-Last weniger Leistung abgegeben (Fehlanpassung). Da der Lautsprecher aber bei Resonanz und bei höheren Frequenzen etwas hochohmiger wird, profitieren diese Bereiche (am 16-Ω-Ausgang), die Gitarre klingt brillanter und bekommt gleichzeitig etwas mehr Bassfundament. Im direkten Vergleich werden diese Unterschiede hörbar sein, ein Absoluturteil im Sinne von gut/schlecht lässt sich daraus aber nicht ableiten.

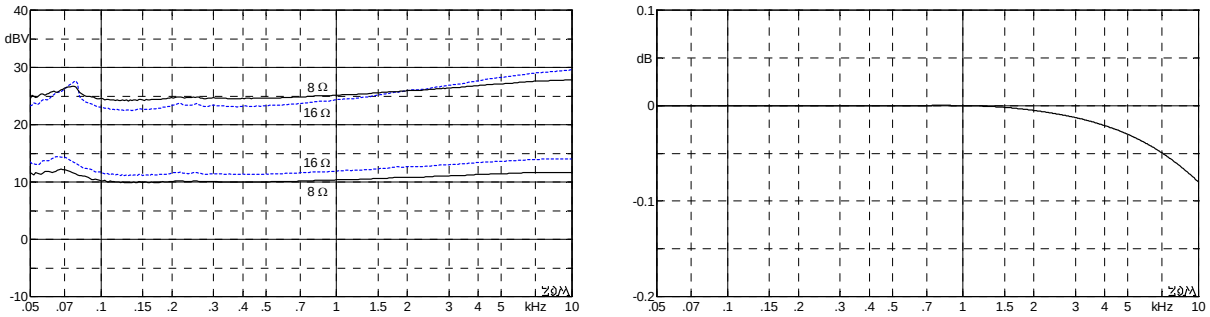


Abb. 10.5.57: Links: Betragsfrequenzgang bei Lautsprecherbelastung (8 Ω), am 8-Ω- bzw. 16-Ω-Ausgang. Rechts: Änderung der Übertragungsfunktion bei Parallelschaltung von je 500 pF zur Primärwicklung.

Der wichtigste Parameter beim Vergleich zweier Ausgangsübertrager ist das Übersetzungsverhältnis. Wenn zwei hochwertige Übertrager zu hörbaren Klangunterschieden führen, ist mit großer Wahrscheinlichkeit das **Übersetzungsverhältnis** unterschiedlich. Da sich Windungszahlen aber sehr leicht und sehr genau festlegen lassen, sind exorbitante Preise allein wegen eines speziellen Übersetzungsverhältnisses nicht gerechtfertigt. Das Übersetzungsverhältnis ändert sich um 41%, wenn vom 8-Ω- auf den 16-Ω-Ausgang umgeschaltet wird, aber dennoch vermag keiner der selbsternannten Experten sicher zu sagen, ob Claptons Amp wirklich mit 8 Ω Last am 16-Ω-Ausgang betrieben wurde – sie können's nicht raushören, und deshalb muss man selbst derartig große Unterschiede als klanglich irrelevant bezeichnen.

Der zweite Parameter, an den man beim Ausgangsübertrager denkt, ist die **Wicklungs-Kapazität**. Die lässt sich nun nicht so leicht wie das eben erwähnte Übersetzungsverhältnis mit jedem Wunschwert realisieren, und auch nicht mit einfachen Formeln berechnen. In einem einfachen Versuch wurde deshalb parallel zu jeder der beiden Primärwicklungen des Ausgangsübertragers ein 500-pF-Kondensator geschaltet. Dem rechten Bild von Abb. 10.5.57 kann entnommen werden, dass sich die davon hervorgerufenen Effekte in Bereichen bewegen, die ebenfalls keine Bedeutung haben. Am anderen Ende des Übertragungsbereichs (d.h. in den Bässen) entstehen (wegen **Flusssättigung**) kernblechtypische nichtlineare Verzerrungen (Kap. 10.6), worüber in der Musikerwelt aber so gut wie nie berichtet wird. Somit bleibt das einfache Fazit: Ausgangsübertrager sind beim Röhrenverstärker klangformend, sie sind aber keine geheimnisvollen Gebilde, für die Liebhaberpreise bezahlt werden müssten. Natürlich werden sie trotzdem bezahlt – wie bei Alufelgen, deren Mehrwert ja auch eher gefühlt als physikalisch begründet ist.

© M. Zollner 2007

Fender, VOX, Marshall, die heilige Trinität, nötigt sicher nicht jedem Gitarrist Ehrfurcht ab, aber der immer wiederkehrende Refrain der Vintage-Kolumnen hat bei vielen die Meinung geprägt, der Urvox (oder Ur-Bassman, oder Ur-JTM) sei klanglich unerreicht und rechtfertige locker die 10000 oder 20000 $, die für alte Originale heute gefordert werden. Und natürlich ist es verlockend, den Primus dieser Troika zu küren: *"Im Vergleich mit seinem Vorbild, dem 1959er Fender Bassman, spielt der JTM sein Alter Ego locker an die Wand* (G&B, 7/06)." Ab aufs Treppchen, lang lebe die Legende.

Wie muss man sich den Beginn der 60er-Jahre vorstellen, als diese Verstärker-Legende zum Leben erwachte? Vielleicht so: Da sitzt der 39-jährige Jim hinter seinen Trommeln, haut verzinkte Triolen zwischen die aufbrüllenden Gitarren-Arpeggios, und denkt sich *'das klingt aber noch nicht nach Hardrock, dem bau ich jetzt einen neuen Amp mit richtigem Brat-Sound'*. Und dann sagt er zum Ken *'mach mal'*, und heraus kommt der JTM-45 mit seinem unerreichten Distortion-Sound? Könnte es so gewesen sein, Jim als Hard-Rocker? Das passt so gar nicht zu dem im Marshallbuch abgebildeten Foto, das einen Herrn mit Anzug und Fliege zeigt, der seine Stöckchen vermutlich eher dezent über die Felle tanzen lässt. Laut Wikipedia beginnt die **Hardrock**-Era 1969, aber nicht 1962. Dass Ritchie Blackmore, Jimi Hendrix, Pete Townshend und viele andere mit Marshall-Amps berühmt wurden, ist bekannt, dass sie Wünsche nach noch mehr Verstärkerleistung äußerten, ist gut vorstellbar, aber war das wirklich vor 1962? Townshend spielte (lt. Wikipedia) noch 1959 in einer Dixieland-Band, danach in einer Skiffle-Band, und erst 1964 geht's mit den Who los. Deep Purple gründen sich 1968, Hendrix startet mit seiner Experience 1966, Clapton spielt 1963 bei den Yardbirds und ist noch meilenweit vom Beano-Ton entfernt. Und dass Brian Poole mit seinen Tremeloes kein früher Hardrocker war, ist auch hinlänglich dokumentiert.

Keine Frage: Jim Marshall hat seinen Orden als Verstärker-Pionier redlich verdient. Summa cum laude, ohne Diskussion. Das heißt aber noch nicht, dass der JTM-45 als Distortion-Amp entwickelt und optimiert wurde, auch wenn das die Fangemeinde so kolportiert. Leute, lest genau, was Ken Bran im Marshallbuch sagt: *"It was a bass amp, we originally wanted ... but the guitar sound was too good to pass up."* Die Unterschiede, die bei den ersten Marshall-Verstärkern zwischen der Bass-, der Gitarren- und der PA-Variante bestanden, betreffen nur zwei kleine Überbrückungskondensatoren zur Höhenanhebung. Wäre diese Schaltung zur Erzeugung spezieller Verzerrungen entwickelt worden, sie hätte auch den über die PA verstärkten Gesang verzerrt – bis auf die unterschiedliche Höhenwiedergabe waren dieses Verstärker ja alle identisch. Dass der JTM-45 bei Übersteuerung gut klingt, finden und fanden viele Gitarristen, aber schon bei der Beschreibung des verzerrten Sounds beginnen die Unterschiede: Laut Wikipedia entstand mit dem Bluesbreaker-Combo (Typ 1962) ein Verstärker, *"welcher erstmals dem typischen Marshall-Klang zum Durchbruch verhalf."* Laut Udo Pipper (G&B 07/06) kommt aus eben diesem Combo jedoch *"niemals ein Marshall-typischer Zerr-Sound"*. Der Herr Pipper ist quasi der Nostradamus der Röhrenverstärker, allerdings nicht zukunfts-, sondern vergangenheitsorientiert (Vintage!), aber in punkto Interpretationsbedarf kongenial. Kostprobe: *"Und das Endergebnis (JTM-45) unterschied sich letztlich sehr stark von einem Fender Bassman"* (Pipper, G&B 7/06). **Aber:** *"Die ersten sogenannten JTM-Modelle waren somit recht authentische Kopien (des Fender Bassman)"* (Pipper, G&B 2/05). Wie bei Nosti halt: Auf die Jahreszahlen kommt es an. Als Münchner stört man sich daran natürlich nicht, ist man doch mit Karl Valentin vertraut: *"Fachmännisch wurde genau berechnet, dass der Starnberger See tief, seicht, lang, kurz, schmal und breit zu gleicher Zeit ist."*

© M. Zollner 2007

Fender Super-Reverb

In einem typischen Fender der mittleren Leistungsklasse stecken zwei 6L6-GC, und so ist es auch beim Super-Reverb. Die Endröhrenkathoden liegen direkt auf Masse, im Netzteil erzeugt eine eigene Diode die negative Vorspannung – da können keine Zweifel aufkommen, das ist lehrbuchmäßiger AB-Betrieb. Vor den Endröhren der Differenzverstärker, nach ihnen der Ausgangsübertrager mit Abgriff für die Gegenkopplung, so sahen in den Sechzigerjahren die Fender-Endstufen aus. Und doch gibt es individuelle Besonderheiten: Mal ändert sich die Treiberröhre (12AT7 statt 7025), mal die Koppel-Kondensatoren, dann fallen kleine Abblock-Kondensatoren weg, dann kommen sie wieder, sogar ein Presence-Poti gab's beim 'Super' kurzzeitig. Der im Folgenden untersuchte Super-Reverb hat eine AB-763-Schaltung, die aus der 'Blackface-Era' stammt, also aus den goldenen 60ern.

In **Abb. 10.5.59** sind für reelle Belastung des 8-Ω-Ausgangs die Arbeitskennlinien in das Ausgangskennlinienfeld eingetragen. Für Nennbelastung (links) wird ziemlich genau das "Knie" der 0-V-Kurve getroffen, was auf optimale Übertragerdimensionierung hinweist. Mit zunehmender Aussteuerung verschieben sich die Kurven zu kleineren Spannungen.

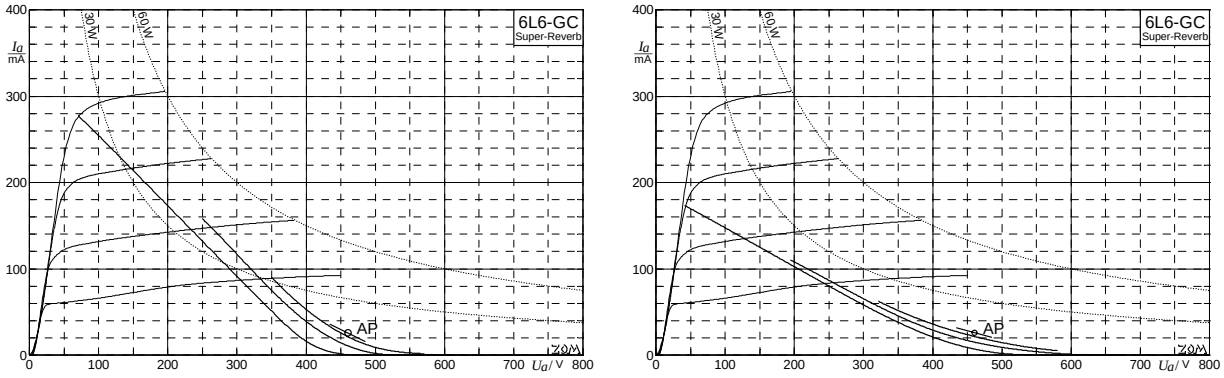


Abb. 10.5.59: Arbeitskennlinien für reelle 8-Ω-Belastung (links) bzw. für reelle 16-Ω-Belastung (rechts).

Die Endstufe ist nicht so stark gegengekoppelt wie die des JTM-45, deshalb bildet sich die Lautsprecherimpedanz im Übertragungsfrequenzgang stärker ab (**Abb. 10.5.60**). Bei allen diesen Diagrammen ist zu berücksichtigen, dass der genaue Verlauf von den jeweiligen Lautsprechern abhängt: Die Lautsprecherresonanz, die in diesem Beispiel bei ca. 75 Hz liegt, kann bei anderen Lautsprechern auf über 100 Hz ansteigen, was natürlich klangliche Unterschiede zur Folge hat (vergl. Kap. 11). Übersteuert man die Endstufe – wie im linken Bild in der oberen Kurve dargestellt – schwächt sich der Einfluss der Resonanz ab, die Charakteristik nähert sich der einer Spannungsquelle an.

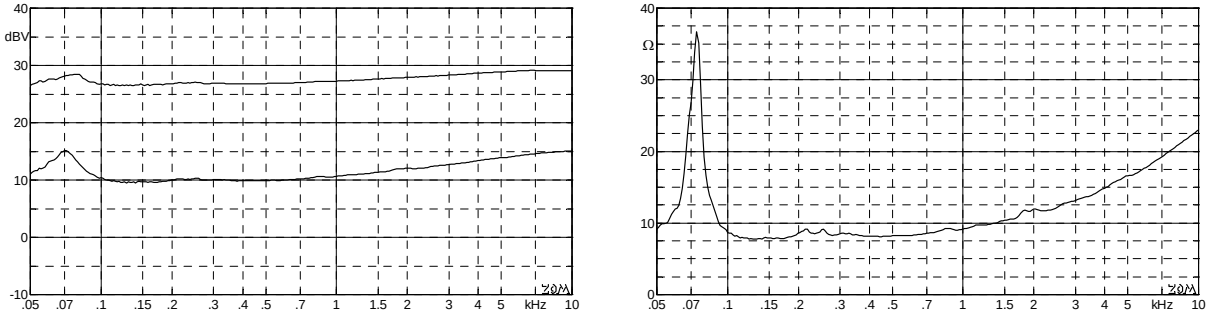


Abb. 10.5.60: Übertragungsfrequenzgang einer Super-Reverb-Endstufe, 8-Ω-Ausgang mit 4xP10R belastet (li.). Rechts: Betrag der Lautsprecher-Impedanz (4xP10R, Gehäuse in- reflektierender Umgebung).

© M. Zollner 2007

Die Übertragungskennlinie der Endstufe ist für 8-Ω-Belastung in **Abb. 10.5.61** dargestellt. Mit zunehmender Aussteuerung zerfällt die Kurve in zwei Äste, die sich auseinanderschieben. Ursache ist, wie schon erläutert, die Polarisation der Koppelkondensatoren.

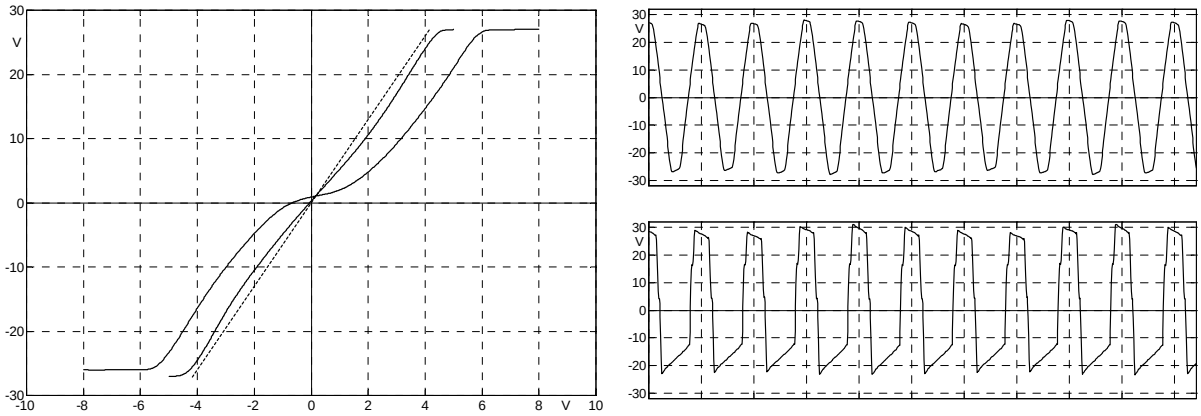


Abb. 10.5.61: Idealisierte Übertragungskennlinie (links), Ausgangs-Zeitfunktionen an reeller Nenn-Last (rechts).

Abb. 10.5.62 kann entnommen werden, dass die (im 1968er Fender-Prospekt) mit 40 W angegebene Endstufenleistung tatsächlich erreicht wird – ganz im Gegensatz zum JTM-45, dessen Nachbau (anno 2008) von TAD mit "ca. 45 Watt" beworben wird, aber nur 30 W leistet. Das Klirrfaktorminimum hat seine Ursache in der progressiv gekrümmten Übertragungskennlinie, die ihre Krümmungsrichtung bei beginnender Übersteuerung ändert. Die Endröhrenbelastung ist ähnlich wie beim JTM-45, das Schirmgitter wird bei Übersteuerung und hochohmiger Last überlastet (**Abb. 10.5.63**). Ein wesentlicher Unterschied ist beim Eingangskondensator zu finden: Beträgt er nur 1 nF (AB-763), wird die Anode weniger überlastet (vergl. Abb. 10.5.55). Es gibt allerdings auch Fender-Verstärker mit größerem Eingangskondensator (z.B. 10 nF).

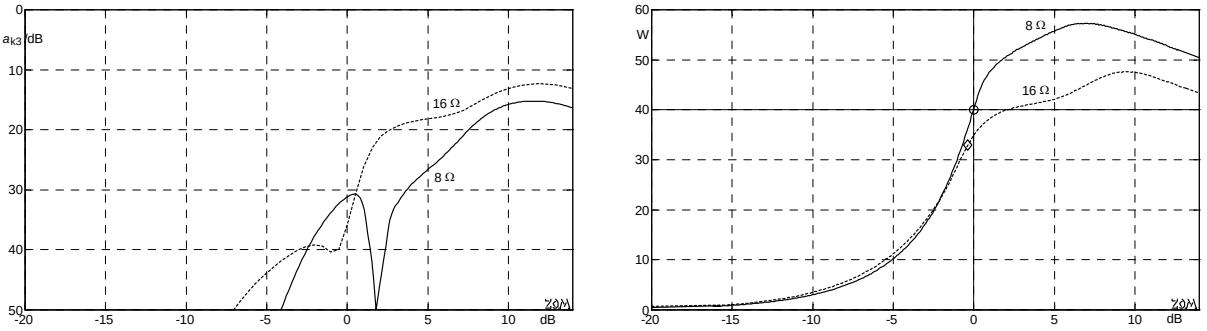


Abb. 10.5.62: Super-Reverb: Klirrdämpfung, Ausgangsleistung am 8-Ω-Ausgang; 8-Ω- bzw. 16-Ω-Belastung.

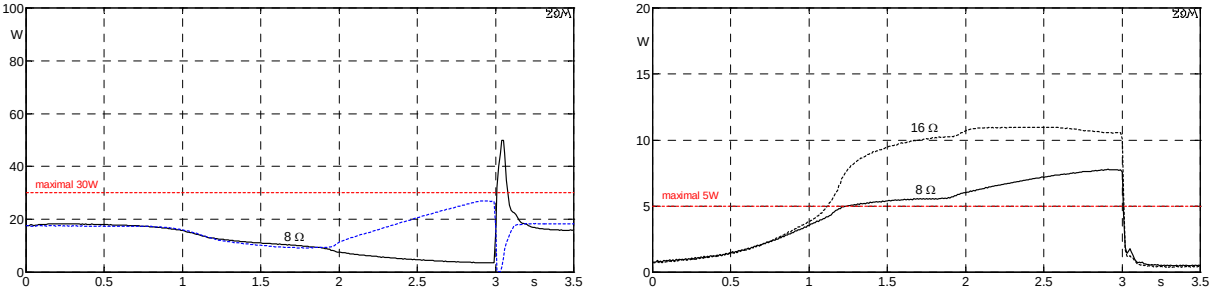


Abb. 10.5.63: Anoden-Verlustleistung für beide Endröhren (links), Schirmgitter-Verlustleistung für zwei verschiedene Lastwiderstände (rechts). Der Pegel des aussteuernden Sinustones (500 Hz) nimmt von 0 – 3 s linear zu, bei t = 3 s wird abgeschaltet. Ab t = 1.3 s ist die Endstufe übersteuert.

© M. Zollner 2007

Vergleich

VOX, Marshall, Fender – die heilige Dreifaltigkeit der Sechzigerjahre. Natürlich gab es auch noch Gibson, Ampeg, Hiwatt u.v.a.m., aber die erstgenannten hatten schon Protagonistenstatus. Was unterscheidet diese Verstärker, oder, um diesem Kapitel gerechter zu werden, diese Endstufen? Das ist in dieser Allgemeinheit gar nicht zu beantworten, weil es ja nicht nur *einen* Marshall- bzw. Fender-Verstärker gibt. Selbst bei VOX durchlief der AC-30 mehrere Produktionsvarianten, bei Fender listet Dave Funk 250 Schaltplanseiten auf, und hat immer noch nicht alle Fender-Verstärker erfasst. Praktisch jeder Verstärkertyp (z.B. der Bassman) wurde über die Jahre in vielen Varianten gebaut, und daneben gab's (und gibt's) ja noch viele weitere Modelle. Somit kann weder von einer fendertypischen Schaltung, noch von einem fendertypischen Sound gesprochen werden. Ähnlich ist es bei Marshall, lediglich der AC-30 blieb sich in etwa treu. Doch selbst da gab es Modifikationen, z.B. die für die USA entwickelten Modelle, die nur scheinbare Ähnlichkeit mit dem UK-Standard hatten.

Selbst wenn man sich auf drei spezielle Endstufen konzentriert, nämlich die auf den vorhergehenden Seiten untersuchten, fällt der Vergleich schwer, weil viele kleine Detailunterschiede bestehen. Am bedeutendsten sind: Die Leistungsklasse, die Gegenkopplung und damit der Innenwiderstand, und Ausgleichsvorgänge bei Übersteuerung. Sogar der Lautsprecher muss berücksichtigt werden, auch wenn er selbst gar nicht zur Endstufe gehört: Denn seine Impedanz bestimmt die Endstufenbelastung, und somit den Übertragungsfrequenzgang der Endstufe. Und dann spielt noch die der Endstufe vorhergehende Schaltung eine große Rolle: Ist sie hoch- oder niederohmig, welche Spannung kann sie unverzerrt zur Verfügung stellen? Wäre die Endstufe ein lineares und zeitinvariantes System, man könnte ihren Frequenzgang aufnehmen und hätte einen guten Ausgangspunkt für Vergleiche. Gitarrenverstärker-Endstufen werden aber übersteuert, sind also nichtlineare Systeme, und deshalb ergeben Kleinsignalmessungen nur einen sehr beschränkten Hinweis auf ihr Verhalten.

Als Beispiel für die beim Verstärkervergleich auftretenden Probleme möge ein Vergleich von VOX AC-30 und Fender Super-Reverb dienen. Der VOX leistet 30 W, der Fender 40 W. Im VOX-Gehäuse sitzen zwei 12"-**Lautsprecher**, im Fender vier 10-Zöller. Belässt man jeder Endstufe ihre Original-Lautsprecher, vergleicht man nicht nur Endstufen, sondern auch Lautsprecher. Schließt man die VOX-Lautsprecher an den Fender an, riskiert man deren Zerstörung, weil Celestion nur je 15 W Belastbarkeit angibt. Ganz im Übrigen: Die typische Impedanz der Super-Reverb-Lautsprecher ist 2 Ω, beim VOX sind's 16 Ω. Man kann die VOX-Lautsprecher auf 4 Ω umlöten, hat damit aber eine andere Konfiguration. Und beide Verstärker mit den Fender-Lautsprechern betreiben? Bezüglich der Belastbarkeit wäre das möglich, es bleibt aber die unterschiedliche Leistung, die unterschiedliche Lautsprecherverzerrungen zur Folge haben könnte (und Subharmonische sind sehr pegelabhängig).

Weil somit nur ein und derselbe Lautsprecher als Last für alle zu vergleichenden Verstärker infrage kommt: Was bliebe als endstufenspezifischer Unterschied übrig? Zuerst der **Innenwiderstand**. Weil der beim VOX hoch, beim Fender mittel und beim JTM niedrig ist, formt die Lautsprecherimpedanz den Übertragungsfrequenzgang mehr oder weniger. In der Resonanz kann die Lautsprecherimpedanz auf 40 Ω oder auf 150 Ω ansteigen, und das bedeutet bei hochohmiger Quelle einen Spannungspegel-Unterschied von fast 12 dB, bei niederohmiger Quelle hingegen einen fast unveränderten Pegel – ein gewaltiger Unterschied, der weder der Endstufe alleine, noch dem Lautsprecher alleine zuzuordnen ist. Auch wenn Endstufen weder reine Stromquellen, noch reine Spannungsquellen sind – der Unterschied zwischen z.B. einem AC-30 (R_i ist ca. 80 Ω) und einem JTM-45 (ca. 3 Ω) ist diesbezüglich erheblich.

© M. Zollner 2007

Ursache des unterschiedlichen Innenwiderstandes ist die **Endstufen-Gegenkopplung**: Der JTM-45 ist stark gegengekoppelt, der Super-Reverb etwas weniger stark, der AC-30 gar nicht. Neben dem Innenwiderstand beeinflusst die Gegenkopplung auch die nichtlinearen Verzerrungen der Endstufe, die beim AC-30 größer sind als beim Super-Reverb und insbesondere beim JTM-45. Auch in der Art der Verzerrungen bestehen Unterschiede: Bei stärkerer Übersteuerung verändert sich das Tastverhältnis bei JTM-45 und Super-Reverb, und damit nehmen (bei Sinusaussteuerung) die quadratischen **Verzerrungen** zu. Demgegenüber bleibt das Ausgangssignal beim AC-30 weitgehend halbwellen-antimetrisch, mit dominantem k_3.

🛠 Text in Bearbeitung

© M. Zollner 2007

10.5.13 Pentode/Triode/Ultralinear

In der Endstufe eines typischen Gitarrenverstärkers arbeiten Pentoden: EL-34 im Marshall, EL-84 im VOX, 6L6-GC im Fender. Oder vergleichbare Röhren (5881, KT-66, KT-88), aber immer Pentoden, und keine Trioden. Dass einige dieser Röhren eigentlich Strahl-Tetroden sind, soll hier nicht stören, denn ihre Leitbleche sind ja auch eine Art fünfte Elektrode, auch wenn in der strengen Theorie noch immer Unterschiede zu einem echten Bremsgitter verbleiben. Da diese Unterschiede im Folgenden aber keine Bedeutung haben, möge Pentode synonym zu Strahl-Tetrode stehen.

In einer Triode beschleunigt die aussteuerungsabhängige Anodenspannung die Elektronen, deshalb ist die Röhren-Verstärkung bei kleiner Anodenspannung klein. Bei der Pentode hat demgegenüber die Anodenspannung nur wenig Einfluss auf den Emissionsstrom, weil das Schirmgitter – unabhängig von der Aussteuerung – auf hohem Potential liegt. Die Ausgangskennlinien der Pentode verlaufen deshalb (außer im anfänglichen Verteilungsgebiet) fast horizontal, der Innenwiderstand ist größer als bei Trioden. Bei der Gesamtbetrachtung von Wirkungsgrad, Innenwiderstand und Klirrfaktor bemerkten nun die HiFi-Entwickler, dass sowohl die Pentode, als auch die Triode einen suboptimalen Randbereich belegten, und suchten nach einem Kompromiss. Dieser fand sich in der **Ultralinear-Schaltung**: Hierbei liegt das Schirmgitter der Endröhren weder auf konstantem Potential (Pentodenbetrieb), noch auf Anodenpotential (was in etwa Triodenbetrieb entspricht), sondern dazwischen. Da am Ausgangsübertrager ja alle Spannungen zwischen Betriebsspannung und Anodenspannung zur Verfügung stehen, muss man nur eine geeignete "Anzapfung" aus der Primärwicklung herausführen. Deshalb hat ein Ultralinear-Ausgangsübertrager nicht drei, sondern fünf Primäranschlüsse. Die Signalrückführung auf die Schirmgitter (g_2) bewirkt eine Gegenkopplung, was beim HiFi-Verstärker als Vorteil angesehen wurde. Beim Gitarrenverstärker anscheinend nicht, denn nur wenige Versuche schafften den Sprung in die Produktion, z.B. der 79er Twin-Reverb. Oder, man höre und staune, der 200-Watt-Marshall: Ultralinear-Endstufe, für geringste Verzerrungen. Bei der JCM-800-Serie geht's dann aber wieder ohne Ultralinearisierung zur Sache.

Durch das Verringern der Schirmgitterspannung sinkt die erreichbare Maximalleistung. Das kann man ausnutzen, um einen 100-W-Verstärker in einen 50-W-Verstärker umzuwandeln: Umschalter an beide Schirmgitter, sodass entweder die volle Betriebsspannung, oder die Anodenspannung an die Schirmgitter gelangt. Natürlich könnte man auch die Verstärkung reduzieren, wenn's zu laut wird, aber Endstufenverzerrungen entstehen erst bei Übersteuerung. Sind die Schirmgitter mit den (zugehörigen) Anoden verbunden, arbeiten die Endpentoden in einer Art **Triodenbetrieb**: Mit kleinerer Maximalleistung, aber auch mit kleinerem Innenwiderstand. Der Wechsel vom Pentoden- in den Triodenbetrieb ändert deshalb nicht nur die Maximalleistung (Lautstärke), sondern auch den Klang. Bei Betrieb mit hohem Innenwiderstand werden Lautsprecher-Resonanzen und Höhen betont, im Triodenbetrieb verliert der Sound an Brillanz und Volumen. In welchem Ausmaß es tatsächlich zu hörbaren Änderungen kommt, hängt (neben der Schirmgitterspannung) auch von der Endstufen-Gegenkopplung ab: Änderung der Schirmgitterspannung bedeutet Änderung der Verstärkung, also der Schleifenverstärkung, und somit Änderung des Gegenkopplungsfaktors. Gegebenenfalls muss deshalb beim Umschalten der Schirmgitterspannungen auch die Gegenkopplungsschleife umgeschaltet werden. Auf den **Arbeitspunkt** hat die Pentoden/Trioden-Umschaltung hingegen keine Auswirkungen, weil sich in Ruhe die Anodenspannung fast nicht von der Betriebsspannung unterscheidet (die Primärwicklung ist für Gleichstrom niederohmig).

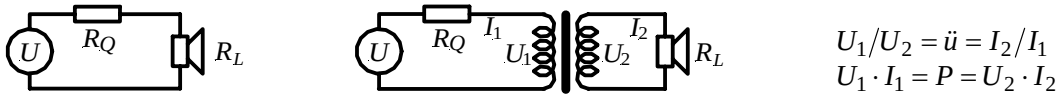
© M. Zollner 2007

10.6 Ausgangsübertrager

Die optimalen Lastwiderstände üblicher Leistungsröhren liegen typischerweise im Kiloohmbereich – sie sind damit ca. 1000 mal so groß wie die typischen Lautsprecherwiderstände. Wenn man als Beispiel einen 8-Ω-Lastwiderstand an eine Quelle anschließt, deren Innenwiderstand 8000 Ω beträgt, fallen 99,9% der erzeugten Leistung am Innenwiderstand ab, und nur 0,1% am Lastwiderstand; das ist natürlich inakzeptabel. Röhren arbeiten bei hohen Spannungen (400 V), können aber nur relativ kleine Ströme verarbeiten (0,2 A). Bei handelsüblichen Lautsprechern ist es dagegen genau umgekehrt: Ein 4-Ω-Lautsprecher braucht 16 V, um 64 W aufzunehmen; hierbei fließen 4 A durch den Lautsprecher. Der Ausgangsübertrager (Ausgangstransformator, Ausgangstrafo) hat die Aufgabe, die hochohmige Röhrenschaltung an den niederohmigen Lautsprecher **anzupassen**. Prinzipbedingt wirkt er daneben aber auch als Filter, das tiefe und hohe Frequenzen sperrt, und er erzeugt spezielle nichtlineare Verzerrungen. Während nun die Anpassung eines Ausgangsübertragers relativ leicht zu berechnen ist, entziehen sich die linearen und nichtlinearen Verzerrungen einer exakten Beschreibung. Diesbezügliche Modelle sind deshalb entweder unzureichend, oder unanschaulich. Oder beides. Die folgenden Erläuterungen versuchen, Anschaulichkeit auf der Basis spezifischer Messungen herzustellen. Die verwendeten Ausgangstransformatoren sind genretypisch, repräsentieren aber keinen ausgesuchten Stichproben-Median.

10.6.1 Das lineare Modell

Impedanzen (komplexe Widerstände) sind nur im linearen Modell definiert [20], und deshalb kann auch die Impedanz-Transformation nur für einen linearen Ausgangsübertrager berechnet werden. Wechselspannungsquelle ist die Röhrenschaltung, die als Spannungsquelle mit (in Reihe liegendem) Quellwiderstand R_Q angenommen wird, der Lautsprecherwiderstand R_L ist die Last (**Abb. 10.6.1**). Zunächst sind also Quell- und Lastwiderstand rein reell.



$$U_1/U_2 = \ddot{u} = I_2/I_1$$
$$U_1 \cdot I_1 = P = U_2 \cdot I_2$$

Abb. 10.6.1: Wechselspannungsquelle mit Lastwiderstand, ohne/mit idealem Anpassungs-Übertrager.

Der in dieser Abbildung dargestellte Übertrager ist **ideal**, er wird vollständig durch die beiden angegebenen Gleichungen beschrieben; $\ddot{u}$ ist das **Windungsverhältnis** $\ddot{u} = N_1/N_2$, das auch **Übersetzungsverhältnis** genannt wird. Die im Schaltbild gezeichneten Wicklungen dürfen also nicht als Induktivitäten interpretiert werden – sie haben rein symbolischen Charakter. Die o.a. **Idealisierung** steht u.U. im krassen Gegensatz zur Realität: Der ideale Übertrager kann auch Gleichstrom übertragen, was ein realer Übertrager nicht kann. Für erste Betrachtungen stört diese Diskrepanz aber nicht, bei Bedarf kann und muss dieses **Modell** erweitert werden. Als weitere Konsequenz der Idealisierung ist der Übertrager verlustfrei: $U_1 \cdot I_1 = U_2 \cdot I_2$. In seinem Inneren wird Energie weder gespeichert, noch in Wärme dissipiert. Auch hiervon weicht der reale Übertrager ab: In seinen Wicklungen wird sehr wohl Wärme erzeugt, was dieses einfache Modell aber auch (noch) nicht berücksichtigt. Und auch die vom Eisenkern bedingten Nichtlinearitäten (magnetische Hysterese) kann dieses Modell nicht nachbilden, ebenso wenig wie Wicklungskapazitäten und Streufluss. Alle diese spezifischen Eigenschaften müssten in einem realistischen Modell nachgebildet werden, und damit lässt sich schon erahnen, wie umfangreich dieses werden kann.

© M. Zollner 2008

Sehr gut kann hingegen mit dem idealen Übertrager die Leistungsanpassung gezeigt werden: Die Quelle (Spannungsquelle mit Quellwiderstand) 'sieht' als Last den Eingangswiderstand R_E des Ausgangsübertragers (**AÜ**):

$$R_E = \frac{U_1}{I_1} = \frac{U_2 \cdot \ddot{u}}{I_2 / \ddot{u}} = \frac{U_2}{I_2} \cdot \ddot{u}^2 = R_L \cdot \ddot{u}^2$$ Widerstands-Transformation

Der sekundäre Lastwiderstand (R_L) wird durch den AÜ in den primären Eingangswiderstand des AÜ abgebildet (transformiert). Ist dieser Eingangswiderstand R_E sehr klein im Vergleich zu R_Q, wird der Hauptteil der Leistung an R_Q abgegeben, und nicht an R_L. Ist R_Q hingegen groß, wird zwar fast alle Leistung an R_L abgegeben, wegen $P \sim 1/ R_E$ wird diese Leistung aber um so kleiner, je größer der Widerstand ist. Als **Anpassungs-Optimum** wird deshalb häufig die Gleichheit von Innen- und Lastwiderstand angestrebt: $R_Q = R_E$. Aus dieser einfachen Bedingung kann dann bei bekanntem Innen- und Lastwiderstand das Übersetzungsverhältnis berechnet werden: $\ddot{u} = \sqrt{R_Q / R_L}$. Beispielsweise ergibt sich für R_Q = 7200 Ω und R_L = 8 Ω ein Übersetzungsverhältnis (ein Windungsverhältnis) von $\ddot{u}$ = 30 (Röhrenverstärker Kap. 10.6.2).

Wie bewerkstelligt der Ausgangsübertrager nun diese Transformation, wie erzeugt er aus den primären Größen die sekundären? Über die magnetische Kopplung zweier Wicklungen, deren Windungsverhältnis dem Übersetzungsverhältnis $\ddot{u}$ entspricht. Der durch die Primärwicklung fließende Primärstrom I_1 erzeugt ein **Magnetfeld**, das beim idealen Übertrager vollständig die Sekundärwicklung durchdringt und in ihr die sekundäre Spannung U_2 induziert. Wenn der Übertrager sekundär belastet ist, was den Normalfall darstellt, fließt auch im Sekundärkreis eine Strom, der nun ebenfalls ein Magnetfeld erzeugt, das (beim idealen Übertrager) vollständig die Primärwicklung durchdringt, und dort eine Spannung induziert. Die beiden Kopplungsvorgänge (Strom → Feld → Spannung) dürfen/müssen überlagert werden, und hieraus kann der allgemeine Fall errechnet werden [4, 7, 17, 18, 20]. Ein zu einer Wicklung aufgewickelter Draht muss in einem **Ersatzschaltbild** (**ESB**) aber zumindest durch einen reellen Widerstand (Kupferwiderstand) und eine Induktivität (Magnetfeld) nachgebildet werden, und hiermit erhält man eine erste Erweiterung des idealen Übertrager-Schaltbildes. Und da die magnetische Kopplung der beiden Wicklungen eine unverzichtbare Grundlage ist, muss auch sie Eingang in das Übertrager-ESB finden. Wie man dieses ESB aus den physikalischen Wechselbeziehungen erhält, wird hier nicht explizit hergeleitet – hierüber existiert ausführliche Literatur (s.o.). Grundsätzlich lässt sich der reale Übertrager durch einen speziellen idealen Übertrager und mehrere Ergänzungszweipole nachbilden. Der spezielle ideale Übertrager wird durch sein Übersetzungsverhältnis $\ddot{u}_i$ vollständig beschrieben, für ihn gilt das bei Abb. 10.6.1 gesagte. Die Ergänzungszweipole bilden näherungsweise die Eigenschaften nach, in denen sich der reale Übertrager vom idealen unterscheidet. Aber nochmals: Das sind Näherungen, deren Anwendbarkeit in jedem Einzelfall zu prüfen ist.

Die wichtigsten Eigenschaften, die mit Ergänzungszweipolen nachgebildet werden, sind Verlustwiderstände, Induktivitäten, und Streuungen. Verluste entstehen im Kupferdraht und im Magnetkern, Induktivitäten entstehen durch (gekoppelte) Wicklungen, und Streuungen entstehen, weil beim realen Übertrager eben nicht der gesamte, von einer Wicklung erzeugte Magnetfluss die andere Wicklung durchdringt, sondern zum Teil daran vorbei geht. Wie groß diese Streuungen sind, definiert der **Streufaktor** σ (auch: Streugrad), für den alternativ auch der **Kopplungsfaktor** $k = \sqrt{1-\sigma}$ angegeben wird. Ein Streufaktor von σ = 0% entspricht vollständiger Kopplung (= ideal feste Kopplung), ein Streufaktor von 100% bedeutet nichtgekoppelte Wicklungen. Es gibt unterschiedliche Ersatzschaltbilder, deren individuelles $\ddot{u}_i$ vom Windungsverhältnis abweichen kann.

© M. Zollner 2008

In **Abb. 10.6.2** sind zwei der wichtigsten ESB dargestellt. R_1 bzw. R_2 stehen für die reellen Anteile der Wicklungsimpedanzen, sie bilden die Kupferwiderstände nach. L_1 bzw. L_2 sind die Induktivitäten der Primär- bzw. Sekundärwicklung. Für sekundären Leerlauf misst man an der Primärseite die Eingangsimpedanz $R_1 + j\omega L_1$. Für primären Leerlauf misst man an der Sekundärseite die Ausgangsimpedanz $R_2 + j\omega L_2$. Die im rechten ESB mit M bezeichnete Induktivität heißt **Gegeninduktivität**, es gilt: $M = k\sqrt{L_1 L_2}$, $k = \sqrt{1-\sigma}$, $\ddot{u} = N_1/N_2 = \sqrt{L_1/L_2}$.

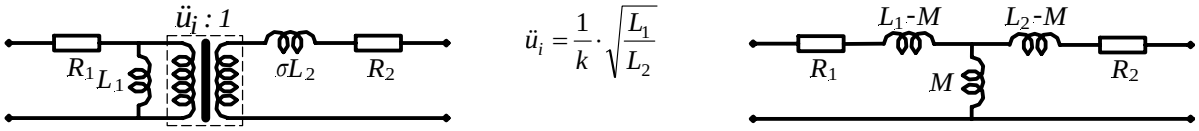


Abb. 10.6.2: Übertrager-Ersatzschaltbilder. Der Übertrager des linken ESB ist ideal (und somit induktivitätsfrei). Die Induktivitäten des rechten ESB können u.U. negativ werden, was die Gültigkeit aber nicht einschränkt.

Außer den reellen Widerständen, die durch eine Gleichstrommessung leicht ermittelt werden können, hat das ESB **drei Freiheitsgrade**: L_1, L_2 und k. L_1 und L_2 können z.B. durch eine Impedanzmessung bei kontralateralem Leerlauf bestimmt werden, bei kontralateralem Kurzschluss ermittelt man den Kopplungsfaktor. Die Messung des primären Gleichstromwiderstandes R_1 eines AÜ bereitet keinerlei Probleme, beim sekundären Gleichstromwiderstand ist zu berücksichtigen, dass dieser sehr niederohmig sein kann (u.U. $R_2 < 0.1\Omega$). Bei der Induktivitätsmessung ist zu beachten, dass das o.a. ESB nur begrenzt praxistauglich ist; Wicklungs- und Streukapazitäten beeinflussen ebenfalls die Impedanz (Abb. 10.6.4).

Bei beiden in Abb. 10.6.2 angegebenen ESB unterdrückt die im Querzweig liegende Induktivität die Übertragung von Gleichspannung – es entsteht ein **Hochpass**. Um tiefe Frequenzen übertragen zu können, muss die Querinduktivität folglich möglicht groß sein. Da die Induktivität in etwa vom Quadrat der Windungszahl abhängt, wäre eine Wicklung mit hoher Windungszahl wünschenswert – dadurch steigt aber der Kupferwiderstand, und die in ihm entstehenden Verluste. Soll der Kupferwiderstand niedrig bleiben, muss der Drahtquerschnitt groß sein – dann ist aber ein Übertrager mit großem Wicklungsquerschnitt erforderlich, d.h. ein großer Übertrager. **Einfaches Fazit: Übertrager, die große Leistungen und tiefe Frequenzen übertragen sollen, sind groß**. Zur Auswahl des Drahtquerschnittes liefert die **Stromdichte** einen ersten Anhaltswert: Soll primär ein Effektivstrom von 0.11 A fließen, wäre bei 3.5 A/mm^2 ein 0.2-mm-Draht zweckmäßig. 3.5 A/mm^2 sind lediglich als Orientierungswert zu verstehen; bei großen Übertragern wird man etwas kleinere Stromdichten annehmen müssen, vor allem, wenn die umgebende Luft durch heiße Röhren aufgeheizt wird. Der in der Sekundärwicklung fließende Strom I_2 ist um $\ddot{u}$ größer als der Primärstrom I_1, die sekundäre Windungszahl N_2 ist hingegen das $1/\ddot{u}$-fache der Primärwindungszahl N_1; das Produkt aus Stromstärke und Windungszahl ist folglich bei Primär- und Sekundärwicklung dasselbe. Zumindest beim idealen Übertrager – beim realen Übertrager gibt es kleinere Abweichungen, die aber für eine orientierende Betrachtung ignoriert werden können. Legt man für Primär- und Sekundärwicklung gleiche Stromdichten zugrunde, folgt aus der Gleichheit von $I_1N_1 = I_2N_2$, dass die **Wicklungs-Querschnittsflächen** beider Wicklungen gleich groß sein sollten. Die gesamte Wicklungs-Querschnittsfläche, die bei einem M55-Übertrager beispielsweise 2.2 cm^2 beträgt, wird folglich je zur Hälfte der Primär- und Sekundärwicklung zur Verfügung gestellt. Dass die Primärwicklung, deren Spannung 1000 V überschreiten kann, zusätzliche Isolationslagen benötigt, dass spezielle kapazitätsarme Wicklungen einen anderen Aufbau erfordern, dass Anzapfungen zusätzliche Zuleitungsdrähte und damit zusätzlichen Platz benötigen – all das fällt unter das Stichwort spezielle Eigenschaften und zeigt, dass Übertrager herstellerspezifische Unterschiede aufweisen können, die sich nicht auf den ersten Blick offenbaren.

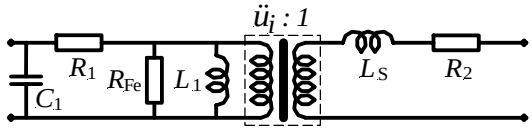
© M. Zollner 2008

Der als Beispiel genannte M55-Übertrager hat eine Wicklungsfläche von 2.2 cm^2, also 1.1 cm^2 für jede Wicklung. Dieser Wert darf allerdings nicht einfach durch die Drahtquerschnittsfläche geteilt werden, weil Lackisolation und Drahtzwischenräume auch Platz beanspruchen. 2000 Windungen eines 0.2-mm-Drahtes sollten sich aber gerade noch unterbringen lassen. Setzt man nun für den durch diese Wicklung fließenden Strom den aus der Stromdichte berechneten Wert an, also z.B. 0.11 A, so erhält man eine magnetische Durchflutung von 220 A, und (in erster Näherung) eine magnetische Feldstärke von 1.7 kA/m. Aus thermischer Sicht mag diese Dimensionierung in Ordnung sein, aus nachrichtentechnischer Sicht ist sie's nicht: Die bei Übertragern üblichen Kernmaterialien (Trafobleche) sind bei derart hohen Feldstärken weitgehend "gesättigt", der Magnetfluss kann bei Erhöhung der Feldstärke kaum mehr zunehmen, die Folge wären starke nichtlineare Verzerrungen. Schröder empfiehlt im 1. Band seiner *Elektrischen Nachrichtentechnik* bei dem in Ausgangsübertragern üblichen Dynamoblech-IV als maximal zulässige magnetische Feldstärke 0.1 kA/m – die o.a. Übersteuerung ist also gewaltig. Alternativ kann auch die **maximale magnetische Flussdichte** berechnet werden:

$$\hat{B} = \frac{\sqrt{2} \cdot \tilde{U}_1}{2\pi f \cdot N_1 \cdot A_{Fe}}$$

Spitzenwert der magnetischen Flussdichte.
N_1 = prim. Windungszahl, A_{Fe} = Eisenquerschnitt.

Aus der Reziprozität zur Frequenz wird ersichtlich, dass für eingeprägte Primärspannung U_1 die Flussdichte mit steigender Frequenz abnimmt – Probleme könnten folglich vor allem bei tiefen Frequenzen entstehen. Die Untersuchung nichtlinearer Effekte erfolgt aber erst in Kap. 10.6.4, zunächst wird das Verhalten bei kleiner Aussteuerung betrachtet. Die in Abb. 10.6.2 vorgestellten (linearen) Ersatzschaltbilder ermöglichen, Impedanzen und Übertragungsverhalten eines Ausgangsübertragers näherungsweise zu beschreiben. Im höheren Frequenzbereich verbleiben aber merkliche Defizite, weil kapazitive Windungskopplungen und Eisenverluste noch nicht berücksichtigt sind. Streng genommen ist jedes differentielle Windungsstückchen mit allen anderen kapazitiv verkoppelt, zur Nachbildung dieser unendlich vielen Koppelkapazitäten reicht aber *eine* **Ersatzkapazität** aus. Auch die **Eisenverluste** (Hysterese- und Wirbelstromverluste) können mit einem Widerstand in guter Näherung nachgebildet werden, sodass als erweitertes Ersatzschaltbild die in **Abb. 10.6.3** dargestellte Schaltung einen guten Kompromiss zwischen Aufwand und Genauigkeit darstellt. Da der Streufaktor der hier betrachteten Übertrager selten 1% übersteigt, kann immer mit der Näherung $\ddot{u}_i \approx \ddot{u}$ gerechnet werden.



C_1 = Wicklungskapazität,
L_1 = Primärinduktivität, $L_S = \sigma \cdot L_1 / \ddot{u}^2$
R_1, R_2 = Kupferwiderstände,
R_{Fe} = Eisenverluste, $\ddot{u}_i = \ddot{u} / \sqrt{1-\sigma}$
L_S = Streuinduktivität.

Abb. 10.6.3: Übertrager-Ersatzschaltbild[♣] (lineares Modell). Nichtlineares Verhalten siehe Kap. 10.6.4.

In **Abb. 10.6.4** sind den mit dem o.a. Modell erzielten Impedanz-Berechnungen Messungen gegenübergestellt. Da alle diese Übertrager in Gegentaktschaltungen verwendet werden, ist ihre Primärwicklung in zwei Hälften unterteilt – Rechnung und Messung erfolgten jeweils an einer Hälfte der Primärwicklung. Bei sekundärem Leerlauf sind die Primärimpedanzen dieser beiden Wicklungshälften praktisch identisch, bei sekundärem Kurzschluss ergeben sich aber Unterschiede, die auf unterschiedliche Wicklungskopplungen zurückzuführen sind. Bei niederohmiger Belastung (also auch bei Lautsprecherlast) ist deshalb im höheren Frequenzbereich die Gegentakt-Ansteuerung nicht mehr symmetrisch.

[♣] Die Kapazität kann auch parallel zu L_1 geschaltet werden; die Unterschiede sind gering.

© M. Zollner 2008

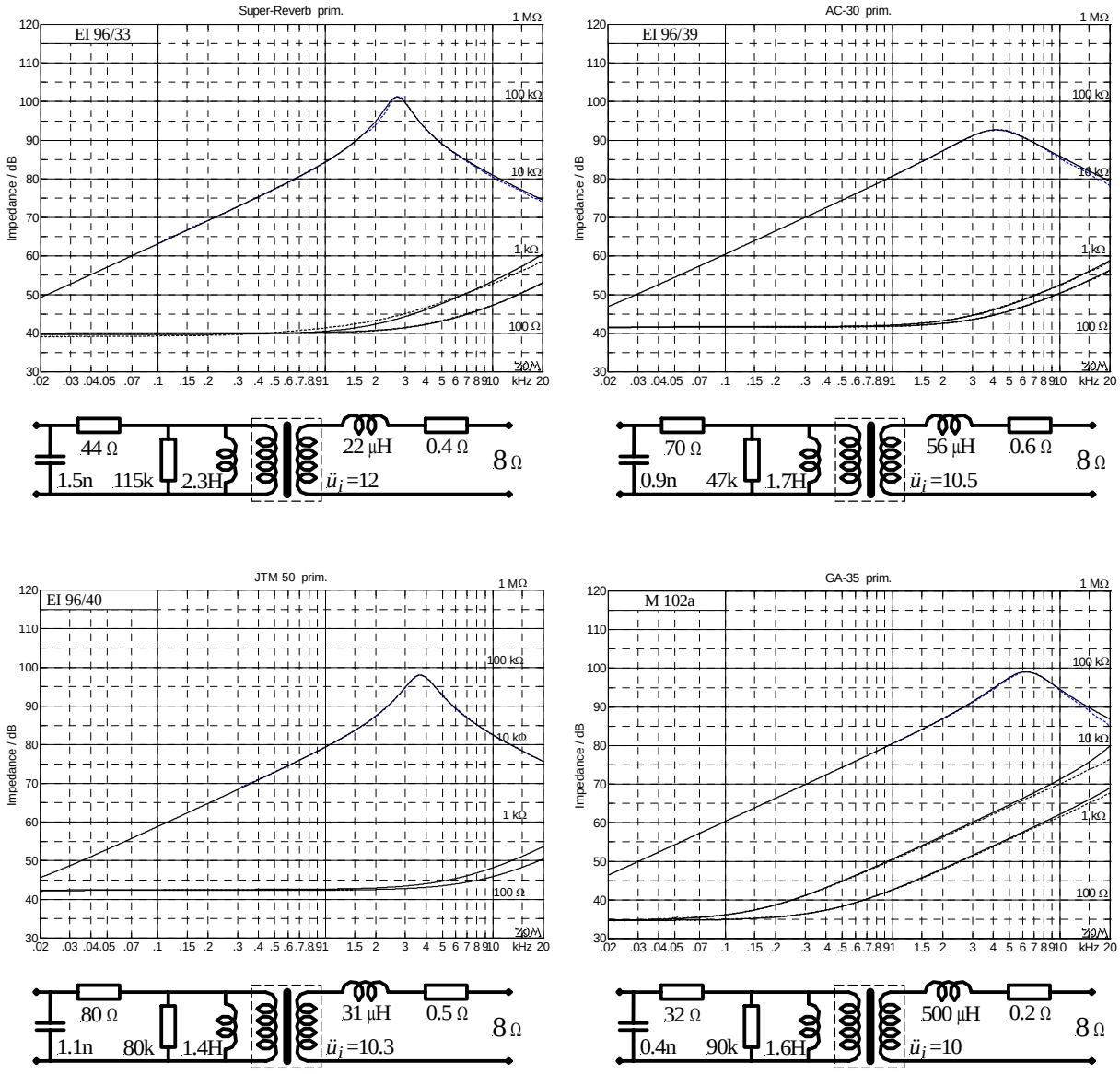


Abb. 10.6.4: Vergleich von Impedanzmessungen (------) und Modellrechnungen (———), jeweils für eine Hälfte der Primärwicklung (R_a). Die beiden Leerlaufimpedanzen sind praktisch identisch, die Kurzschluss-Impedanzen unterscheiden sich wegen unterschiedlicher Kopplungsfaktoren.

Über weite Bereiche sind in Abb. 10.6.4 Mess- und Rechenwerte praktisch identisch, es gibt aber auch Abschnitte, in denen die Unterschiede deutlich werden. Grundsätzlich wäre es nicht schwierig, das Modell um ein paar Komponenten zu erweitern, sodass im gesamten Frequenzbereich eine gute Übereinstimmung erzielt wird; im Interesse der Allgemeingültigkeit soll das o.a. Ersatzschaltbild aber unverändert bleiben – die Abweichungen halten sich ja in Grenzen.

Abb. 10.6.4 kann auch entnommen werden, dass – zumindest bei den untersuchten Übertragern – das Ersatzschaltbild gut geeignet ist, **für linearen Betrieb** die primäre Lastimpedanz (d.h. die Endröhrenbelastung) nachzubilden. Allerdings: Linear arbeiten Ausgangsübertrager nur bei *sehr* kleinen Leistungen, typisch $P < 1$ mW. Insbesondere die **Querinduktivität** (L_1) hängt bei üblichen Ausgangsleistungen sehr stark von der Aussteuerung ab. So einfach die linearen Ersatzschaltbilder sind, bei Ausgangsübertragern ist ihre Anwendbarkeit doch stark eingeschränkt. Deshalb geht Kap. 10.6.4 ausführlicher auf das nichtlineare Verhalten ein.

© M. Zollner 2008

10.6.2 Impedanz-Anpassung und Übertragung

Der Begriff Impedanz-Anpassung wird häufig so interpretiert, dass für maximale Leistungsabgabe Quell- und Lastimpedanz gleich groß (bzw. konjugiert) sein müssen. Bei der Leistungs-Tetrode 6L6-GC nennt das Datenblatt einen Innenwiderstand von 35 kΩ, woraus man folgern könnte, dass die Primärimpedanz des Ausgangsübertragers ebenfalls 35 kΩ betragen müsse. Gleichzeitig findet man im Datenblatt aber auch den sog. "optimalen Außenwiderstand", und der beträgt nur 1.4 kΩ. Daraus folgt: Diese Tetrode ist (wie alle Tetroden♣) eine hochohmige Quelle, sie arbeitet näherungsweise als **Stromquelle**. Die von einer Stromquelle abgegebene Leistung ist proportional zum Lastwiderstand: Je hochohmiger die Last, desto größer die abgegebene Leistung. Dieser einfache Zusammenhang wird aber von drei nichtlinearen Bedingungen beschränkt: Der maximal zulässigen Anoden-Verlustleistung, der maximal zulässigen Anodenspannung, und der Anoden-Restspannung. Aus diesen nichtlinearen Bedingungen ergibt sich der **optimale Lastwiderstand** (= Außenwiderstand), und nicht aus der Gleichheit von Innen- und Lastwiderstand. In der Regel ist es ausreichend, den Röhren-Innenwiderstand als groß gegenüber dem Lastwiderstand anzunehmen; der optimale Lastwiderstand (pro Anode) liegt bei Gegentaktschaltungen zumeist zwischen 1 – 2 kΩ.

Der Ausgangsübertrager vergrößert den sekundären Lastwiderstand (das ist in der Regel der Lautsprecherwiderstand) um das Quadrat des Übersetzungsverhältnisses, als Beispiel:

Ein 8-Ω-Lastwiderstand wird für $\ddot{u} = 12$ in $144 \times 8\ \Omega = 1152\ \Omega$ transformiert.

Eine Unterscheidung zwischen dem Windungsverhältnis $\ddot{u} = N_1/N_2$ und dem Übersetzungsverhältnis $\ddot{u}_i$ des Ersatzschaltbildes ist in der Regel nicht nötig, da sich diese beiden Werte zumeist um weniger als 1% unterscheiden (Abb. 10.6.3). Auch der Röhren-Innenwiderstand R_i wird mit $\ddot{u}^2$ transformiert: Der Innenwiderstand der den Lautsprecher antreibenden Ersatzquelle beträgt $R_i / \ddot{u}^2$, im Beispiel $35\,k\Omega / 144 = 243\,\Omega$. Solange die Endstufe nicht übersteuert, wird der Lautsprecher näherungsweise mit **Stromeinprägung** betrieben – falls die Endstufe nicht gegengekoppelt ist. Denn die bei vielen Verstärkern verwendete Spannungs/Spannungs-**Gegenkopplung** reduziert den Innenwiderstand der Endstufe. Perfekte Spannungseinprägung wird bei üblichen Röhren-Endstufen aber nicht erreicht (hingegen bei den meisten Transistor-Endstufen, die jedoch nicht Gegenstand dieser Untersuchungen sind).

In **Abb. 10.6.5** ist das aus Kap. 10.5 bekannte Ausgangskennlinienfeld eine Endpentode angegeben, sowie lastabhängige Übertragungskurven. Die Steigung der **Arbeitskennlinie** kann für

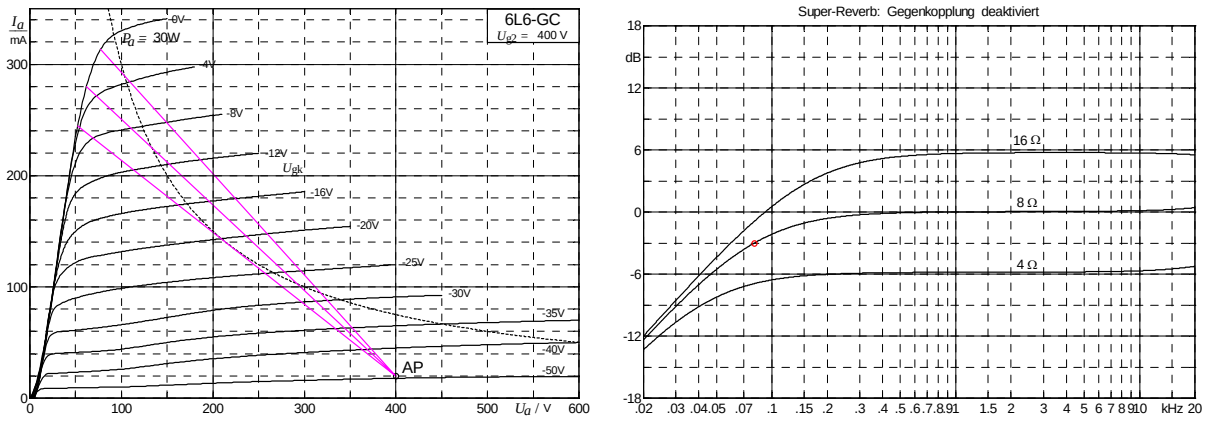


Abb. 10.6.5: Ausgangskennlinienfeld (links), Übertragungsfrequenzgang am 8-Ω-Ausgang für 4/8/16 Ω Last.

♣ sofern sie nicht im Triodenmodus arbeiten (Triodenmodus = g2 und a verbunden).

© M. Zollner 2008

festen Sekundärwiderstand (z.B. 8Ω) durch Variation des Übersetzungsverhältnisses ($\ddot{u}$) beliebig geändert und an das Kennlinienfeld angepasst werden: Größeres $\ddot{u}$ gibt flacheren Verlauf der Arbeitsgeraden, also kleineren Anodenstrom und größeren Spannungshub.

Der mit $\ddot{u}^2$ transformierte Röhren-Innenwiderstand ist aber nicht im gesamten Frequenzbereich der für den Lautsprecher maßgebliche Quellwiderstand. Wie das in Abb. 10.6.2 vorgestellte Ersatzschaltbild zeigt, ist bei tiefen Frequenzen die im Querzweig liegende Induktivität L_1 impedanzbestimmend: Sie schließt die Quelle zu tiefen Frequenzen hin kurz, und bewirkt einen **Hochpass**. Hierbei ist allerdings zu berücksichtigen, dass diese Induktivität **nichtlinear** ist – darum darf nicht von einem konventionellen Hochpass gesprochen werden (Kap. 10.6.4). Die in Abb. 10.6.5 dargestellten Übertragungskurven erhält man mit entmagnetisiertem Trafokern, aber nur bei untypisch kleiner Aussteuerung: **ca. 1 µW**. Nun wird niemand einen 45-W-Verstärker bei so kleiner Ausgangsleistung spielen – hierbei kann ein Röhrenverstärker nicht die Klangformungen vornehmen, wegen derer er gebaut wurde. Bei etwa dieser Leistung mussten aber die in Abb. 10.6.5 dargestellten Kurven ermittelt werden, andernfalls wäre die Hauptinduktivität L_1 unziemlich aussteuerungsabhängig geworden. Das in der Nachrichtentechnik so beliebte **Kleinsignal-Ersatzschaltbild** ist damit zwar noch nicht gänzlich unbrauchbar, aber die Tiefenwiedergabe bedarf einer speziellen Modellierung (Kap. 10.6.4). Grundsätzlich verliert die Querinduktivität mit steigender Frequenz an Bedeutung, die Übertragung wird (an reeller Last) frequenzunabhängig. Zu ganz hohen Frequenzen hin, die der typische Gitarren-Lautsprecher aber kaum mehr wiedergeben kann, können sich dann die Auswirkungen der unvollständigen Feldkopplungen und der Wicklungskapazitäten bemerkbar machen, ein dramatischer Effekt ist diesbezüglich aber in aller Regel nicht zu erwarten.

Leistungsverstärker werden immer für einen reellen **Nenn-Lastwiderstand** spezifiziert, die Impedanz eine Lautsprechers ist aber immer frequenzabhängig. In **Abb. 10.6.6** sind deshalb Übertragungsfrequenzgänge für Lautsprecherbelastung dargestellt – man sieht deutlich, wie sich die frequenzabhängige Lautsprecherimpedanz auf den Frequenzgang abbildet. Die Endstufe des Super-Reverb ist zwar normalerweise gegengekoppelt, für diese Messungen wurde aber die Gegenkopplung deaktiviert, andernfalls würden die Eigenschaften des Ausgangstransformators zu sehr abgeschwächt werden (Betrieb mit Gegenkopplung: Kap. 10.5). Der Betrieb am Lautsprecher ergibt eine Höhenanhebung (Schwingspulen-Induktivität), und zwischen 70 und 100 Hz eine von der Lautsprecherresonanz verursachte Schmalbandanhebung. Bei beiden Betriebsarten zeigt sich für sehr kleine Aussteuerung (P < 1mW) eine durch die Hauptinduktivität bedingte Tiefenabsenkung (siehe auch Kap. 10.6.4).

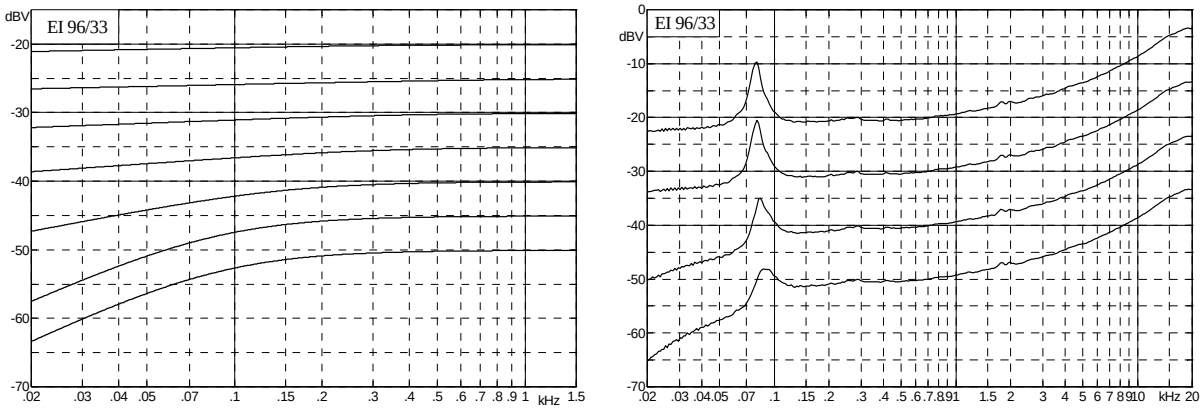


Abb. 10.6.6: Übertragungsfrequenzgang; Trafo sekundär mit 8 Ω (links) bzw. mit realem Lautsprecher belastet. Gegenkopplung deaktiviert. Bei 8 Ω Last ergibt ein Spannungspegel von –20 dBV $\Rightarrow$ P = 1.25 mW.

© M. Zollner 2008

10.6.3 Wicklungskapazitäten und -unsymmetrien

Damit die Gegentakt-Endstufe beide Signal-Halbwellen betrags- und phasenrichtig zusammensetzen kann, müssen die beiden Primärwicklungen des Ausgangsübertragers gleichartig sein. Sind sie natürlich nicht, weil sie nicht an der selben Stelle im Wickelkörper sein können. Wickelt man zuerst die eine Primärwicklung, und darauf die andere, so erkennt man sofort die ungleiche Drahtlänge. Messungen im oberen Frequenzbereich werden zudem Unterschiede im Kopplungs- bzw. Streufaktor und in der Wicklungskapazität erkennen lassen. Um diese Probleme abzumildern, unterteilt man die Wicklungen (**Abb. 10.6.7**), und wickelt diese Teilwicklungen abwechselnd übereinander (bei **mehrkammerigen** Übertragern auch nebeneinander).

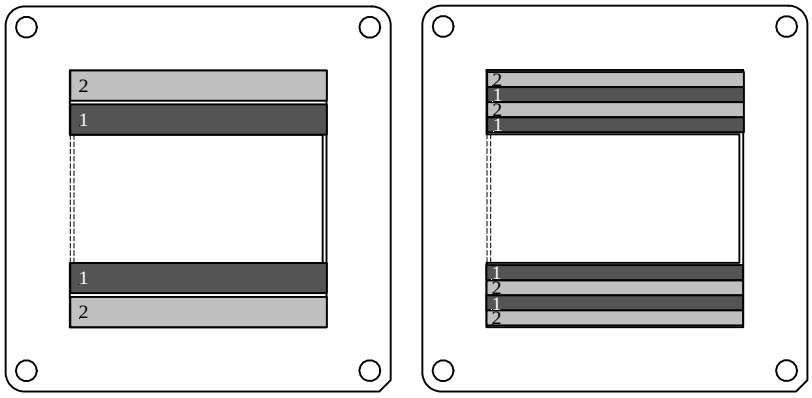


Abb. 10.6.7: Wicklungsaufbau. Bei der 'verschachtelten' Wicklung (rechtes Bild) wechseln sich Teile verschiedener Wicklungen ab. Bei aufwändig gebauten Übertragern findet man mehrfach verschachtelte Primär- und Sekundärwicklungen.

Im *RL*-Ersatzschaltbild des Übertragers (Abb. 10.6.2) ist die relative **Bandbreite** (f_H / f_T) reziprok zum **Streufaktor**; bei günstigem Wicklungsaufbau erreicht man drei Frequenzdekaden, was auch für HiFi-Qualität ausreicht. Die **Wicklungskapazität** darf aber nicht völlig ignoriert werden, zum Beschreiben der hochfrequenten Übertragungscharakteristik ist im Ersatzschaltbild zumindest *eine* Kapazität erforderlich (z.B. Abb. 10.6.3). Und diese Kapazität bestimmt (zusammen mit den anderen Parametern) die obere Grenzfrequenz, sie ist genau so wichtig wie die Streuinduktivität. Als Beispiel werden zwei Übertrager untersucht, die beide für den Fender **Deluxe Tweed** angeboten werden: Der 1750E von Hammond, und der TAD-1839. In **Abb. 10.6.8** sind für Last = 8 Ω bzw. 80 Ω Übertragungsfrequenzgänge angegeben, die (bei Stromeinprägung auf *eine* Primärspule) am sekundären Ausgang gemessen wurden. Beide Übertrager zeigen bei reeller 8-Ω-Last eine hochfrequente Resonanzüberhöhung, Auswirkung von Streuinduktivität und Wicklungskapazität. Da Lautsprecher aber keine reellen Widerstände darstellen (Kap. 11), wurde ergänzend auch bei 80-Ω-Belastung gemessen, und dabei werden plötzlich gravierende Unterschiede sichtbar. Spezifikationen bei Nennbelastung sind folglich ein notwendiges, aber kein hinreichendes Kriterium.

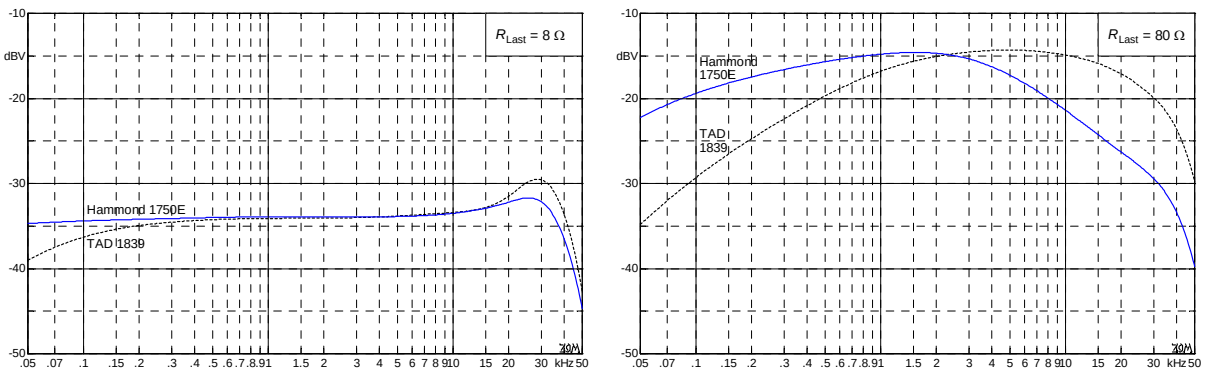


Abb. 10.6.8: Übertragungsfrequenzgänge bei Stromeinprägung (0.16 mA) auf *eine* Primärwicklung.

© M. Zollner 2008

Die Kurzdiagnose zu Abb. 10.6.8 könnte lauten: *Der Hammond hat zu wenig Höhen, der TAD zu wenig Bässe*. Doch das ist zu sehr vereinfacht, die Bewertung muss differenzierter ausfallen. Die Messungen erfolgten ja bei ziemlich kleinem Primärstrom, und da ist – siehe Abb. 10.6.6 – die Hauptinduktivität relativ klein. Und im hohen Frequenzbereich wird eine reale Lautsprecherimpedanz auch nicht 80 Ω erreichen, also sind ergänzende Messungen mit realer Lautsprecherbelastung nötig. **Abb. 10.6.9** zeigt hierzu Messungen, bei denen der Ausgangsübertrager mit einem in ein Deluxe-Gehäuse eingebauten **Jensen-P12N** belastet war. Mit Stromeinprägung offenbart sich wieder die leichte Bassschwäche des TAD-Übertragers, die aber bei Betrieb an einer Endstufe mit zunehmender Aussteuerung an Bedeutung verliert. Das Höhendefizit des Hammond-Übertragers bleibt auf Bereiche begrenzt, die für einen bis ca. 5 kHz übertragenden 12"-Lautsprecher keine praktische Bedeutung haben, sodass nunmehr das **Fazit** lautet: In dem für E-Gitarren wichtigen Übertragungsbereich hat der Hammond-1750E gegenüber dem TAD-1839 marginale Vorteile, die einen kleinen Preisaufschlag rechtfertigen würden. Doch Überraschung: Der 1839 kostet anno 2012 bei TAD stolze 86,20 Euro, der Hammond 1750E hingegen bei Tube-Town nur 34,70 Euro. Sowohl TAD als auch Tube-Town bieten eine ganze Reihe weiterer Ausgangsübertrager an, Kap. 10.6.5 bringt hierzu ergänzende Messergebnisse.

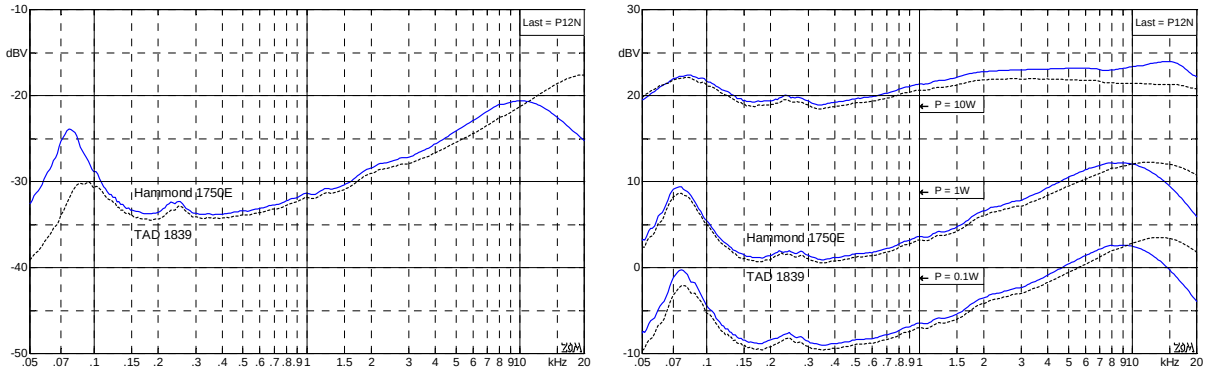


Abb. 10.6.9: Übertragungsfrequenzgänge bei Lautsprecherbelastung; Stromeinprägung (li.), Endstufe (re.). 20 dBV ergeben an 8 Ω => P = 12.5W, zu P = 10 W gehört ein Spannungspegel von 19 dBV. Bei Spannungspegeln um 20 dBV tritt (bei dieser 6V6-GT-Endstufe) bereits eine deutliche nichtlineare Begrenzung auf.

In Abb. 10.6.8-9 wurde die Übertragung von *einer* Primärwicklung auf die Sekundärwicklung untersucht – es gibt aber *zwei* Primärwicklungen, die unterschiedlich magnetisch und kapazitiv auf die Sekundärseite koppeln. **Abb. 10.6.10** zeigt hierzu beide Übertragungsfunktionen. Auch hier wird deutlich, dass ein reines *RL*-Ersatzschaltbild nicht ausreicht. Aber auch, dass die Unterschiede auf Bereiche begrenzt bleiben, die im Gitarrenverstärker irrelevant sind.

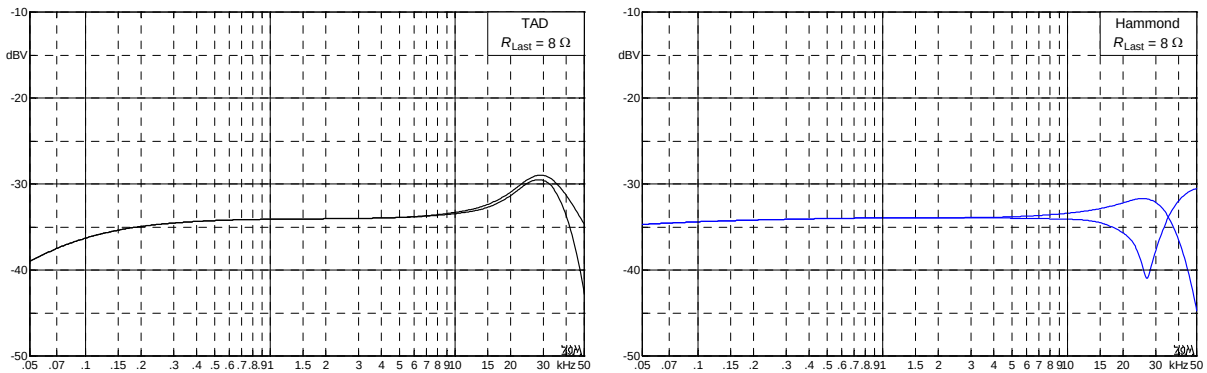


Abb. 10.6.10: Übertragungsfrequenzgänge. Primäre Stromeinprägung, unsymmetrische Primärwicklungen.

© M. Zollner 2008

10.6.4 Das nichtlineare Modell

Den Zusammenhang zwischen der magnetischen Feldstärke *H* und dem elektrischen Strom *I* beschreibt das Durchflutungsgesetz, den Zusammenhang zwischen elektrischer Spannung *U* und magnetischer Flussdichte *B* beschreibt das Induktionsgesetz; beide "Gesetze" sind lineare zeitinvariante Abbildungen. Der Zusammenhang zwischen *B* und *H* wird hingegen durch eine nichtlineare, zeitvariante Abbildung beschrieben: $B = \mu \cdot H$. Die Permeabilität μ ist bei den im Übertragerkern verwendeten ferromagnetischen Blechen eine nichtlineare Größe, deren Wert sowohl von der Feldstärke, als auch von der Vorgeschichte abhängt (vergl. Kap. 4).

Einen ersten Eindruck von dieser Kern-Nichtlinearität erhält man bei der Messung der Übertrager-Impedanz. Verändert man den durch die Primärwicklung eines Ausgangsübertragers fließenden sinusförmigen Wechselstrom und misst gleichzeitig die daran abfallende Wechselspannung, so ergibt sich ein stromabhängiger Quotient (**Abb. 10.6.11**). Aus dem zeitlichen Verlauf der Spannung bzw. der magnetischen Flussdichte erkennt man schon bei mäßigen Amplituden starke Nichtlinearitäten, d.h. Abweichungen vom sinusförmigen Verlauf, die ihre Ursachen in der Hysterese-Krümmung haben (Kap. 4).

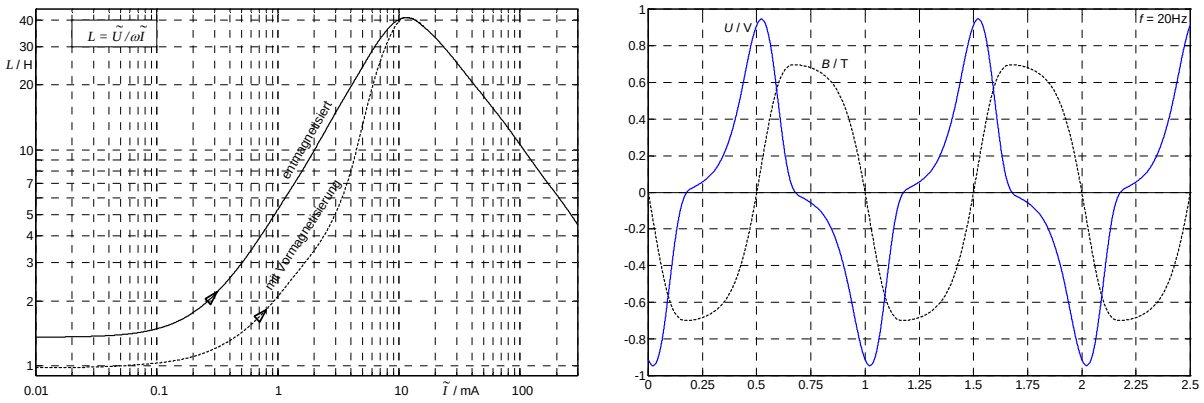


Abb. 10.6.11: Messungen an der Primärwicklung (EI-96). Die im linken Bild angegebene "Induktivität" ist eine spezielle, nichtlineare Größe. Rechtes Bild: Sekundär-Spannung (LL) und Flussdichte bei Stromeinprägung.

Der Zusammenhang zwischen *B* und *H* ist aber nicht nur **nichtlinear**, sondern in gewisser Weise auch **zeitvariant**: Zum einen gibt es unendlich viele Hystereseschleifen, zum anderen können diese nur in einer Richtung durchlaufen werden – zu einer Feldstärke gehören dabei zwei (verschiedene!) Flussdichten. Natürlich reagiert das Kernmaterial jedes Mal in identischer Weise, wenn vom vollständig entmagnetisierten Zustand ausgegangen wird, insofern ist das Verhalten schon zeitinvariant. Nach dem Abschalten einer externen Quelle verbleibt das Kernmaterial aber für beliebig lange Zeit in einem voll- oder teilremanenten Zustand, und beim erneuten Aussteuern ergibt sich eine individuelle Kennlinie, die von der vorherigen Aussteuerung abhängig ist – insofern Zeitvarianz. In Abb. 10.6.11 sind zwei Kurven eingezeichnet: Die obere wurde an einem vollständig entmagnetisierten Kern gemessen, die untere entstand, nachdem der Kern durch ein Gleichfeld stark magnetisiert worden war, das zur *L*-Messung aber wieder abgeschaltet wurde – zurück blieb dabei eine remanente Magnetisierung. Zuletzt ist noch zu berücksichtigen, dass kleine Aussteuerungen, die um einen Offsetpunkt erfolgen, nicht auf der großen Hystereseschleife verlaufen (siehe Kap. 4.10.3, reversible Permeabilität). All diese nichtlinearen und zeitvarianten Effekte sorgen dafür, dass Messungen an Ausgangs-Übertragern nicht ganz trivial sind. Hinzu kommt, dass die Daten der untersuchten Übertrager in aller Regel nicht bekannt sind, und (zerstörungsfrei) nur näherungsweise ermittelt werden können – die im Folgenden dargestellten Kurven sind somit toleranzbehaftet.

© M. Zollner 2008

Ferromagnetismus ist eine Eigenschaft des Kristallgefüges: Im nichtmagnetisierten ferromagnetischen Material sind die räumlichen Orientierungen der zu Weißschen Bezirken gruppierten Elementarmagnete statistisch gleichverteilt – ihre Wirkung hebt sich nach außen hin auf. Ein z.B. durch Stromfluss verursachtes äußeres Magnetfeld verschiebt die Grenzen der Weißschen Bezirke (Blochwände), wodurch eine Richtungspolarisation entsteht. Diese teils reversiblen, teils irreversiblen Wandverschiebungen hängen in stark nichtlinearer Charakteristik von der magnetischen Feldstärke ab, und dies ist die Grundlage des nichtlinearen elektrischen Verhaltens. In **Abb. 10.6.12** ist der Zusammenhang zwischen Feldstärke *H* und Flussdichte *B* für kleine Aussteuerung dargestellt: Man erkennt sehr gut, wie sich die Hystereseschleife mit zunehmender Aussteuerung aufrichtet, und wie dadurch die Permeabilität zunimmt. Im rechten Bild sind die mit Flussdichteeinprägung ermittelten Feldstärken dargestellt, sie zeigen schon bei geringer Aussteuerung eine Formabweichung und eine zunehmende Phasenverschiebung gegenüber dem Flussdichteverlauf (unskaliert gestrichelt eingezeichnet).

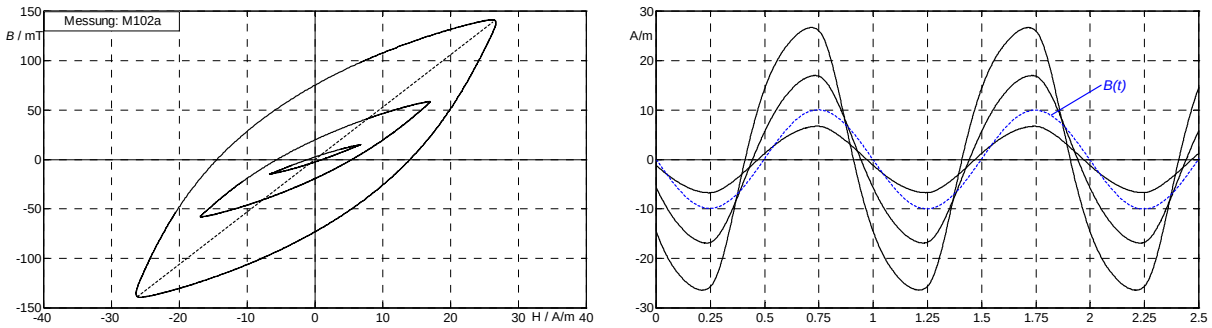


Abb. 10.6.12: Hystereseschleifen. Im rechten Bild sind Feldstärke-Zeitfunktionen angegeben, die mit sinusförmiger Flussdichteeinprägung ermittelt wurden; der Zeitverlauf einer Flussdichte ist gestrichelt (unskaliert).

Die in Abb. 10.6.12 verwendete Flusseinprägung ist leicht erreichbar: Spannungseinprägung an einer Wicklung ergibt (über das Induktionsgesetz) **Flusseinprägung**[♣]. Die auf die anderen Wicklungen übertragenen Spannungen sind bei dieser Betriebsart in guter Näherung ebenfalls sinusförmig – allerdings ist dies nicht der bei Röhrenendstufen typische Fall. Diese prägen nämlich a priori den Strom ein, und dann sind die Wicklungsspannungen nichtlinear verzerrt. **Abb. 10.6.13** zeigt diesen Betriebszustand: Schon bei relativ kleinen Feldstärken tritt eine nichtlineare Flussverzerrung auf, die – differenziert – zu Verzerrungen bei der Spannung führt. Hierbei handelt es sich nicht um Röhren-Übernahmeverzerrungen, sondern um reine Hysterese-Verzerrungen (die Feldstärke-Einprägung verläuft hier nahezu verzerrungsfrei).

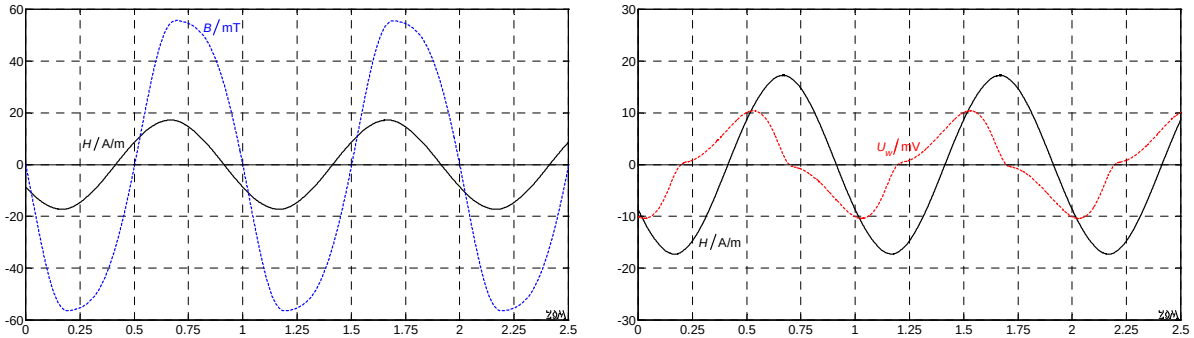


Abb. 10.6.13: Über den Primärstrom eingeprägte Sinus-Feldstärke *H* und zugehörige Flussdichte *B* (links); daraus resultierende nichtlinear verzerrte Windungsspannung U_W (rechts).

♣ Der Spannungsabfall am Kupferwiderstand der Wicklung kann, falls erforderlich, kompensiert werden.

© M. Zollner 2008

Die in Abb. 10.6.13 dargestellten Kurven wurden an einem EI-96-Kern bei sekundärem Leerlauf gemessen. Bei sekundärer Belastung tritt diese Art der Nichtlinearität mit steigender Frequenz zunehmend in den Hintergrund. Klammert man die Übertragung hoher Frequenzen zunächst aus, lässt sich das Ersatzschaltbild (Abb. 10.6.3) rigoros vereinfachen: Der sekundäre Kupferwiderstand R_2 ($\approx$ 0,5 Ω) wird zum Lautsprecher-Nennwiderstand addiert, die Streuinduktivität L_S kann entfallen, die Wicklungskapazität C_1 ebenso, damit ist in diesem Modell die Sekundärseite reell belastet. Transformiert man diese sekundäre Last (mit $\ddot{u}^2$) durch den Übertrager, erhält man auf der Primärseite einen zu L_1 parallel liegenden äquivalenten Lastwiderstand $R' = \ddot{u}^2 \cdot (R_2 + R_L)$. Als Richtwert für diesen primären Lastwiderstand kann von ca. R' = 1 kΩ ausgegangen werden, sofern man *eine* Primärwicklung betrachtet♣. Gegenüber diesem Wert können die Eisenverluste (R_{Fe}) vernachlässigt werden, und damit bleiben im Ersatzschaltbild nur drei Elemente übrig: Der primäre Kupferwiderstand R_1, die nichtlineare Querinduktivität L_1, und der transformierte Lastwiderstand R' (**Abb. 10.6.14**). Somit teilt sich der Primärstrom in zwei Teile: Den nichtlinear verzerrten Magnetisierungsstrom (durch L_1), und den Laststrom. Gegenüber dem Laststrom wird der Magnetisierungsstrom mit steigender Frequenz immer kleiner, und damit bedeutungsloser – die nichtlinearen Verzerrungen nehmen ab.

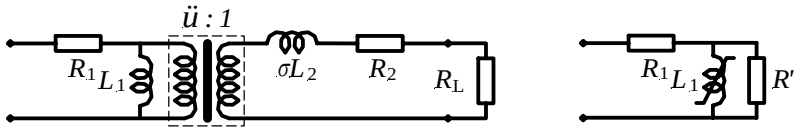


Abb. 10.6.14: Übertrager-Ersatzschaltbild (links), Zweipol-Vereinfachung für tiefe Frequenzen (rechts).

Es wurde schon darauf hingewiesen, dass diese Querinduktivität nichtlinear ist, und dass deshalb streng genommen keine Übertragungsfunktion definierbar ist. Der Quotient aus effektivem Quellenstrom und effektiver Ausgangsspannung ist dennoch bestimmbar, er ist in **Abb. 10.6.15** (links) dargestellt. Im rechten Bild fallen zwei Besonderheiten auf: Die Flankensteigung beträgt nicht 20 dB/Dekade, und die **Grenzfrequenz** ist aussteuerungsabhängig: Mit zunehmender Leistung wird die Tiefenübertragung besser. Wie man sieht, macht es wenig Sinn, nach der klassischen Dimensionierungsregel die Hauptinduktivität auf der Basis der Anfangspermeabilität zu ermitteln – denn hiermit landet man im µW-Bereich, und der ist bei Gitarrenverstärkern praxisfremd. Dagegen könnte (und sollte) man sich am Sättigungsverhalten des Kernmaterials orientieren, und bei hoher Aussteuerung die Flussdichte ermitteln – ihre Begrenzung (Sättigung) liefert Hinweise auf die dominierenden magnetischen Verzerrungen.

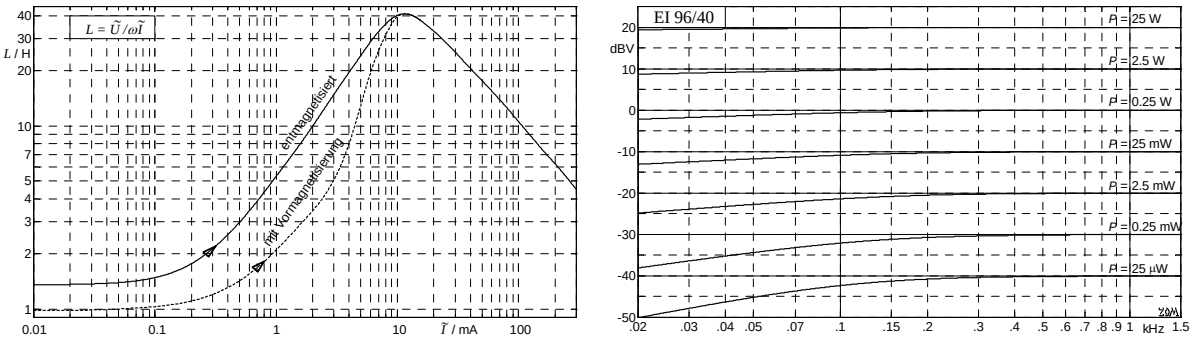


Abb. 10.6.15: Links: Aussteuerungsabhängige Hauptinduktivität (**——** Kern entmagnetisiert, ----- mit Remanenz). Rechts: Aussteuerungsabhängiger nichtlinearer Hochpass (Stromeinprägung, Trafokern entmagnetisiert). Die spezifizierten Leistungen werden bei 1 kHz an den reellen Nennwiderstand (4 Ω) abgegeben.

♣ Für *beide* Primärwicklungen ist nicht der doppelte, sondern der vierfache Wert anzusetzen (Kap. 10.5.5).

© M. Zollner 2008

Ehe auf die Magnetverzerrungen genauer eingegangen wird, noch eine kurze Bemerkung zur Vormagnetisierung bzw. **Entmagnetisierung** des Kerns: Es darf nicht erwartet werden, dass der Kern immer remanenzfrei betrieben wird. Irgendwann wird stark magnetisiert (und wenn's nur beim Einschaltknack ist), und daraus kehrt der Arbeitspunkt an eine Stelle der Hysterese zurück, die nicht unbedingt dem flussfreien Koordinatenursprung entspricht. Und noch etwas verdient Beachtung: Nur bei genau übereinstimmenden Anodenströmen wird in Gegentaktendstufen der Ausgangsübertrager nicht vormagnetisiert. Zumeist weichen aber die Anodenströme voneinander ab, und der dabei auftretende Differenzstrom magnetisiert den Kern. Als Folge wird die Hauptinduktivität kleiner, und die geradzahligen Verzerrungen nehmen zu.

Beim entmagnetisierten Kern (!) sind die Hystereseschleifen punktsymmetrisch, und deshalb enthält das Verzerrungsspektrum nur ungerade Harmonische. Zumeist wird die kubische Klirrdämpfung a_{k3} angegeben, u.U. kann auch noch die 5. Harmonische ausgewertet werden. Die Pegel der höherfrequenten Harmonischen sind demgegenüber häufig vernachlässigbar. **Abb. 10.6.16** zeigt über der (an den reellen Nennwiderstand abgegebenen) Wirkleistung die kubische Klirrdämpfung. In dem für Bühnenbetrieb wichtigen Leistungs- und Frequenzbereich (über 0.1 W, über 100 Hz) bleibt die Klirrdämpfung über 40 dB, der **Klirrfaktor** also unter 1%. Das ist gegenüber den von einer Röhrenendstufe verursachten Verzerrungen nicht der dominierende Effekt. Erst bei tiefen Frequenzen und hohen Leistungen, wenn sich der Fluss der Sättigungsgrenze nähert, steigen die Übertrager-Verzerrungen wieder steil an – aber auch da werden üblicherweise die Röhren-Verzerrungen überwiegen. Es bleibt dem Gitarristen natürlich unbenommen, für seinen 7-Saiter eine kraftvolle und verzerrungsfreie Grundtonübertragung zu fordern. Der Blick auf Lautsprecher-Frequenzgänge und -Verzerrungen (Kap. 11) führt dann aber geradewegs zu den Bass-Lautsprechern und -Verstärkern.

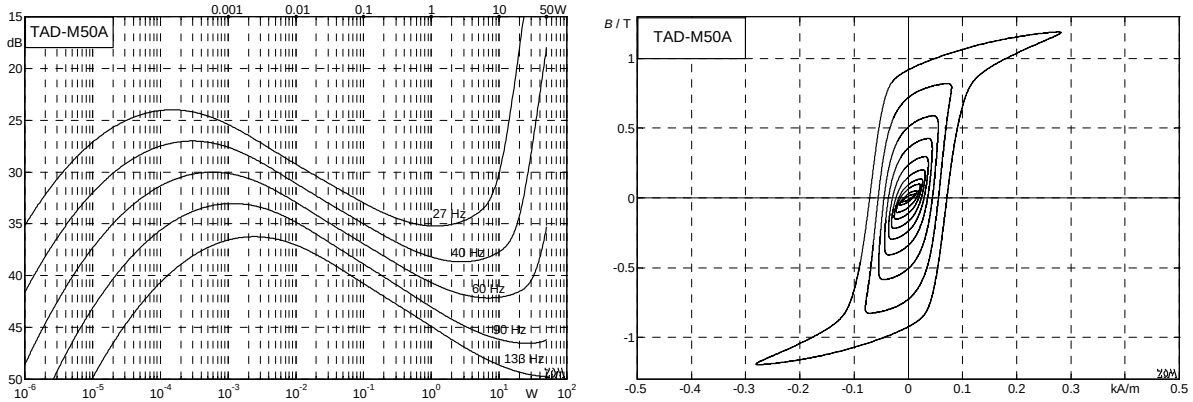


Abb. 10.6.16: Klirrdämpfung a_{k3} eines 50W-Ausgangsübertragers bei hochohmiger Ansteuerung und Nennbelastung. Die nichtlinearen Verzerrungen kommen nur vom Übertrager, nicht vom ansteuernden Verstärker. Die Hystereseschleife zeigt die Zusammenhänge zwischen magnetischer Feldstärke und Flussdichte (20 Hz).

Kurz zusammengefasst: Der Ausgangsübertrager weist mehrere Eigenschaften auf, die ihn von linearen, zeitinvarianten Bauteilen unterscheiden: 1) Seine Hauptinduktivität ist aussteuerungsabhängig, der Tieftonbereich wird um so schwächer übertragen, je kleiner der Signalpegel ist. 2) Der Klirrfaktor ist frequenz- und aussteuerungsabhängig: Je tiefer die Frequenz und je größer der Signalpegel, desto größer der Klirrfaktor; das Nebenmaximum um 1 mW hat für Gitarrenverstärker wenig Bedeutung. 3) Klirrfaktor und Tiefenwiedergabe hängen von der Remanenz, d.h. von der Vorgeschichte der Kernmagnetisierung ab. 4) Die Ruhestromgleichheit (bzw. -ungleichheit) der Endröhren entscheidet über den Anteil geradzahliger Verzerrungen – die Röhrenpaarung (das "Matching") ist diesbezüglich kritisch.

© M. Zollner 2008

Der Grund für das seltsame Verhalten des Ausgangsübertragers ist seine krumme Übertragungskennlinie. Den beiden Übertragerwicklungen[♣] kann man je einen Strom und eine Spannung zuordnen, die durch Übertrager und Lastwiderstand aufeinander abgebildet werden. Das ist klassische **Systemtheorie**: Systeme bilden Signale aufeinander ab [7]. Wenn ein System immer in gleicher Weise reagiert, ist es zeitinvariant, wenn Quellenfreiheit, Superposition und Proportionalität gelten, ist es linear. Der Übertrager ist weder / noch. Die folgenden Betrachtungen konzentrieren sich auf zwei (der vier) Signalgrößen, beim Übertrager könnten dies Eingangsstrom und Ausgangsspannung sein. Die Nomenklatur der mathematischen Analysis nennt die Eingangsgröße gerne *x*, die Ausgangsgröße *y*, und definiert mit $y = 5 \cdot x + 3$ eine sog. "lineare Funktion". Aus Sicht der Systemtheorie ist das zugehörige System aber nichtlinear, weil u.a. gegen die Forderung nach Quellenfreiheit verstoßen wird: Für $x = 0$ muss beim linearen System auch $y = 0$ sein. Für die Betrachtung funktionaler Abhängigkeiten muss noch ein weiterer Begriff eingeführt werden: **Speicherfreiheit** bedeutet, dass die Ausgangsgröße (*y*) zu jedem Zeitpunkt nur von der momentan anliegenden Eingangsgröße (*x*) abhängt. Jedes individuelle Wertepaar (x_i, y_i) kann dann als ein Punkt der *xy*-Ebene gedeutet werden, die Menge aller Punkte bildet den Funktionsgraph, der in der Systemtheorie **Übertragungskennlinie** genannt wird (und etwas ganz anderes ist als die Übertragungsfunktion). Der ideale Verstärker hat als Übertragungskennlinie eine durch den Nullpunkt gehende Gerade, deren Steigung ein Maß für den Verstärkungsfaktor ist. Die Übertragungskennlinie der Röhre (Kap. 10.1.3) ist demgegenüber gekrümmt, die Röhre verstärkt folglich nichtlinear. Daraus wird gerne der Lehrsatz abgeleitet: "Gekrümmte Übertragungskennlinien führen zu nichtlinearen Verzerrungen", doch so einfach ist die Sache nicht.

Betrachten wir das Übertragungsverhalten eines einfachen RC-Hochpasses. Seine Elemente (R und C) sind lineare Bauteile, also muss sein Übertragungsverhalten linear sein. Trägt man jedoch für sinusförmige Aussteuerung die Ausgangsgröße über der Eingangsgröße auf, ergibt sich eine **Ellipse** (**Abb. 10.6.17**), also eine **gekrümmte Kurve**. Die auch noch ihre Form ändert, wenn das Eingangssignal nicht mehr sinusförmig ist. Schon anhand dieser einfachen Beispiele erkennt man: Übertragungskennlinien machen Sinn, wenn das System speicherfrei ist – bei dynamischen (speichernden) Systemen gibt es keine statische Übertragungskennlinie, sondern allenfalls einen signalabhängigen Funktionsgraph.

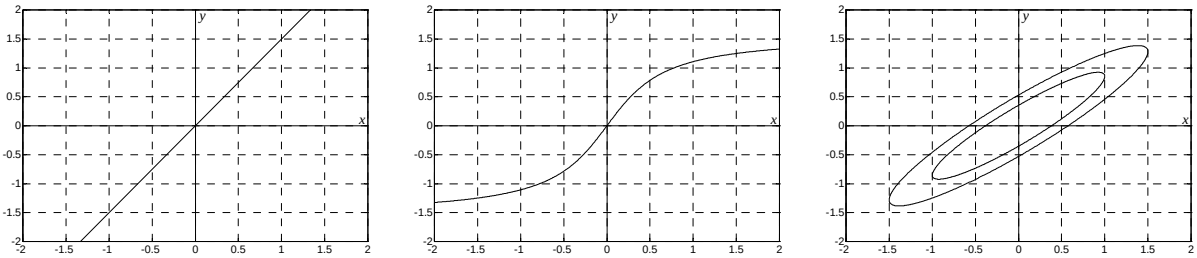


Abb. 10.6.17: Übertragungskennlinie eines linearen Systems (links), und eines nichtlinearen Systems (Mitte). Für das dynamische (gedächtnis- bzw. speicherbehaftete) System (rechts) sind zwei Aussteuerungen dargestellt.

Wie ist das nun beim Übertrager? Zwischen magnetischer Feldstärke (Abszisse) und magnetischer Flussdichte (Ordinate) besteht global betrachtet ein degressiver Funktionalzusammenhang, ähnlich dem in der Mitte dargestellten Verlauf, und zusätzlich erfolgt eine Aufspaltung der Kurve in zwei schleifenförmige Äste – es entsteht eine Schar degressiv gestauchter Ellipsen (Abb. 10.6.16). Das ist zweifellos nichtlinear, das ist dynamisch (gedächtnisbehaftet). Und doch ganz anders als beim einfachen RC-Hochpass.

[♣] Die Primärwicklung wird für diese Betrachtungen nicht unterteilt.

© M. Zollner 2008

Das dynamische Verhalten des RC-Hochpasses ergibt sich aus Umladevorgängen im Kondensator: Nach z.B. sprunghafter Änderung der Eingangsspannung dauert es eine Weile, bis sich der Kondensator auf die neue Spannung umgeladen hat♣. Dieses "Dauern", dieses Verzögern führt zu Phasenverschiebungen, und die sind der Grund, warum aus einer Linie eine Ellipse wird. Im ferromagnetischen **Eisenkern** des Übertragers folgt der Magnetfluss augenblicklich der Feldstärke, (durchaus vorhandene) Trägheitseffekte spielen bei den hier betrachteten sehr tiefen Frequenzen keine Rolle – die geschwungene, s-förmige Hysteresekurve gilt auch für quasistationäre Vorgänge, d.h. bei beliebig niedrigen Frequenzen.

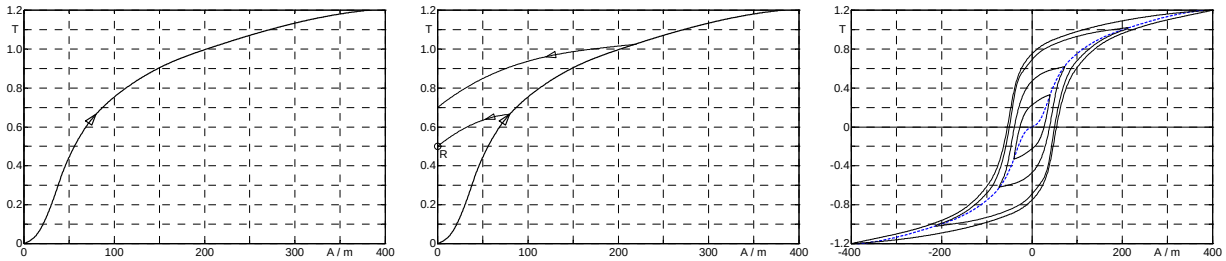


Abb. 10.6.18: Zusammenhang zwischen magnetischer Feldstärke *H* und magnetischer Flussdichte *B*.

Das linke Bild in **Abb. 10.6.18** zeigt den *B/H*-Zusammenhang für zunächst völlig entmagnetisierten Kern (sowohl *H* als auch *B* sind null). Erhöht man die Feldstärke, so folgt die Flussdichte auf einer erst progressiv, dann degressiv gekrümmten Kurve. Sobald nun aber von irgendeinem Punkt ausgehend die Feldstärke verringert wird, wandert der zugehörige *B*-Wert nicht mehr auf der aufwärts durchlaufenen Kurve zurück, sondern folgt einer wesentlich flacheren Rücklaufkurve (Mitte). Pendelt die Feldstärke zwischen zwei betragsgleichen Grenzwerten, so umschließt die *BH*-Kurve den Ursprung, wie im rechten Bild für vier Fälle dargestellt. Der Quotient aus *B* und *H* (die Steigung der Kurve) ist proportional zur Induktivität *L*.

Für sehr kleine Aussteuerung verläuft die Hysteresekurve flach (aber nicht horizontal), die Induktivität ist relativ klein. In diesem Bereich kann der *B/H*-Zusammenhang durch zwei Parabeläste beschrieben werden, die ihrerseits durch eine flache Ellipse angenähert werden können (**Abb. 10.6.19**). Die Parabeln ergeben eine nichtlineare Abbildung, die Ellipse ist hingegen linear. Mit zunehmender Aussteuerung richten sich die Parabeln (bzw. die Ellipse) auf, die Induktivität nimmt zu, bis dann bei großer Aussteuerung das Kernmaterial zunehmend gesättigt wird, und die Kurvensteigung wieder abflacht. Dieses nichtlineare Verhalten scheint nicht besonders kompliziert zu sein, doch nun muss auch noch bedacht werden, dass die Lautsprecher-Spannung nicht von der Flussdichte *B*, sondern von deren zeitlicher Ableitung abhängt ($U \sim dB / dt$). Wenn nicht mit einer idealen Strom- (oder Spannungs-) -quelle angesteuert wird, sind sowohl Strom als auch Spannung nichtlinear verzerrt und phasenverschoben, und die nichtlineare Induktivität ist auch noch aussteuerungsabhängig.

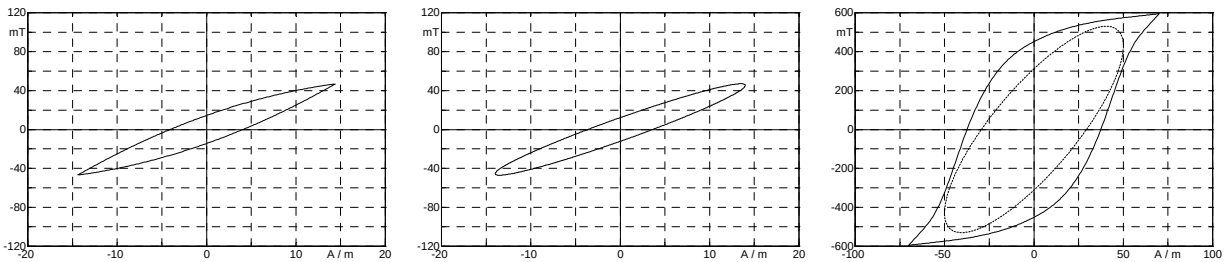


Abb. 10.6.19: Parabelnäherung, Ellipsennäherung, Grenzen der Ellipsennäherung bei beginnender Sättigung.

♣ Streng genommen dauert es unendlich lang, das muss hier aber gar nicht so genau untersucht werden.

© M. Zollner 2008

Für das Verständnis dieser gekoppelten linearen und nichtlinearen Abbildungen ist das in Abb. 10.6.14 entwickelte Ersatzschaltbild hilfreich. Bei kleinen Pegeln und tiefen Frequenzen ist die Hauptinduktivität L_1 relativ klein. Für eine konstante Ausgangsleistung (z.B. 1 µW) ist der Primärstrom (wg. $U \sim \omega LI$) reziprok zur Frequenz; bei der in Abb. 10.6.16 dargestellten Klirrdämpfungsmessung muss der Strompegel also um 3.5 dB abnehmen, wenn die Frequenz um den Faktor 1.5 vergrößert wird. Da kubische Verzerrungen in erster Näherung quadratisch von der Aussteuerung abhängen, wird die Klirrdämpfung folglich um 7 dB zunehmen, was bei ganz kleinen Leistungen (z.B. 1 µW) auch in guter Genauigkeit gemessen wird. Mit zunehmender Leistung nehmen (für konstante Frequenz) die Verzerrungen zu, gleichzeitig beginnt aber ab einem bestimmten Stromwert die Induktivität zu wachsen (Abb. 10.6.15). Sobald die Impedanz dieser wachsenden Induktivität die Größe des transformierten Lastwiderstandes erreicht hat, verliert der verzerrte Magnetisierungsstrom an Bedeutung, und die Verzerrungen gehen zurück – dies ist in Abb. 10.6.16 für die 90-Hz-Kurve bei ungefähr 1 mW der Fall. Wächst die Leistung (präziser: die Flussdichte) weiter an, beginnt ab ungefähr 1 T der Bereich der nichtlinearen Flussbegrenzung – die Verzerrungen nehmen abrupt zu. Das doch sehr eigenwillige Verzerrungsverhalten aus Abb. 10.6.16 ist damit erklärt, zumindest, was die reinen Übertrager-Verzerrungen betrifft. Dass auch Endröhren und Lautsprecher nichtlinear arbeiten und insbesondere die Lautsprecherimpedanz stark nichtlinear sein kann, wurde schon an anderer Stelle erläutert.

Ursache aller Übertrager-Verzerrungen ist die nichtlineare Permeabilität der **Kernbleche**, also ist es angebracht, deren Magnetparameter genauer zu untersuchen. Um ein Magnetfeld mit geringem Widerstand führen zu können, ist Material mit sehr hoher Permeabilität erforderlich: Ferromagnetisches Material, dessen Hauptbestandteil üblicherweise Eisen (Ferrum) ist. Dummerweise leitet Eisen auch elektrischen Strom relativ gut, und dadurch können bei höheren Frequenzen **Wirbelströme** ihre dämpfende Wirkung relativ ungehindert entfalten (siehe z.B. Kap. 5.9.2.4). Um dies zu erschweren, mischt man ein paar Prozent **Silizium** ins Eisen. Schon mit 1% Si kann die elektrische Leitfähigkeit halbiert werden, mit 5% Si geht sie sogar auf 1/5 zurück. Das ist wünschenswert, doch im Beipackzettel stehen dann die Nebenwirkungen: Mit zunehmendem Si-Gehalt nimmt die Sättigungsgrenze ab, und das Blech versprödet. Nach Heck [21] bricht bei mehr als 3.5% Si das Blech bereits beim Kaltbiegen, heißverarbeitete Bleche enthalten maximal 4.5% Si. **Abb. 10.6.20** zeigt **Kommutierungskurven** von typischen Kernblechen. Diese Kurven entstehen beim Verbinden der Umkehrpunkte der inneren Hystereseschleifen; sie entsprechen praktisch den Neukurven (in Abb. 10.6.18 gestrichelt). Die Silizierung ergibt noch einen weiteren Vorteil: Die Permeabilität bei kleiner Aussteuerung nimmt zu, die **Ummagnetisierungsverluste** nehmen ab (Kap. 4.10.4). Der Hauptgrund, dass die in Datenblättern abgebildeten Idealwerte in der Praxis nicht erreicht werden, liegt an den unvermeidlichen **Stoßfugen**: Wegen der sehr großen Permeabilitätsunterschiede zwischen Luft und Kernblech verschlechtern auch sehr kurze Luftspalte (0.1 mm) den magne-

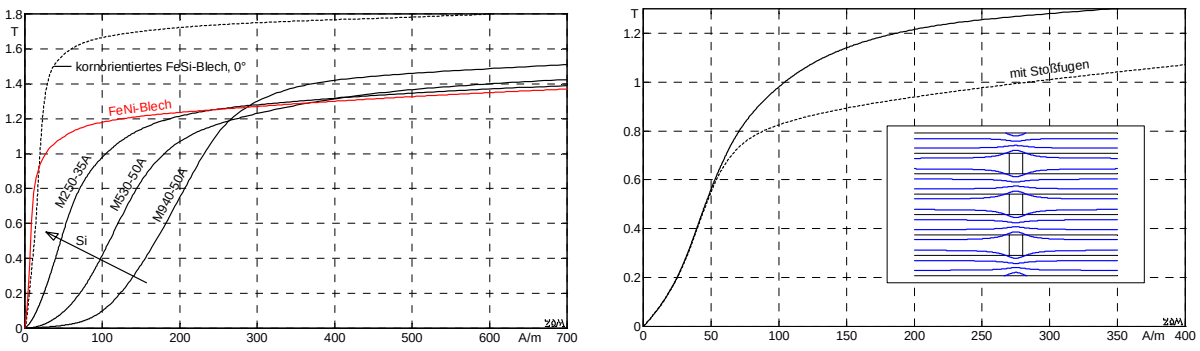


Abb. 10.6.20: Magnetische Kommutierungskurven verschiedener Kernbleche; Stoßfugeneinfluss.

© M. Zollner 2008

tischen Widerstand. Wenn die Kernbleche, wie in Abb. 10.6.20 angedeutet, wechselseitig geschichtet werden, entstehen bei einem EI-Kern je Magnetkreis vier überdeckte Stoßfugen. An jeder Stoßfuge wird die Flussdichte im Nachbarblech verdoppelt, wodurch die Sättigungsgrenze sinkt. Für das im Bild dargestellte Beispiel wurde die effektive Spaltbreite zu 0.2 mm angenommen – die geometrische Spaltbreite ist noch kleiner. Man sieht: eine schlampige Fertigung kann den Vorteil verlustarmer Kernbleche schnell zunichte machen.

Wie groß sind überhaupt diese **Kernverluste**? Für $\hat{B} = 1\text{T}$ spezifizieren die Datenblätter eine Verlustleistung von 1 – 2 W/kg, für den typischen 18-W-Übertrager (500 g_{Fe}) also 0.5 – 1 W. Bei 50 Hz. Die oft geäußerte Befürchtung, diese Ummagnetisierungsverluste würden proportional zur Frequenz zunehmen (weil ja mit steigender Frequenz die Hystereseschleife öfter durchlaufen wird), stimmt glücklicherweise nicht: Näherungsweise ist über der Frequenz die *Spannung* konstant♣, und deshalb nimmt die Aussteuerung mit zunehmender Frequenz ab. Ganz im Übrigen: Wenn der Übertrager bei 50 Hz 1 W *'verliert'*, müsste er ja bei 10 kHz 200 W *'verlieren'*. Nein, diese Verluste sind zwar vorhanden, bei dem einen Übertrager etwas mehr, bei dem anderen etwas weniger, aber sie sind nicht existenzbedrohend. Und deshalb ist es auch nicht erforderlich, die ca. 20mal so teueren **NiFe-Bleche** zu verwenden. Schon vor 50 Jahren schrieb H. Schröder: *Es zeigt sich immer wieder, dass es bei Übertragern, die hohe Leistungen zu übertragen haben, gar keinen Zweck hat, hochpermeable Werkstoffe wie Mumetall, Permalloy oder Permenorm zu verwenden. Sie werden viel zu leicht übersteuert [Lit.]*. Ist nicht ganz falsch, bedarf aber einer Ergänzung: Mumetall (engl. **Permalloy**) ist eine NiFe-Legierung mit 70 – 81 % Nickelgehalt. Hiermit erreicht man sehr hohe Permeabilitätswerte, aber nur magere 0.8 T Sättigungsflussdichte. Bei dem von Schröder erwähnten **Permenorm** ist der Nickel-Gehalt geringer (36 %), die Sättigungsflussdichte höher (1,4 T). 50%ige NiFe-Legierungen erreichen inzwischen auch schon 1,6 T – fast so gut wie bei FeSi-Blechen (2 T).

Die **Sättigungsflussdichte** wird häufig mit der übertragbaren Maximalleistung in Verbindung gebracht – meist zu Unrecht, wie folgendes Beispiel verdeutlicht: Die Primärwicklung liegt an einer Spannungsquelle, die Sekundärwicklung ist unbelastet, der Primärstrom hängt i.W. von der Hauptinduktivität ab. Nun wird sekundär (reell) belastet, der Primärstrom steigt. Je niedriger der sekundäre Lastwiderstand, desto größer der Primärstrom, desto weiter wird die Hysteresekurve ausgesteuert? Müsste doch, siehe Durchflutungsgesetz! Nein, denn auch der nun fließende Sekundärstrom erzeugt ein Magnetfeld, und das ist dem Primärfeld entgegengerichtet (Kap. 10.7.6). Die Aussteuerung des Kerns hängt ab von: Spannung, Frequenz, und Induktivität: $\Phi \sim U/\omega L$. Der maximale Spannungshub wird bei der Endstufe vom Netzteil und den Röhren bestimmt, er ist in erster Näherung konstant. Damit wird für eine bestimmte Frequenz, z.B. 100 Hz, die Kernaussteuerung halbiert, wenn die Permeabilität verdoppelt wird. Datenblätter spezifizieren für NiFe-Bleche gegenüber FeSi-Blechen eine 10 – 20 mal größere Permeabilität – da sollte eine geringfügig kleinere Maximalflussdichte nicht stören? Ja, wenn der Kern wirklich eine derart große Permeabilität hätte. Je größer aber die Materialpermeabilität, desto stärker wirken sich die unvermeidlichen Luftspalte aus, sodass NiFe-Bleche in erster Linie bei Bandkernen Sinn machen. Boll zufolge werden EI-Kerne fast ausschließlich aus FeSi-Blechen hergestellt, M-Kerne in kleiner Menge auch aus NiFe-Blechen. Letztlich ist eine Optimierung erforderlich, die neben Permeabilität und Sättigungsflussdichte auch Eisenverluste, Baugröße, und vor allem Kosten berücksichtigt. Ob ein Kern 7 Euro kostet oder 100 Euro, ist beachtlich. Wenn der Klirrfaktor zu groß ist, sollte (anstelle eines NiFe-Kerns) deshalb auch ein etwas größerer FeSi-Kern in Erwägung gezogen werden. Er wäre wesentlich billiger. Aktuell kosten Bleche mit hohem Nickelgehalt ca. 60 Euro pro kg. Bei einer Mindestabnahme von 50 kg.

♣ Nicht perfekt frequenzunabhängig, es gilt aber sicher nicht $U \sim f$

© M. Zollner 2008

Was als weitere Alternative zur Anwendung kommt, sind **kornorientierte Trafobleche**. Durch spezielles Walzen und Glühen erhalten diese Bleche eine magnetische Vorzugsrichtung (**Textur**), sie sind **anisotrop**: In einer bestimmten Richtung ist ihre Permeabilität höher als bei isotropem SiFe-Blech, ihre Ummagnetisierungsverluste sind dementsprechend kleiner. Bei Ringband- und Schnittbandkernen kommt dieser Vorteil voll zum Tragen, bei EI- und M-Kernen muss gut zwischen Mehrpreis und Qualitätssteigerung abgewogen werden, weil bei ihnen der Magnetfluss stellenweise quer zur Vorzugsrichtung verläuft. **Abb. 10.6.21** stellt Hysteresekurven, wie sie vom Hersteller für Basismaterial veröffentlicht werden, gemessenen Kurven gegenüber. Dass sich die Bilder nicht exakt entsprechen, hat mehrere Gründe: 1) Beim Stanzen verschlechtern sich an den Stanzkanten die Werkstoffdaten. 2) Die im EI-Kern unvermeidlichen Stoßfugen verringern den maximalen Magnetfluss. 3) Im kornorientierten Blech (M165-35S) verläuft der Fluss auch in ungünstigen Richtungen, z.B. quer zur Vorzugsrichtung. Vor allem hier fällt auf, dass die Daten des Basismaterials nicht erreicht werden.

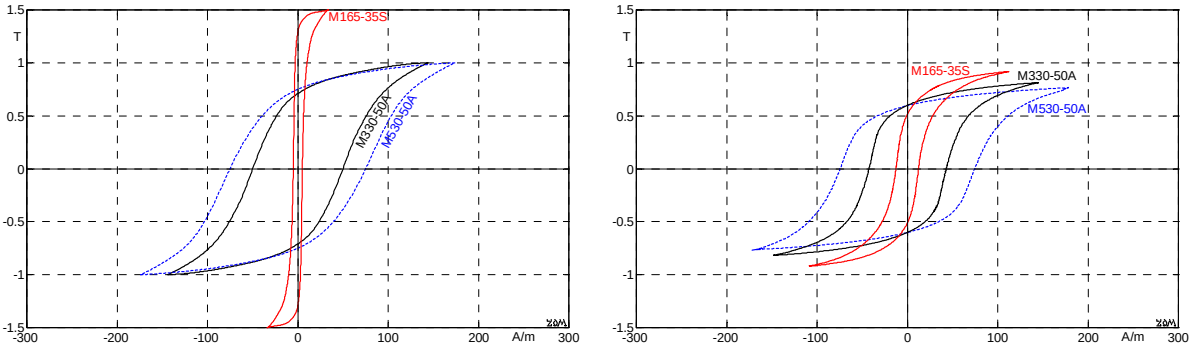


Abb. 10.6.21: Werkstoffkurven (Waasner, links), Messkurven (EI96a, rechts). Die Werkstoffkurven gelten für das Basismaterial, beim Stanzen ändern sich die Werte; zum Einfluss der Stoßfugen siehe Abb. 10.6.20.

Wie groß die **Richtungsabhängigkeit** bei kornorientiertem Trafoblech ist, kann **Abb. 10.6.22** entnommen werden: Bei 60° und 90° Abweichung von der Idealrichtung erhält man Kurven wie bei normalem, nicht-kornorientierten Blech. Es überrascht folglich nicht, dass die guten Werte des Basismaterials mit EI-Kernen nicht erreichbar sind. Auch nicht bei sorgfältiger Montage. Allzu leicht könnte der Eindruck entstehen, der Luftspalt zwischen dem E und dem I eines EI-Kerns (Abb. 10.7.14) sei vermeidbar, wenn man diese beiden Blechstücke nur fest genug zusammendrückt. Hierbei treffen aber nicht-plane, nicht-parallele Flächen aufeinander. Die Grenzflächen entstehen beim Stanzen, sie sind leicht gewölbt, sodass auch bei Kraftschluss Spalte bestehen bleiben. Welche Toleranzen hierbei wünschenswert sind, kann man den Datenblättern von Schnittbandkernen entnehmen: 5 µm wird da als gute Qualität gehandelt, ein Wert, der mit zusammengesteckten EI-Blechen nicht erreichbar ist. Beim Schnittbandkern aber auch nur bei optimaler Verspannung – langfristig ganz und gar nicht trivial.

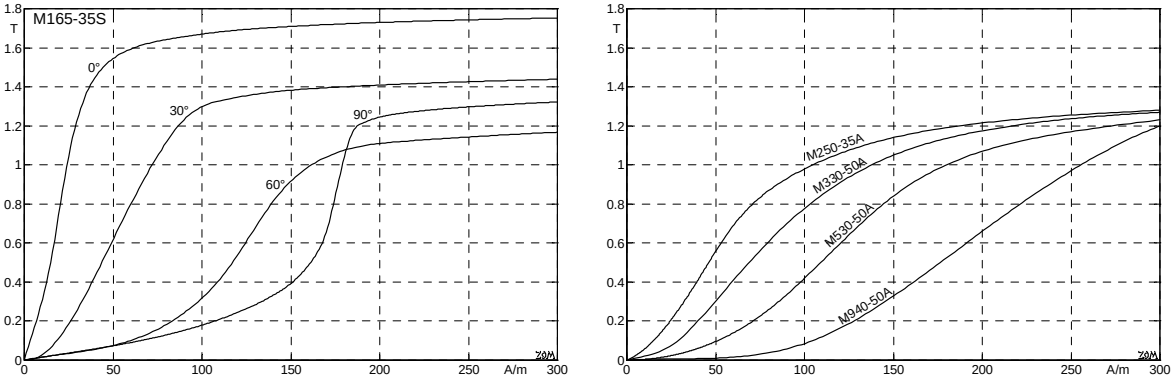


Abb. 10.6.22: Magnetisierungskurven: kornorientiertes Blech (links), isotropes Blech (rechts); Basismaterial.

© M. Zollner 2008

Mit den drei o.a. Kernblechen wurden drei Übertrager gefertigt: 900 Wdg. primär, und zwei (parallele) Sekundärwicklungen♣ (je 79 Wdg.). Die über dem effektiven Primärstrom ermittelte **Induktivität** ($U/\omega I$) ist in **Abb. 10.6.23** dargestellt: Auch wenn das kornorientierte Blech nicht die Solldaten des Basismaterials erreicht, so ist es doch deutlich besser als die isotropen Bleche. Aber eben auch deutlich teurer. Konsequenz der vergrößerten Induktivität ist ein kleinerer **Klirrfaktor**, im rechten Bild dargestellt. Bei dem preiswerteren M530-50A ist (bei 80 Hz und 50 W) der Klirrfaktor viermal so groß wie beim M165-35S. Ehe man den Favoriten kürt, sei aber auf Kap. 11.6 verwiesen: Die Nichtlinearitäten üblicher Gitarrenlautsprecher sind viel größer als die der hier untersuchten Übertrager.

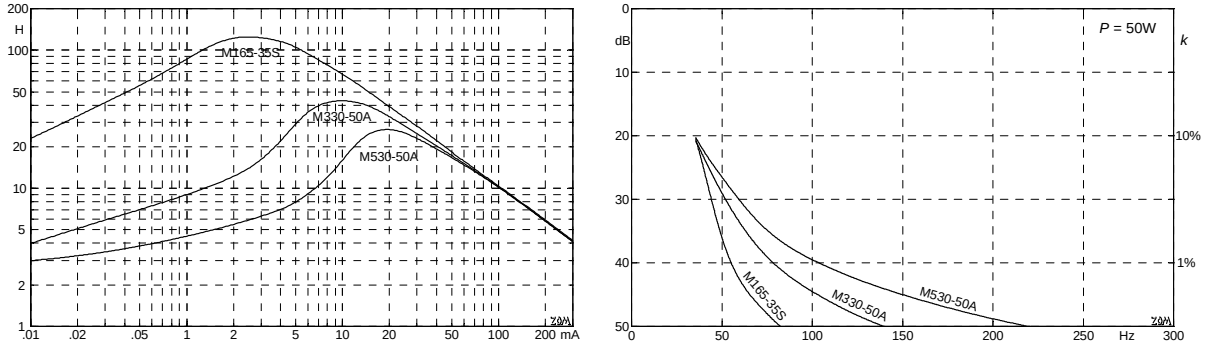


Abb.10.6.23: Induktivität *einer* Primärwicklung (N = 900, Effektivstrom), sowie Klirrdämpfung bei P = 50 W. M330-50A und M530-50A sind isotrope FeSi-Bleche, M165-35S ist ein kornorientiertes FeSi-Blech. EI-96a.

Außer dem Klirrfaktor interessiert natürlich auch der **Frequenzgang** – die Wicklungen♣ wurden ja nicht verschachtelt, also darf nach gängiger HiFi-Lehre nichts Brauchbares herauskommen. Wie brauchbar das Ergebnis wurde, zeigt **Abb. 10.6.24**. Der Übertrager war sekundär mit 8 Ω belastet, für jede Messung wurde eine der beiden Primärwicklungen über 8 kΩ Innenwiderstand angesteuert. Verschachteln bedeutet: Die Kosten steigen, und der Kupferfüllfaktor sinkt. Die Cu-Widerstände des hier untersuchten Übertragers betragen R_{aa} = 53 Ω, und 0.17 Ω für die 8-Ω-Wicklung. Das ist gut, verglichen mit den in Kap. 10.6.5 analysierten Industrieprodukten – deren **Cu-Widerstände** sind zwei- bis dreimal so groß, und entsprechend hoch sind dann auch die thermischen Kupferverluste. Wenig Probleme bereiten die **Eisenverluste**: Bei den untersuchten EI96-Übertragern entstanden bei 1 kHz und 50 W gerade einmal 1.2 W (M530) bzw. 1.0 W (M330) bzw. 0.55 W (M165). Es gewinnt erwartungsgemäß das kornorientierte Blech, aber absolut betrachtet mit unbedeutendem Vorsprung. Einfaches **Fazit**: Teure Kernbleche können ihre Vorteile beim Gitarrenverstärker kaum zur Geltung bringen, **das M330-Blech ist ein guter Kompromiss**.

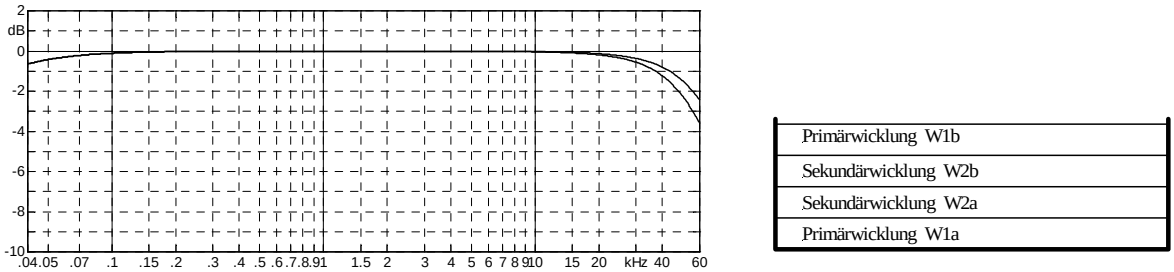


Abb. 10.6.24: Betragsfrequenzgang an 8 Ω Last, P = 1/4 W. Primäre Ansteuerung über 8 kΩ.
Beide Sekundärwicklungen (1 mm ∅) werden parallel geschaltet. Kern EI-96a, Kernblech M165-35S.

♣ Weil kein 1,5-mm-Draht verfügbar war, wurden 2 Sekundär-Wicklungen mit 1-mm-Draht aufgewickelt.

© M. Zollner 2008

10.6.5 Vergleichsmessungen

Die Regensburger Hochschule bietet seit 2012 ein Röhrenverstärker-Praktikum an, für das ein modularer Gitarrenverstärker entwickelt wurde. Seine 15-W-Endstufe bietet die Möglichkeit, bis zu 10 verschiedene Ausgangsübertrager per Schalter auszuwählen, bei der 50-W-Endstufe besteht Wahlmöglichkeit unter 13 Ausgangsübertragern. Zum Einsatz kommen:

	Übertrager	***Z*aa / kΩ**	$R_{aa=}$ / Ω	$R_{8Ω=}$ / Ω	**Kern**	**Verstärker**	**€**
1	Conrad ELA 10W	7,9	280	0,70	EI-48/16	Ela	6,90
2	Conrad ELA 20 W	7,0	180	0,33	EI-48/24	Ela	9,50
3	Hammond-1750E	8,8	300	0,45	EI-57/19	Deluxe Tweed	34,70
4	TAD-1839	9,1	560	0,70	EI-66/22	Deluxe Tweed	86,20
5	TAD-125A1A	6,9	330	0,44	EI-66/22	Deluxe Reverb	69,00
6	Hammond-1760H	5,9	400	0,83	EI-66/22	Deluxe 'upgrade'	54,39
7	Hammond-1750J	8,2	180	0,35	EI-75/24	Tremolux	38,65
8	TAD-MJTM18WA	9,1	670	0,60	EI-75/24	Marshall 18Watt	79,00
9	Hammond-1750Y	6,8	300	0,50	EI-75/38	VOX AC15	77,30
10	NSC 401318-T	7,1	196	0,50	EI-66/22	z.B. Fender	17,80
11	TT-SLO50	4,5	100	0,43	EI-96/40	Soldano 50W	88,90
12	Hammond-1760L	4,1	100	0,41	EI-96/31	Bassman 'upgrade'	82,30
13	Marshall JTM-50	3,5	86	0,54	EI-96/40	Marshall 50W	86,56
14	Hammond-1750N	3,5	80	0,51	EI-96/40	JCM800	77,50
15	OTH M330-50A	3,5	53	0,17	EI-96/36	Praktikum OTH	--
16	Hammond-1750V	4,2	140	0,70	EI-96/40	VOX AC30	86,50
17	Hammond-1750Q	**7,9**	140	0,61	EI-96/40	JTM-45	92,25
18	Marshall JTM-45	**7,8**	155	0,42	EI-96/40	JTM-45	100,30
19	IG-Wickeltechnik	**8,2**	218	0,49	EI-96/40	JTM-45	106,20
20	Toroid-Netztrafo	3,5	60	0,21	∅81x35	Netztrafo	15,--
21	TAD-MJTM45A	**8,1**	360	0,49	EI-96/40	JTM-45	129,50
22	TAD-018343	4,7	100	0,20	EI-96/34	Super Reverb	110,00
23	TAD-M50A	3,7	150	0,48	EI-96/40	Marshall 50W	89,90

Die 'kleinen' Übertrager (erste Gruppe) arbeiten wahlweise an 2xEL84 oder 2x6V6-GT, die 'großen' an 2xEL34 oder 2x6L6-GC oder 2xKT66. Die über der gesamten Primärwicklung auftretende **optimale Lastimpedanz** (Anode-Anode, Z_{aa}) sollte sowohl bei der 2xEL84- als auch bei der 2x6V6-GT-Bestückung **8 kΩ** betragen, sofern man leicht zugängliche Datenblattangaben zugrunde legt. Forscht man genauer nach, findet man z.B. bei der 6V6-GT als Randbedingung: Bei 285 V Anoden- und Schirmgitterspannung. Nun wurde aber der Deluxe schon in seiner Anfangszeit mit 350 V betrieben, später dann sogar mit 420 V. Diese leichte Überlastung ☺ hat ihn nicht umgebracht (die Datenblätter erlauben maximal U_a = 315 V), aber was ist bei diesen Spannungen die optimale Lastimpedanz? Die Datenblätter schweigen sich hierüber aus, vermutlich wegen des o.a. Grenzwerts. Die heute für diese Verstärker gebauten Übertrager haben zumeist ca. 8 kΩ (frühe Deluxe-Varianten) bzw. 6.6 kΩ (spätere). Die Messwerte der Tabelle zeigen, dass diese Vorgaben 'großzügig' interpretiert werden. Bei den 'großen' Verstärkern herrscht Einigkeit, dass die korrekte Lastimpedanz eines JTM-45 exakt 8000 Ω sein sollte. Was TAD nicht hindert, dem JTM-45-Kit einen 3,7-kΩ-Übertrager beizulegen – nun gut, man kann ja für 130 Euro die 8-kΩ-Variante nachbestellen. Wechselt man zu 2x6L6-GC oder 2xEL34, so sind Impedanzwerte um 4 kΩ üblich; und auch beim AC30 (4xEL84) ist man damit gut aufgehoben. Es empfiehlt sich, alle diese Impedanzangaben nicht auf die Goldwaage zu legen – sie sind frequenzabhängig, und die Röhrendaten, zu denen diese Impedanzwerte passen sollen, streuen ja auch ziemlich stark.

© M. Zollner 2008

Abb. 10.6.25 zeigt gemessene Impedanzfrequenzgänge. Die Übertrager wurden hierzu am 8-Ω-Ausgang mit 8 Ω belastet, gemessen wurde die Primärimpedanz der *ganzen* Wicklung (Z_{aa}). Der Tremolux-Übertrager (7) ist eigentlich für 4 kΩ / 4 Ω spezifiziert, er wurde versuchshalber am 4-Ω-Ausgang mit 8 Ω belastet, was die Primärimpedanz in etwa verdoppelt. Die beiden Ela-Übertrager sind gar nicht für den Betrieb in einer Gegentakt-Endstufe spezifiziert, ihre Wicklungen ermöglichen aber vergleichbare Übersetzungen. Es muss jedoch betont werden, dass diese Übertrager nur für den Betrieb an 100 V gebaut werden, und nicht für die in Endstufen auftretenden 250 V (U_a, im regulären Betrieb). Entsprechende Versuche erfordern deshalb adäquate Schutzmaßnahmen. Alle Messungen erfolgten bei sehr kleiner Leistung, für die tieffrequente Impedanz ist somit die **Anfangspermeabilität** maßgeblich. Sie ist bei den beiden Ela-Übertragern besonders klein, was aber aufgrund der sehr geringen Baugröße zu erwarten war. Und, nicht zu vergessen: Die anderen Übertrager sind ca. 10x so teuer! Der hochfrequente Impedanzanstieg ist auf Wicklungsresonanzen bzw. -kapazitäten zurückzuführen, die Streuungen im mittleren Frequenzbereich auf Unterschiede im Übersetzungsverhältnis (Windungsverhältnis).

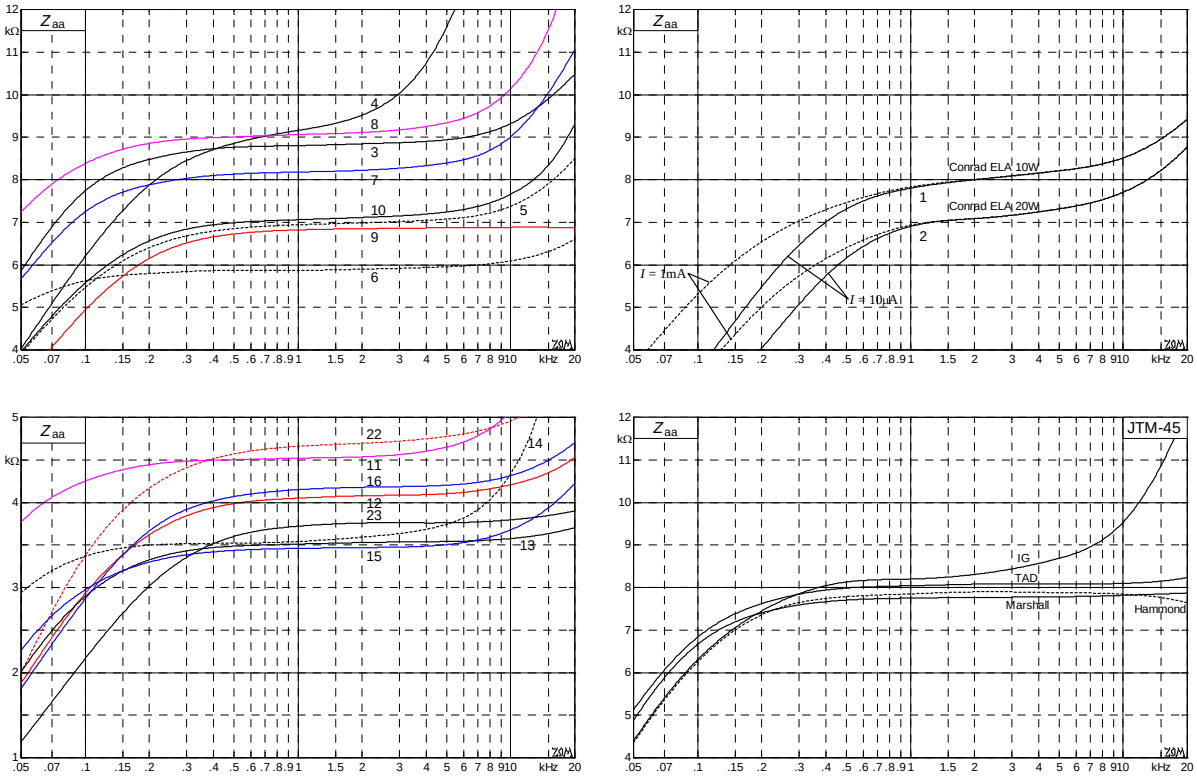


Abb. 10.6.25: Impedanzfrequenzgänge (Z_{aa}) bei Stromeinprägung (10 µA) und sekundärer 8-Ω-Last. Die im Bild angegebenen Ziffern beziehen sich auf die vorangehende Tabelle.

Es muss nicht zwingend angenommen werden, dass die unterschiedlichen Übersetzungsverhältnisse auf schlechte Fertigungsqualität zurückzuführen sind. Die Anzahl der Drahtwindungen kann man leicht und präzise kontrollieren, Abweichungen sind mit hoher Wahrscheinlichkeit gewollt. Die Händler schreiben zwar z.B. Z_{aa} = 8.1 kΩ, aber wenn's dann über 9 kΩ sind, geht die Welt auch nicht unter – denn wichtiger ist: *Mit authentischen Materialien nach Original-Specs gebaut*. Deshalb auch der hohe Preis. Allein für den 5E3-Tweed-Deluxe gibt es eine unüberschaubare Vielfalt an Ausgangsübertragern, die wollen alle erst einmal mit Liebe (und authentischen Materialien) von Hand zusammengesteckt werden, das kostet Geld. Ein einziger für alle 18-W-Verstärker tät's vielleicht auch, aber nur für sehr Unemotionelle.

© M. Zollner 2008

Weil eine reelle 8-Ω-Belastung zwar notwendig, aber nicht hinreichend ist, nun die entsprechenden Bilder mit Lautsprecherbelastung (**Abb. 10.6.26**). Wie schon in Kap. 10.5.8 erläutert: Eine Last*gerade* ist ein erster Ansatz, die Realität ist aber im wahrsten Wortsinn komplexer. Die Endröhre 'sieht' keinen konstanten Widerstand, sondern eine komplexe Last, deren Betrag zwischen z.B. 7 und 30 kΩ variiert. Oder zwischen 9 und 50 kΩ, oder was eben der Übertrager als Last anbietet. Je nach Ausgangsübertrager und Lautsprecher liegt der optimale Arbeitsbereich des Verstärkers folglich in unterschiedlichen Frequenzbereichen, also beeinflusst der Ausgangsübertrager den Sound. Aber nochmals: Das ist keine Geheimwissenschaft, mit Windungszahl und Kerngröße hat man da schon das Wesentliche auf dem Tisch.

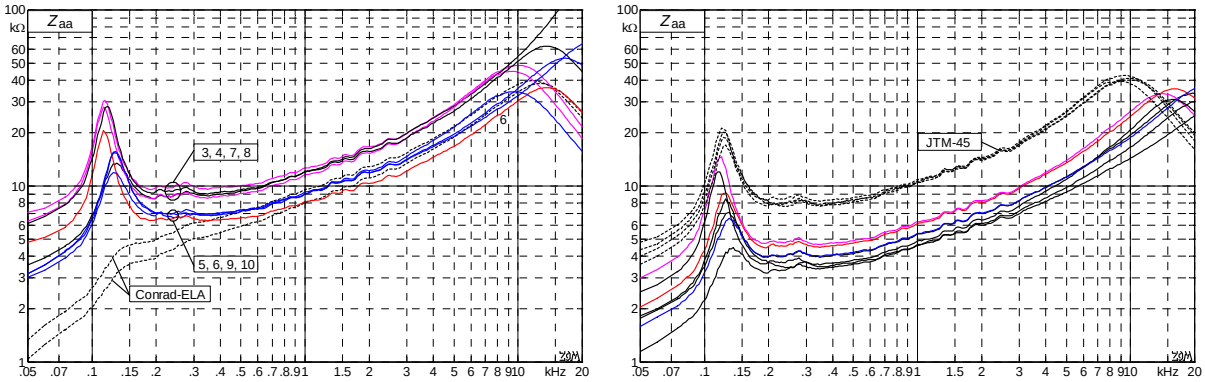


Abb. 10.6.26: Impedanzfrequenzgänge (Z_{aa}) bei Stromeinprägung (10 µA), Last = Jensen C12N im Gehäuse.
Linkes Bild: Die Übertrager der ersten Gruppe (1 – 10); gestrichelt = Conrad-ELA-Übertrager.
Rechtes Bild: Die 50-W-Übertrager der zweiten Gruppe; gestrichelt = JTM-45-Übertrager (8 kΩ).

Die Impedanzbilder vermitteln einen Eindruck von der Röhrenbelastung, wichtiger ist aber die Leistungs-Übertragung (**Abb. 10.6.27**). Bei kleiner Ausgangsleistung (0.2 W / 1 kHz) sind die Unterschiede zwischen den Übertragern gar nicht mehr so groß, selbst die Ela-Übertrager haben nun eine ausreichende Bassübertragung. Im Grenzleistungsbereich (rechtes Bild) treten dann aber doch noch Unterschiede zutage. Nr. 6, der Hammond-1760H, hat die kleinste Primärimpedanz (5.9 kΩ) – er liefert folglich die größte Ausgangsleistung in den Frequenzbereichen, in denen der Lautsprecher hochohmig ist. Den Gegenpol hierzu bildet Nr. 4, der TAD Tweed-Deluxe-Übertrager. Seine Stärken liegen im Bereich kleiner Lautsprecherimpedanz, also bei mittleren Frequenzen. Bei kleiner und mittlerer Ausgangsleistung ist der Klang jedoch nahezu beliebig durch Filter formbar. Wird die Endstufe dagegen im Grenzleistungsbereich betrieben, gilt: **Für einen brillanten Sound sollte der Ausgangsübertrager primär eher niederohmig sein, für einen mittigen Sound eher hochohmig**.

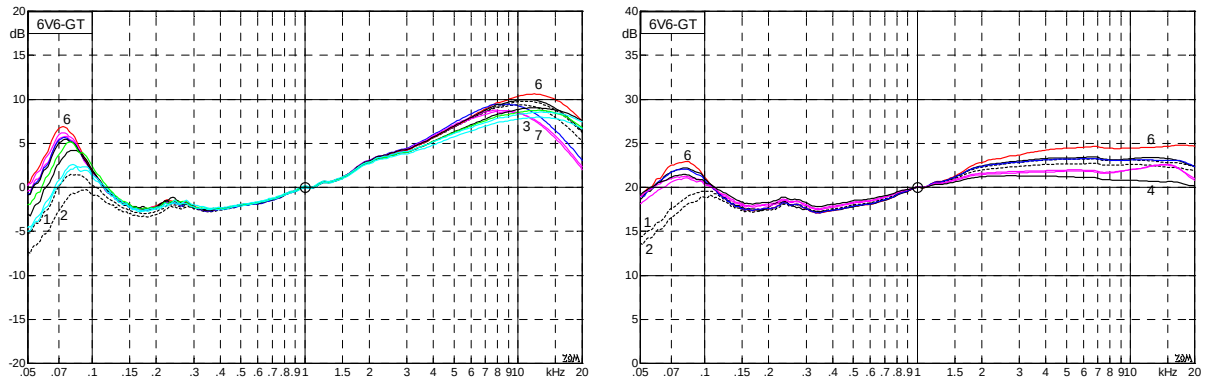


Abb. 10.6.27: Übertragungsmaß vom Phaseninverter-Eingang (ohne NFB) bis zum Lautsprecher (P12N).
Auf 1 kHz normiert, kleine Aussteuerung (links), große Aussteuerung mit Endstufen-Übersteuerung (rechts).

© M. Zollner 2008

In der nicht-normierten **Abb. 10.6.28** tritt die Übertragerwirkung deutlicher hervor: Nr. 6 mit der kleinen Primärimpedanz erzeugt im Umkehrschluss die größte sekundäre Quellimpedanz, und deshalb bildet sich die Lautsprecherimpedanz relativ stark auf den Übertragungsfrequenzgang ab. Wäre der Endstufen-Innenwiderstand null (ideale Spannungsquelle), so ergäbe sich im Bild eine horizontale Gerade. Gegenüber diesem theoretischen "Ideal" (das für Gitarrenverstärker nicht generell ideal ist) steigen im Bild die Quellimpedanzen in der Reihenfolge 4-3-9-6. Die Kompression der Kurven folgt fast in derselben Reihenfolge, nur Nr. 4 fällt aus der Reihe: Der für den Tweed-Deluxe angebotene TAD-Übertrager (4) hat den höchsten DC-Widerstand, und deshalb etwas höhere Kupferverluste. Dafür ist er der teuerste von allen. Aber wer weiß, vielleicht ist er ja auch der authentischste.

Für die **Endröhrenbelastung** gilt: Je höherohmig die Primärimpedanz, desto eher wird das Schirmgitter überlastet (Kap. 10.5.9). Betreibt man seinen 4-Ω-Verstärker mit einem 16-Ω-Lautsprecher, sollte man folglich gelegentlich einen Blick auf die Endröhren werfen.

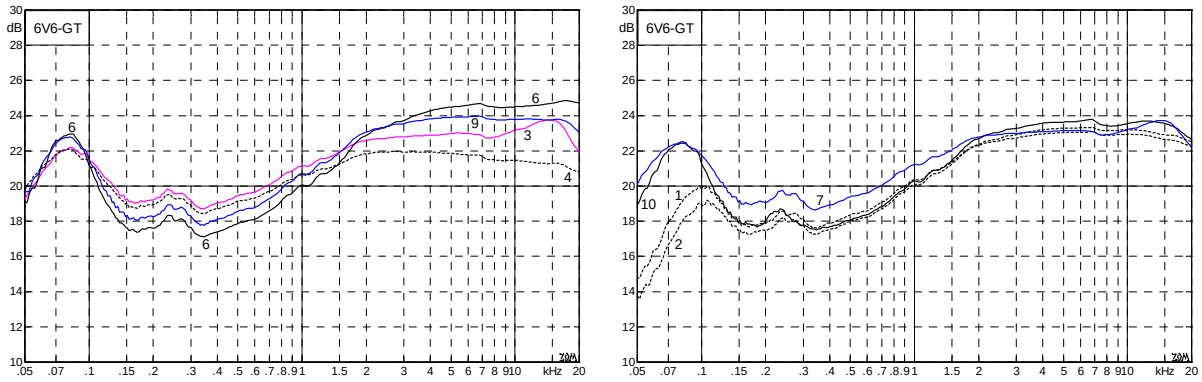


Abb. 10.6.28: Übertragungsmaß vom Phaseninverter-Eingang (ohne NFB) bis zum Lautsprecher (P12N).

Es soll nochmals auf die Unterschiede zwischen linearem und nichtlinearen Betrieb hingewiesen werden. Zwischen Endröhre und Lautsprecher ist kein Tone-Stack mehr – begrenzt die Endröhre, kann nur mehr der Übertrager Einfluss auf das Übertragungsverhalten nehmen. Deshalb ist dessen Übersetzungsverhältnis wichtig für den Sound. Die Röhren-Endstufe hat einen relativ hohen Innenwiderstand. Wäre er so klein wie bei einer Transistor-Endstufe, würde die abgegebene Leistung abnehmen, wenn der Lastwiderstand zunimmt. Stattdessen nimmt beim Röhrenverstärker die abgegebene Leistung zu, wenn der Lastwiderstand vergrößert wird. Aber nicht unbegrenzt – irgendwann kommt die Röhre an ihre Grenzen, und dann kehren sich die Verhältnisse um. In **Abb. 10.6.29** ist dies für den Tremolux-Übertrager (7) dargestellt, **Abb. 10.6.30** gibt einen Überblick über die anderen Messergebnisse.

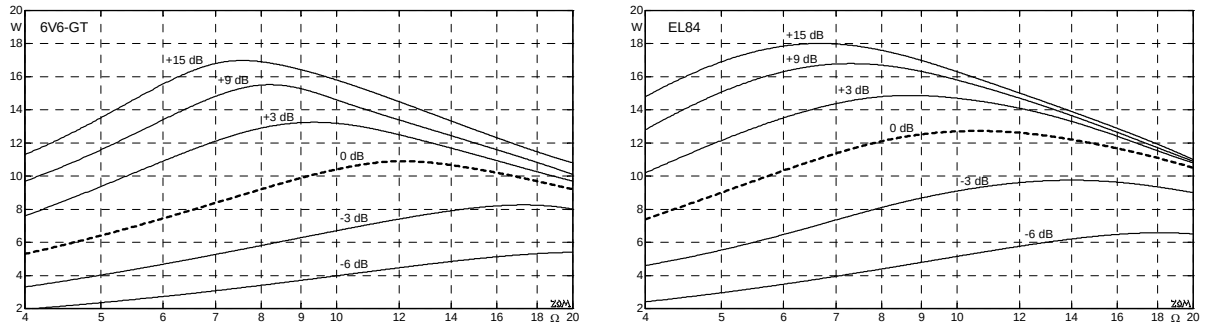


Abb. 10.6.29: Abgegebene Leistung in Abhängigkeit vom Lastwiderstand für unterschiedliche Aussteuerung. Bei der gestrichelten Kurve beginnt die Endstufen-Übersteuerung. Endstufe ohne Gegenkopplung, 1 kHz.

© M. Zollner 2008

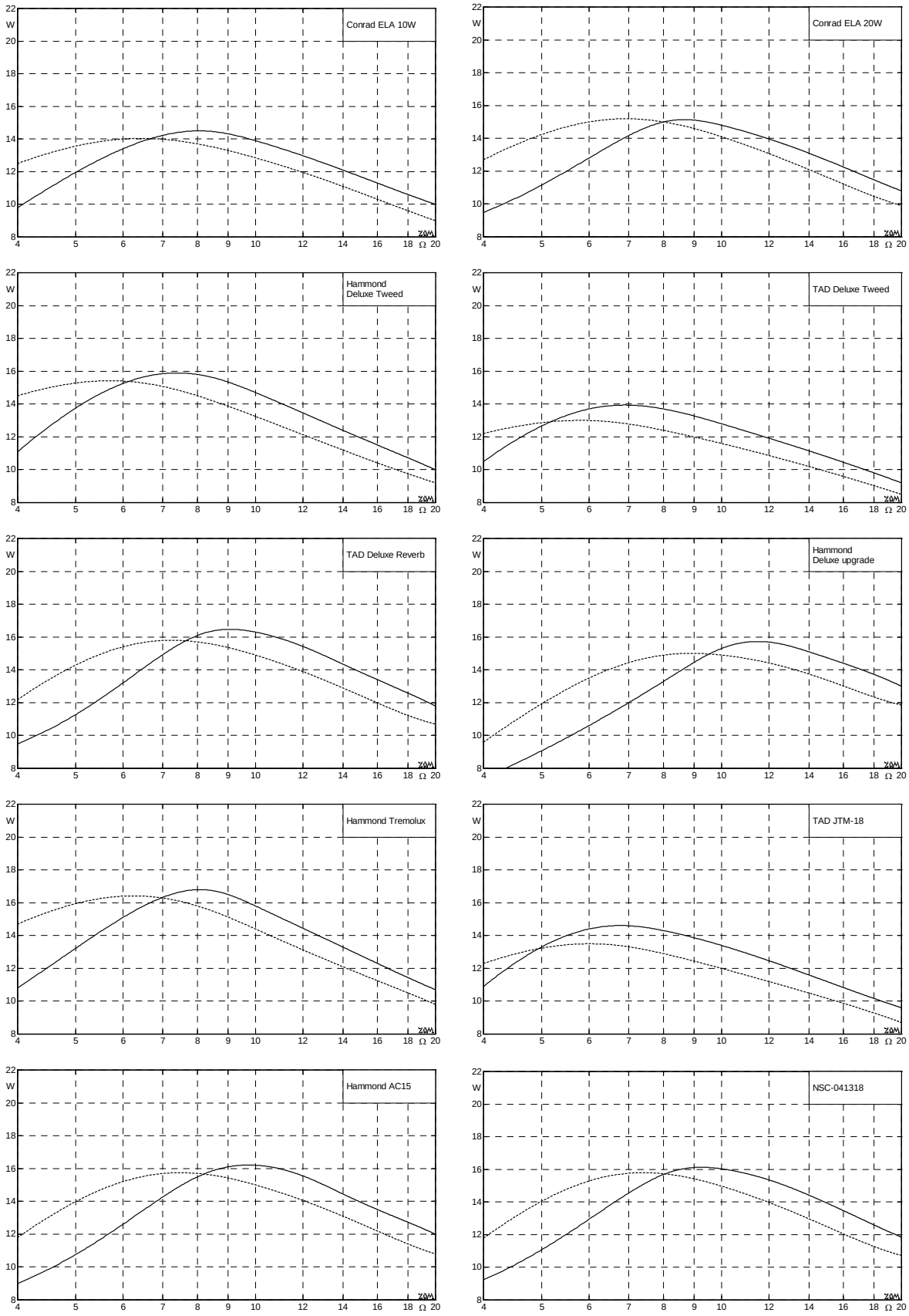


Abb. 10.6.30a: Maximal-Leistung über (reellem) Lastwiderstand; Endstufe um 14 dB übersteuert, 1000 Hz; Zwei verschiedene 6V6-GT-Paare: Ultron (——), TAD (-----); R_K = 270 Ω // 250 µF.

© M. Zollner 2008

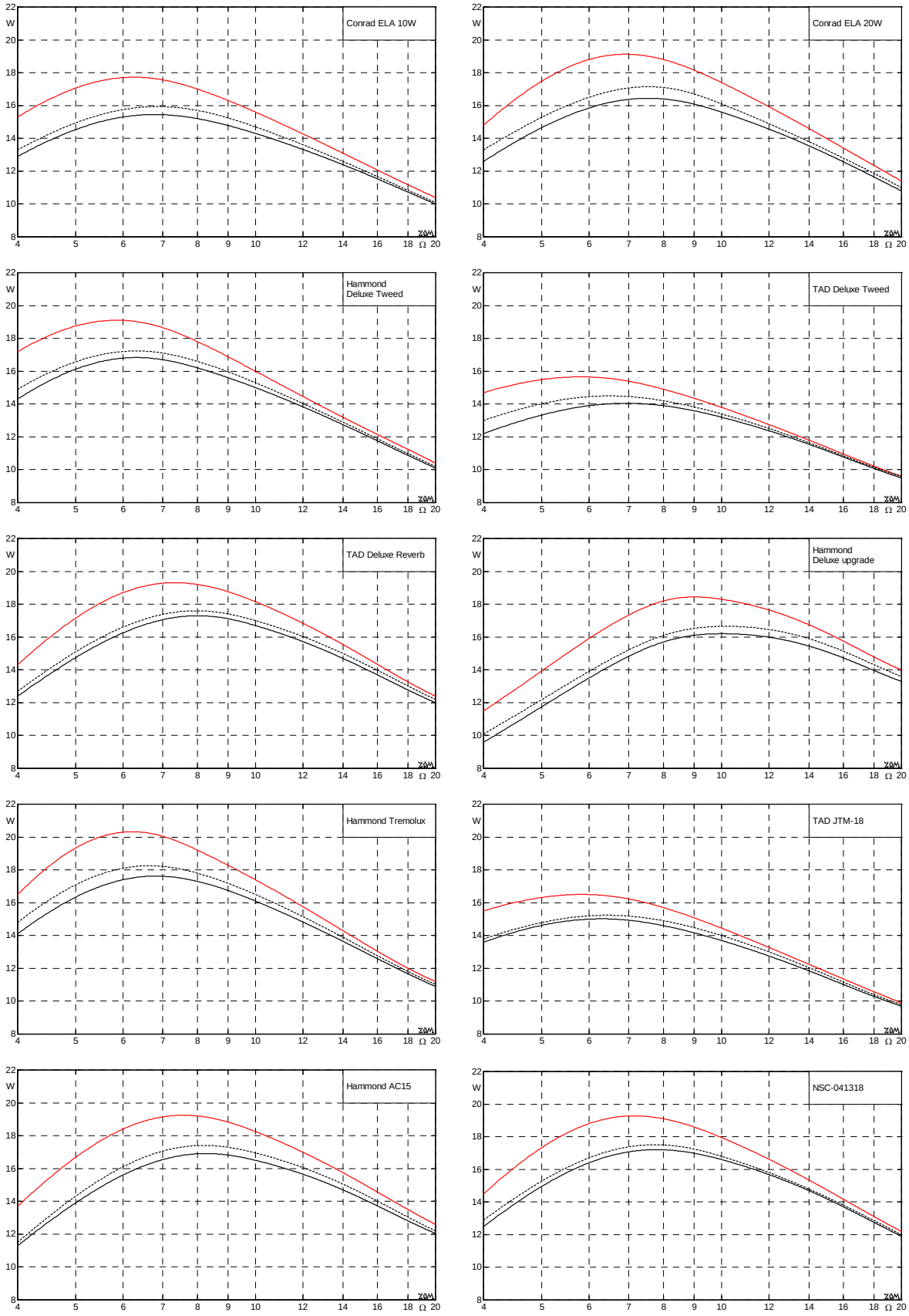


Abb. 10.6.30b: Maximal-Leistung über (reellem) Lastwiderstand; Endstufe um 14 dB übersteuert, 1000 Hz; Drei verschiedene EL84-Paare: JJ (obere Kurve), Ultron (------), TAD (untere Kurve); R_K = 120 Ω // 250 µF.

© M. Zollner 2008

Die vorhergehenden Diagramme zeigen, dass Ausgangsübertrager – selbst wenn für dasselbe Verstärkermodell angeboten – unterschiedliches Betriebsverhalten ergeben. Ein Parameter ist hierbei der Volllast-Frequenzgang (Abb. 10.6.28), ein weiterer die Maximalleistung (Abb. 10.6.30), ein dritter der **Klirrfaktor**. Der für diese Messungen verwendete Hammond-Übertrager arbeitet (mit Ultron-6V6-GT) am effizientesten bei 12 Ω Last, ein Ergebnis, das auch durch **Abb. 10.6.31** dokumentiert wird. Mit anderen Röhren ergeben sich jedoch andere Werte, und das zeigt wieder einmal, dass erst das Zusammenspiel mehrerer Komponenten das Übertragungsverhalten der Endstufe festlegt.

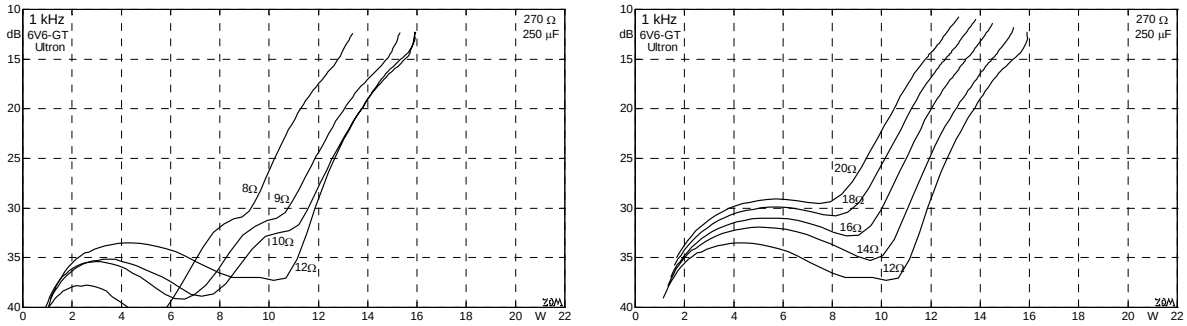


Abb. 10.6.31: Endstufen-Klirrdämpfung für verschiedene Lastwiderstände; Hammond Deluxe-upgrade. 20 dB Klirrdämpfung entspricht einem Klirrfaktor von k = 10%.

Abb. 10.6.32 zeigt Messergebnisse für zwei verschiedene Röhren (6V6-GT, EL-84) und zwei verschiedene Kathodenbeschaltungen. **EL-84** mit R_K ist typisch für den VOX AC-15 und den 18-W-Marshall (Typ 1958), **EL-84** ohne R_K = Mesa/Boogie Studio-22, **6V6-GT** mit R_K ist z.B. im Tweed Deluxe, **6V6-GT** ohne R_K im Deluxe Reverb. Durch ihr unterschiedliches Übersetzungsverhältnis belasten die Übertrager die Endröhren unterschiedlich und verursachen dadurch unterschiedliche Klirrdämpfungen. Bei 1 kHz! Denn jetzt kommt noch ein Parameter ins Spiel: **Die Frequenz**. Und damit beginnen die Darstellungen, unübersichtlich zu werden. Dass daneben ja auch noch die Anodenspannung, der Schirmgitterwiderstand und der Phaseninverter variieren können, sei nur am Rande erwähnt.

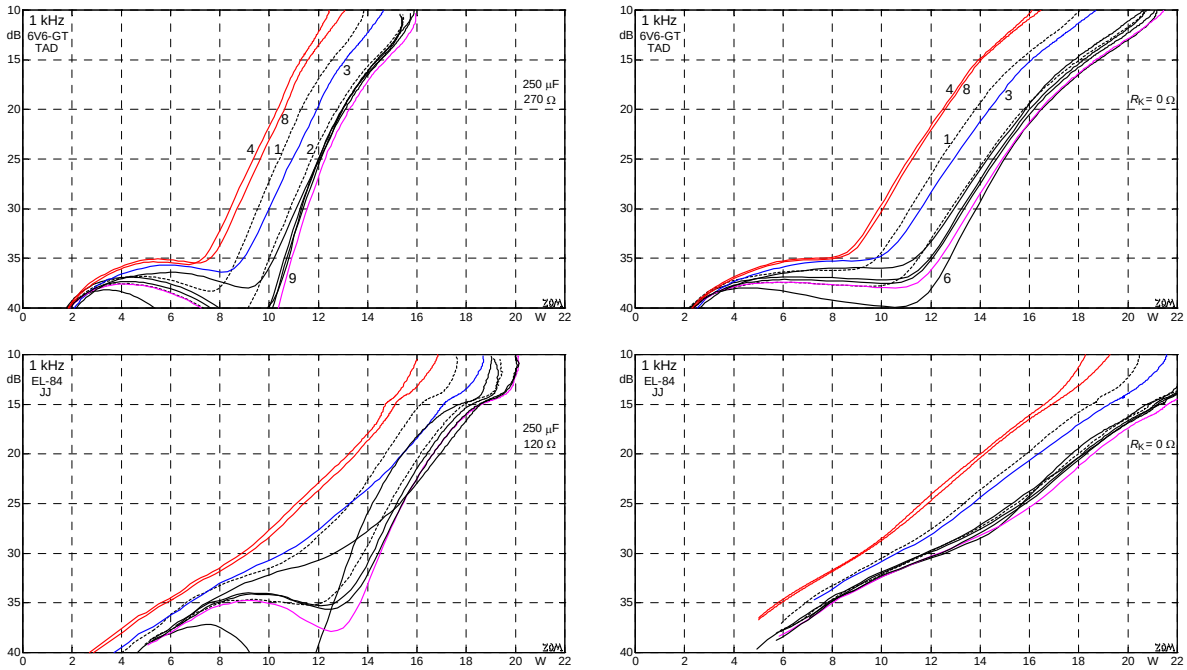


Abb. 10.6.32: Endstufen-Klirrdämpfung bei verschiedenen Ausgangsübertragern. Rechts oben im Bild sind die Kathodenbeschaltungen angegeben (gemeinsamer R_K durch 250-µF-Elko überbrückt, bzw. Fixed-Bias). 8 Ω.

© M. Zollner 2008

Bei all diesen Übertragermessungen hat sich bis hierher nur das Windungsverhältnis als relevant erwiesen. Verzerrungsmessungen im Bereich **tiefer Frequenzen** lenken das Augenmerk aber auf die **Hauptinduktivität**, bzw. auf Kernmaterial und -größe. Ist die Windungszahl zu gering, wird die Tiefenwiedergabe schwach und verzerrt. Mehr Windungen lassen sich wegen des begrenzten Wicklungsraumes aber nur bei gleichzeitiger Reduktion des Drahtdurchmessers unterbringen, und damit steigt der Kupferwiderstand. Wenn, wie beim Hammond 1760H, der sekundäre Kupferwiderstand 0.83 Ω beträgt, bleiben 10% der abgegebenen Leistung in der Sekundärwicklung. Und nochmals ungefähr derselbe Prozentsatz in der Primärwicklung. Will man guten Wirkungsgrad *und* gute Tiefenwiedergabe, bleibt nur der Wechsel zu einem besseren Kern, also zu mehr Gewicht und/oder höherem Preis. Hier kann keiner zaubern: Der kleine Conrad-ELA-Übertrager (1) hat mit seinem EI-48-Kern gerade einmal 2.4 cm^2 Eisen-Querschnittsfläche, auf minimalen Luftspalt wurde auch nicht geachtet, das Ergebnis sieht man in **Abb. 10.6.33**: Sehr starke Bass-Verzerrungen. Der AC15-Übertrager (9) mit stolzen 8.7 cm^2 tut sich da natürlich leichter. Dass der 20-W-Übertrager (2) noch schlechter ist als (1), stellt keinen Widerspruch dar: er ist besonders niederohmig, deshalb noch kleineres *L*.

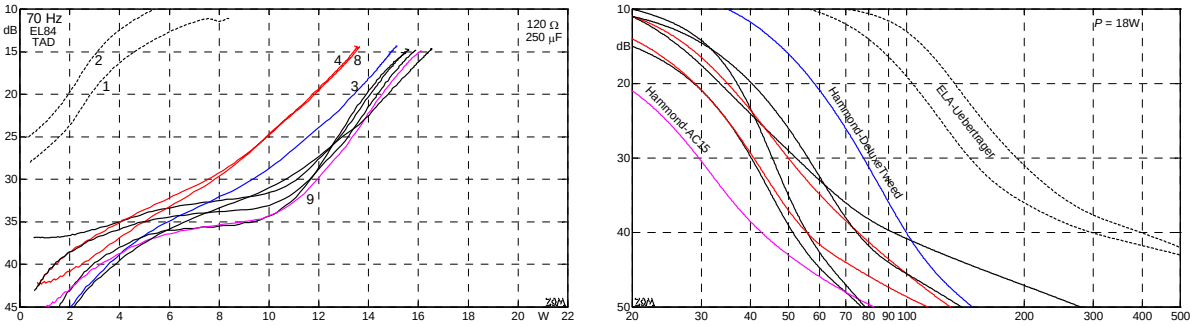


Abb. 10.6.33: Links: Endstufen-Klirrdämpfung mit unterschiedlichen Ausgangsübertragern, 8 Ω Last am 8-Ω-Ausgang. Rechts: Übertrager-Klirrdämpfung (ohne Endstufe) als Funktion der Frequenz.

Die im linken Bild der Abb. 10.6.33 dargestellten Verzerrungen kommen teils vom Ausgangs-Übertrager, teils von den Endröhren. Nur vom Ausgangsübertrager kommen die im rechten Bild dargestellten Verzerrungen. Die ELA-Übertrager werden tieffrequent stark übersteuert, sie taugen bestenfalls für Distortion-Sounds. Ihre mittelfrequente Primärimpedanz passt zwar zu den Röhren, aber ihre Induktivität ist zu klein. Alle anderen Übertrager sind aber für Gitarrenverstärker geeignet, kosten sie nun 18 oder 86 Euro. Solange man nicht krasse Fehler begeht, gilt der einfache Lehrsatz: **In dem für E-Gitarren wichtigen Frequenzbereich ist das Windungsverhältnis (also die Primärimpedanz Z_{aa}) der wesentliche Parameter, alles andere ist von untergeordneter Bedeutung.** Doch, die Übertrager-Hersteller verwenden unterschiedliche Kernbleche, und ja, sie investieren viel Zeit in den "authentischen" Nachbau. Beschaffen sich alte (also veraltete) Isolierpapiere, suchen antiquiert isolierten Draht, kopieren furchterregende Verschachtelungen, und müssen sich dieses ganze Buhei natürlich fürstlich honorieren lassen – ist ja fast eine Einzelstückfertigung. **Stupides Reproduzieren veralteter Technologien auf der Basis unverstandener Zusammenhänge?** Ja, bei so manchem Übertrager drängt sich diese Erkenntnis auf. Aber ganz so eng sollte man das vielleicht doch nicht sehen, und lieber an die Placebo-Pharmakologen denken: Wo ein Wille ist, ist auch ein Markt. Und spätestens, wenn man aus den 18-W-Schuhen rausgewachsen ist, und trotz Bandscheibenvorfalls seinen 30-kg-Boliden auf die Bühne wuchtet, seufzt man zufrieden: Zwei ganz dicke Trafos, also ganz dicker Sound.

© M. Zollner 2008

Den "kleinen" 18-W-Übertragern war nun viel Platz eingeräumt worden – fast zu viel, denn ein Mehr an Diagrammen bedeutet nicht zwangsläufig ein Mehr an Übersichtlichkeit. Bei den 'großen' **50-W-Übertragern** soll deshalb eine Kurzbeschreibung reichen. Die Frequenzgänge wurden schon abgebildet, Maximalleistung und Verzerrung verlaufen ähnlich wie bei den 18-W-Übertragern, nur eben bei größerer Leistung. Wobei die Qualität etwas höher ist, weil bei größeren Übertragern das induktivitätsbestimmende Verhältnis Eisenfläche : Eisenlänge günstiger wird. Alle untersuchten 50-W-Übertrager erwiesen sich als gut, haben sie nun 3.5 kΩ oder 4.7 kΩ (jeweils R_{aa}). Als Ergänzung zu Abb. 10.6.26 sind in **Abb. 10.6.34** die Übertragungsfrequenzgänge der kompletten EL34-Endstufe abgebildet. Man sieht, dass in dem für E-Gitarren wichtigen Frequenzbereich alle Übertrager praktisch gleich gut arbeiten♣.

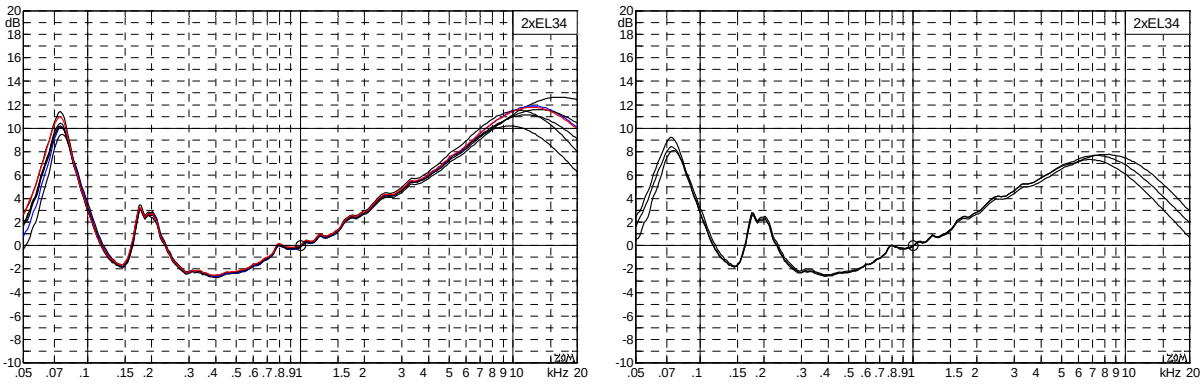


Abb. 10.6.34: Übertragung vom Phaseninverter-Eingang bis zum Lautsprecher (Vintage-30 im Gehäuse). Zum linken Bild gehören die Übertrager Nr. 11 – 16 und Nr. 20, zum rechten die 8-kΩ-Übertrager Nr. 17 – 19.

Bei den nichtlinearen Verzerrungen ergeben sich größere Unterschiede (**Abb. 10.6.35**). Dass die 8-kΩ-Übertrager für eine EL34-Endstufe unzweckmäßig sind, wird später erläutert. Alle anderen Übertrager zeigen bei und über 90 Hz ein ähnliches Verhalten, das gegenüber den Röhren in den Hintergrund tritt. Der selbstgewickelte M330-50A (vergl. Abb. 10.6.23) war der erste Versuch dieser Art – geeignet. Mit nur 10% mehr Windungen könnte man die Verzerrungen in den Bereich der anderen Übertrager bringen (genug Platz wäre, selbst bei gleicher Drahtstärker), doch das wurde als unnötig erachtet. Die rote Kurve gehört zu einem besonderen "Ausgangsübertrager": Einem **Netztransformator**. Doch, das funktioniert auch. Nicht mit jedem, da muss man etwas suchen, aber der hier passt. Ein Ringkerntrafo, für **15 €**. Kleiner, weniger Verluste, um 1.5 kg leichter, und viel billiger (weil in Mengen hergestellt). Warum es trotzdem immer noch ein EI96 sein muss? Weil das seit über 60 Jahren so gemacht wird. Und weil Kleinstunternehmer gerne mal 100 – 300 Euro verdienen wollen.

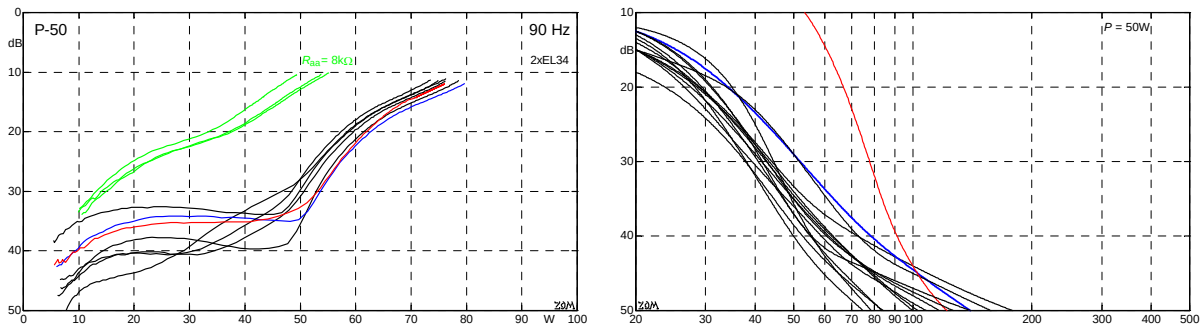


Abb. 10.6.35: Klirrdämpfung. Im linken Bild für die gesamte Endstufe mit 10 verschiedenen Ausg.-Übertragern, im rechten Bild nur für die Ausgangs-Übertrager; *blau* = M330-50A, *rot* = Netztrafo als Ausgangsübertrager.

♣ Zum Unterschied 3.5 kΩ vs. 8 kΩ siehe später.

© M. Zollner 2008

Netztrafos sind auf guten Wirkungsgrad optimiert, so exotische Dinge wie "Klirrfaktor" interessieren da niemand. Deshalb wird dicker Draht gewickelt und der Kern ordentlich ausgesteuert, um einen guten Kompromiss zwischen Leistungs-Verlusten und Kosten zu gewährleisten. Der Kupferwiderstand ihrer als 8-Ω-Wicklung missbrauchten 9-V-Wicklung beträgt bei diesem Ringkern-Netztrafo nur 0.2 Ω, im Gegensatz zu 0.4 Ω bis 0.7 Ω bei den echten Ausgangsübertragern. Mit etwas höherer Windungszahl könnte man ohne wesentliche Verschlechterung (und vor allem ohne Kostensteigerung) die Hauptinduktivität erhöhen, und damit den Klirrfaktor reduzieren. Das heißt nun nicht: "Leute, steckt billige Netztrafos in die Endstufe", sondern: Richtig berechnet, und in industrieüblichen Massen hergestellt, kann ein Ringkerntrafo in der Endstufe eine kleine, leichte und preiswerte Alternative sein. Und der Frequenzgang? Voll im grünen Bereich, wie Abb. 10.6.34 zeigt. Und der Vollständigkeit halber auch noch an reeller Last: **Abb. 10.6.36**. Alle perfekt – auch der Ausgangs-Netztrafo.

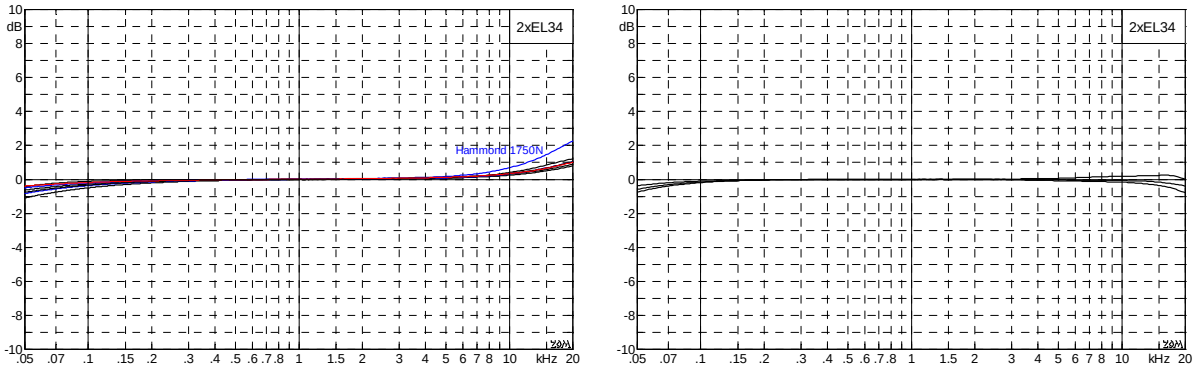


Abb. 10.6.36: Übertragungsfrequenzgang an reelle Last (8 Ω); rechts die 8-kΩ-Übertrager. Natürlich ist im linken Bild auch der Frequenzgang des (als Ausgangsübertrager missbrauchten) Netztransformators enthalten.

Ein kurzer Nachsatz, **um Missverständnisse auszuschließen**: Gitarrenverstärker sind keine HiFi-Anlagen. Deren Frequenzumfang ist beträchtlich größer, ihr Klirrfaktor deutlich kleiner. Die Botschaft lautet nicht: Als Ausgangsübertrager taugt generell auch ein Netztrafo, sondern: Die hohen Preise der Ausgangsübertrager resultieren aus ihrer kleinen Stückzahl, und dem mehr oder weniger authentischen Nachbau veralteter Vorbilder. Wenn's nicht ganz so authentisch sein soll, kann in der Endstufe eines Gitarrenverstärkers ein Netztrafo eine preiswerte Alternative zum speziellen Ausgangsübertrager sein. Was als geeignet bewertet werden kann, muss aber jeder selbst herausfinden (**!**), zu unterschiedlich sind die Erwartungen.

Eine Besonderheit stellen die speziellen **JTM-45**-Übertrager dar, die – ganz authentisch – für R_{aa} = 8 kΩ gewickelt werden. Für eine EL34-Endstufe ist das sicher unpassend, aber in einem Original-JTM-45 stecken ja keine EL34, sondern zwei KT66. Und die brauchen einen 8-kΩ-Übertrager? Ja. Oder nein – je nach Quelle. Nach Doyle's Marshall-Buch war **Radiospares** mit dem "De Luxe Output Transformer" der erste Hoflieferant. Radiospares war aber kein Hersteller, sondern ein Distributor (später wurde daraus RS-Components). Wer diese frühen Radiospares-Übertrager fertigte, ist Gegenstand ausufernder Diskussionen (angeblich kommen bis zu fünf Hersteller in Frage). Der RS-Übertrager war ein typischer Universal-Übertrager, mit mehreren Primär-Impedanzen: 6.6 kΩ (mit Ultralinear-Anzapfung) für EL34 und KT66, sowie 8 kΩ oder 9 kΩ für 6L6, 6V6 und EL84. Die JTM-45-Endstufe arbeitet nicht im Ultralinear-Modus, die Experten sehen 2xKT66 mit R_{aa} = 8 kΩ als Standard-Bestückung an. Auch der nach dem RS-Übertrager verwendete Drake-Übertrager arbeitet mit dieser Primär-Impedanz. Und auch das GEC-Datenblatt der KT66 (1956) spezifiziert 8 kΩ, allerdings für "Cathode-Bias", beim JTM-45 nicht verwendet.

© M. Zollner 2008

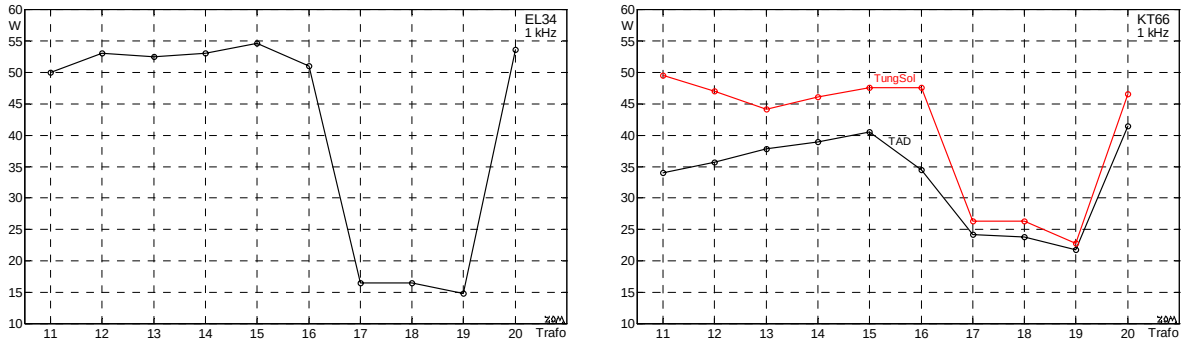


Abb. 10.6.37: Ausgangsleistung an 8 Ω, für 30 dB Klirrdämpfung; Trafo-Nummern gemäß Tabelle.

Abb. 10.6.37 zeigt Messergebnisse für 400 V Betriebsspannung. Mit zwei EL34 erreicht man gut 50 W, wenn die Primärimpedanz um 3.5 kΩ liegt. Mit 8 kΩ sinkt die Leistung auf magere 15 – 16 W, das ist sicher nicht optimal. Mit zwei KT66 erreicht man bei 8 kΩ Impedanz circa 25 W, das ist in etwa datenblattkonform. Wer seinen JTM-45 mit zwei KT66 und einem 3.5-kΩ-Übertrager betreibt, kommt auf höhere Leistungen – auf knapp 50 W mit einer russischen TungSol-KT66, auf deutlich weniger mit einer TAD-KT66 (Abb. 10.11.3: Messergebnisse).

Neben der maximalen Ausgangsleistung zeigen sich auch in der Quellimpedanz Unterschiede. Pentoden sind hochohmig, und deshalb ist auch die Quellimpedanz (der Innenwiderstand) der Endstufe relativ groß. So ungefähr 100 Ω, wenn zwei KT66 an einem 3.5-kΩ-Übertrager arbeiten, aber nur ca. 40 Ω bei einem 8-kΩ-Übertrager (jeweils ohne Gegenkopplung). Die Auswirkungen wurden schon mehrfach erläutert, sie zeigen sich z.B. in Abb. 10.6.34.

So, Feierabend, hat lang genug gedauert. Was – eine Empfehlung? Weil gemäß einer OECD-Studie viele Leser Schwierigkeiten mit längeren Texten haben? OK, das ist ein Grund. Also:

Laut = 2xEL34 mit 3.5 kΩ;
Authentisch = 2xKT66 mit 8 kΩ;
Risikofreudig = 2xEL34 mit speziellem Netztrafo;
Dödelig = Teurer Austauschtrafo aus fernen Landen.

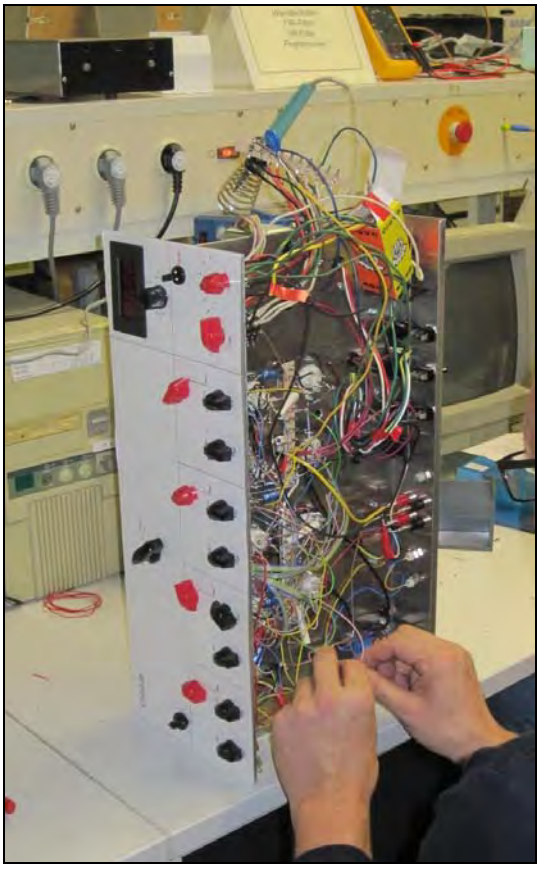
Kurz genug, und trotz dreier Multiplikationszeichen verständlich? Bitte, gern geschehen.

> Es sind nicht die Dinge, die uns begeistern, sondern die Meinungen, die wir von den Dingen haben♣

♣ frei nach Epiktet

© M. Zollner 2008

Die Praktikumsendstufen



Praktikum Röhrenverstärker

mit einem distanzierten Teilnehmer

© M. Zollner 2008

10.7 Netzteil

Das Verstärker-Netzteil liefert die zum Betrieb des Verstärkers nötigen Betriebsspannungen (und Ströme), also: Anodenspannung, Heizspannung, und ggf. Gittervorspannung. Seine wichtigsten Komponenten Netztransformator, Gleichrichter und Lade-Elko werden im Folgenden ausführlicher untersucht. Die Netzteile röhrenbestückter Gitarrenverstärkern erzeugen Betriebsspannungen von 500 – 1000 V, deshalb ist die genaue Beachtung der einschlägigen Sicherheitsvorschriften unerlässlich – **das Berühren spannungsführender Teile kann tödlich sein!** Aus diesem Grund ist das Arbeiten an derartigen Verstärkern nur ausgebildeten Fachleuten erlaubt. Besonders zu beachten ist, dass auch abgeschaltete und vom Netz abgesteckte Geräte stundenlang lebensgefährliche Spannungen speichern können, deshalb nochmals: Öffnen der Geräte nur durch Fachpersonal!

10.7.1 Röhrenheizung

Die Röhrenkathode emittiert den erforderlichen Elektronenstrom erst, wenn sie glüht. Die hierfür benötigte Heizleistung (je nach Röhre 2 – 15 W) liefert eine spezielle Sekundärwicklung des Netztransformators. Die meisten Röhren werden mit 6.3 $V_{\sim}$ beheizt, Gleichrichterröhren auch mit 5.0 $V_{\sim}$. Gleichspannungsheizung ist möglich, aber unüblich. Um die Auswirkungen kapazitiver Kopplungen zwischen dem Heizkreis und den Signalkreisen zu minimieren, wird häufig die Heizspannung symmetriert: Entweder durch Mittel-Anzapfung der Heizwicklung, oder über zwei Widerstände bzw. ein Potentiometer.

Die Anschlüsse der Röhren-Heizdrähte (Heizfäden) werden in Sockelschaltbildern zumeist mit *f* bezeichnet (von Filum = Faden); in Schaltbilder zeichnet man die Heiz-Stromkreise aus Gründen der Übersichtlichkeit aber nicht ein. Heizfäden sind Kaltleiter, ihr Widerstand erhöht sich beim Aufheizen auf ca. das 7 – 8fache. Zugunsten einer langen Röhrenlebensdauer kann es deshalb zweckmäßig sein, den Einschaltstrom zu begrenzen – unbedingt erforderlich ist es aber nicht. Hingegen sollte darauf geachtet werden, dass die **Heizspannung** im stationären Betrieb weder zu groß, noch zu klein ist. ±5% werden allgemein als akzeptable Toleranz genannt, ±10% sind bereits zu viel: Bei zu hoher Spannung verdampft ein Teil des Kathodenmaterials, bei zu geringer Spannung bilden sich unerwünschte Zwischenschichten aus.

Die Heizstromkreise führen hohe Wechselströme, u.U. 5 A oder mehr. In 2 cm Abstand neben einem solchen Draht entsteht eine magnetische Flussdichte von 50 µT, zwischen zwei in 4 cm Abstand verlegten Drähten entstehen also 100 µT. Dieses Feld induziert in eine 3 cm^2 große Leiterschleife bei 50 Hz eine Brummspannung von 10 µV. In einer Endstufe wird diese Induktionsspannung kaum stören, in einer Vorstufe u.U. schon. Deshalb werden Heizleitungen zumeist verdrillt verlegt; die hierbei von jedem Einzeldraht erzeugten Magnetfelder kompensieren sich dann größtenteils, die induzierten Störspannungen ebenfalls.

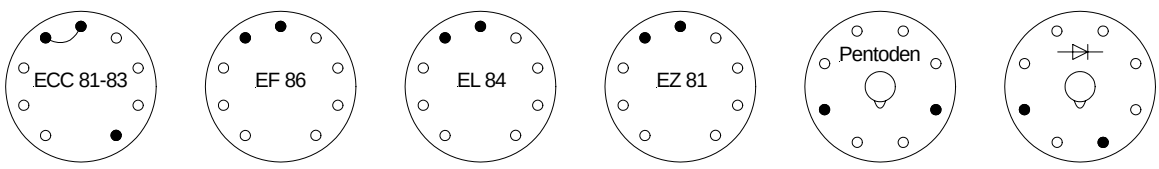


Abb. 10.7.1: Heizungsanschlüsse einiger ausgesuchter Röhrenfassungen (von unten gesehen).

© M. Zollner 2008

10.7.2 Der Ladekreis

Die typische Betriebsspannung der Verstärkerröhren ist ca. 200 – 500 V Gleichspannung. Da der Netztransformator nur Wechselspannungen überträgt, ist ein Gleichrichter erforderlich. Bei älteren Gitarrenverstärkern meistens ein Röhrengleichrichter, bei neueren oft (aber nicht immer) ein Silizium-Gleichrichter. Ihr Hauptunterschied: Gleichrichterröhren brauchen eine Heizung, Si-Gleichrichter nicht. Und: in Flussrichtung betrieben fallen am Si-Gleichrichter ca. 1 V ab, an einer Gleichrichterröhre jedoch 40 Volt, oder noch mehr.

In den meisten Gitarrenverstärkern werden *beide* Sinus-Hälften gleichgerichtet, man spricht dann vom Zweiweg- oder **Vollweggleichrichter**. Die an den beiden Trafo-Wicklungen erzeugten Sekundärspannungen sind zueinander gegenphasig, sodass jede der beiden Gleichrichterdioden nur während einer Halbschwingung leitet (**Abb. 10.7.2**). Aber nicht während der gesamten Halbschwingung, sondern nur in der Nähe des Spannungsmaximums, weil die an den Diodenkathoden entstehende Betriebsspannung durch einen Lade-Elko geglättet wird. Idealisiert leitet die Diode nur, wenn ihr Anodenpotential (Trafo) höher ist als ihr Kathodenpotential (Kondensator). Wenn keine Diode leitet, fällt die Kondensatorspannung exponentiell ab: $u = \hat{u} \cdot \exp(-t/\tau)$; hierbei ist τ die von der Kapazität und dem Lastwiderstand gebildete Zeitkonstante, z.B. τ = 32 µF · 2000 Ω = 64 ms. Ist die Zeitkonstante groß gegenüber der halben Periodendauer, erfolgt nur ein geringer Abfall, und der Diodenstrom fließt nur während einer kurzen Zeit (kleiner **Stromflusswinkel**). Gemäß dem Grundsatz der Ladungserhaltung folgt daraus, dass der Spitzenstrom um so höher wird, je kleiner der Stromflusswinkel ist.

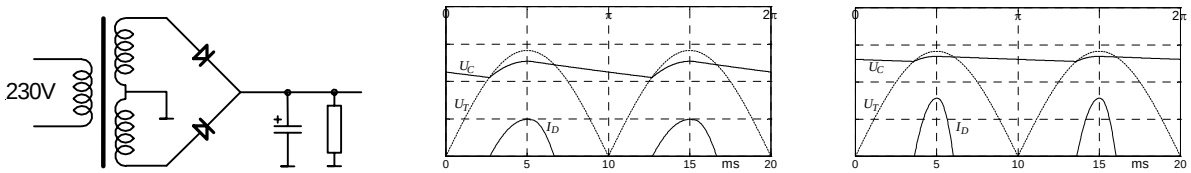


Abb. 10.7.2: Vollweggleichrichter. Spannungen und Ströme für zwei unterschiedliche Stromflusswinkel.

Stark vereinfacht: Wenn bei 200 mA Laststrom nur während 1/5 der Zeit Strom durch die Dioden fließen kann, muss dieser Strom fünfmal so groß sein wie der Laststrom, also 1 A betragen. In Wirklichkeit sind Last- und Diodenströme nur mit relativ komplizierten Formeln zu beschreiben, der genannte Faktor fünf ist aber als Richtwert gut brauchbar: Wenn ein Netzteil für 400 V / 200 mA gebaut wird, kann ein Diodenspitzenstrom von 1 A fließen. In ausführlichen Datenblättern ist dieser Spitzenstrom spezifiziert, bei den Kurzdaten wird aber der zulässige Strommittelwert angegeben. Im obigen Beispiel beträgt dieser Mittelwert 100 mA pro Diode. Die nachfolgende **Tabelle** gibt für einige Dioden sowohl den Spitzenstrom $\hat{\imath}$, als auch den Mittelwert I_{DC} an; bei Röhrendioden ist I_{DC} der Laststrom (alle aufgeführten Gleichrichterröhren sind *Doppel*dioden), bei Si-Dioden ist I_{DC} der mittlere Strom pro Diode. Mit aufgeführt ist der mindestens erforderliche **Trafo-Innenwiderstand** R_{Tr} (je Sekundär-Wicklung). Er bestimmt – zusammen mit Kapazität C_L und Lastwiderstand R_L – den tatsächlichen Spitzenstrom $\hat{\imath}$. Wird R_{Tr} zu klein gemacht, oder C_L zu groß, kann u.U. die Gleichrichterröhre überlastet werden! Auf R_{Tr} hat man in der Regel wenig Einfluss, Trafos werden in erster Linie nach Leistung ausgesucht. Falls dann für R_{Tr} ein zu kleiner Wert herauskommt: Einfach einen Widerstand in Reihe zur Röhre schalten! Die angegebenen maximalen Kapazitätswerte sind den Hersteller-Datenblättern entnommen, hier ist Bescheidenheit gefordert: Wenn man, um die Restwelligkeit zu reduzieren, statt der erlaubten 32 µF einen 100-µF-Elko einbaut, wird die Röhre außerhalb ihrer zulässigen Spezifikationen betrieben. Je nach Qualität hält sie das eine Zeit lang aus – oder nicht.

© M. Zollner 2008

Typ	Heizung	U_{Tr} / V_{eff}	$\hat{u}$ / V	I_{DC} / mA	$\hat{\imath}$ / mA	C_L / µF	R_{Tr} / Ω
EZ80 (= 6V4)	6,3 / 0,6	2 x 350	1000	90	270	50	2 x 300
5Y3-GT	5,0 / 2,0	2 x 350	1400	125	440	10	2 x 50
EZ81 (= 6CA4)	6,3 / 1,0	2 x 350	1000	150	450	50	2 x 240
5V4-G	5,0 / 2,0	2 x 375	1400	175	525	10	2 x 100
5U4-G	5,0 / 3,0	2 x 450	1550	225	800	32	2 x 75
5AR4	5,0 / 1,9	2 x 450	1700	225	825	40	2 x 140
GZ34	5,0 / 1,9	2 x 350 2 x 450 2 x 550	1500	250 250 160	750 750 750	60 60 60	2 x 75 2 x 125 2 x 175
5U4-GB	5,0 / 3,0	2 x 450	1550	275	1000	40	2 x 67
83 (Hg-Dampf)	5,0 / 3,0	2 x 450	1400	250	1000	40	2 x 50
BYX 90	–	2 x 2kV	7500	0,55 A	5 A	♠	♠
1N 4007	–	2 x 300	1000	1 A	10 A	♠	♠
BY 133	–	2 x 390	1300	1 A	10 A	♠	♠
1N 5399	–	2 x 300	1000	1,5 A	10 A	♠	♠
1N 5062	–	2 x 240	800	2 A	10 A	♠	♠
BY 255	–	2 x 390	1300	3 A	20 A	♠	♠
1N 5408	–	2 x 300	1000	3 A	20 A	♠	♠

Tabelle: Betriebsdaten von Netzgleichrichtern (aus Datenblättern; herstellerspezifische Details berücksichtigen!). Bei Silizium-Gleichrichtern (♠) sind die Innenwiderstände der Netztransformatoren in der Regel immer groß genug, die maximal zulässige Ladekapazität stellt mit (typisch) > 200 µF ebenfalls keine Einschränkung dar.

Die bisherigen Betrachtungen haben gezeigt, dass der im Ladekreis zwischen Trafo, Gleichrichter und Elko fließende **Spitzenstrom** durchaus 1 A erreichen kann. Multipliziert man diesen Wert mit einem Widerstand von 1 mΩ, ergibt sich ein Spannungsabfall von 1 mV. Bei einem 0,5-mm-Draht wird 1 mΩ schon bei ca. 1 cm Länge erreicht, das verdient Beachtung: Wenn bei der Verdrahtung die Masseleitung des Ladekreises an *zwei* Stellen kontaktiert wird, die 1 cm auseinanderliegen, entsteht eine Potentialdifferenz von 1 mV; in dieser Größenordnung liegt bei einem empfindlichen Eingang die für Vollaussteuerung benötigte Spannung! Natürlich haben auch die Kondensator-Anschlussdrähte einen nicht zu vernachlässigenden Wert; dadurch wird aber lediglich die Restwelligkeit geringfügig erhöht. Wenn man aber nach der Devise "Masse ist Masse" die Eingangsbuchse mit einem Punkt der Netz-Elko-Zuleitung verbindet, und die Masse des Eingangsverstärkers nicht mit demselben Punkt, sondern mit einem 1 cm daneben liegenden Punkt, sind laute **Brummstörungen** vorprogrammiert.

Es empfiehlt sich, zur Verdrahtung des Verstärkers einen Plan aufzustellen, der alle Masseleitungen als Widerstände darstellt – damit bekommt man eine gute Vorstellung von unerwünschten Spannungsabfällen. Ähnliche Probleme können übrigens auch im Sekundärkreis des Ausgangsübertragers entstehen, denn auch hier erreicht der Strom u.U. mehrere Ampere. Also: Direkt vom Ausgangsübertrager zur Lautsprecherbuchse, und nicht den Lautsprecherstrom durch das Chassis führen!

© M. Zollner 2008

Im Folgenden werden **Messungen** von Verstärker-Netzteilen vorgestellt – die *Berechnung* ist zwar auch möglich, aber aufwändig, weil sowohl der Netztrafo, als auch der Gleichrichter nichtlinear sind. Als erstes Beispiel wird das Netzteil des TAD-Deluxe-Bausatzes untersucht. Es verwendet als Gleichrichterröhre die **5Y3-GT**, die laut Datenblatt mit einem maximalen Lade-Elko von 10 µF auskommen muss. Für die Messungen wurde dieser Lade-Elko rein reell mit 10 bzw. 5 bzw. 3 kΩ belastet; der zugehörige Laststrom beträgt hierbei (im Mittel) 45 bzw. 85 bzw. 130 mA, der Diodenspitzenstrom 180 bzw. 280 bzw. 380 mA (**Abb. 10.7.3**).

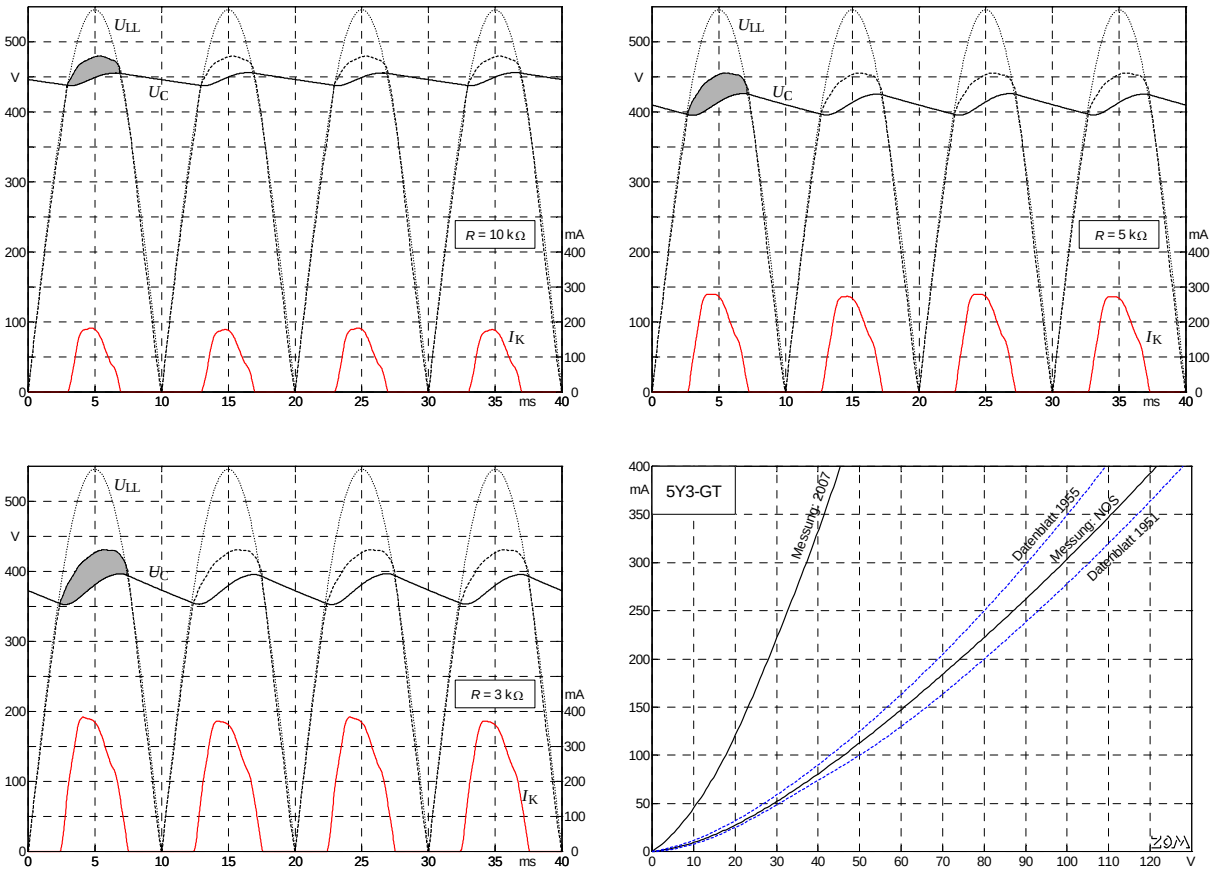


Abb. 10.7.3: TAD-Deluxe: Spannungen und Ströme beim Röhren-Zweiweggleichrichter; C_L = 10 µF.

Wie man sieht, ist in diesem Fall das Verhältnis von Spitzenstrom zu Strommittelwert nicht größer als 2, was vor allem an dem verwendeten Netztransformator liegt: Seine Sekundärwicklungen haben einen Gleichstromwiderstand von je 225 Ω, deshalb bricht die Spannung bei Belastung stark zusammen, und der Stromflusswinkel wird relativ groß. Im Bild ist dünn die Trafo-Leerlaufspannung eingezeichnet, die darunter liegende Kurve zeigt die Spannung unter Last. Die Elko-Spannung pendelt sägezahnförmig auf und ab, die Röhren-Fluss-Spannung ist grau hinterlegt. Für die Messungen wurde eine Gleichrichterröhre aus neuerer Produktion verwendet; in Flussrichtung betrieben fallen an ihr ca. 30 – 40 V ab. Im U/I-Diagramm sind auch noch zwei alte Datenblattkurven gestrichelt eingezeichnet, sowie eine Messkurve, die an einer NOS-RCA-Röhre ermittelt wurde. **NOS** = New old stock, damit werden Röhren gekennzeichnet, die jahrzehntelang ungebraucht im Regal lagen, und jetzt erstmalig zum Einsatz kommen. Eine Röhre, an der in Flussrichtung über 100 V abfallen, verhilft dem Verstärker tatsächlich zu einem andersartigen Betriebsverhalten: Die Betriebsspannung bricht noch weiter ein, als in Abb. 10.7.3 dargestellt. Wenn dieses sog. "Sagging" tatsächlich gewünscht wird, aber keine NOS-Röhre zur Verfügung steht: Ein 200-Ω-Widerstand tut's auch.

© M. Zollner 2008

Die in Abb. 10.7.3 dargestellten Kurven zeigen, dass die Daten eines Röhrentyps nicht einfach aus *einem* Datenblatt entnommen werden dürfen. Zum einen findet man herstellerabhängige Besonderheiten, zum andern unterlagen die Produktionsmethoden einem steten Wandel. Hingegen kennzeichnet die inflationäre Vielfalt zusätzlicher Kennbuchstaben (5Y3-G, -GT) häufig nur Unterschiede im Glaskolben, und nicht in den elektrischen Daten. So gesehen mag es gerechtfertigt scheinen, wenn heute für bestimmte alte Röhren horrende Preise verlangt werden – Röhren aus heutiger Produktion haben ja andere Daten. Aber: Es gibt auch Berichte, dass es sehr einfach sei, bei dem Herrn, dessen Name nur zwei Buchstaben hat, jede beliebige Röhre selbst in relativ kleinen Stückzahlen nachbauen zu lassen♣. Und zumindest die Optik: Perfekt! Sogar der alte GEC-Sticker wird perfekt imitiert. Nun gut, die elektrischen Daten – man kann nicht alles haben. Back to the Roots, oder Reibach. Zumeist allerdings Reibach. Denn die für 5 $ erstandene NOS-Röhre lässt sich leicht für 50 $ über's Internet verkaufen (*von Grosvater sein Speicher, ohne jede Garanti*). Manche Röhren bringen sogar über 500 $, da sorgt dann der Leidensdruck automatisch für ein "einzigartige Klangerlebnis". Zumindest bei Gleichrichterröhren sind derartige Eskapaden aber aus physikalischer Sicht nicht erforderlich: Mit ein paar Dioden und ein paar Widerständen lässt sich jede Kennlinie approximieren.

Neben herstellerspezifischen und jahrgangsspezifischen Unterschieden treten aber auch noch innerhalb einer Charge **Fertigungsstreuungen** auf, und deshalb werden die Luxusröhren individuell vermessen. Selektiert, bzw. "**selected**". Wenn man selektierte Röhren bestellt, und bekommt sie ohne die Aufschrift "selected", kann man reklamieren. Bekommt man Röhren, die nicht selektiert sind, kann man nicht reklamieren. Denn: "Selected" heißt nur, dass auf der Röhre "selected" draufsteht. Ob und ggf. wie selektiert wird, bleibt zumeist im Dunkel der Geschäftsgeheimnisse verborgen. Die zwei bei einem deutschen Röhrenvertrieb erstandenen "selektierten" GZ34 waren beide Ausschuss. Wie kann so etwas passieren? Glasbruch wäre verständlich, der hätte nach der Selektion eintreten können. Aber zu geringe Belastbarkeit? Das hätte beim Selektieren doch auffallen müssen? Denn: Der Röhren-Aufdruck lautet doch: **GZ34-STR Selected**. Wie kann man selektieren, wenn man nicht jede Röhre testet? Erst die dritte Röhre dieses Lieferanten konnte die für eine GZ34 üblichen Ströme liefern – ganz im Gegensatz zu unselektierten Ultron-Röhren: Hier war jede der drei gekauften Röhren perfekt. **Abb. 10.7.4** zeigt Messkurven, aufgenommen an "selektierten" GZ34. RC-Belastung mit 32 µF, Laststrom 200 mA. Bei der hochwertigen Röhre (A) arbeiten beide Systeme mit fast identischer Charakteristik, die beiden anderen Röhren (B/C, D/E) sind teurer Ausschuss.

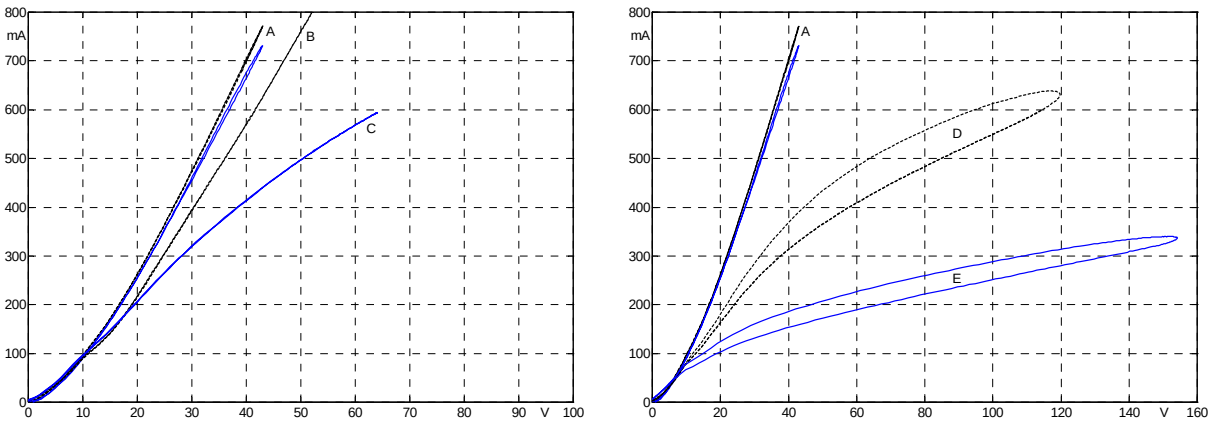


Abb. 10.7.4: GZ34 (Vollweggleichrichter). U/I-Kennlinien "selektierter" Röhren unterschiedlicher Qualität. A = gute Röhre. B und C kennzeichnen die beiden Systeme einer schlechten Röhre; D und E gehören zu einer sehr schlechten Röhre, deren Kurven sich innerhalb weniger Sekunden von schlecht auf sehr schlecht ändern. [Schlecht beschichtete Kathoden ⇒ Schade O.: Analysis of rectifier operation, Proc. IRE, July 1943, 341-361].

♣ Die in Abb. 10.7.3 vermessene RCA-Röhre entstammt nicht dieser Quelle, die lag beim Autor im Keller.

© M. Zollner 2008

10.7.3 Der Netzteil-Innenwiderstand

Die vom Netzteil erzeugte Gleichspannung bleibt – streng genommen – gar nicht gleich: Sie ändert sich in Abhängigkeit von der Belastung, und zusätzlich ist ihr eine Brumm-Wechselspannung überlagert. Wenn in diesem Zusammenhang also von **Gleichspannung** die Rede ist, meint man den arithmetischen Mittelwert der Betriebsspannung, gemessen über kurze Dauer, z.B. 20 ms. Lediglich im unbelasteten Zustand erzeugt das Netzteil eine Betriebsspannung, der nahezu keine Welligkeit überlagert ist. Diese Maximalspannung entspricht fast dem Scheitelwert der sekundären Trafo-Leerlaufspannung, z.B. 500 V. Bei Belastung mit z.B. 200 mA bricht diese Spannung auf z.B. 460 V zusammen, und dieses Verhalten kann dem einer idealen Spannungsquelle mit Innenwiderstand gleichgesetzt werden; im obigen Beispiel R_i = (500 – 460)V / 0.2A = 200 Ω. Der Innenwiderstand hängt von Trafo, Gleichrichter, Elko und Lastwiderstand ab, bei nicht allzu stark schwankender Belastung kann man aber die Lastabhängigkeit ignorieren und den Innenwiderstand als Netzteil-Konstante betrachten.

Abb. 10.7.5 zeigt die Laststromabhängigkeit der Betriebsspannung für unterschiedliche Konfiguration. Das als ideal bezeichnete Netzteil enthält eine ideale Spannungsquelle und einen idealen Gleichrichter, der lastabhängige Spannungsabfall entsteht ausschließlich aufgrund der Kondensatorentladung. Die beiden anderen Kurven wurden an einem Netzteil mit realem Trafo gemessen, dessen Innenwiderstand 2x40 Ω beträgt. Dass bereits so kleine Widerstände erhebliche Wirkung haben können, liegt am hohen Spitzenstrom (Kap. 10.7.2).

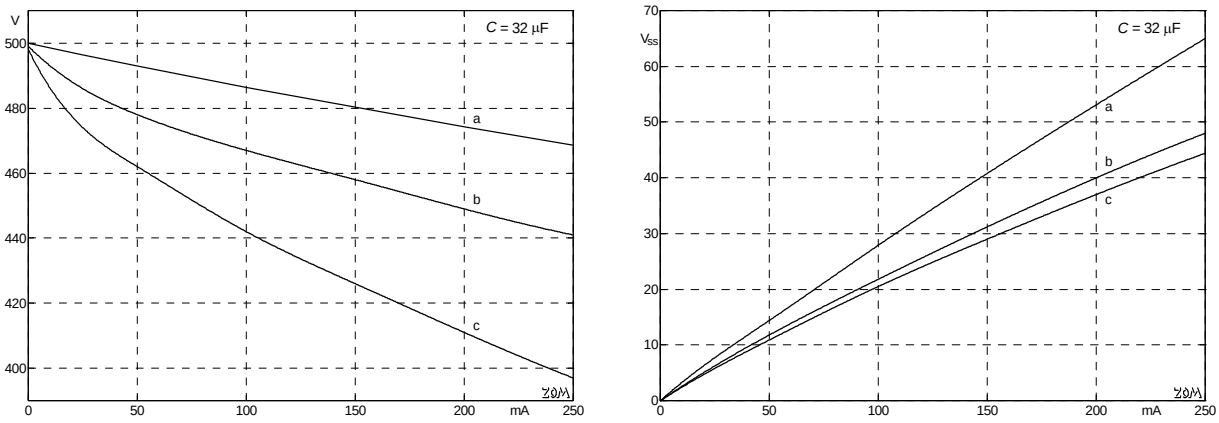


Abb. 10.7.5: Abhängigkeit der Betriebsspannung (links) und der Brummspannung (rechts) vom Laststrom.
a = ideales Netzteil, b = Si-Gleichrichter (1N4007), c = Röhrengleichrichter (GZ34). Reine RC-Belastung.

Natürlich macht es einen Unterschied, ob die Betriebsspannung bei Belastung um 30 V oder um 100 V zusammenbricht, denn hiervon hängen die Arbeitspunkte der Endröhren ab; und je nach Siebung wirkt sich eine derartige Spannungsschwankung sogar noch bis zu den Vorröhren aus (Kap. 10.1). Am stärksten bricht in Abb. 10.7.5 die Spannung am Röhrengleichrichter zusammen; für I = 150 mA um U = 75 V. Mit U / I erhält man hieraus den absoluten Innenwiderstand (500 Ω), mit dU/dI den differentiellen (300 Ω). Mit einer größeren Ladekapazität lassen sich beide Innenwiderstände verringern, allerdings erhöht sich damit der durch die Dioden fließende Spitzenstrom (vergl. Abb. 10.7.2).

Die der Betriebsspannung überlagerte **Brummspannung** ist gemäß Abb. 10.7.5 beim Röhrengleichrichter am geringsten, weil der relativ große Innenwiderstand einen großen Stromflusswinkel bewirkt. Bei Gegentaktendstufen kompensieren sich im Idealfall die Brummströme im Ausgangsübertrager (Kap. 10.5.2), bei Eintaktendstufen führt die Brummspannung in der Regel zu einem hörbaren Brummen.

© M. Zollner 2008

10.7.4 Gleichrichter-Röhren

Röhren-Datenbücher geben nur sehr selten die an der Röhre abfallende Fluss-Spannung an, obwohl hiervon der Netzteil-Innenwiderstand ganz erheblich abhängt. Beim oberflächlichen Durcharbeiten derartiger Tabellen gewinnt man schnell den Eindruck, die Hauptkriterien seien maximale Strom- und Spannungsbelastbarkeit. Wie groß die Unterschiede sein können, zeigt **Abb. 10.7.6**. Besonders überraschend ist, dass bereits die Datenblattangaben differieren: Eine 1952er Philips-GZ34 ist etwas anders als eine 1958er Philips-GZ34, eine heute produzierte 5Y3-GT hat mit einer vor 50 Jahren gebauten 5Y3-GT nicht mehr viel gemein.

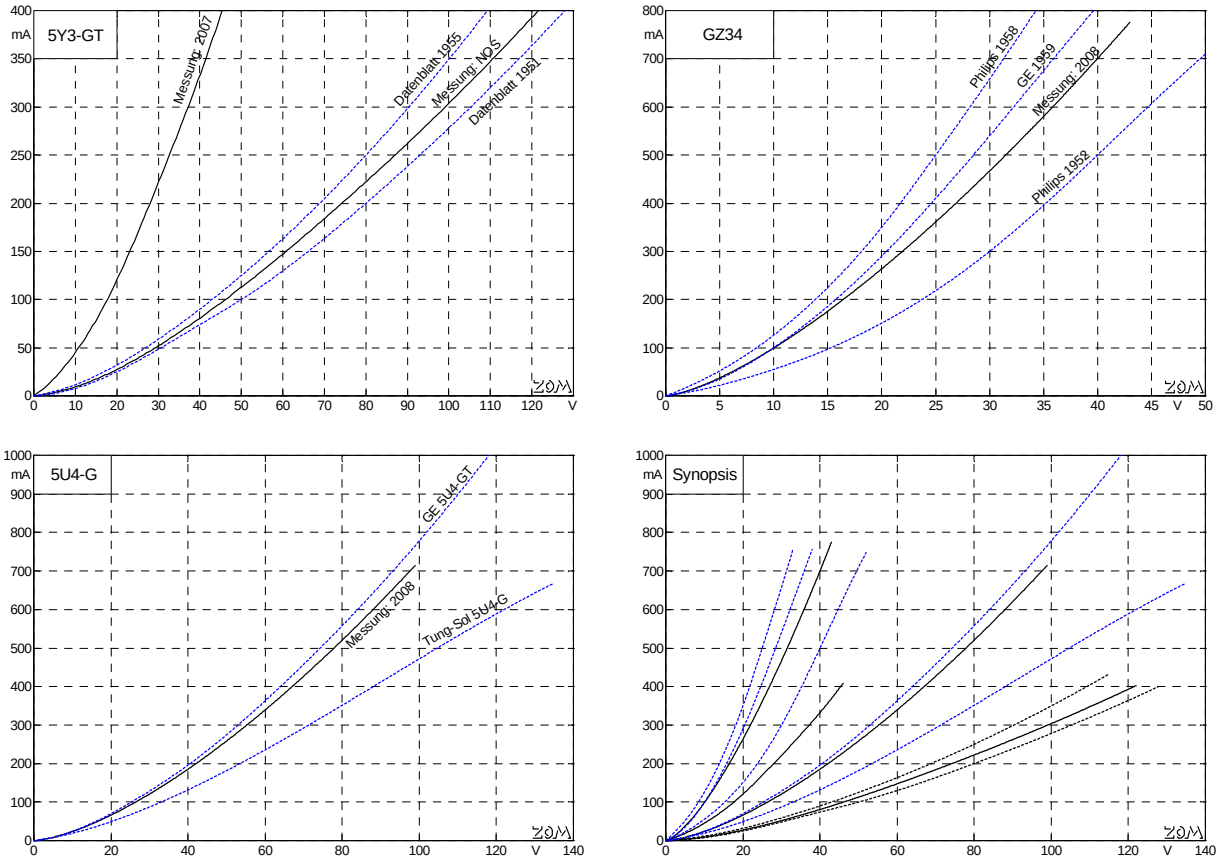


Abb. 10.7.6: In Flussrichtung betriebene Gleichrichterröhren: U/I-Diagramme.

Zu den meisten der heute angebotenen Röhren gibt es keine verbindlichen **Datenblätter**. Der Grund dürfte der folgende sein: Da entschließt sich der expandierende Gitarren-Großhandel Zupfa♣ GmbH & Co KG, in sein Sortiment künftig auch Röhren aufzunehmen. Der Vertriebs-Assistent hatte zuvor mit bunten Powerpoints leckere Tortengrafiken an die Wand geworfen, VT-117a, VT-11 und insbesondere VT-1 hatten euphorisch zugestimmt, und der GF hatte genickt. Also: Röhren. Man bestellt bei Herrn Li♣ oder Wu♣ oder Glang-Hi♣, schickt das vom Designer für teures Geld entworfene Logo als Attachment, und erhält 4 Wochen später die ersten "eigenen" Röhren, made by Zupfa. Beschreibung im zwischenzeitlich entworfenen Ad: "*Eine echte GZ34 mit voller Leistung*". Oder: "*Erstklassige GZ34, dicker Bulb, macht den Sound hörbar weicher, Reproduktion der klassischen Philips-Tube*". Datenblatt? Lieber nicht, weil: Sollten Herr Li♣ oder Herr Wu♣ oder Herr Glang-Hi♣ eines Tages nicht mehr liefern können oder wollen, muss schnell Ersatz bei Herrn Wassili♣ (oder Herrn Wischnorschow♣ oder Herrn Slochisow♣) bestellt werden können – aber natürlich unterm gleichen Logo. Da würden Datenblätter eher stören. Nastrowje!

♣ Jede Ähnlichkeit mit vergangenen, existierenden oder künftigen Namen ist rein zufällig...

© M. Zollner 2008

10.7.5 Die Siebkette

Wie in Abb. 10.7.5 gezeigt, ist der Betriebsspannung eine sägezahnförmige Wechselspannung (Brummspannung) überlagert, deren Spitze-Spitze-Wert leicht 20 – 40 V erreichen kann. Für eine Vorstufe ist ein derartig hoher Wechselanteil problematisch, weil er über den Anoden-Arbeitswiderstand in den Signalfluss eingekoppelt wird. Deshalb muss die Betriebsspannung in mehreren Tiefpassfiltern geglättet werden. Eine typische Siebkette (Glättungs-Tiefpass) enthält im Längszweig entsprechend belastbare Widerstände (z.B. 10 kΩ, 2 W), und im Querzweig spannungsfeste Elektrolytkondensatoren (Elkos), z.B. 50 µF. In hochwertigen Netzteilen ist der erste Längswiderstand jedoch nicht resistiv, sondern induktiv: Hier wird eine **Siebdrossel** verwendet (z.B. L = 3 H), weil ihr Wechselstromwiderstand Z wesentlich größer ist als ihr Gleichstromwiderstand R. Bei 100 Hz hat eine 3-H-Drossel Z = 1885 Ω, das ist etwa das Neunzehnfache ihres Kupferwiderstandes (typisch um 100 Ω). Zusammen mit einem 32-µF-Elko ergibt diese Drossel einen 16-Hz-Tiefpass zweiter Ordnung, dessen Dämpfungsmaß oberhalb der Eckfrequenz mit 12 dB/Oktave ansteigt.

Idealisiert betrachtet. In der Realität muss man vor allem berücksichtigen, dass Netz-Elkos bei höheren Frequenzen ihre Kapazität zum Teil oder sogar gänzlich verlieren (sie können induktiv werden). Deshalb ist es empfehlenswert, parallel zu den Elkos spannungsfeste Folienkondensatoren (10 – 47 nF) zu schalten. *Höhere* Frequenzen in einem mit 50 Hz betriebenen Netzteil? Durchaus, die Netzgleichrichter arbeiten ja als Schalter, und jeder Schaltvorgang stellt ein breitbandiges Ereignis dar. Insbesondere Si-Gleichrichter unterbrechen den Stromfluss abrupt, wenn die Trafo- unter die Elko-Spannung fällt – die hieraus durch Integration[♣] entstehende Sägezahnspannung enthält auch noch im Kilohertzbereich wesentliche Spektrallinien. Zusätzliche Störungen kann u.U. die Sperrverzugszeit (reverse Recovery Time) der Gleichrichter-Dioden verursachen: Es dauert einige µs, bis die Ladungsträger aus der Sperrschicht "ausgeräumt" sind, während dieser Zeit entstehen nadelförmige Spitzen im Stromverlauf. Bei richtigem Schaltungslayout ist die Störwirkung derartiger Effekte allerdings eher gering; falls doch Probleme auftreten, können entweder sog. Fast-Recovery-Dioden eingesetzt werden, und/oder man überbrückt die Dioden mit geeigneten Kondensatoren.

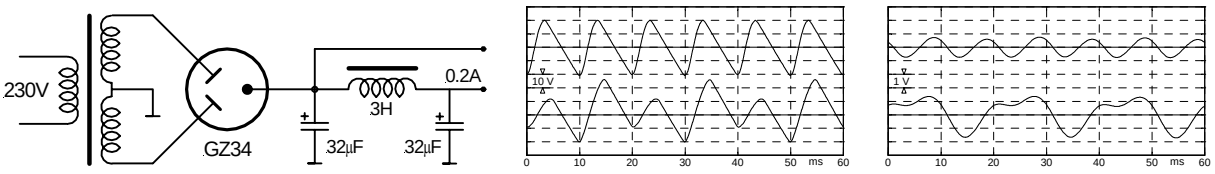


Abb. 10.7.7: Netzteil mit Siebdrossel. Die beiden Diagramme zeigen die beiden Kondensatorspannungen. Im linken Diagramm ist der Spannungsverlauf am ersten Kondensator dargestellt, im rechten Diagramm am zweiten. Die oberen Kurven gehören zu einer einwandfreien Gleichrichterröhre, die unteren zu einer minderwertigen.

In **Abb. 10.7.7** sind die Kondensatorspannungen eines mit einer GZ34 betriebenen Netzteils dargestellt. Die Drossel (3 H) reduziert zusammen mit dem zweiten Kondensator (32 µF) die Welligkeit auf ca. 0.5 V_{eff}, allerdings nur bei einer hochwertigen Gleichrichterröhre. Bei der zum Vergleich gemessenen minderwertigen "selektierten" Röhre arbeiteten die beiden Dioden sehr unterschiedlich, sodass eine starke 50-Hz-Komponente die Spannung dominierte. Höherfrequente Störsignale sind bei diesem Beispiel nicht zu erkennen, die hochwertige Röhre erzeugt (neben der Gleichspannung) einen fast perfekten 100-Hz-Ton, dessen Amplitude in den folgenden RC-Filtern weiter reduziert werden kann.

♣ $I = \mathrm{d}Q / \mathrm{d}t = C \cdot \mathrm{d}U / \mathrm{d}t$.

© M. Zollner 2008

10.7.6 Der Netztransformator

Der Netztransformator (Netztrafo) erzeugt aus der Netzspannung (230 V_{eff}) die sekundär benötigten Wechselspannungen und sorgt für die galvanische Trennung dieser Spannungen vom Netz. Ein für einen Gitarrenverstärker typischer Netztrafo hat sekundär zwei Heizwicklungen (5 V und 6.3 V), und eine unterteilte Anodenwicklung (z.B. 2x350 V). Die folgenden Ausführungen beschränken sich auf die Zusammenhänge zwischen der Primär- und *einer* Sekundärwicklung, weitergehende Details können Grundlagenbüchern entnommen werden [z.B. 7, 17, 18, 20].

Ein Hauptkriterium zur Trafo-Dimensionierung ist die zu transformierende **Leistung** *P*. Hiermit ist nicht die Audioleistung gemeint (z.B. 50 W), sondern die gesamte zum Betrieb benötigte Leistung (z.B. 140 W). Ein wesentlicher Teil dieser vom Netz entnommenen Leistung wird im Verstärker in Wärme umgewandelt, die an den Lautsprecher abgegebene Leistung ist demgegenüber meist der kleinere Teil. Die **Heizleistung** lässt sich leicht aus Datenbüchern ermitteln: Z.B. 2xEL34 = 19 W, 4xECC83 = 7.5 W, 1xGZ34 = 9.5 W, zusammen 36 W. Hinzu kommt die von den Röhren und deren Arbeitswiderständen aufgenommene Leistung, die nur ungefähr abgeschätzt werden kann: Die **Triodenleistung** hängt natürlich stark vom Arbeitspunkt ab, je ECC83 kann man als erste Näherung 1 W ansetzen. Die beiden **Endpentoden** nehmen zusammen als Verlustleistung in etwa dieselbe Leistung auf, die als Audioleistung erzeugt wird, im Beispiel 50 W. Damit lautet die Leistungsbilanz: P = 36 W + 54 W + 50 W, zusammen also ca. 140 W. In diese einfache Berechnung ist noch nicht der Trafo-Wirkungsgrad eingegangen, er soll zu 90% angesetzt werden (kann im Einzelfall aber auch geringer sein). Wenn der Verstärker 50 W Audioleistung abgeben soll, und der Ausgangsübertrager ca. 5 W in Wärme umsetzt, ist seine Leistungsaufnahme nicht 50 W, sondern 55 W. Vereinfacht gerechnet erhöht sich damit die vom Netztrafo abzugebende Leistung auf 147 W, und wenn dieser ebenfalls 90% Wirkungsgrad hat, entnimmt er ca. 164 W aus dem Netz. Bei Übersteuerung der Endstufe kann dieser Wert auch noch größer werden, so dass man als Richtwert die Leistungsaufnahme des Netztransformators ungefähr als vierfachen Wert der Audioleistung ansetzen sollte: Ein 50-W-Verstärker braucht nach dieser vereinfachten Berechnung also einen 200-W-Trafo. Beziehungsweise einen 150-W-Trafo, wenn man sparen möchte. Denn: Der Verstärker arbeitet ja nicht andauernd bei voller Übersteuerung. Arbeitet schon? Dann lohnt es sich, Reserven einzuplanen, und den größeren Trafo einzubauen.

Die Festlegung der **Trafogröße** ist ein komplizierter Optimierungsprozess: Der Netztrafo ist groß, schwer und teuer, da will allzu sogloses Überdimensionieren wohl überlegt sein. Andererseits erfordert ein Trafoausfall eine aufwändige Reparatur, das ruiniert das Herstellerimage. Ein Hauptkriterium für die Trafozuverlässigkeit ist (neben der Spannungsfestigkeit, die uneingeschränkt vorausgesetzt wird) die Wicklungstemperatur. Diese hängt von der Bauform und der Belastung ab, aber auch von der im Gerät entstehenden Umgebungstemperatur. Wird der Trafo nahe bei heißen Röhren betrieben (70° Lufttemperatur sind nicht unüblich), ist seine elektrische Belastbarkeit geringer als in einem lüftergekühlten Verstärker. Es ist deshalb nicht ungewöhnlich, in einem 50-W-Verstärker einen Netztrafo zu finden, der in Datenblättern mit 250 W spezifiziert wird. Eine ganz andere Frage ist allerdings, ob die für derartige Trafos verlangten Preise immer gerechtfertigt sind, denn diese begründen sich nicht in jedem Fall mit den besonderen Sicherheitsreserven, sondern mit einem mehr oder weniger exakten Nachbau alter (aber berühmter) Vorgänger aus den 50er- und 60er-Jahren des letzten Jahrhunderts. Wer für einen derartigen 250-W-Netztrafo gerne 250 € zahlen möchte, sollte sich nicht bremsen lassen; es sei aber darauf hingewiesen, dass 300-W-Ringkerntrafos schon ab 50 € zu kaufen sind, und die halten sogar die aktuellen VDE-Vorschriften ein.

© M. Zollner 2008

Ein Netztransformator ist eine Spannungsquelle, definiert durch Leerlaufspannung und Innenwiderstand. In Kap. 10.7.3 wurde gezeigt, dass das lastabhängige Zusammenbrechen der Betriebsspannung (das "Sagging") auch vom Trafo-Innenwiderstand abhängt, insofern kann es durchaus wünschenswert sein, alte Vorbilder nachzubauen. Es ist aber auch möglich, den Innenwiderstand eine Trafos dadurch (auf den Sollwert) zu vergrößern, dass seine sekundäre Wicklungsmitte nicht direkt auf Masse gelegt wird, sondern über einen Widerstand.

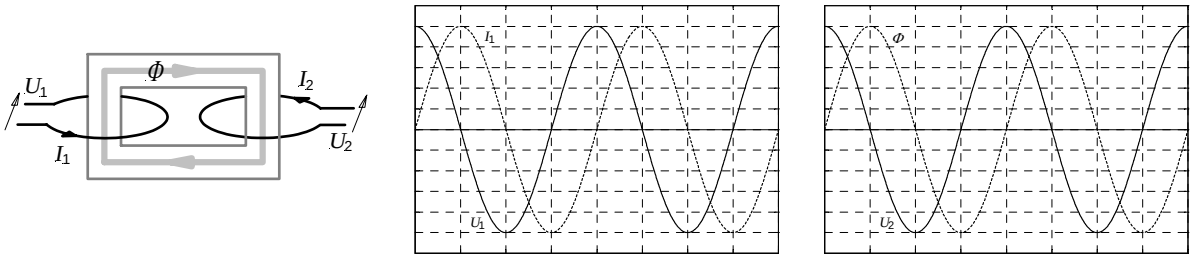


Abb. 10.7.8: Der Transformator als idealer Vierpol. Spannungen und Ströme für sekundären Leerlauf ($I_2 = 0$).

Abb. 10.7.8 verdeutlicht die prinzipielle Wirkungsweise eines Transformators. In der Primärwicklung, hier nur mit einer Windung gezeichnet, fließt der Primärstrom I_1; er erzeugt den Magnetfluss Φ. Zunächst sei der Sekundärkreis **unbelastet** ($I_2 = 0$). Der Magnetfluss ist zum Primärstrom proportional (Durchflutungsgesetz), beide seien rein sinusförmig, Nichtlinearitäten werden zunächst ignoriert. Die zeitliche Änderung des Magnetflusses bewirkt, dass in der Sekundärwicklung eine zur Flussamplitude proportionale Spannung U_2 induziert wird (Induktionsgesetz: $U_2 = d\Phi / dt$), Sekundärspannung und Magnetfluss sind aber wegen des Differentials um 90° gegeneinander phasenverschoben. Auch Primärspannung und -strom sind gegeneinander um 90° verschoben, weil bei unbelastetem Sekundärkreis die Primärwicklung eine reine Induktivität darstellt (Wicklungswiderstände zunächst vernachlässigt).

Bei sekundärer **Belastung** ändern sich die Verhältnisse, denn nun fließt ein Sekundärstrom, der seinerseits einen (zusätzlichen) Magnetfluss bewirkt. Nimmt man primäre *Spannungs*einprägung an (das Netz ist niederohmig), so darf die sekundäre Belastung den Magnetfluss nicht verändern – schließlich hängen auch Primärspannung und Magnetfluss über das Induktionsgesetz zusammen. Der Zeitverlauf des Magnetflusses kann aber nur beibehalten werden, wenn der vom Sekundärstrom erzeugte zusätzliche Magnetfluss Φ_2 durch einen weiteren, zu Φ_2 gegenphasigen Magnetfluss Φ_1 kompensiert wird; Φ_1 muss durch einen zusätzlichen Eingangsstrom erzeugt werden. Zusammengefasst: Bei sekundärer Belastung ändert sich Φ nicht; eine reelle sekundäre Last bewirkt aber, dass zum primären Blindstrom ein primärer Wirkstrom hinzukommt. Soweit die Idealisierung. Realitätsnähere Modelle berücksichtigen außerdem: Die ohmschen Wicklungswiderstände, magnetische Streuung, Wicklungskapazitäten, und das nichtlineare Verhalten des Kernmaterials.

Die **Wicklungswiderstände** hängen von Windungslänge, Windungszahl, Drahtquerschnitt und spezifischem (Kupfer-) Widerstand ab; sie sind eine Ursache♣ für die Trafoverluste, also dafür, dass der Trafo einen Teil seiner aufgenommenen Leistung in Wärme umwandelt. Für die Primärwicklung eines Netztrafos sind 6 Ω kein unüblicher Wert – aber natürlich nicht die alleinige Komponente der Primärimpedanz. Denn: 230 V / 6 Ω = 38 A, diese Stromaufnahme wäre um mehr als eine Zehnerpotenz zu hoch. Die Hauptkomponente der Primärimpedanz ist bei sekundärem Leerlauf eine Induktivität♣, die im einfachen Ersatzschaltbild im Reihe zum Wicklungswiderstand liegt. Bei sekundärer Wirklast überträgt das Magnetfeld *Wirk*leistung, die dem Primärkreis durch einen zusätzlichen *Wirk*widerstand entnommen wird.

♣ Eisenverluste siehe später

© M. Zollner 2008

Das von der Primärwicklung erzeugte Magnetfeld als Träger reaktiver und vor allem aktiver Leistung sollte im Interesse eines hohen Wirkungsgrades möglichst vollständig die Sekundärwicklung durchdringen. Zur Feldführung kommt deshalb ein Trafokern aus ferromagnetischem Material zum Einsatz, das (gegenüber Luft) einen wesentlich kleineren magnetischen Widerstand aufweist (vergl. Kap. 4). Allerdings ist dieser Magnetwiderstand in hohem Maße **nichtlinear**: Bei hohen magnetischen Flussdichten treten Sättigungseffekte auf. Wird die Sättigungsgrenze überschritten (ein gradueller, kein abrupter Prozess), verliert das ferromagnetische Material zunehmend seine gute magnetische Leitfähigkeit; für den die Grenze überschreitenden Magnetfluss reagiert das Ferromagnetikum nur noch wie die wesentlich schlechter leitende Luft. Aber nicht nur bei hohen Flussdichten reagiert das Kernmaterial nichtlinear, auch bei kleinen Aussteuerungen ist (ganz im Gegensatz zu vielen klassischen Nichtlinearitäten) eine starke Nichtlinearität vorhanden. Bei einem Netztransformator, der ja an einer Wechselspannung betrieben wird, deren Effektivwert (230 V) sich kaum ändert, ist es deshalb nicht sinnvoll, ein **Kleinsignalersatzschaltbild** aufzustellen – seine Aussage wäre für den typischen Betriebsfall ungeeignet.

Abb. 10.7.9 zeigt bei einem sekundär unbelasteten Netztrafo (EI 105c) die Abhängigkeit des Primärstromes von der Primärspannung, sowie die Abhängigkeit "einer Art Impedanz" von der Spannung. Allerdings: Die klassische Impedanz ist nur für sinusförmige Signale definiert! Die hier dargestellten Größen sollen einen Eindruck von der starken Spannungsabhängigkeit vermitteln, H[♣] und Ω sind hier die Einheiten nichtlinearer Elemente.

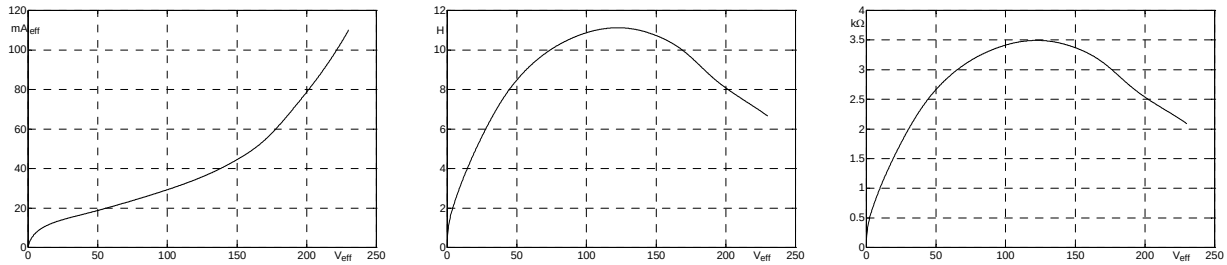


Abb. 10.7.9: Links: Effektiver Primärstrom über effektiver Primärspannung beim unbelasteten Trafo; die beiden anderen Bilder stellen den Quotienten zweier Effektivwerte dar: $U / 2\pi f I$ bzw. U / I. (H = Henry[♣]).

Im Kleinsignalersatzschaltbild würde sich (mit $U \to 0$) für die Primärimpedanz des unbelasteten Trafos eine Reihenschaltung aus Kupferwiderstand (6 Ω) und Induktivität L = 0.4 H ergeben. Aber schon bei U = 1 V steigt L auf ca. 1 H, um bei weiter steigender Spannung bis auf 11 H zuzunehmen. Bereits bei U = 1 V besteht zwischen Strom und Spannung eine deutlich sichtbare Nichtlinearität, die mit zunehmender Spannung an Einfluss gewinnt. Dieses System ist stark nichtlinear, und in gewisser Weise sogar **zeitvariant**: Der Arbeitspunkt auf der magnetischen Hystereseschleife hängt von der vorhergehenden Aussteuerung ab, die Kurve kann nur in einer Richtung (nämlich im Gegenuhrzeigersinn) durchlaufen werden. Wurde von einem Zustand hoher Feldstärke abgeschaltet, ergibt sich ein anderer Arbeitspunkt, als wenn das Wechselfeld langsam auf null abnimmt. Die bei kleinen Spannungen gemessenen Ströme und Impedanzen sind i.a. nicht reproduzierbar, wenn dazwischen ein starkes Feld angelegt wurde. Weil Netztrafos in Gitarrenverstärkern aber nicht mit 1 V, sondern mit 230 V Effektivspannung betrieben werden, wird der Betrieb an stark variierender Spannung nicht näher vertieft. Die spezielle Fachliteratur bietet hierfür ergänzenden Informationen an.

[♣] Die Einheit Henry (H) darf nicht mit dem Formelzeichen der Feldstärke (*H*) verwechselt werden.

© M. Zollner 2008

Abb. 10.7.10 zeigt Messungen eines Netztrafos, der für nachgebaute Marshall-Verstärker angeboten wird (TAD-JTM45). Der Trafo ist zunächst unbelastet, gemessen wurden Primärstrom und -spannung. Während die aus dem Netz über einen Stelltrafo erzeugten Primärspannungen noch annähernd sinusförmig verlaufen, zeigen die Primärströme spannungsabhängige Abweichungen vom sinusförmigen Verlauf: Mit zunehmendem Effektivwert der Primärspannung entsteht im Stromverlauf eine Ausbuchtung, die ihr Maximum in zeitlicher Nähe zum Spannungsnulldurchgang hat. Die Erklärung: Zu diesen Zeiten wird der Magnetfluss maximal (Abb. 10.7.8), das Kernmaterial ist gesättigt, $L = U / \dot{I}$ nimmt ab, I nimmt zu.

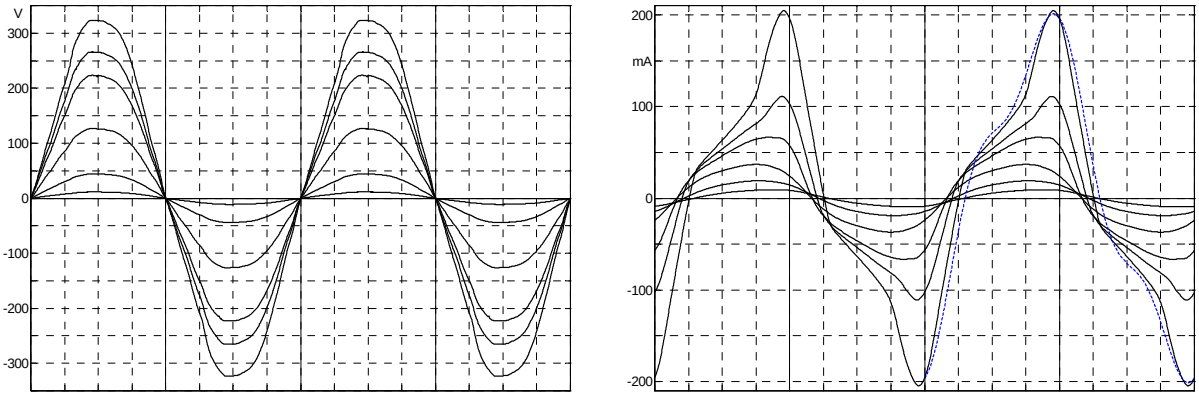


Abb. 10.7.10: Zeitlicher Verlauf von Primärspannung (links) und -strom (rechts) beim unbelasteten Netztrafo.

Die Induktivität $L = U / \dot{I}$ ist hierbei keine Konstante mehr, sondern aussteuerungsabhängig. Der nichtlinear verzerrte Stromverlauf kann in sinusförmige Komponenten zerlegt werden, wobei schon mit wenigen Teilschwingungen das grundsätzliche Verhalten erklärbar ist: Zusammen mit einer Sinusspannung bildet der Sinusanteil des Stromes die Wirkleistung; die Kosinusanteile des Stromes bilden mit der Sinusspannung Blindleistungen:

$$u(t) = u_S \cdot \sin(\omega t); \qquad i(t) = i_S \cdot \sin(\omega t) + i_{C1} \cdot \cos(\omega t) + i_{C3} \cdot \cos(3\omega t);$$

In der zweiten Hälfte des rechten Bildes ist diese einfache Summation gestrichelt eingezeichnet, man erkennt die grundsätzliche Brauchbarkeit – bei Bedarf müssen einfach zusätzliche Teilschwingungen höherer Ordnung dazuaddiert werden. Nur die Sinuskomponenten (u_S, i_S) ergeben zusammen einen Wirkanteil (Faltungssatz der Fouriertransformation), wohingegen der Mittelwert der zueinander orthogonalen Sinus- und Kosinusschwingungen immer null ergibt; diese Produkte repräsentieren folglich **Blindleistungen**. Verständlich: Sofern der bei Sättigung aus dem Kern austretende magnetische **Streufluss** keine Wirbelströme hervorruft, enthält er reine Blindleistungen. Die **Ummagnetisierung** der Kernbleche erfordert hingegen Wirkleistung, im Beispiel ca. 13 W. Diese Leistung wird irreversibel dem Kern zugeführt, sie bewirkt seine Erwärmung. Gegenüber diesen Ummagnetisierungsverlusten spielen die Kupferverluste der Primärwicklung mit 0.07 W keine Rolle, und da bei unbelasteter Sekundärseite auch dort keine Wärme entwickelt wird, gilt in guter Näherung: **Im Leerlauf treten nur Eisenverluste auf**. Es soll nochmals betont werden, dass auch ein Blindstrom real fließt: Er erzeugt an jedem durchflossenen Wirkwiderstand einen konphasen Spannungsabfall, der zusammen mit diesem Blindstrom Wirkleistung bedeutet! Im o.a. Beispiel ist allerdings der primäre Kupferwiderstand mit 6 Ω so gering, dass die an ihm (bei sekundärem Leerlauf) erzeugte Wirkleistung nicht ins Gewicht fällt. Das wird sich ändern, wenn die Sekundärseite belastet wird, denn dann kann der Primärstrom auf über 1 A ansteigen.

© M. Zollner 2008

Für die folgenden Messungen wurde der Trafo sekundär belastet, indem an die in Reihe liegenden Hochspannungswicklungen (2 x 350 V) ein 10-kΩ-Widerstand angeschlossen wurde. **Abb. 10.7.11** zeigt die dabei entstehenden Primärspannungen und -ströme: Im Unterschied zu Abb. 10.7.10 ist der Stromverlauf jetzt wesentlich sinusähnlicher, weil zum Magnetisierungsstrom ein zusätzlicher Wirkstrom hinzukommt – die sekundär abgenommene Wirkleistung (49 W) muss ja von der Primärseite ebenfalls als Wirkleistung geliefert werden. Die gesamte primär aufgenommene Wirkleistung beträgt jetzt 63 W, und wieder bleiben hiervon ca. 14 W im Trafo als Verlustleistung (Wärme). Da der Magnetfluss näherungsweise von der Belastung unabhängig ist, sind auch die Ummagnetisierungsverluste[♣] lastunabhängig (hier: 13 W). Dazu kommen die Kupferverluste, die proportional zur abgegebenen Leistung ansteigen.

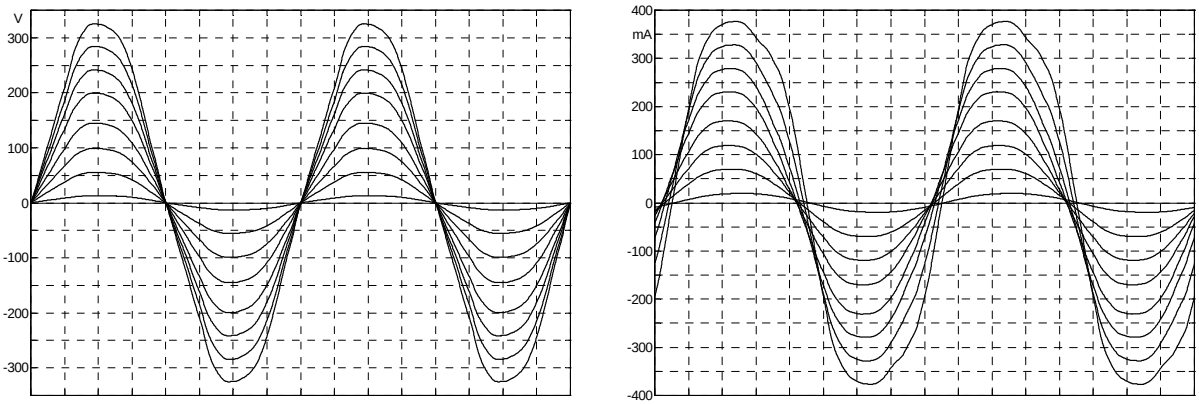


Abb. 10.7.11: Zeitlicher Verlauf von Primärspannung (links) und -strom (rechts) beim belasteten Netztrafo.

Obwohl in einem nichtlinearen System das Überlagerungsprinzip nicht gilt, kann man in guter Näherung den Primärstrom in einen lastunabhängigen Magnetisierungsstrom und einen Laststrom trennen. **Abb. 10.7.12** zeigt hierzu zwei Beispiele: Der o.a. Netztrafo wurde mit 10 kΩ bzw. mit 5 kΩ belastet, vom primären Gesamtstrom wurde ein zur Primärspannung proportionaler Wirkstrom abgezogen; übrig bleibt in allen drei Fällen derselbe Magnetisierungsstrom. Oder, um auch Germanisten zu erfreuen: Der gleiche, denn derselbe ist's natürlich nicht.

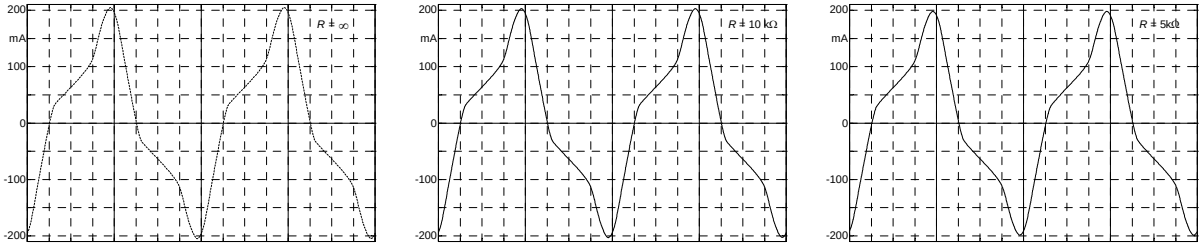


Abb. 10.7.12: Primärer Magnetisierungsstrom bei drei unterschiedlichen Belastungen (Messwerte).

Die Beziehungen zwischen Primärspannung und -strom kann man auch als **Lissajous-Figur** darstellen: Allerdings nicht Spannung über Strom, sondern *integrierte* Spannung über Strom. Während die magnetische Feldstärke *H* direkt zum Strom proportional ist, bedingt das Induktionsgesetz eine Proportionalität zwischen magnetischer Flussdichte *B* und Spannungs-*Integral*. Hiermit erhält man eine Vorstellung von der Aussteuerung des Magnetkreises, jedoch ohne genaue quantitative Skalierung: Die induzierte Spannung entspricht dem Produkt von Flussänderung und *Windungszahl* – und diese ist bei dem untersuchten Transformator unbekannt. Deshalb stellt die Ordinate der folgenden Bilder nicht den Fluss Φ dar.

[♣] Bei dieser vereinfachten Betrachtung wird nicht zwischen Hysterese- und Wirbelstromverlusten unterschieden.

© M. Zollner 2008

In **Abb. 10.7.13** ist die integrierte Primärspannung über dem Primärstrom dargestellt. Bei unbelastetem Transformator würde man mit rein induktiver Primärwicklung eine durch den Nullpunkt gehende Gerade erhalten (wegen der Integration ergibt sich kein Kreis), das nichtlineare Kernmaterial bewirkt die Hystereseschleife. Bei Belastung steigt die Wirkstromkomponente, die Kurven weiten kreisähnlich auf. Zieht man vom gesamten Primärstrom den spannungsproportionalen Laststrom ab, erhält man in sehr guter Übereinstimmung wieder den primären Magnetisierungsstrom. Die exakte Primärwindungszahl ist bei diesem Messobjekt unbekannt, Herstellerdatenblättern kann ein Wert von knapp 400 Wdg. entnommen werden.

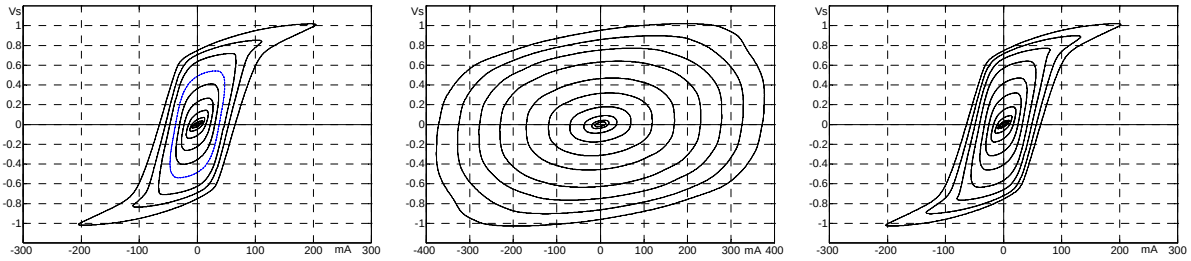


Abb. 10.7.13: Integrierte Primärspannung über Primärstrom. Links: Sek. Leerlauf; Mitte + rechts: 10 kΩ Last. Im rechten Bild wurde vom Primärstrom der (primärspannungsproportionale) Laststrom abgezogen. Die Ordinate stellt den Verkettungsfluss in der Einheit Vs dar, der tatsächliche Magnetfluss Φ ist um den Faktor N_1 kleiner (N_1 = Windungszahl, ca. 400).

Fasst man die bisherigen Ergebnisse zusammen, entsteht ein zwiespältiges Bild: Einerseits ist der Netztrafo ein kompliziertes nichtlineares System mit inhomogener Feldverteilung, andererseits in nicht zu schlechter **Näherung** eine einfache Spannungsquelle mit Innenwiderstand. Im Leerlauf liegt an den Sekundärklemmen die annähernd sinusförmige Leerlaufspannung, die bei Belastung abnimmt (zusammenbricht). Nicht total, aber merklich: Bei I_2 = 300 mA_{eff} Sekundärstrom geht der Effektivwert der Sekundärspannung von z.B. 350 V_{eff} auf 338 V_{eff} zurück, das entspricht einer **Quellimpedanz** von Z_i = 40 Ω. Diese Impedanz ist näherungsweise reell, neben dem sekundären Kupferwiderstand und dem mit $\ddot{u}^2$ transformierten primären Kupferwiderstand ist auch noch eine kleine (streubedingte) Induktivität vorhanden. Die folgende **Tabelle** listen einige Grundparameter typischer Trafobauformen auf, weitere Details können dem Kapitel über Ausgangs-Übertrager entnommen werden. Die vollständige Trafo-Berechnung ist nicht das Ziel der vorliegenden Ausführungen, hierüber existiert genügend Spezialliteratur.

Neben den Abmessungen ist vermutlich die **Trafoleistung** der wichtigste Tabellenparameter. Wenn in der Literatur hiervon die Rede ist, handelt es sich zumeist um die Sekundärleistung. Gelegentlich aber auch um die Primärleistung, die ist – je nach Wirkungsgrad – um ca. 10% höher. Die Trafoleistung, also die *maximal* erlaubte Leistungsabgabe, ist direkt an die Trafo-Erwärmung gekoppelt. Wird der Trafo zu heiß, können die Wicklungsdrähte durchbrennen, und/oder die Isolierung Schaden nehmen. Im Lauf der letzten Jahrzehnte kamen bessere Kernmaterialien zum Einsatz (weniger Hysterese- und Wirbelstromverluste, und damit weniger Erwärmung), und die Temperaturfestigkeit der Isoliermaterialien verbesserte sich auch. Es sind diese Gründe, die bei einem M-65-Netztrafo eine Leistungsspanne von 30–57 W bewirken. Eine weiter Bereich, zugegeben, aber: Ohne genaue Information über die Zutaten kein Kochrezept, auch beim Trafo. Die folgenden Tabellen nennen zwei Leistungswerte, die man als typische Grenzen interpretieren kann: Der kleinere Wert repräsentiert die Technik der großen Vorbilder, der größere Wert findet sich Anno 2008 in Herstellerdatenblättern – die mit speziellen Kernmaterialien sogar noch um 10 – 20% darüber gehen. Bei den Kerndaten (Fe) gilt der kleinere Wert für 90% Füllfaktor, der größere Wert für 100%.

© M. Zollner 2008

	P /VA	b / mm	h / mm	Cu / cm^2	Cu / cm	Fe / cm^2	Fe / cm	Fe / Gramm
M20	ca. 0.5	20	5.0	0.33	3.6	0.22 / 0.25	4.6	11 / 10
M30a	ca. 1.5	30	7.0	0.83	5.4	0.43 / 0.49	7.0	33 / 30
M30b	2-3	30	10.5	0.83	6.1	0.65 / 0.74	7.0	45 / 40
M42	5-7	42	14.7	1.75	8.7	1.55 / 1.76	9.8	119 / 108
M55	15-21	55	20.3	2.68	11.3	3.04 / 3.45	12.9	310 / 279
M65	30-50	65	27.0	3.90	13.8	4.75 / 5.40	15.2	560 / 500
M74	60-82	74	32.2	5.17	16.0	6.52 / 7.41	17.3	890 / 790
M85a	79-105	85	32.2	5.29	17.0	8.22 / 9.34	19.8	1240 / 1120
M85b	106-140	85	44.8	5.29	19.6	11.4 / 13.0	19.8	1730 / 1560
M102a	135-180	102	35.0	7.87	19.7	10.5 / 11.9	23.8	1910 / 1770
M102b	193-240	102	52.5	7.87	23.2	15.7 / 17.9	23.8	2880 / 2640

Kern / mm	P / VA	b / mm	h / mm	Cu / cm^2	Cu / cm	Fe / cm^2	Fe / cm	Fe / Gramm
EI-30	ca. 1	25	10.0	0.50	6.0	0.9 / 1.00	6.0	45 / 41
EI-42	2.5-4.5	35	13.7	0.95	8.2	1.73 / 1.9	8.4	120 / 108
EI-48	5-9	40	15.7	1.30	9.3	2.25 / 2.5	9.6	180 / 162
EI-54	9-15	45	17.7	1.65	10.5	2.88 / 3.2	10.8	260 / 234
EI-60	14-22	50	19.9	2.06	11.7	3.6 / 4.0	12.0	360 / 324
EI-66a	21-31	55	21.9	2.49	12.8	4.32 / 4.8	13.2	480 / 432
EI-66b	31-46	55	33.5	2.49	15.1	6.63 / 7.4	13.2	733 / 660
EI-75	34-48	62.5	25.2	2.90	14.2	5.67 / 6.3	15.0	710 / 639
EI-78	40-60	65	26.4	3.16	15.1	6.17 / 6.9	15.6	805 / 725
EI-84a	58-80	70	27.9	3.85	16.2	7.03 / 7.8	16.8	985 / 887
EI-84b	75-106	70	41.9	3.85	19.0	10.6 / 11.7	16.8	1480 / 1332
EI-92a	70-91	74	22.9	9.4	16.8	4.7 / 5.3	19.4	770 / 693
EI-92b	95-123	74	31.9	9.4	18.6	6.6 / 7.3	19.4	1070 / 963
EI-96a	100-128	80	34.0	4.9	18.8	9.8 / 10.9	19.2	1567 / 1410
EI-96b	125-170	80	44.0	4.9	20.8	12.7 / 14.1	19.2	2033 / 1830
EI-96c	160-215	80	58.0	4.9	23.6	16.7 / 18.6	19.2	2678 / 2410
EI-105a	120-160	87.5	35.0	5.8	20.3	11.0 / 12.3	21.0	1930 / 1737
EI-105b	150-210	87.5	44.8	5.8	22.3	14.1 / 15.7	21.0	2470 / 2223
EI-105c	190-260	87.5	56.0	5.8	24.5	17.6 / 19.6	21.0	3088 / 2779
EI-106a	135-180	85	31.9	10.6	20.5	8.3 / 9.3	21.8	1520 / 1370
EI-106b	184-239	85	44.8	10.6	23.1	11.7 / 13.0	21.8	2130 / 1920
EI-108	140-180	90	36.1	6.2	21.0	11.7 / 13.0	21.6	2110 / 1900
EI-120a	200-250	100	40.0	7.6	22.9	14.4 / 16.0	24	2889 / 2600
EI-120b	250-320	100	52.2	7.6	25.3	18.8 / 20.9	24	3756 / 3380
EI-120c	320-400	100	72.1	7.6	29.3	25.9 / 28.8	24	5200 / 4680
EI-130a	250-320	105	36.1	16.7	24.2	11.3 / 12.6	27	2570 / 2310
EI-130b	290-400	105	46.1	16.7	26.2	14.5 / 16.1	27	3280 / 2950
EI-150a	340-480	120	40.1	20.9	28.1	14.4 / 16	31	3720 / 3350
EI-150b	430-580	120	50.1	20.9	30.1	18.0 / 20	31	4650 / 4180
EI-150c	500-670	120	60.1	20.9	32.1	21.6 / 24	31	5550 / 5000
EI-150Na	400-510	145	47.9	13.4	28.5	21.5 / 24.0	30	5400 / 4860
EI-150Nb	500-600	145	64.9	13.4	31.9	29.2 / 32.5	30	7300 / 6570
EI-150Nc	630-700	145	90.9	13.4	37.1	40.9 / 45.5	30	10200 / 9180

Tabelle: Trafodaten; b = Breite, h = Höhe des Blechpaketes; Cu-Daten: Wicklungsquerschnitt, Windungslänge. Fe-Daten: Eisenquerschnitt, Eisenweglänge, Kernmasse (Füllfaktor 90%). Kursiv gelistete Trafos: Abfallarm.

© M. Zollner 2008

Es ist üblich, bei einem Netztransformator nicht die Über-Alles-Abmessungen, sondern die Kernabmessungen zu spezifizieren. Die am häufigsten verwendeten **Kernbleche** haben entweder das M-Format, oder das EI-Format. Die Kernbleche eines M85-Trafos haben 85 mm Kantenlänge (alle M-Bleche sind quadratisch), und zumeist 0.35 mm Dicke (auch 0.5 mm sind möglich). Für die Dicke (Stapelhöhe) des gesamten M-85-Kerns gibt es zwei Standardmaße, die mit a oder b bezeichnet werden: M85a = 32.2 mm, M85b = 44.8 mm. Um die Auswirkungen des Luftspaltes klein zu halten, stopft man die Bleche abwechselnd aus entgegengesetzten Richtungen. Beim EI-Kern gibt es neben dem (häufigen) abfallfreien Kernschnitt auch noch den abfallarmen Schnitt. EI-Kerne haben gegenüber M-Kernen drei Luftspalte, also tendenziell größere Streuverluste, sie sind aber leichter zu montieren. Beim abfallfreien Schnitt erhält man beim Ausstanzen zweier E-Stücke exakt zwei I-Stücke (ohne Verschnitt), der Wicklungsquerschnitt ist aber kleiner als beim abfallarmen Schnitt. **Abb. 10.7.14** zeigt die drei Blechformen im Vergleich, in der eben aufgeführten **Tabelle** sind die Abmessungen zusammengefasst. Die geometrischen und die magnetischen Eigenschaften der Kernbleche sind in verschiedenen Normen standardisiert, es darf aber nicht erwartet werden, dass außereuropäische Hersteller nach DIN oder EN fertigen.

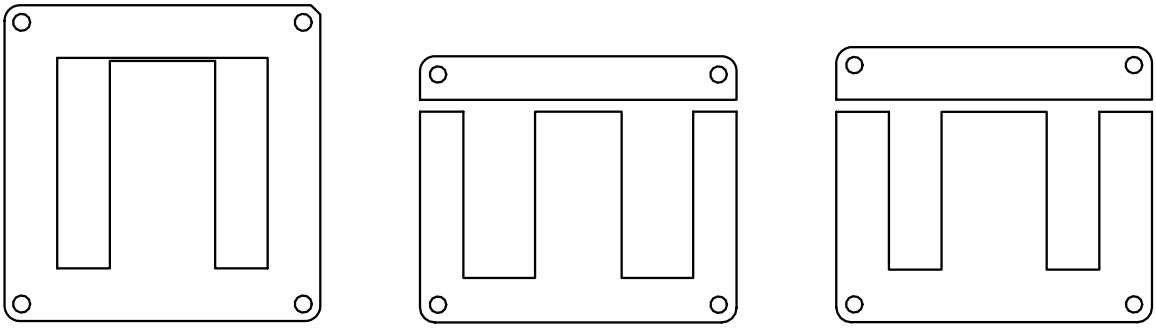


Abb. 10.7.14: Kernbleche, auf gleiche Breite normiert: M-Kern, EI-Kern abfallarm, EI-Kern abfallfrei (v.l.n.r). Für die Befestigungslöcher gibt es unterschiedliche Standards.

Kühn R.: Der Kleintransformator. C.F. Winter 1964, Prien.

Hanncke W.: Kleintransformatoren und Eisenkerndrosseln, Vogel 1970, Würzburg.

Klein P.: Netztransformatoren und Drosseln, Franzis 1979, München.

Feldtkeller R.: Theorie der Spulen und Übertrager, Hirzel 1971, Stuttgart.

© M. Zollner 2008

10.8 Effekte

10.8.1 Nachhall (Reverb)

In jedem (Innen-) Raum[♣] reflektieren Boden, Decke und Wände Schall. Ist der zeitliche Abstand dieser einzelnen Reflexionen größer als ca. 50 ms, werden Einzelechos wahrgenommen, wohingegen in kurzem Abstand aufeinanderfolgende Reflexionen einen halligen Eindruck erzeugen. Da die Schallausbreitung im Raum (d.h. in Luft) in sehr guter Näherung ein linearer Prozess ist (LZI-System), kann das System "Raum" sowohl durch seine Impulsantwort (**Abb. 10.8.1**), als auch durch seine Übertragungsfunktion beschrieben werden.

Um die **Raum-Impulsantwort** darzustellen, regt man den Raum mit einem Schallimpuls an: Dies kann ein elektrisch erzeugter Funke sein (Zündkerze), oder ein zerplatzender Luftballon, oder Händeklatschen, oder Ähnliches. In der Realität ist das Anregungssignal also nicht der in der Systemtheorie verwendete Dirac-Impuls, sondern ein realer Schallimpuls, der eine Dauer größer null und eine Amplitude kleiner unendlich hat. Mit einem Mikrofon wird am Messpunkt der Schalldruck aufgenommen, und als Betrag über der Zeit dargestellt (**Abb. 10.8.1**). Da jeder Raum beliebig viele Anregungs- und Messpunkte hat, gibt es entsprechend viele Impulsantworten. Mit fortschreitender Zeit werden die Reflexionen immer schwächer, und folgen immer dichter aufeinander. Aus den ersten Reflexionen (frühen Reflexionen) kann das Gehör Informationen über die Raumgröße gewinnen, die Absorptionsfähigkeit des Raumes wird aus der Geschwindigkeit ermittelt, mit der die Reflexionen abnehmen. Langsames Abklingen ergibt einen *halligen* Eindruck, das Gegenteil hierzu wird *trocken* genannt.

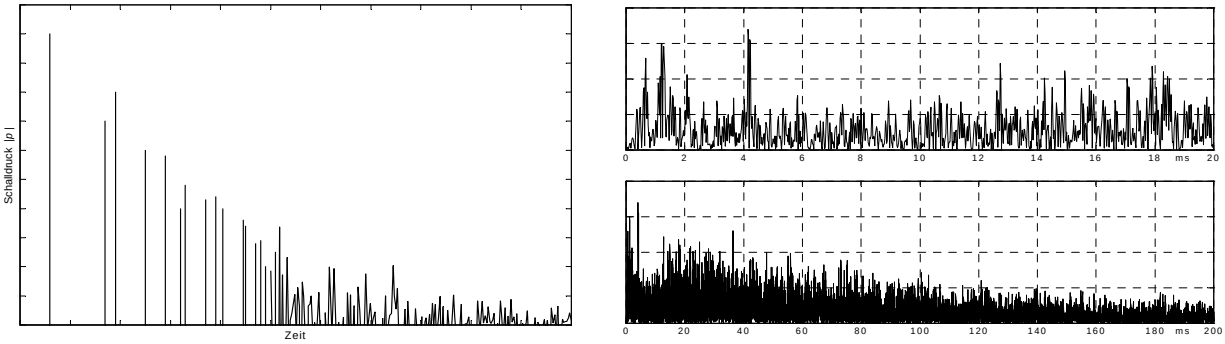


Abb. 10.8.1: Raum-Impulsantwort (Reflektogramm). Links: Modell, rechts: realer Raum.

Zur Nachbildung des realen Raumhalls verwendet man Hallfedern, Hallplatten, Magnetbandgeräte oder elektronische Laufzeitglieder (Delays). Im Gitarrenverstärker etablierte sich mit Beginn der Sechzigerjahre die Hallfeder als Standard. Zunächst nur als Zusatzgerät erhältlich, wird sie ab 1963 erstmalig serienmäßig in Fenders Vibroverb-Verstärker eingebaut. Als Verzögerungsleitung dienen hierbei zwei zu Schraubenfedern aufgewickelte Stahldrähte, in denen mechanische Wellen hin- und herlaufen. Die Grundlagen zu diesem Verzögerungsprinzip waren von den Bell Labs erforscht worden, das serienreife Produkt hatten Mitarbeiter der Hammond Organ Company entwickelt. Was gemeinhin als **Hallspirale** bezeichnet wird, ist in Wirklichkeit also keine Spirale, sondern eine Schraubenlinie (Helix). Im Falle der heute von Accutronics gefertigten "Reverb Can" sind ca. 0,4 mm dicke Stahldrähte zu Schraubenfedern aufgewickelt (4,2 mm Außendurchmesser). Auf der Aktorseite erregt ein Elektromagnet Kräfte in einem kleinen Dauermagnet, die den Stahldraht verformen; ähnlich arbeitet die Sensorseite: Bewegung eines Dauermagneten induziert Spannungen in der Sensorspule.

[♣] Im Folgenden wird mit "Raum" immer der reflektierend begrenzte Raum (Zimmer, Saal) verstanden.

© M. Zollner 2007

Bei den anfänglich verwendeten Hallsystemen waren zwei unterteilte Federn montiert, neuere Systeme haben auch drei Federn (**Abb. 10.8.2**). Die Verbindungsstelle, die nicht exakt in der Mitte liegt, sorgt für zusätzliche Reflexionen. Fließt Strom durch die Aktorspule, erzeugt der Dauermagnet eine Verdrillung (Torsion) des Federdrahtes, die in eine Biegewelle umgeformt wird. Diese läuft mit ca. 200 m/s den Stahldraht entlang und erreicht das jenseitige Ende nach ca. 30 – 40 ms. Da die beiden Federn leicht unterschiedliche Abmessungen haben, sind die Laufzeiten verschieden (laut Hersteller 34 ms und 41 ms).

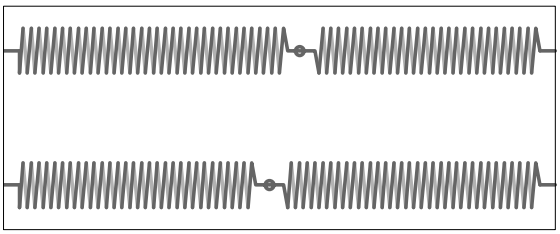


Abb. 10.8.2: Hallsystem mit zwei unterteilten Hallfedern (Accutronics). Alternativ sind auch Systeme mit drei unterteilten Hallfedern in Gebrauch. Die Verformungswellen laufen die Federn entlang und werden an beiden Enden reflektiert. Auch an der Verbindungsstelle findet eine Reflexion statt, die aber schwächer ausgeprägt ist.

Im Vergleich zum realen Raumhall zeigt der Federhall ein stark abweichendes Verhalten: Die Schallausbreitung im Raum ist dreidimensional und nicht-dispersiv, in der Feder eindimensional und dispersiv. Hätte man nur eine einzige (nicht unterteilte) Feder, es entstünde nur eine Echofolge (z.B. nach 30, 90, 150, 210 ... ms). Die Echos wären äquidistant, ihr Abstand entspräche einem Hin- und Rücklauf in der Feder. Demgegenüber nimmt beim Raumhall die mittlere zeitliche Reflexionsdichte mit t^2 zu. Jede der beiden Hallfedern besteht aber aus zwei Teilen, die an einem Ring zusammenhängen. Fasst man die Feder als mechanische Leitung auf (vergl. Kap. 2), so wirkt der Ring als Massenbelastung, der insbesondere höherfrequente Wellen teilweise reflektiert. Somit sind zwei Echosysteme in Kette geschaltet, und die Reflexionsdichte bekommt hochfrequent einen t-proportionalen Anteil. Die parallel angeordnete zweite (unterteilte) Feder verdoppelt hingegen lediglich die Reflexionsdichte, ohne aber den Exponent der Zeitabhängigkeit zu verändern.

In **Abb. 10.8.3** sind Spektrogramme der Impulsantwort dargestellt: Im linken Bild für ein Zweifedersystem; im rechten Bild für dasselbe System, dessen eine Feder aber festgeklemmt war, sodass keine Schwingung entstehen konnte. Man sieht deutlich, dass nicht von einer Verzögerungszeit pro Feder gesprochen werden kann. Stattdessen ergibt sich aufgrund der dispersiven Ausbreitung eine frequenzabhängige Gruppenlaufzeit: Hochfrequente Anteile brauchen ca. 50% länger als tieffrequente.

Abb. 10.8.3: DFT-Spektrogramme der Impulsantwort; 2 parallele Hallfedern (links), 1 Hallfeder (rechts).
Diese Abbildungen bleiben der Druckversion vorbehalten

© M. Zollner 2007

Der nutzbare Übertragungsbereich des Federhalls beträgt ca. 5 kHz, für Gitarrenverstärker voll ausreichend. In **Abb. 10.8.4** ist eine Terzanalyse dargestellt, wie sie bei Anregung mit Rosa Rauschen ermittelt wird [3]. Die unterschiedlichen Verläufe im Hochtonbereich sind auf unterschiedliche kapazitive Belastung der Sensorspule zurückzuführen: Die induktive Quellimpedanz bildet zusammen mit der Lastkapazität einen Tiefpass zweiter Ordnung, der bei geeigneter Dimensionierung für eine leichte Resonanzüberhöhung bei 4,5 kHz sorgt (----). Die Messung mit Gleitsinus (Sweep) ermöglicht einen genaueren Blick auf die Feinstruktur, wobei aber die extrem langen Ein- und Ausschwingzeiten zu berücksichtigen sind. Selbst bei einer Sweepdauer von 2 Minuten kann noch nicht vom "eingeschwungenen Zustand" gesprochen werden, die genaue Lage der Maxima und insbesondere der Minima ist von den Messparametern (Punkteauflösung, Sweepdauer) abhängig.

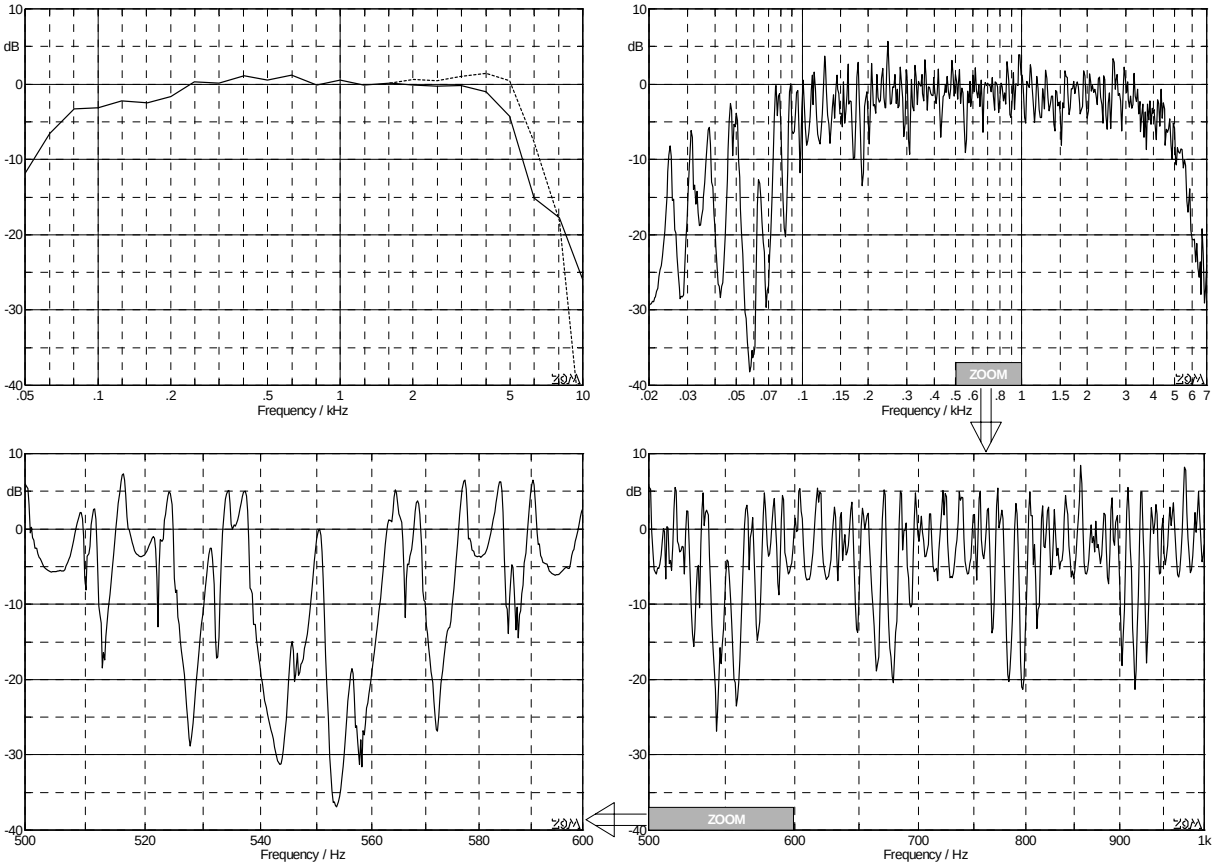


Abb. 10.8.4: Accutronics-Hallfeder 4AB3C1B, Stromeinprägung. Terz-Analyse (links oben), Sweep-Analysen.

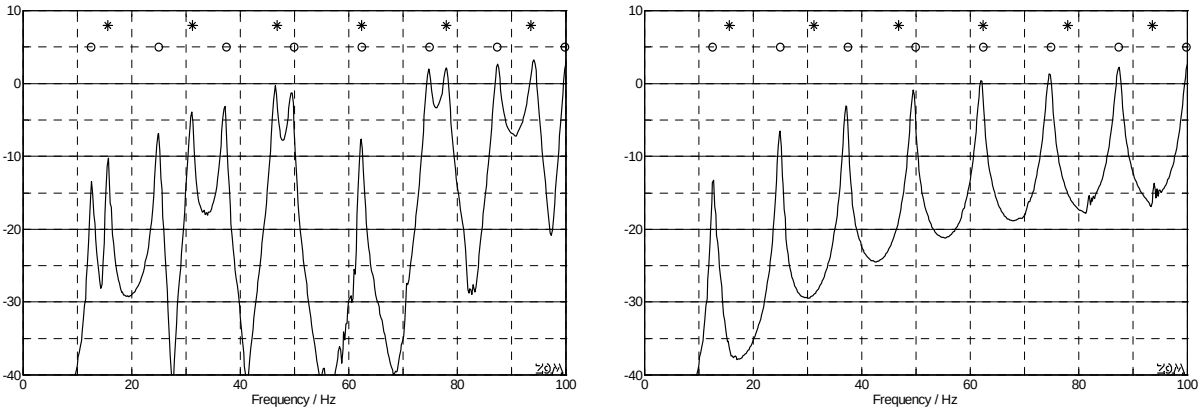


Abb. 10.8.5: 4AB3C1B, Sweep-Analysen; 2 Federn parallel (links), eine dieser Federn abgedämpft (rechts).

© M. Zollner 2007

In **Abb. 10.8.5** sind die Eigenfrequenzen niedriger Ordnung vergrößert dargestellt. Die beiden parallel liegenden Federn haben ihre tiefste Eigenfrequenz bei 12,5 bzw. 15,6 Hz, die höheren Eigenfrequenzen sind ganzzahlig vielfach hierzu (im Bild Kreise bzw. Sterne). Bei 62,5 Hz interagieren die 5. bzw. 4. Eigenfrequenz, es entsteht eine Schwebung mit sehr langer Periode. Dass die Minima durch destruktive Interferenz gebildet werden, erkennt man im rechten Teilbild: Wenn nur eine Feder schwingt, ist die Kammstruktur wesentlich regelmäßiger. Diese Regelmäßigkeit bestätigt auch die aus der Leitungstheorie gefundene Hypothese, dass der in Saitenmitte sitzende Ring nur hochfrequent als Streukörper wirkt.

Das Abklingen des Nachhalls wird zumeist über die **Nachhallzeit** T_{60} ausgedrückt: Das ist die Zeit, in der der (Terz-) Pegel nach Abschalten des Anregungssignals um 60 dB abnimmt. Im Bereich hoher Frequenzen liegt ein lehrbuchmäßiges Abklingverhalten vor (**Abb. 10.8.6**), der Pegel nimmt linear über der Zeit ab, die hieraus ermittelte Nachhallzeit beträgt 2,5 s. Bei tieferen Frequenzen sind zwei überlagerte Abklingprozesse zu erkennen: Ein früher schneller Abfall, und daran anschließend ein langsamer Abfall. In solchen Fällen wird die für das Gehör wichtige **Early Decay Time** T_{10} spezifiziert, d.h. das sechsfache der Zeit, in der der Pegel von –5dB auf –15dB abgefallen ist; Bezugswert ist der gemittelte Pegel im stationären Anregungssignal. Im Bild ist zu erkennen, dass diese EDT (T_{10}) für das gewählte Terzband ebenfalls 2,5 s beträgt, dem daran abschließenden langsamen Pegelabfall kann man eine Nachhallzeit von ca. 12 s zuordnen. Besondere Bedeutung hat der unter ca. 300 Hz liegende Frequenzbereich im Gitarrenverstärker aber nicht: In aller Regel sorgen Hochpässe für eine wirkungsvolle Tiefendämpfung, um störendes Dröhnen zu eliminieren.

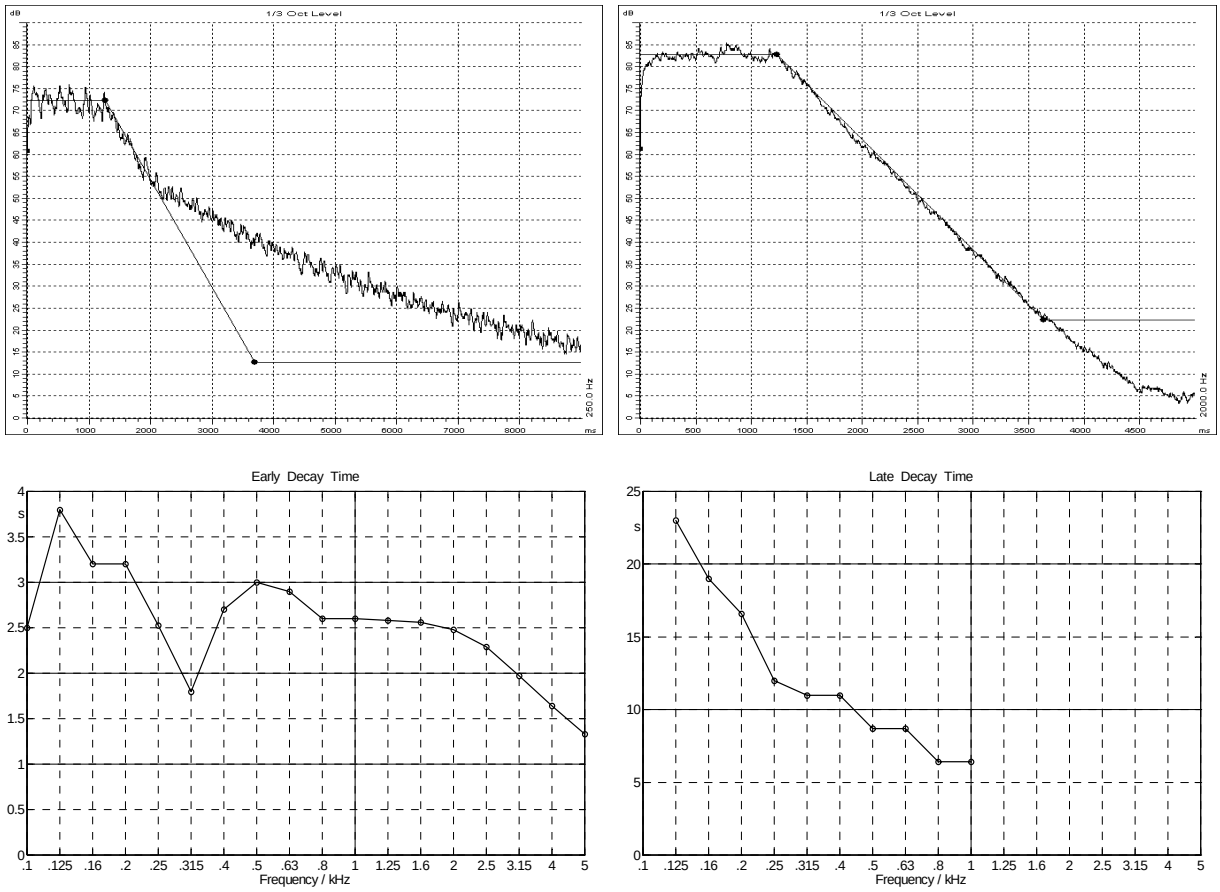


Abb. 10.8.6: Terzbreite Abkling-Analyse, Accutronics Federhall 4AB3C1B. 250 Hz (links), 2000 Hz (rechts). In der unteren Bildzeile sind die Frequenzabhängigkeiten der Nachhallzeiten dargestellt.

© M. Zollner 2007

Der **Knick** in der Nachhallkurve ist vermutlich auf die in Federmitte sitzende Streumasse zurückzuführen. Die hieran reflektierten Wellen erreichen (im Gegensatz zu den darüber hinweg gehenden Wellen) doppelt so oft das (teilweise) absorbierend gelagerte Federende, und somit gibt es zwei verschiedene Arten stehender Wellen. Ausführliche Untersuchungen zu dieser Hypothese wurden nicht durchgeführt, durch vollständiges Bedämpfen einer Feder konnte aber nachgewiesen werden, dass der Knick sicher nicht auf die unterschiedliche Absorption der beiden Federn zurückzuführen ist, denn auch *eine* (unterteilte) Feder zeigt beim Ausschwingen das in Abb. 10.8.6 dargestellte Knick-Verhalten.

Um eine einigermaßen frequenzunabhängige Übertragung zu erreichen, ist bei dem untersuchten Accutronics-Hallsystem (4AB3C1B) **Stromeinprägung** zweckmäßig (Abb. 10.8.4). Da die Eingangsimpedanz der Aktorspule im Wesentlichen induktiv ist, würde bei Spannungseinprägung ein starker Höhenabfall eintreten. Eine hochohmige Quellimpedanz wird von Röhren in Katoden-Basis-Schaltung automatisch zur Verfügung gestellt, das o.a. Accutronics-System ist mit ca. 8 Ω bei 1 kHz aber so niederohmig, dass eine extreme Fehlanpassung entstünde. Optimale Stromeinprägung entsteht bei einer Quellimpedanz von ca. 100 Ω, dies ist an einer Röhrenanode nur mittels Übertrager erreichbar. Da die Impedanz mit dem Quadrat des Übersetzungsverhältnisses $\ddot{u}$ transformiert wird, ergibt ein 25:1-Übertrager bei einem Röhren-Innenwiderstand von 62,5 kΩ gerade eine sekundäre Quellimpedanz von 100 Ω. In Fenders Standalone-Reverb-Unit **6G-15** treibt eine 6K6-GT den Hall-Transformator; diese Kleinleistungs-Pentode hat 90 kΩ Innenwiderstand♣ (die 6V6-GT hat 50 kΩ). Im Gitarren-Verstärker eingebaut kommt zur Hallansteuerung aber fast immer eine **12AT7** zum Einsatz, und deren Innenwiderstand beträgt nur ca. 40 kΩ pro Triode♠. Und weil beide Trioden parallelgeschaltet (!) sind, ergeben sich nur noch ca. 20 kΩ. Weil außerdem der Halltransformator 125A20B mit $\ddot{u}$ = 50 übersetzt, wird das Hallsystem ab 1 kHz mit Spannungseinprägung betrieben – mit entsprechendem Höhenverlust.

Wäre das Hallsystem linear im Sinne der Systemtheorie, man könnte an jeder Stelle der Verstärkerkette ein Korrekturfilter einfügen und die fehlenden Höhen anheben. Sowohl die Hallfeder als auch die Röhren sind aber **nichtlinear**, sie verzerren bei hoher Aussteuerung, und sie erzeugen Rausch- und Rumpelstörungen im Bereich kleiner Signale. Filterentwurf bedeutet deshalb auch immer Dynamikoptimierung. Im typischen Fender-Verstärker werden vor und nach der Hallfeder vor allem die Tiefen abgesenkt – die durch Stromeinprägung mögliche Höhenanhebung wird nur ansatzweise genutzt.

In **Abb. 10.8.7** ist der Übertragungsfrequenzgang von der Anode der ersten ECC 83 bis zur Anode der ECC 81 dargestellt. Zwei Teilsysteme bewirken die Filterung: der RC-Hochpass vor der ECC 81 (f_g = 320 Hz), und die induktive Eingangsimpedanz des Halltrafos. Weil die beiden ECC 81 ziemlich niederohmig sind, wird Stromeinprägung nur bis ca. 1 kHz erreicht – im darüber liegenden Frequenzbereich ist die Spannung eingeprägt. Das Spannungsübertragungsmaß des Federhallsystems ist in **Abb. 10.8.9** dargestellt, im Gegensatz zur Stromeinprägung (Abb. 10.8.4) zeigt sich ein deutlicher Höhenverlust. Die Ankopplung des Reverb-Potis geschieht über einen 3-nF-Kondensator, was eine weitere Hochpassfilterung (350 Hz) ergibt. Der gesamte Hallzweig hat Bandpasscharakter, mit einem spektralen Schwerpunkt um 600 Hz, während das Direktsignal lediglich eine leichte Höhenanhebung erfährt. Die in **Abb. 10.8.8** dargestellte Schaltung ist für viele **Fender-Verstärker** typisch, in einigen Varianten liegt zum Hallausgang ein 2-nF-Kondensator parallel, um eine leichte Resonanzüberhöhung zu erreichen (Abb. 10.8.4).

♣ Datenblattangaben. ♠Die 12AT7 (= ECC81) wird bei einem untypischen Arbeitspunkt betrieben!

© M. Zollner 2007

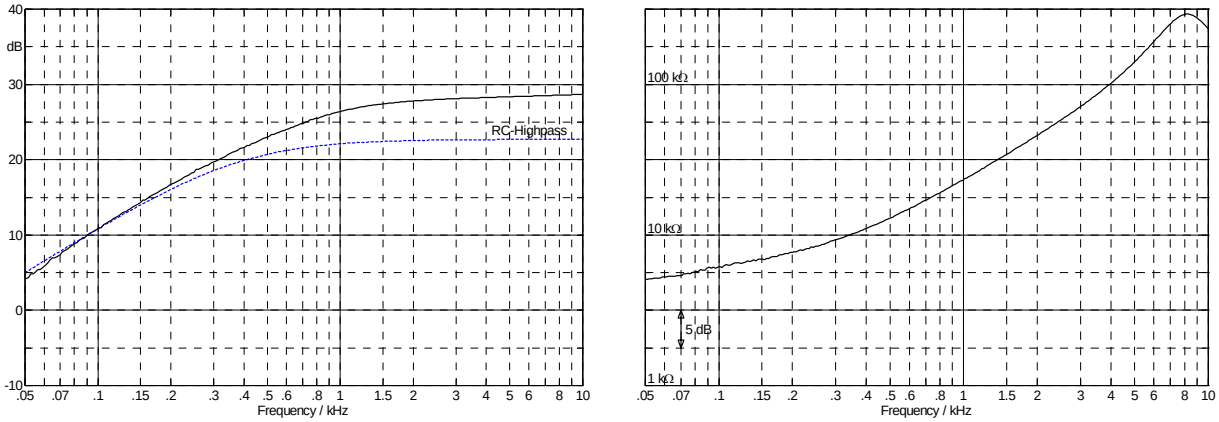


Abb. 10.8.7: Übertragungsmaß von der ECC83 bis zur ECC81 (links); Trafo-Eingangsimpedanz (rechts).

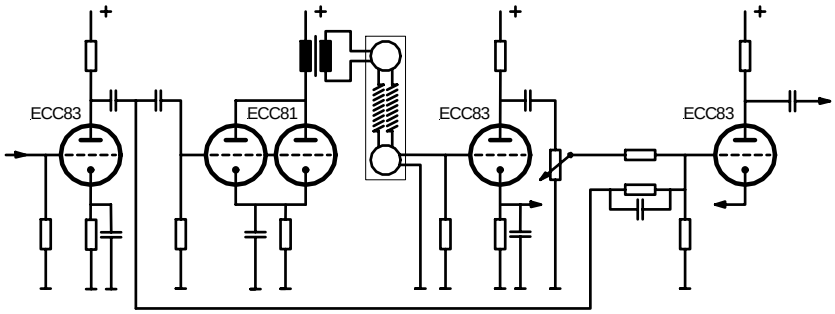


Abb. 10.8.8: Schaltung eines typischen Fender-Halls. Das Federhallsystem ist eingangsseitig niederohmig, der Halltrafo übersetzt mit 50:1.

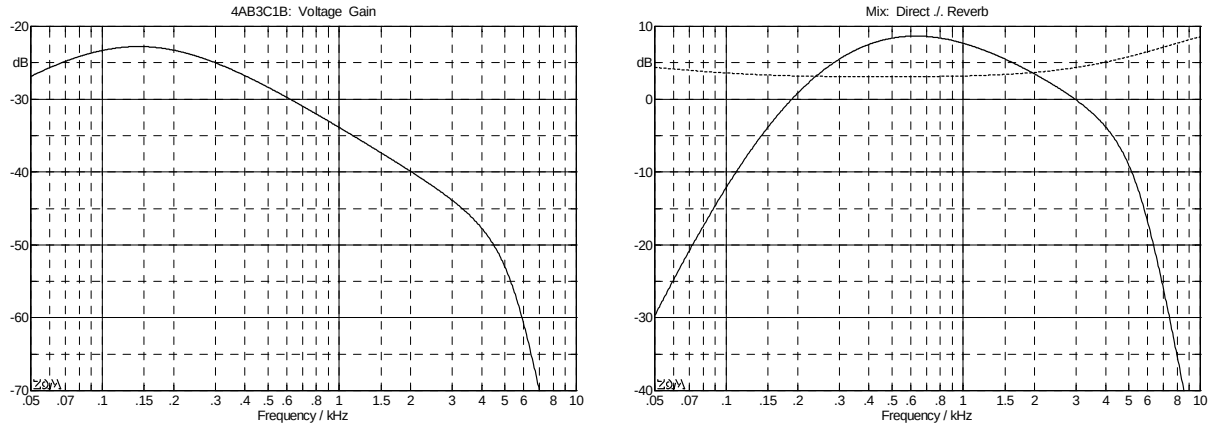


Abb. 10.8.9: Geglättetes Spannungsübertragungsmaß des Federhallsystems (links). Übertragungsmaß des gesamten Hallzweiges (rechts ——), und des Direktsignals (rechts -----). Die beiden im rechten Bild dargestellten Kurven geben die Übertragung von der Anode der ersten ECC83 bis zur Anode der letzten ECC83 an (Abb. 10.8.8).

Die **Accutronics-Federhallsysteme** werden 7stellig codiert, z.B. 4AB3C1B. Die einzelnen Stellen bedeuten:
1. Stelle: Typ. Erhältlich sind z.Zt. Typ1, Typ 4, Typ 8, Typ 9.

Accutronics Hallfeder Typ 1 und Typ 4			Accutronics Hallfeder Typ 8 und Typ 9		
2. Stelle = Z_{in}		3. Stelle = Z_{out}	2.Stelle = Z_{in}		3.Stelle = Z_{out}
A = 8 Ω	D = 250 Ω	A = 500 Ω	A = 10 Ω	D = 310 Ω	A = 600 Ω
B = 150 Ω	E = 600 Ω	B = 2250 Ω	B = 190 Ω	E = 800 Ω	B = 2575 Ω
C = 200 Ω	F = 1475 Ω	C = 10 kΩ	C = 240 Ω	F = 1925 Ω	C = 12 kΩ

4. Stelle = Nachhallzeit: 1 = kurz, 2 = mittel, 3 = lang.
5. Stelle = Gehäuse verbunden mit: A = Input + Output; B = Input; C = Output; D = Gehäuse isoliert.
6. Stelle = Arretierung: 1 = Keine Arretierung.
7. Stelle = Einbaulage: A = ⊔; B = ⊓; C = ⊏; D = ⊐; E = ▯IN; F = ▯IN;

© M. Zollner 2007

1

2

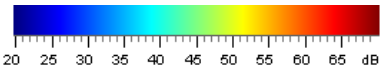
3

4

5

6

7



Diese Abbildungen bleiben der Druckversion vorbehalten

1: Accutronics (4AB3C1B), 2 Federn, unterteilt.
2: Accutronics (9AB2C1B), 3 Federn, unterteilt.
3: Billighall, 2 Federn (17 cm), nicht unterteilt.
4: Billighall, 2 Federn (14 cm), nicht unterteilt.
5: Digitalhall, "Spring-Reverb".
6: Digitalhall, "Spring-Reverb".
7: Digitalhall, "Room-Reverb".

Abb. 10.8.10: Verschiedene Hallspektren.

© M. Zollner 2007

In **Abb. 10.8.10** sind die Hallspektren verschiedener Hallsysteme gegenübergestellt. Die beiden Accutronics-Systeme repräsentieren den **Federhall**-Standard: Ca. 36 cm lange, ungefähr in der Mitte unterteilte Federn, deutlich sichtbare Einzelreflexionen, deutliche Dispersion. Die Systeme 3 und 4 sind nur halb so groß wie die Accutronics-Gehäuse, ihre Federn sind nicht unterteilt. Die Dispersion ist viel stärker ausgeprägt als bei 1 bzw. 2, die Bandbreite ist geringer, die Reflexionsdichte auch – der Preis natürlich ebenso. Die Bilder 5 – 7 zeigen die Spektren **digitaler Hallsysteme**. System 5 wird als "Spring-Reverb" vermarktet, hat mit einem Federhall aber kaum Ähnlichkeit. Beim System 6 kann man zumindest vermuten, dass der Entwickler die federtypische Dispersion nachbilden wollte, besonders authentisch ist's nicht gelungen. System 7 wird als "Room-Reverb" angeboten, und unterscheidet sich von den vorhergehenden Systemen immerhin insoweit, als die strenge Periodizität durchbrochen wurde. Die Bandbegrenzung auf 2.5 kHz ist vermutlich durch die Rechenleistung bedingt: Je größer die Bandbreite, desto höher die Anforderungen an den Signalprozessor. Das Hallspektrum eines realen Raumes (**Abb. 10.8.11**) weist im Vergleich zu den Nachbildungen eine viel größere Reflexionsdichte, und keine erkennbare Periodizität auf. Das Spektrogramm kann hierüber nur sehr begrenzt Auskunft geben, weil die zugrundeliegende DFT nicht gleichzeitig im Zeit- und Frequenzbereich hohe Selektivität zur Verfügung stellen kann. Die abgebildeten Spektren, die alle mit denselben DFT-Parametern ermittelt wurden, ermöglichen aber zumindest einen grundsätzlichen Einblick in die einzelnen Hallstrukturen.

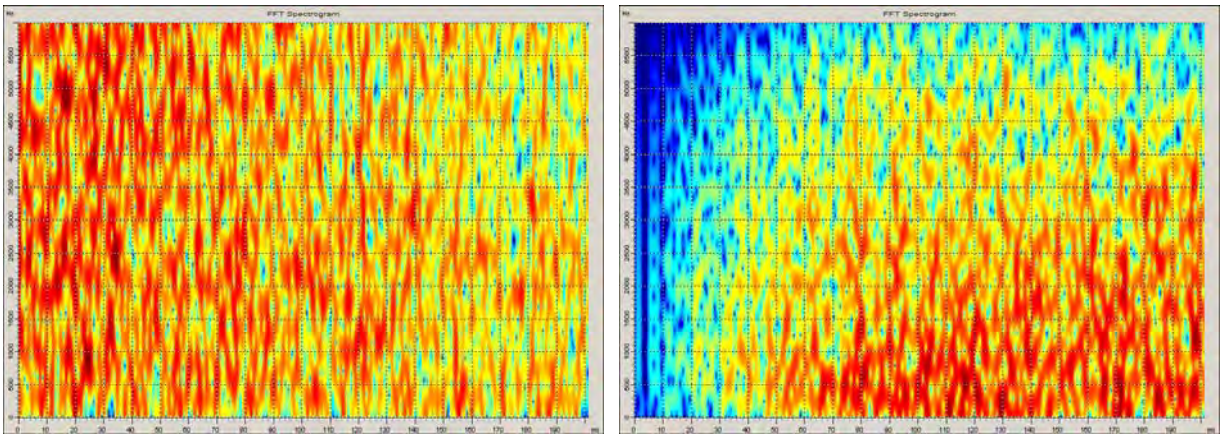


Abb. 10.8.11: Breitbandiges Hallspektrum eines realen Raumes (links). Digitalhall eines Studio-Hallgerätes, Programm "Großer Raum", mit Verzögerung ("Predelay") und leichter Höhenabsenkung (rechts).

Es soll nicht unerwähnt bleiben, dass mit all den hier dargestellten Hallsystemen ein durchaus brauchbarer Gitarren-Hall erzeugt werden kann. Mögen auch die mit einem kurzen Impuls erzeugten Impulsantworten z.T. etwas eigenartig klingen – in einem Gitarrenverstärker tritt eine derart künstliche Anregung ja nicht auf. Nur wenn man den realen Raum als Maßstab nimmt, klingt das wabernde Geplätscher eines Federhalls im ersten Moment sehr ungewohnt. Entsprechend fremd klingt aber auch der "Room-Reverb", wenn man noch Fenders Spring-Reverb im Ohr hat. Nicht umsonst bieten professionelle Hallgeräte Zugriff auf eine Vielzahl spezieller Hallparameter, um den Klangeindruck nach den individuellen Wünschen zu gestalten. Zumeist sollen damit aber reale Räume (Zimmer, Saal, Kirche, Halle) nachgebildet werden, die authentische digitale Nachbildung eines Federhalls findet man nur selten. Vermutlich ein Grund, warum auch heute noch "echte" Federhallsysteme verkauft werden.

© M. Zollner 2007

10.8.2 Vibrato / Tremolo

Systemtheoretisch betrachtet ist ein Vibrato- bzw. Tremolosystem ein Modulator, d.h. ein System mit zeitvarianten Übertragungseigenschaften, das die Signalamplitude bzw. -frequenz verändert. Seit **Leo Fender** diese Begriffe für seine Gitarren und Verstärker akquirierte, ist aber ein großes Durcheinander entstanden, und bis heute gibt es keine eindeutige Zuordnung zwischen Name und Funktion: Verändert der Vibratoeffekt die Tonhöhe oder die Lautstärke? Fenders Stratocaster, seit 1954 mit US-Patent Nr. 2741146 geschützt, enthält laut Patentschrift ein "*Tremolo* Device" zum Verändern der Tonhöhe. Auch 50 Jahre später wird dieser Begriff in den Fender-Prospekten in diesem Sinn verwendet. Aber: In einem Fender-Service-Manual von 1968 heißt die entsprechende Einheit der Mustang-Gitarre plötzlich *Vibrato* – obwohl auf derselben Seite vom *Tremolo* der Stratocaster und der Bronco die Rede ist. Ähnliches bei den Verstärkern: *Vibrato* steht hier ursprünglich für die Amplitudenmodulation (Lautstärkeänderung), und der *Vibro*lux-Verstärker enthält konsequenterweise eben diese Funktion. Und der *Tremo*lux? Auch – der Effekt ist derselbe. Kompliziert? Schon! Denn es gibt sowohl einen Tremolux mit Tremolo-Pedal[♣], als auch (später) mit Vibrato-Pedal. Und natürlich einen Vibrolux mit Tremolo-Pedal. Aber auch mit Vibrato-Pedal. Die Schaltung, die diese Effekte erzeugt, ist im Prinzip immer dieselbe: Ursprünglich eine zeitvariante Gittervorspannung, die die Röhrensteilheit und damit den Verstärkungsfaktor veränderte, später der mit Blinklicht beleuchtete Fotowiderstand (LDR) – eben der typische Amplitudenmodulator, im Prospekt zumeist Vibrato genannt. Aber nicht immer: Im Princeton-Reverb (mit Vibrato-Pedal) nennt der Fender-Prospekt (1968) den eingebauten Amplitudenmodulator: Tremolo.

Jedoch hatte Fender nicht nur diesen einen Modulations-Effekt im Angebot: 1959 erhielt der **Vibrasonic**-Verstärker eine spezielle Schaltung, die eine Mischung aus AM und FM erzeugte. Im mittleren Frequenzbereich vor allem FM, im Höhen- und Tiefenbereich eine gegenläufige AM: Wenn die Höhen lauter werden, werden die Tiefen leiser, und umgekehrt. Dieselbe Schaltung findet man Anfangs der 60er-Jahre auch im Concert, Bandmaster, Pro und Super, und leicht modifiziert im Showman und Twin. Aber nur für kurze Zeit, dann wurde sie durch den LDR-Amplitudenmodulator abgelöst. Mit einer Ausnahme heißen all diese Effekte bei Fender immer "Vibrato", nur beim Princeton Reverb heißt derselbe Effekt "Tremolo".

Fazit: Bei Fender steht Tremolo häufig (aber nicht immer) für Frequenzmodulation (FM), und Vibrato häufig (aber nicht immer) für Amplitudenmodulation (AM). Die klassische Definition lautet hingegen genau anders herum: Tremolo = AM, und Vibrato = FM.

Wie unterscheiden sich die beiden Effekte in der **Hörwahrnehmung**? Erstaunlicherweise gar nicht so stark, solange man keine allzu großen Modulationen erzeugt. Ein Grund hierfür ist, dass eine reine FM bei der typischen Wiedergabe gar nicht entstehen kann: Durch selektive Resonanzen im Lautsprecher und vor allem im Wiedergaberaum erzeugt eine FM auch immer eine zusätzliche AM [z.B. 3], die (bei kleinem Modulationsindex) vom Gehör vielleicht sogar noch eher entdeckt wird als die FM. Eine FM mit großem Modulationsindex zu erzeugen ist schwierig, das geht bei der AM viel einfacher – vielleicht ein Grund, warum sich Fender Anfang der 60er-Jahre von der FM verabschiedete und alle Verstärker mit dem preiswerten und leistungsfähigen LDR-Modulator ausrüstete. Die folgenden Schaltungsbeschreibungen orientieren sich vor allem an den gut dokumentierten und richtungsweisenden Fenderverstärkern, wohl wissend, dass auch andere Hersteller Vibrato-/Tremoloschaltungen entwickelt hatten und mit Erfolg vermarkteten.

[♣] Bezeichnung beim Fußschalter-Anschluss

© M. Zollner 2007

Beim typischen Röhrenverstärker erzeugt eine Triode das niederfrequente Generatorsignal (**LFO** = Low Frequency Oscillator), die eigentliche Modulation entsteht in einer weiteren Röhre (u.U. auch in mehreren), oder im **LDR** (Light Depending Resistor). Der Generator ist relativ einfach aufgebaut: Röhre in Kathoden-Basis-Schaltung mit frequenzabhängiger Rückkopplung. Vom Gitter zur Anode invertiert die Röhre, deshalb muss der Rückkoppelzweig ebenfalls invertieren; beide Inversionen ergeben zusammen eine Phasendrehung um 2π, eine Voraussetzung für Selbsterregung. Außerdem muss der Betrag der Schleifenverstärkung > 1 sein, was mit einer Triode leicht erreichbar ist. **Abb. 10.8.12** zeigt eine häufig verwendete Schaltung (Fender, VOX, u.v.a.). Der Rückkoppelzweig ist hierbei ein Hochpass dritter Ordnung, bei dem ein Widerstand einstellbar ist; hiermit kann die Schwingfrequenz zwischen ca. 3 Hz und 11 Hz variiert werden. Da keine Amplitudenregelung stattfindet, entsteht keine perfekte Sinusschwingung – das System ist nichtlinear, und streng genommen existiert damit gar keine Übertragungsfunktion. Das sollte allerdings nicht als Problem angesehen werden, die mit dem linearen Modell erreichbare Näherung ist vollkommen praxisgerecht.

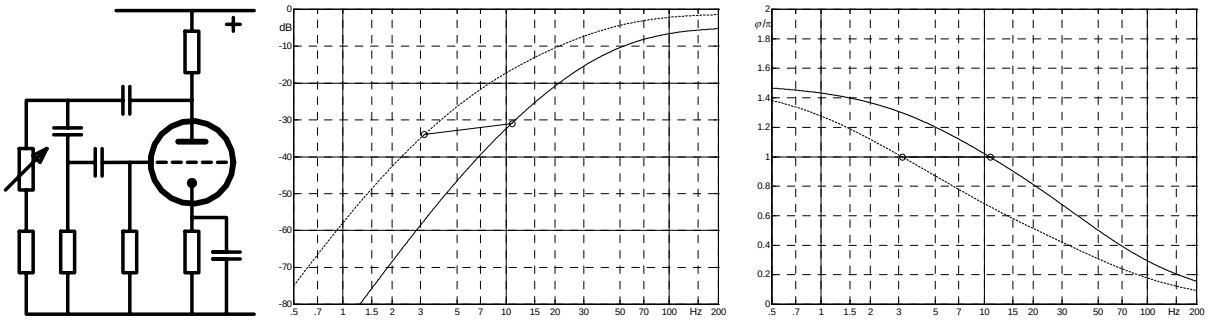


Abb. 10.8.12: LFO-Schaltung beim Röhrenverstärker, Betrag- und Phasengang des Rückkopplungs-Netzwerkes.

Ab ungefähr 1963 wurde bei Fender-Verstärkern ein von einer **Glimmlampe** intermittierend beleuchteter **LDR** als Amplitudenmodulator eingesetzt. Das hierfür erforderliche Steuersignal wird der o.a. Schaltung hochohmig entnommen und über die zweite Hälfte der Doppeltriode (ECC 83) der Glimmlampe zugeführt. Bedingt durch den Arbeitspunkt dieser zweiten Triode fließt nur während eines relativ kurzen Abschnitts der LFO-Periode ein wesentlicher Strom durch die Glimmpampe, sie blinkt deshalb nur kurz auf. Der Widerstand des LDRs erniedrigt sich bei Beleuchtung und bewirkt dadurch im Querzweig eines Spannungsteilers eine Signal-Abschwächung (**Abb. 10.8.13**). Durch die relativ lange Erholzeit des LDRs kommt es zu erheblichen Verschleifungen der Hüllkurve, was für den Höreindruck aber eher förderlich ist.

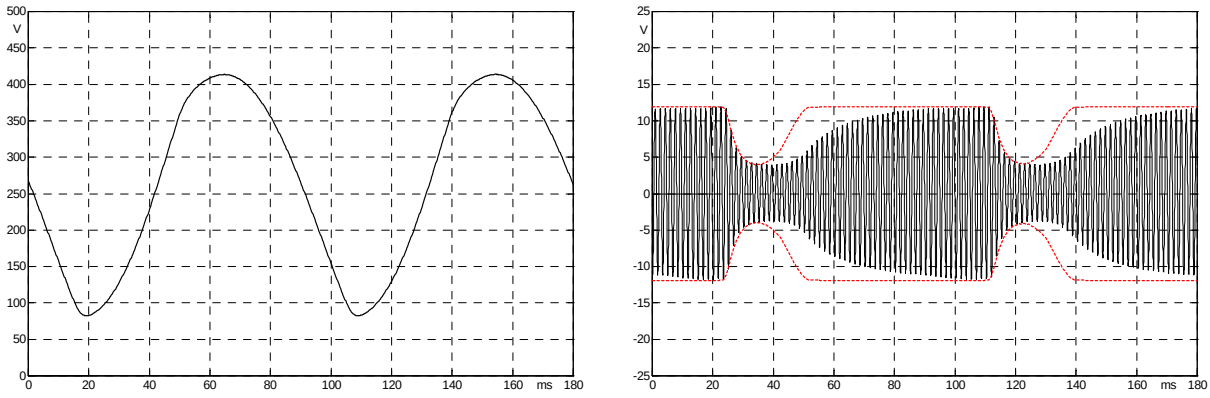


Abb. 10.8.13: LDR-Modulator. LFO-Signal an der Anode der Oszillatorröhre (links), vom LDR modulierter 600-Hz-Sinuston (rechts). Gestrichelt ist die Wirkung eines trägheitsfreien Modulators eingezeichnet.

© M. Zollner 2007

Vor der LDR-Ära kamen bei Fender Röhrenmodulatoren zum Einsatz, wobei drei Schaltungstypen zu unterscheiden sind: Schirmgittermodulation in den Endröhren, Modulation im Phaseninverter, und bei Eintakt-Endstufen: Modulation in der Zwischenverstärkerröhre. Die Amplitudenmodulation wird einfach durch das Verschieben des Arbeitspunktes erreicht: Durch Überlagerung (Addition) einer sehr niederfrequenten Wechselspannung wird der Arbeitspunkt periodisch in die Randbereiche der Kennlinie verschoben. Hier ist die Kennliniensteigung, und damit auch die Signalverstärkung, kleiner als in der Kennlinienmitte, die Verstärkung wir somit zeitvariant. Dass hiermit auch nichtlineare Signalverzerrungen einhergehen, könnte man als Zusatzeffekt akzeptieren, dass gleichzeitig aber (auch ohne Gitarrensignal) ein niederfrequentes Störsignal entsteht, erfordert den Einbau zusätzlicher Hochpassfilter. Eleganter ist die Einkopplung in Gegentaktendstufen: Da der Ausgangsübertrager die Differenz der Gegentaktsignale bildet, fallen (wie bei jedem Differenzverstärker) Gleichtaktsignale weg – das LFO-Signal muss folglich gleichphasig in die beiden Hälften der Gegentaktendstufe eingespeist werden, das Gitarrensignal gegenphasig. Damit wird das Gitarrensignal verdoppelt, das LFO-Signal ausgelöscht.

Die "letzte Möglichkeit" zu einer derartigen Arbeitspunktverschiebung bietet sich bei den **Steuergitterspannungen**[♣] der Endröhren an (z.B. Tremolux 5G9). Verschiebt man beide Gitterspannungen synchron ins Negative, sperren beide Röhren, und das Audiosignal wird abgeschwächt. Offenbar wurde diese (gleich bei mehreren Fender-Verstärkern anzutreffende) Endröhrensteuerung als überlegen angesehen: Sie löste die ein paar Jahre vorher eingeführte **Treibersteuerung** ab (z.B. Tremolux 5E9-A), bei der das LFO-Signal in die Kathode des Phaseninverters eingespeist wird. In beiden Fällen entsteht (idealisiert) eine gleichphasige Ansteuerung eines Differenzverstärkers, die kein LFO-Signal im Lautsprecher erzeugen darf.

Bei Fenders Vibro-Champ (AA764) versagt diese LFO-Kompensation allerdings, er hat eine Eintakt-Endstufe. Bei ihm gelangt das LFO-Signal auf die **Kathode der Treiberröhre**, und wird mit dem Gitarrensignal als tieffrequentes Störsignal verstärkt – der direkt vor der Endröhre sitzende Hochpass hilft da nur bedingt.

Im Gegensatz zu den o.a. Amplitudenmodulatoren ist die um 1959 erstmals im **Vibrasonic** eingesetzte AM/FM-Schaltung nicht auf den ersten Blick zu verstehen. Hier durchläuft das Gitarrensignal eine **Frequenzweiche**, die es in einen Tiefpass- und einen Hochpasszweig[♥] aufteilt. Beide Signalzweige werden vom LFO gegenläufig amplitudenmoduliert, sodass die Verstärker-Übertragungscharakteristik zwischen Hoch- und Tiefpass wechselt. Die Folge sind vor allem Änderungen in den Teiltonlautstärken, aber (in geringem Maße) auch Phasen- und damit Tonhöhenänderungen. Die Momentan-Kreisfrequenz ω ist ja das zeitliche Differential des Phasenwinkels φ [3]. Da ein Hochpass erster Ordnung die Signalphase um bis zu 90° dreht, und ein Tiefpass erster Ordnung bis zu –90°, entstehen beim Wechsel von Hoch- auf Tiefpassfilterung Phasendrehungen, die bei der fendertypischen Schaltung maximal ca. 120° betragen. Hiermit lassen sich Frequenzmodulationen bis zu einem Frequenzhub von ungefähr ±10 Hz erzeugen, die zu durchaus wahrnehmbaren Tonhöhenänderungen führen können: Die Schwelle für eben wahrnehmbare Frequenzänderungen liegt für FM-Töne bei ca. ±2 Hz [12]. In **Abb. 10.8.14** sind Betrags- und Phasengänge der Vibrasonic-Schaltung (5G13) dargestellt, das Schaltbild zeigt **Abb. 10.8.15**. Bei später gebauten Geräten (z.B. 6G13-A) entfiel der resistive Spannungsteiler im Hochpasszweig, der hierdurch ca. 7 dB gewinnt.

♣ Grundsätzlich könnte man auch die Schirmgitterspannungen der Endröhren verändern, hierfür wäre aber eine höhere Steuerleistung nötig.

♥ Streng genommen Hochpass und Bandpass, die Bandpassmittenfrequenz liegt aber mit ca. 60 Hz sehr tief.

© M. Zollner 2007

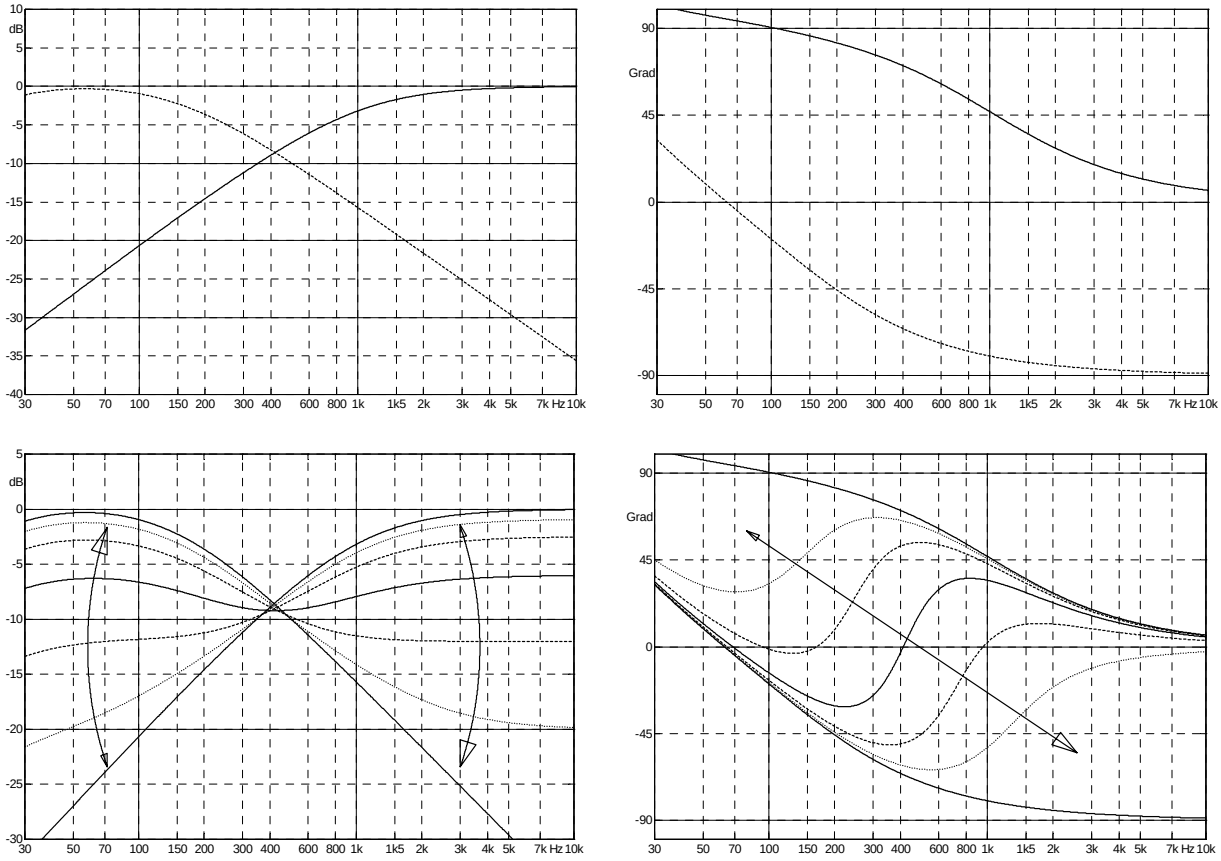


Abb. 10.8.14: Betrag- und Phasengang der Frequenzweiche (oben), und des Gesamtsystems (unten). 5G13.

Die beim Vibrasonic et al. realisierte leichte **Frequenzmodulation** perfektionierte der **VOX** AC-30 (**Abb. 10.8.15**) mit einer von der Wurlitzer-Orgel [Petersen/Denney] übernommen **Allpass**-Schaltung, die vor allem FM, aber kaum AM erzeugt. Das hierfür benötigte Filternetzwerk ist mit 6 Kondensatoren, 6 Widerständen und drei Verstärkern schon recht umfangreich, lässt sich aber zur Berechnung gut in einfache Teilsysteme zerlegen. Im Schaltbild sind zwei strukturgleiche aktive Allpässe zweiter Ordnung zu erkennen, die sich lediglich in ihren Bauteilewerten unterscheiden. Die Signalabbildung von U_0 nach U_a wird schnell verständlich, wenn man zunächst R_3 und C_3 weglässt. Es bleibt dann ein kapazitiv überbrückter Spannungsteiler übrig, der durch vier Bauteile (vier Freiheitsgrade) bestimmt ist. Ein Freiheitsgrad ist das Widerstandsniveau, das röhrentypisch im 100-kΩ-Bereich gewählt wird. Der zweite Freiheitsgrad ist der Dämpfungsfaktor (ca. 3). Pol/NSt-Kompensation ergibt den dritten Freiheitsgrad ($R_1C_1 = R_2C_2$), die Grenzfrequenz (ca. 1 kHz) den vierten. Heraus kommt ein passives System nullter (!) Ordnung, das im gesamten Frequenzbereich eine frequenzunabhängige Dämpfung (ca. 10 dB) erzeugt.

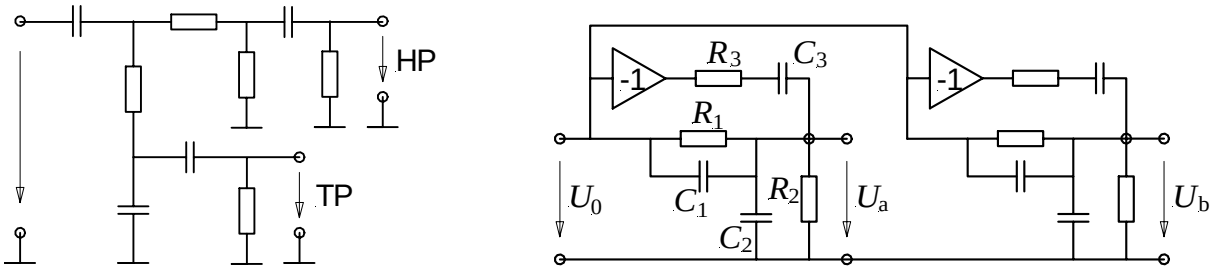


Abb. 10.8.15: Frequenzweiche des Vibrasonic 5G13 (Fender, links), und des AC-30 (VOX, rechts).

© M. Zollner 2007

Nun kommen R_3 und C_3 hinzu, angesteuert über einen Inverter ($v = -1$). Bei richtiger Dimensionierung ist das Ausgangssignal (U_a) dann bei tiefen und hohen Frequenzen gleichphasig zum Eingangssignal, bei der Grenzfrequenz jedoch gegenphasig. Der aktive Zweig (R_3, C_3) kann bei tiefen Frequenzen keine Wirkung erzeugen, weil hier C_3 hochohmig gegenüber den Teilerwiderständen ist. Ebenso ist hochfrequent keine Wirkung möglich, weil hier R_3 hochohmig gegenüber den Teilerkondensatoren ist. Nur im Bereich der Grenzfrequenz bestimmen R_3 und C_3 die Übertragung und bewirken eine Phasendrehung von 0 auf π. Die Bauteile des aktiven Zweiges (R_3 und C_3) lassen sich so berechnen, dass der Betrag der Übertragungsfunktion konstant, d.h. frequenzunabhängig wird, was einem idealen Allpass entspricht.

Ein **Allpass** ist ein Filter, das nur die Signalphase, aber nicht die Signalamplitude verändert. Dies wird erreicht, wenn der Zähler der Übertragungsfunktion konjugiert komplex zum Nenner der Übertragungsfunktion ist; die Beträge von Zähler und Nenner sind dann gleich, der Betrag der Übertragungsfunktion ist eine Konstante (d.h. nicht von ω abhängig). Im Fall der o.a. Filterschaltung (Abb. 10.8.15) entsteht ein Allpass zweiter Ordnung, dessen Zähler- und Nennerpolynom p in maximal zweiter Potenz enthält:

$$\underline{H}(p) = \frac{ap^2 + bp + 1}{cp^2 + dp + 1} \cdot H_0 \qquad a = c, \;\; b = -d.$$

Allpass zweiter Ordnung, $p = j\omega$

Eine Übertragungsfunktion zweiter Ordnung hat 5 Freiheitsgrade. Zwei davon werden für die Allpasscharakteristik benötigt: Gleiches Verhalten für $f \to 0$ und $f \to \infty$ ergibt $a = c$, die komplexe Konjugation von Zähler und Nenner ergibt $b = -d$. Die verbleibenden drei Freiheitsgrade definieren: Grundverstärkung (H_0), Grenzfrequenz (a) und Güte (b). Die Bauteile des AC-30-Filters wurden in der Originalschaltung so gewählt, dass kein perfekter Allpass entstand, sondern neben der Phasendrehung auch eine leichte Betragsänderung bewirkt wurde (ca. 3dB). Der Grund hierfür ist nicht bekannt, möglicherweise war die hierdurch erzeugte zusätzliche AM wünschenswert.

Ein Allpass alleine erzeugt aber noch keine Frequenzmodulation (FM), er bewirkt lediglich eine stationäre (zeitinvariante) Phasendrehung. Deshalb ist ergänzend ein zweiter Allpass vorhanden (Abb. 10.8.15), dessen Grenzfrequenz sich von der des ersten um den Faktor 4.5 unterscheidet (1040Hz vs. 4700Hz). Zwischen den Ausgangssignalen besteht somit eine wesentliche Phasendifferenz, woraus sich beim LFO-gesteuerten pendelnden Überblenden zwischen den Allpass-Ausgängen eine zeitvariante Phasendrehung ergibt. Nimmt man für die Phasenmodulation näherungsweise einen sinusförmigen Verlauf an, entspricht der Maximalwert der hierdurch gleichzeitig verursachten Frequenzmodulation dem Produkt von Modulationsfrequenz (LFO-Frequenz) und Phasenhub: $\Delta f = f_{\mathrm{mod}} \cdot \hat{\varphi}$. Mit f_{mod} = 10 Hz und einem maximalen Phasenhub von 55° (= 0.3π) ergibt sich ein Frequenzhub von $\Delta f = \pm 9.4$ Hz.

Aus psychoakustischen Versuchen ist bekannt, dass die eben wahrnehmbare Frequenzunterschiedsschwelle bei tiefen Frequenzen ca. ±2 Hz beträgt, erst ab 500 Hz wird das **Gehör** dann zunehmend unempfindlicher gegenüber absoluten Frequenzänderungen [12]. Die vom AC-30-Modulator hervorgerufenen Frequenzmodulationen sind somit deutlich überschwellig, wobei ergänzend zu berücksichtigen ist, dass sowohl die Modulatorschaltung, als auch Lautsprecher- und Raumresonanzen zusätzliche Amplitudenmodulationen erzeugen. Abschließend sei mit einem kurzen Hinweis erwähnt, dass beim AC-30 mit einem Schalter ein Allpass abgeschaltet werden kann, wodurch die Amplitudenmodulation zum dominierenden Effekt wird.

© M. Zollner 2007

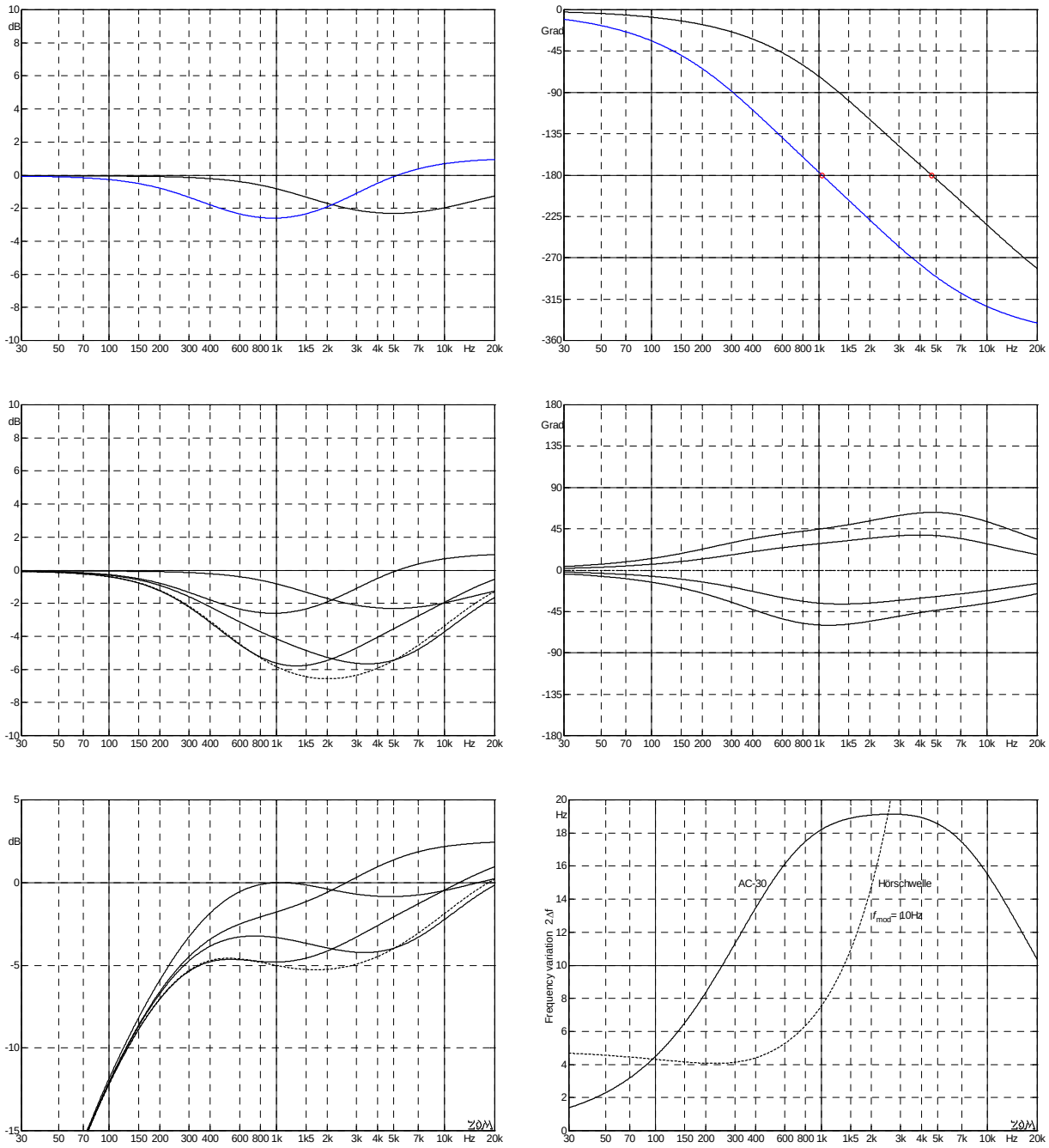


Abb. 10.8.16: AC-30-Modulator. Oben: Betrags- und Phasengang der einzelnen (approximierten) Allpässe.
Mitte: Betrags- und normierter Phasengang des gesamten Modulators.
Unten: Betragsgang incl. Hochpass 4. Ordnung; mit f_{LFO} = 10Hz erreichbare Frequenzänderung $2 \cdot \Delta f$.

In **Abb. 10.8.16** sind Berechnungen zum Übertragungsverhalten dargestellt. Das LFO-gesteuerte Wechseln zwischen den Allpässen bewirkt Pegeländerungen bis zu 5 dB, und Phasenänderungen bis zu 110°, die bei 10 Hz Modulationsfrequenz eine Frequenzänderung von bis zu 19 Hz ergeben. Im rechten unteren Bild ist zum Vergleich die FM-Wahrnehmungsschwelle gestrichelt eingezeichnet [12], die erzielten Modulationen sind deutlich überschwellig. Der im linken unteren Bild hinzugerechnete Hochpass 4. Ordnung folgt beim AC-30 auf den Modulator, um das restliche LFO-Signal vom Gitarrensignal abzutrennen. In der Summierstufe erfolgt zwar eine Kompensation des LFO-Signals, die wegen unvermeidlicher Röhrentoleranzen aber nie perfekt sein kann.

© M. Zollner 2007

10.8.3 Phaser / Flanger / Chorus

Seit die erste Elektrogitarre einsatzbereit war, besteht der Wunsch nach Klangmodifikationen. Zunächst gab es nur die einfache sog. "Tonblende" (Potentiometer mit Kondensator), dann kamen aufwändigere Klangfilter hinzu, gefolgt von elektronischem Vibrato, Tremolo, Echo und Hall. Das typische Gitarren-**Echo** entsteht aus der periodischen Signalwiederholung (ca. 50 – 500 ms Verzögerungszeit), beim einfachen **Hall** kombiniert man mehrere Echofolgen unterschiedlicher Periodendauer, hochwertiger Hall entsteht in Federn (10.8.1) oder digitalen Signal-Prozessoren (im Studio auch in Hallplatten oder Hallräumen). **Phaser**, **Flanger** und **Chorus** sind elektronische Effekte, die mit einem Kurzzeit-Delay erzeugt werden. Das **Delay** ist ein lineares System, das Signale verzögert. Da die äquivalenten Bezeichnungen: Totzeitglied, Laufzeitleitung oder Verzögerungsleitung alle ziemlich ungebräuchlich sind, wird im Folgenden der genreübliche Terminus "Delay" verwendet. Ein **Kurzzeit-Delay** verzögert Signale nur um einige Millisekunden, und unterscheidet sich insofern vom Echosystem.

In Phaser, Flanger und Chorus wird zum Originalsignal das verzögerte Signal addiert, wodurch ein **Kammfilter** entsteht. Der Name leitet sich vom Betragsfrequenzgang ab, der entfernte Ähnlichkeit mit den Zinken eines Kammes hat (**Abb. 10.8.17**). Über einer linearen Frequenzachse folgen die Maxima und Minima (die Kammzinken) einander äquidistant, in der Elektroakustik ist aber – wie im Bild dargestellt – die logarithmische Frequenzachse üblich. Neben der Grundverstärkung, die eher unwichtig ist, bestimmen zwei Parameter das Filter-Verhalten: Die **Verzögerungszeit** τ (die man natürlich auch Delay-Time nennen könnte ☺), und die **Delay-Verstärkung** k. Variation von τ verändert die Frequenzen der Maxima und Minima, also den Abstand der Kammzinken, der Parameter k bestimmt, um wieviele dB sich das Verstärkungsmaß ändert. Bei negativem k liegt das erste Minimum bei $f = 0$.

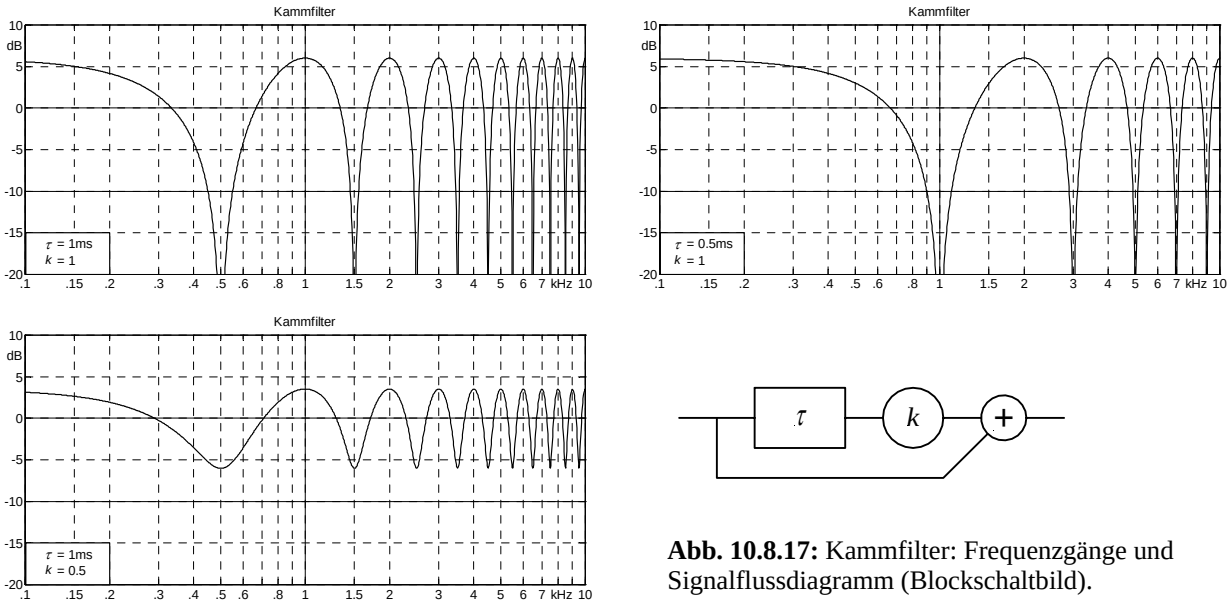


Abb. 10.8.17: Kammfilter: Frequenzgänge und Signalflussdiagramm (Blockschaltbild).

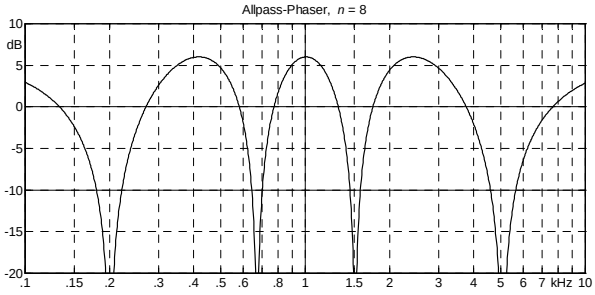
Das Kammfilter ist ein typisches **Interferenzfilter**: Die Verzögerung um eine halbe Periode führt bei einem Sinussignal zur Auslöschung (bzw. Abschwächung), Verzögerung um eine ganze Periode ergibt Verstärkung. Die Maxima und Minima wiederholen sich frequenzperiodisch: Ein Minimum entsteht auch, wenn man das Sinussignal um 1.5, 2.5, 3.5 Perioden verzögert, oder allgemein um $n + 0.5$ (mit $n = 0, 1, 2, ...$). Ähnliches gilt für das Maximum. In der Systemtheorie wird ein derartiges Filter auch als **FIR-Filter** bezeichnet, wegen seiner (zeitlich) endlichen Impulsantwort: **F**inite **I**mpulse **R**esponse Filter.

© M. Zollner 2007

Das Besondere beim Phaser / Flanger / Chorus ist nun aber nicht so sehr der periodische Frequenzgang, sondern dessen zeitliche Änderung: Durch einen sehr niederfrequenten Generator (**LFO** = Low Frequency Oscillator) wird die Verzögerungszeit τ periodisch verändert. Z.B. pendelt τ einmal pro Sekunde zwischen 1 ms und 2 ms hin und her, wodurch jedes Minimum und Maximum als Funktion der Zeit einen bestimmten Frequenzbereich überstreicht. Streng genommen entsteht hierbei ein zeitvariantes System, dessen exakte Beschreibung nicht ganz trivial ist, die quasistationäre Näherung der sich verschiebenden Kammzinken ist für die Praxis aber ausreichend genau. Addiert man Original und Verzögerung (positives *k*), so liegt das tiefstfrequente Minimum beim Kehrwert der doppelten Verzögerungszeit (1ms $\Rightarrow$ 500Hz). Bei einer zu kurzen Verzögerungszeit ist folglich fast kein Effekt zu hören, weil dabei nur mehr im Hochtonbereich kleine Änderungen stattfinden. Eine für den **Flanger** typische Verzögerungszeit ist etwa 1…5 ms, in Extremfällen auch mal 0.3…15 ms.

Vergrößert man die Verzögerungszeit über ca. 20 ms, entsteht eine neue Hörwahrnehmung: der **Chorus-Effekt**. In erster Näherung lassen sich also sowohl Flanger, als auch Chorus mit dem o.a. Blockschaltbild realisieren. Durch seine sehr kurze Verzögerungszeit erzeugt der Flanger relativ breite Minima im Signalspektrum, und ändert damit vor allem die Klangfarbe. Demgegenüber nähert sich die Verzögerungszeit des Chorus schon der Verschmelzungsschwelle für Echos, die bei ca. 50 ms liegt; das Gehör kann bei τ = 25 ms das verzögerte Signal zwar noch nicht als Echo erkennen, bemerkt aber bereits "einen Mitspieler". Und genau darauf kommt es beim Chorus an: Durch die leicht verzögerte Wiederholung soll Klangfülle erzeugt werden, so, als würden nicht ein, sondern zwei Instrumente spielen. Und da nicht nur im Flanger, sondern auch im Chorus die Verzögerungszeit vom LFO moduliert wird, entsteht sogar der Eindruck eines ganzen Instrumenten-Ensembles (Chorus kommt von Chor). Die einzelnen Stimmen setzen leicht zeitverzögert, und mit leicht unterschiedlicher Tonhöhe ein. Die **Tonhöhenänderung** (exakt: Frequenzänderung) ist eine Folge der zeitvarianten Verzögerungszeit $\tau(t)$. Während τ zunimmt, erniedrigt sich *f*, nimmt τ ab, wächst *f*. Die relative Verstimmung berechnet sich aus der zeitlichen Änderung der Verzögerungszeit: $\Delta f / f = -d\tau(t)/dt$. Als Beispiel: Wächst τ während 0.5 s linear um 10 ms, wird die Frequenz des so verzögerten Signals um 2% erniedrigt. Eine dreieckförmige Delay-Modulation erzeugt somit zwei verschiedene (konstante) Verstimmungen, eine sinusförmige Modulation führt zu einem Hin- und Herpendeln der Tonhöhe. Bei einer dezenten Chorus-Beimischung (langsame Modulation, kleiner Frequenzhub) entsteht der gewünschte schwebende Chor-Effekt, bei extremer Einstellung wird das Jaulen der Frequenzmodulation hörbar.

Der **Phaser** ähnelt dem Flanger, verwendet zum Erzeugen der Verzögerung aber Allpässe, die ursprünglich aktiv realisiert wurden (**Abb. 10.8.18**). Verzögerungsbestimmend wirkt hier die RC-Kombination, deren Widerstand steuerbar als LDR oder FET realisiert ist. Da ein Allpass erster Ordnung die Phase nur um 180° dreht, müssen mehrere derartige Allpässe in Kette geschaltet werden; üblich ist *n* = 6…10. Im Gegensatz zum Flanger liegen beim Phaser die Minima nicht äquidistant. Es entstehen weniger Interferenzlöcher, die aber relativ breiter sind.



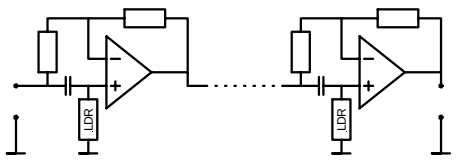


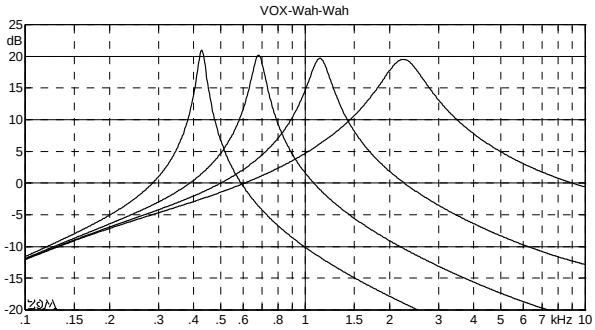
Abb. 10.8.18: Allpass-Phaser

© M. Zollner 2007

10.8.4 Wah-Wah-Pedal

Das Wah-Wah-Pedal ist ein Effektgerät, das sprachähnliche Formantfilterungen vornimmt. **Formanten** sind lautklassifizierende Maxima im Sprachspektrum [3]. Die Frequenz F_1 des tiefsten Formanten liegt für ein gesprochenes /o/ bei ca. 400 Hz, für ein /a/ bei ca. 800 Hz. Wenn nun während des Gitarrespielens eine Bandfilterung mit zeitvarianter Mittenfrequenz erfolgt, und diese zwischen 400 Hz und 800 Hz hin- und herpendelt, entsteht eine Klangveränderung, die lautmalerisch mit /oaoaoa/ beschrieben werden kann. Oder mit wahwahwah.

Bei einigen Geräten erfolgte die Filterung in einem LC-Filter, dessen Spuleninduktivität (bzw. Luftspalt) durch Bewegen eines Pedals verändert werden konnte. Zumeist wurde aber eine aktive Filterschaltung eingesetzt, in der die Filterkapazität durch Verändern der Verstärkung variiert wurde (Millereffekt). Bei diesen Geräten konnte die Resonanzfrequenz zwischen ca. 400 Hz und 2 kHz verändert werden (eine Messung an einem alten VOX-Wah-Wah ergab 0.44 – 2.3 kHz). Die Betonung des Frequenzbereichs um 2 kHz ist typisch für den zweiten Formanten eines /i/, beim vollen Ausnutzen des Pedalweges entsteht somit in etwa die Lautfolge /oaiaoaiao/. Aufwändigere Geräte, vom Markt als 'Yoy-Yoy' oder auch 'Doing-Doing' bezeichnet, boten zwei (synchron) durchstimmbare Filter an – vermutlich, um die menschliche Stimme noch präziser zu imitieren. Tempi passati.



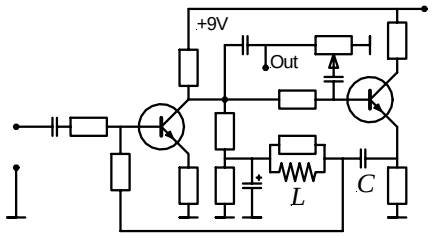


Abb. 10.8.19: Wah-Wah-Pedal (VOX).

In **Abb. 10.8.19** sind die Schaltung sowie einige Übertragungs-Frequenzgänge eines VOX-Wah-Wah dargestellt. Frequenzbestimmend sind die Induktivität (ca. 0.5 H) und die Kapazität C (10 nF), die jedoch um den Betrag der Verstärkung (0…27) vergrößert wird. Als effektive Kapazität ergibt sich somit 10…280 nF, woraus eine Polfrequenz von 0.44…2.3 kHz resultiert. Die **Filtergüte** wird (neben Kupfer- und Ferritverlusten) von dem zur Spule parallel liegenden Widerstand (33 kΩ) bestimmt, sie hängt von der Mittenfrequenz ab. Aus Sicht der Systemtheorie lässt sich eine Polgüte und eine (davon abweichende) Nullstellengüte spezifizieren; in der Praxis wird "die" Güte zumeist aus der 3-dB-Bandbreite ermittelt – im Falle der o.a. Schaltung erhält man mit dieser Definition Q = 3.3…15.

Als "**Auto-Wah**" wir ein adaptives Wah-Wah-Filter bezeichnet, das seine Mittenfrequenz automatisch einstellt. Steuerparameter dieser Automatik ist die Signalstärke, also in etwa die Lautstärker des Gitarrentones. Ohne Signal stellt sich das System auf die tiefstmögliche Mittenfrequenz. Wird die Saite (bzw. die Saiten) leicht angeschlagen, erhöht sich die Mittenfrequenz leicht, bei starkem Anschlag "fährt" das Bandfilter schnell von tiefen zu hohen Frequenzen, um danach wieder langsam zurückzufahren. Diese anschlagabhängige Filtersteuerung ermöglicht dem Gitarrist, den Wah-Wah-Effekt einsetzen zu können, ohne ein Pedal bedienen zu müssen. Mit reduzierter Vielseitigkeit, aber ohne Fuß-Stress.

© M. Zollner 2007

10.8.5 Verzerrer

Die Nachrichtentechnik spezifiziert zwei Arten von Verzerrungen: Lineare, und nichtlineare. Lineare Verzerrungen entstehen in Systemen, deren Übertragungsfunktion frequenzabhängig ist, also z.B. in Klangfiltern[♣] (aka. Klangregler, EQ). Nichtlineare Verzerrungen entstehen in nichtlinearen Systemen. Damit ein System linear arbeitet, müssen Proportionalität, Quellenfreiheit und Superpositionierbarkeit vorliegen. Wird auch nur eine dieser Bedingungen nicht erfüllt, ist das System nichtlinear.

- Proportionalität bedeutet, dass zum *n*-fachen Eingangssignal das *n*-fache Ausgangssignal gehört (Verdopplung am Eingang gibt Verdopplung am Ausgang).
- Quellenfreiheit bedeutet, dass ohne Eingangssignal das Ausgangssignal null ist.
- Superpositionierbarkeit bedeutet, dass die vom System bewirkte Transformation einer Signalsumme der Summe der transformierten Signale entspricht: $T(x+y) = T(x)+T(y)$.

Die Beschreibung vereinfacht sich, wenn lineare und nichtlineare Systeme streng getrennt werden, wenn also jedes Teilsystem nur lineare oder nur nichtlineare Abbildungen vornimmt. Ein nichtlineares System, das keine linearen Verzerrungen verursacht, ist speicherfrei, denn nur mit Speichern (Induktivität, Kapazität) entstehen frequenzabhängige Widerstände, und somit eine frequenzabhängige Übertragung. Bei **speicherfreien Systemen** hängt das Ausgangssignal nicht vom vergangenen Eingangssignal ab, sondern nur von dem im selben Moment anliegenden Eingangssignal, die Übertragungseigenschaften lassen sich mit der Übertragungskennlinie $y(x)$ beschreiben. Damit nichtlineares Verhalten vorliegt, muss diese **Kennlinie gekrümmt** sein (streng genommen bewirkt auch ein Offset Nichtlinearität).

Die in Gitarrenverstärkern verwendeten Verstärkerelemente (Röhre, Transistor) haben alle eine gekrümmte Übertragungskennlinie, deshalb arbeitet jeder Gitarrenverstärker nichtlinear. Nach den klassischen Regeln der Verstärkertechnik sollten diese Nichtlinearitäten möglichst klein sein, weswegen mit Gegenkopplungsmaßnahmen die Verstärkung reduziert, und gleichzeitig linearisiert wurde. Viele Gitarristen waren mit dem hierdurch entstehenden sog. "Clean-Sound" zufrieden, einige forcierten aber nichtlineare Verzerrungen, indem sie ihre Verstärker übersteuerten (Crunch, Distortion, Fuzz). Bei einigen Verstärkern gelang dies nur, wenn man mit hoher Verstärkung, und damit auch mit hoher Lautstärke spielte, bei manchen war aber selbst bei maximaler Verstärkung die nichtlineare Verzerrung zu gering. Deshalb entstanden Zusatzgeräte, die – unabhängig vom eigentlichen Verstärker – das Erzeugen nichtlinearer Verzerrungen ermöglichten: Tube-Screamer, Fuzz-Box, Distortion-Pedal, oder wie sie alle heißen mögen. Der Effekt blieb nicht lange auf Zusatzgeräte beschränkt, mit Erhöhung der Röhrenanzahl boten bald auch die Gitarrenverstärker Möglichkeiten zum Einstellen des gewünschten Verzerrungsgrades.

Die im Folgenden beschriebenen Verzerrer sind Systeme, die dem Gitarrenton **nichtlineare Verzerrungen** hinzufügen. Ob dies im eigentlichen Verstärker, oder in einem Zusatzgerät erfolgt, wird zunächst nicht weiter unterschieden. Durch Verzerrung verändert sich der Gitarrenton, wird tragender, voller, schriller, aggressiver, sägender, lebendiger, aber immer abhängig von den Einstellungen – "den" Verzerrerklang gibt es nicht. Durch Verzerrung verändert sich auch die **Dynamik** des Signals, im Sinne einer Verlängerung des Sustains. Da praktisch alle Verzerrer eine degressive, begrenzende Übertragungskennlinie aufweisen, werden die im Gitarrensignal vorhandenen Pegelunterschiede verringert, werden Unterschiede zwischen laut und leise eingeebnet. Der eigentlich perkussive Gitarrenton wird dadurch stationärer und hört sich bläserähnlich (Saxofon, Trompete) oder streicherähnlich (Cello) an.

[♣] M. Zollner: Signalverarbeitung. Hochschule Regensburg, 2009.

© M. Zollner 2007

Bei der Aussteuerung üblicher Röhren- und Transistorschaltungen lassen sich zwei Bereiche trennen: Geringe Aussteuerung mit eher schwachen Verzerrungen, und Übersteuerung mit starken Verzerrungen. In **Abb. 10.8.20** ist links die Übertragungskennlinie einer ECC-83 und rechts Zeitfunktionen der sinusförmigen Eingangsspannung und der verzerrten Ausgangsspannung dargestellt. Bei kleiner Aussteuerung (bis ca. 1 V_S) sind nur geringe Unterschiede zwischen Ein- und Ausgangssignal feststellbar, bei großer Aussteuerung wird das Signal stark und in diesem Fall unsymmetrisch begrenzt ("geclippt").

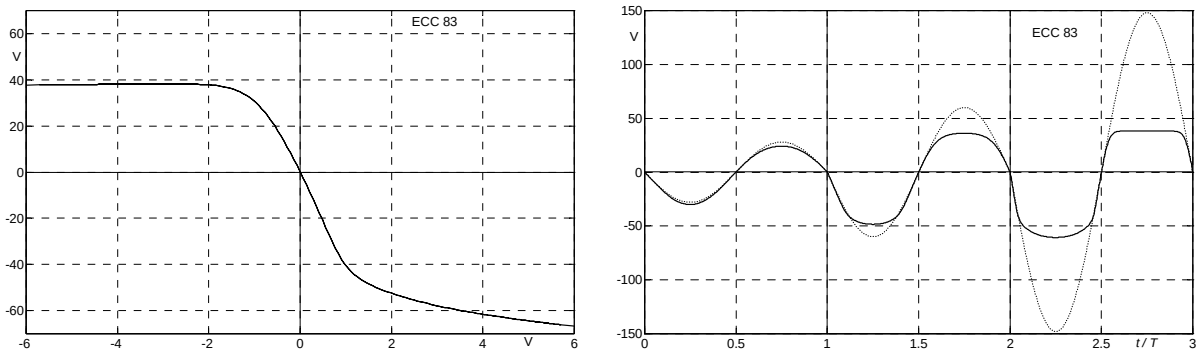


Abb. 10.8.20: Nichtlineare Verzerrungen an einer ECC-83 (vergl. Kap. 10.1.4).

Das menschliche Gehör hat nun aber keinen Sensor, um den Verlauf der Schalldruck-Zeitfunktion direkt zu analysieren, vielmehr ermittelt es im ersten Schritt das zeitvariante Kurzzeitspektrum (Kap. 8.2.4, 8.6), um daraus u.a. die Klangfarbe zu bestimmen. Verzerrt man einen Sinuston (z.B. 1 kHz) nichtlinear, entstehen neue Spektrallinien bei ganzzahligen Vielfachen der Grundfrequenz, also 2 kHz, 3 kHz, 4 kHz usw.. Verzerrt man ein aus mehreren Teiltönen aufgebautes Signal, entstehen Summen- und Differenztöne als Vielfache des größten gemeinsamen Teilers aller Teiltonfrequenzen[♣]. Wäre der von einer einzelnen Gitarrensaite gespielte Ton streng harmonisch aufgebaut, so bliebe das Spektrum harmonisch, da nur an vorhandenen Frequenzstellen Verzerrungstöne entstehen könnten. Zwar würden sich die Teiltonpegel und -phasen ändern, und somit die Klangfarbe, alle Teiltonfrequenzen blieben aber unverändert. Nun ist aber das Spektrum jeder Saitenschwingung **inharmonisch** gespreizt, und darin liegt der Schlüssel zum Verständnis der Wirkung eines Verzerrers.

Besteht ein komplexer Ton bspw. aus einem 100-Hz- und einem 202-Hz-Teilton, und wird dieser komplexe (weil zusammengesetzte) Ton quadratisch verzerrt, entstehen zusätzliche Teiltöne bei 0 Hz, 102 Hz, 200 Hz, 302 Hz, 404 Hz. Die 0-Hz-Komponente kann man ignorieren, das ist Gleichspannung, die im Verstärker wieder abgetrennt wird. Die Teiltöne bei 302 und 404 Hz hellen (sofern stark genug) den Klang auf, die Hauptwirkung entsteht aber bei den beiden Primärtönen: 100 und 102 Hz bilden eine Schwebung, 200 und 202 Hz auch. Durch die nichtlineare Verzerrung wird bei diesem Beispiel einerseits das Spektrum zu hohen Frequenzen hin erweitert (höhenbetonter Klang), andererseits beginnen die Amplituden der Primärtöne zu schwanken, der Ton klingt lebendiger. Treten nicht nur quadratische Verzerrungen auf, sondern auch Verzerrungen höherer Ordnung, entstehen viele Zusatztöne und viele, u.U. starke Schwankungen. Diese Schwankungen, die bei jedem Teilton nach einer anderen Gesetzmäßigkeit verlaufen, geben dem Klang etwas geräuschhaftes, es klingt, als sei zusätzliches **Rauschen** überlagert. Obwohl, streng genommen, Rauschen im üblichen Sinn zu den stochastischen (zufälligen) Signalen gehört – die von Nichtlinearitäten verursachten Teiltonschwankungen sind hingegen nicht stochastisch, sondern determiniert. Da dieses spezielle Rauschen periodisch ist, wird es **Pseudo-Noise** genannt.

[♣] M. Zollner: Frequenzanalyse. Hochschule Regensburg, 2009.

© M. Zollner 2007

Abb. 10.8.21 zeigt die im Folgenden zur Verzerrung verwendeten nullpunktsymmetrischen Übertragungskennlinien. Es sind ungerade Funktionen, d.h. Funktionen, die in eine Reihe entwickelt werden können, die nur Glieder ungerader Potenzen besitzt (x, x^3, x^5, ...).

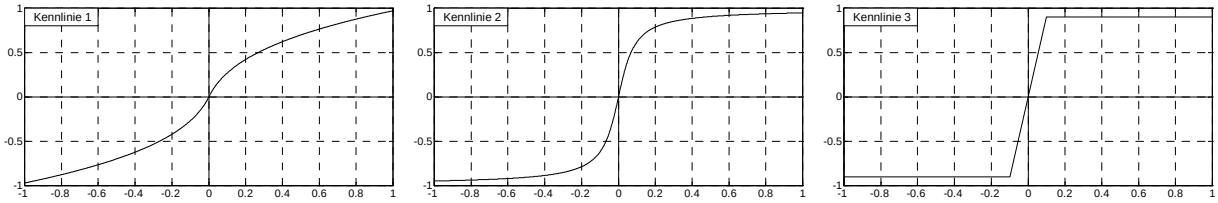


Abb. 10.8.21: Übertragungskennlinien der zur Verzerrung verwendeten Systeme.

Mit Kennlinie 2, einer arctan-Funktion, werden in **Abb. 10.8.22** einfache periodische Signale verzerrt. Verzerrung der Sinusschwingung (erste Bildzeile) ergibt ein Signal, dessen Spektrum nur ungeradzahlige Harmonische enthält. Aber schon wenn das Primärsignal aus zwei Teiltönen zusammengesetzt ist (zweite Bildzeile), können auch geradzahlige Harmonische entstehen. Jedoch nicht generell, wie die dritte Bildzeile demonstriert. Nur wenn ein Signal halbwellenantimetrisch ist, enthält sein Spektrum ausschließlich ungeradzahlige Harmonische. Halbwellenantimetrische Signale, die an einer ungeraden Kennlinie verzerrt werden, bleiben halbwellenantimetrisch, bekommen durch die Verzerrung also keine geradzahligen Harmonischen. Wohlgemerkt: Ob das Signal gerade oder ungerade ist, spielt dabei keine Rolle. In der letzten Bildzeile wird ein Dreitonsignal verzerrt, das wegen seiner 2. Harmonischen nicht halbwellenantimetrisch sein kann, und folglich enthält auch das Verzerrungsspektrum geradzahlige Harmonische.

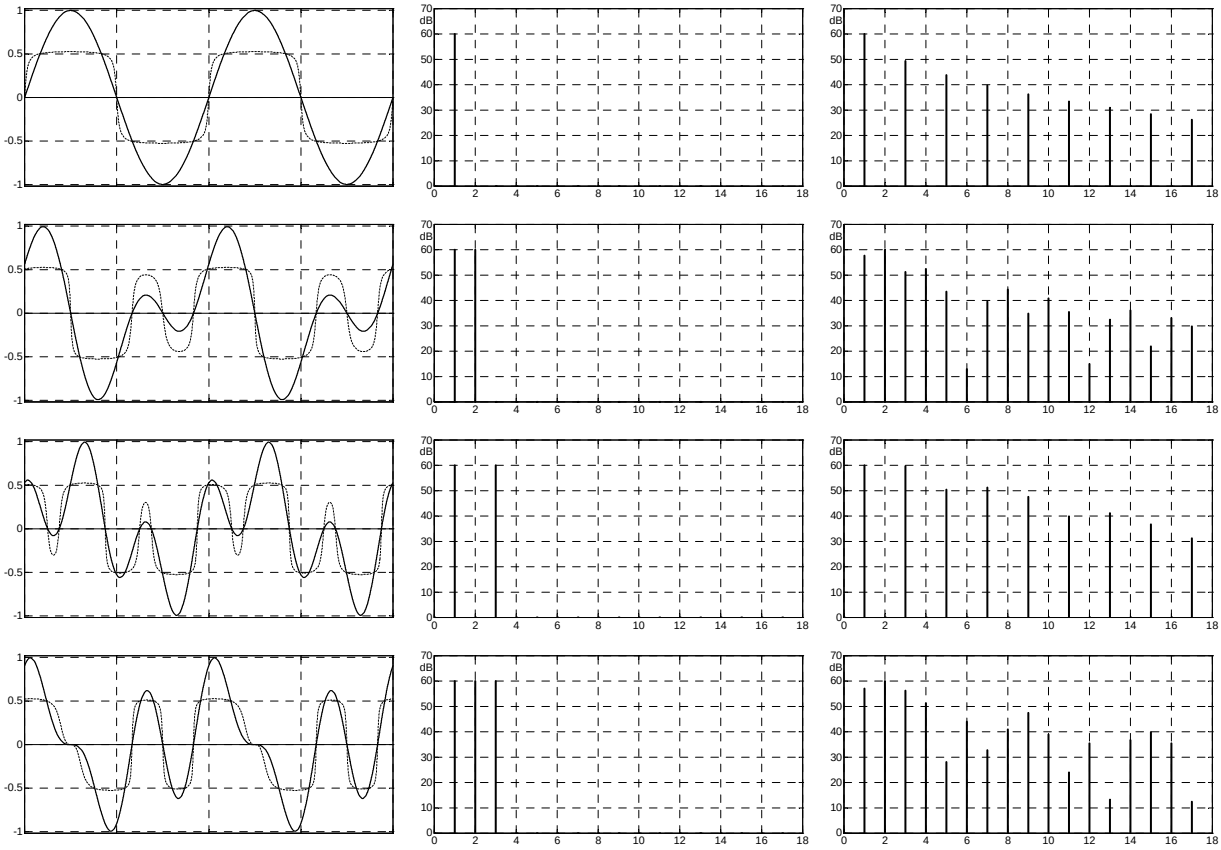


Abb. 10.8.22: Zeitfunktion des unverzerrten und verzerrten Signals (links), Spektrum des unverzerrten Signals, Spektrum des verzerrten Signals (rechts). Zeitfunktionen und Spektren individuell normiert. Kennlinie 2.

© M. Zollner 2007

Für die im Folgenden gezeigten Analysen wurden synthetische Gitarrentöne verwendet, deren Bildungsgesetze gleichwohl von einer realen Gitarre abgeleitet waren. Bei synthetischen Signalen kennt man alle Parameter exakt, bei realen Signalen nicht, deshalb synthetische. Für das **harmonische** Signal wurden 45 Teiltöne addiert, deren Frequenzen in ganzzahliger Relation zum Grundton (82 Hz) stehen. Pegel und Abklingzeitkonstanten der Teiltöne wurden von einem realen Gitarrenton (leere E_2-Saite) übernommen. Das **inharmonische** Signal wurde mit denselben Pegeln und Zeitkonstanten synthetisiert, die Teiltonfrequenzen waren aber gemäß der in Kap. 1 erläuterten Formel leicht gespreizt (Dispersion, wg. Saitenbiegesteifigkeit). In **Abb. 10.8.23** sind Spektrogramme der unverzerrten und verzerrten synthetischen Gitarrentöne dargestellt. Das Spektrum des harmonischen Tones endet bei 3.7 kHz, weil nur 45 Teiltöne verwendet wurden. Auch der inharmonische Ton ist aus nur 45 Teiltönen aufgebaut, wegen deren Spreizung reicht das Spektrum aber bis 4.1 kHz.

Beim Verzerren des **harmonischen** Tones entstehen zusätzliche Teiltöne, die aber exakt im harmonischen Raster liegen. Die zusätzlichen Teiltöne füllen zum einen den Frequenzbereich über 3.7 kHz auf, zum andern verändern sie die Pegel der primären Teiltöne. Die degressive Krümmung der Verzerrerkennlinie bewirkt, dass die Teiltöne langsamer abklingen, teilweise ist sogar ein anfängliches Anwachsen zu erkennen. Die Änderungen der Teiltonpegel verlaufen langsam, mit Änderungsgeschwindigkeiten, wie sie auch bei den Primärtönen auftreten. Beim **inharmonischen** Ton erzeugt die Verzerrung sehr viele neue Teiltöne, die knapp neben den Primärtönen liegen, von der DFT-Analyse (und vom Gehör) aber nicht mehr getrennt werden können. Die spektrale Zusammenfassung dieser untrennbaren Linien ergibt schnelle Signalmodulationen, die an einen stochastischen Rausch-Prozess erinnern, aber (streng genommen) determiniert sind (Pseudo-Noise).

Der Verzerrer hat drei Wirkungen auf den Klang: Der Höhenanteil steigt (brillanterer Klang), die Dynamik wird komprimiert (längeres Sustain), die Teiltöne werden "pseudostochastisch" moduliert (zusätzliches Rauschen, aka. "Kratzen", "Sägen"). Die pseudostochastische Modulation entsteht aber nur bei inharmonischen Tönen, sie ist von den **Saitenparametern** abhängig! **Je dicker die verwendeten Saiten, desto mehr Rauschen entsteht**. Beim Einzelton, müsste man vielleicht explizit erwähnen, denn auch bei Akkorden ist das Spektrum nicht mehr in einfacher Weise harmonisch.

Die im Bild unten dargestellten **Pegelverläufe** zeigen, dass die pseudostochastischen Modulationen zunehmen, wenn die Kennlinie stärker gekrümmt wird. Analysen zur Kennlinie 3 sind nicht abgebildet, im dargestellten Frequenzbereich ergäbe sich ein ähnliches Bild wie bei Kennlinie 2, solange stark übersteuert wird. Größere Unterschiede beginnen bei schwacher Übersteuerung sichtbar zu werden, der Wechsel zwischen unverzerrt und verzerrt vollzieht sich bei Kennlinie 3 abrupt, bei den anderen beiden Kennlinien allmählich. Außerdem wird das Spektrum bei abrupter Signalbegrenzung höhenbetonter.

Es soll nochmals ausdrücklich erwähnt werden, dass trotz streng nullpunktsymmetrischer Kennlinie ("ungerade Funktion") auch Verzerrungen gerader Ordnung auftreten. Die Vermutung, eine ungerade Kennlinie würde nur ungerade Verzerrungen produzieren, trifft nur für halbwellenantimetrische Signale zu, z.B. für einen Sinuston. Bei realen Gitarrentönen können an ungeraden Kennlinien aber sehr wohl auch geradzahlige Ordnungen entstehen. Ebenso ist die Vermutung, Röhren würden hauptsächlich geradzahlige Verzerrungen produzieren, in dieser Allgemeinheit falsch. Röhren verzerren auch nicht "besser" als Transistoren, sonst hätte ja wohl kaum jemand einen Range-Master vor seinen Verstärker geschaltet. Denn im Range-Master entsteht eine reine Transistor-Verzerrung (Kap. 10.8.5.3).

© M. Zollner 2007

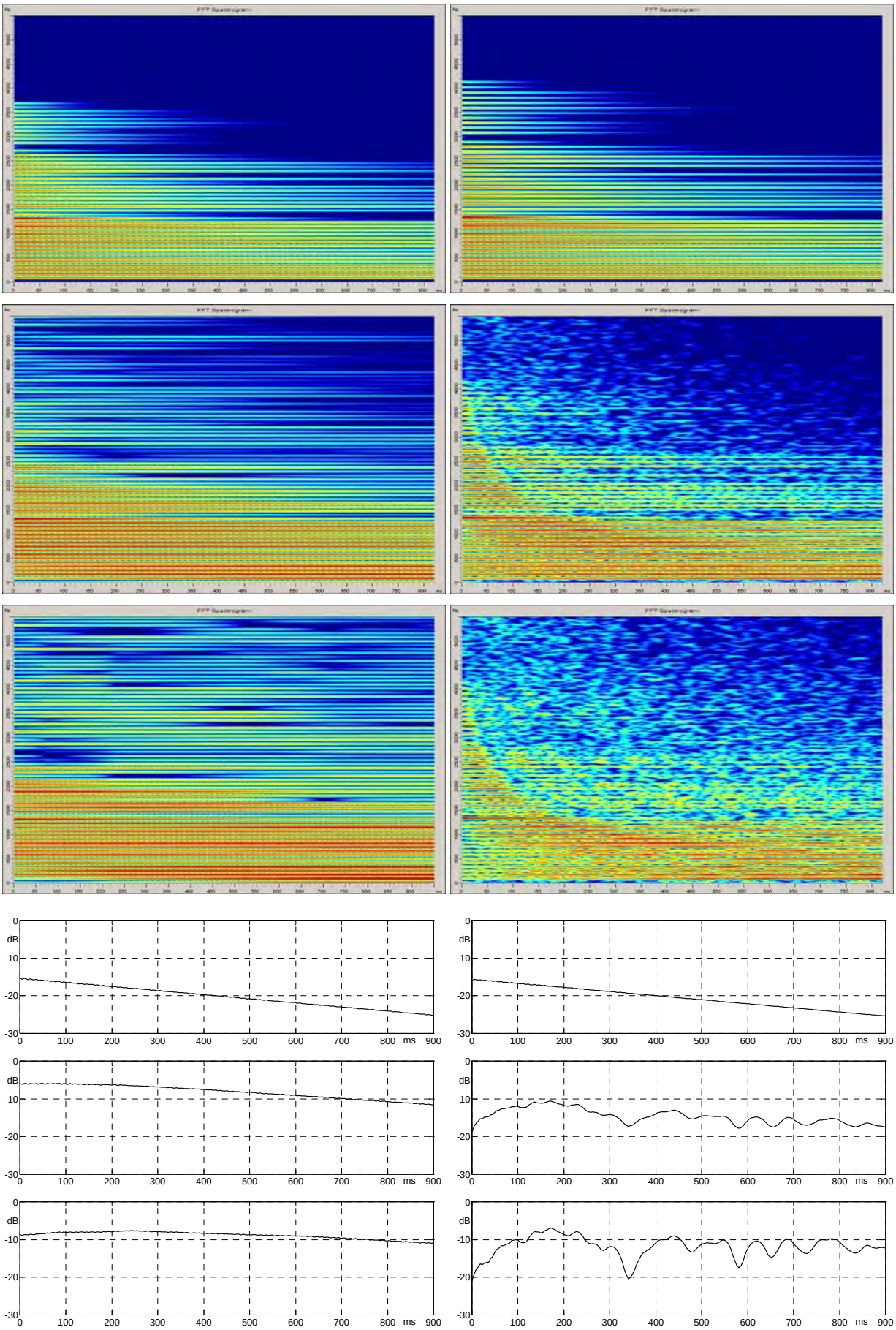


Abb. 10.8.23: Spektrogramme, harmonisches (links) und inharmonisches Signal, 0-5.5 kHz, ΔL = 40dB.
1. Bildzeile: Ohne Verzerrung, Mitte: Kennlinie 1, unten: Kennlinie 2. Darunter: Pegelverlauf des 15. Teiltons.

© M. Zollner 2007

Besondere Beachtung verdienen **digitale Emulationen** analoger Verzerrer. Es ist allgemein bekannt, dass vor dem A/D-Wandler eines zeitdiskreten Systems ein Anti-Alias-Filter vorzusehen ist, damit spektrale Rückfaltungen vermieden werden (Abtast-Theorem). Falls das Signal bereits geeignet bandbegrenzt ist, kann dieses Filter natürlich entfallen. So ist z.B. kein Filter erforderlich, wenn ein 5-kHz-Ton mit 44.1 kHz abgetastet werden soll. Wird nun aber der diskretisierte 5-kHz-Ton an einer digitalen Verzerrer-Kennlinie verzerrt, entstehen neue Spektrallinien – auch oberhalb der halben Abtastfrequenz. Und da die Zeitdiskretisierung eine spektrale Periodisierung bewirkt, bilden sich diese neuen Linien um alle Vielfachen der Abtastfrequenz aus. Ist die Kennlinie (als Beispiel) punktsymmetrisch, entstehen neue Teiltöne bei 15 kHz, 25 kHz, 35 kHz, sowie an weiteren ungeraden Frequenz-Vielfachen. Spiegelt man die Verzerrungstöne an der Abtastfrequenz, z.B. 35 kHz an 44.1 kHz, entsteht eine neue Verzerrungslinie bei 9.1 kHz, die ein analoger Verzerrer nicht erzeugen würde. Auch bei 0.9 kHz, sowie an vielen weiteren Frequenzstellen bilden sich neue Teiltöne, die – sofern ihr Pegel ausreichend groß ist – in aller Regel unschön klingen. Es reicht deshalb nicht, die Übertragungskennlinie eines analogen Verzerrers digital nachzubilden, um hiermit ein digitales Äquivalent zu schaffen. Je höherfrequent das zu verzerrende Signal, und je eckiger die Verzerrerkennlinie, desto enttäuschender die Emulation.

Um derartige Rückfaltungen zu vermeiden, muss die Abtastfrequenz erhöht werden. Ob auf das Zehnfache, oder noch viel höher, hängt vom Signal, der Verzerrercharakteristik, und den Qualitätsansprüchen ab. Als einfache Abschätzung: Wird ein Sinussignal hart zu einem (symmetrischen) Rechteck begrenzt, entstehen neue Teiltöne unter einer si-Hüllkurve. Der Pegel des 11. Teiltons liegt 21 dB unter dem Primärtonpegel, der des 99. Teiltons 40 dB unter dem Primärtonpegel. Wenn nun die Abtastfrequenz 100mal so hoch ist wie die Frequenz des zu verzerrenden Primärtons, wird ein Störton zurückgefaltet, dessen Pegel um 40 dB unter dem Primärtonpegel liegt (**Abb. 10.8.24**). Und natürlich wird nicht nur dieser eine Störton zurückgefaltet, und auch nicht nur an der Abtastfrequenz. Die Abbildung zeigt trotzdem nur eine einzige Rückfaltung, damit die Linien noch zugeordnet werden können.

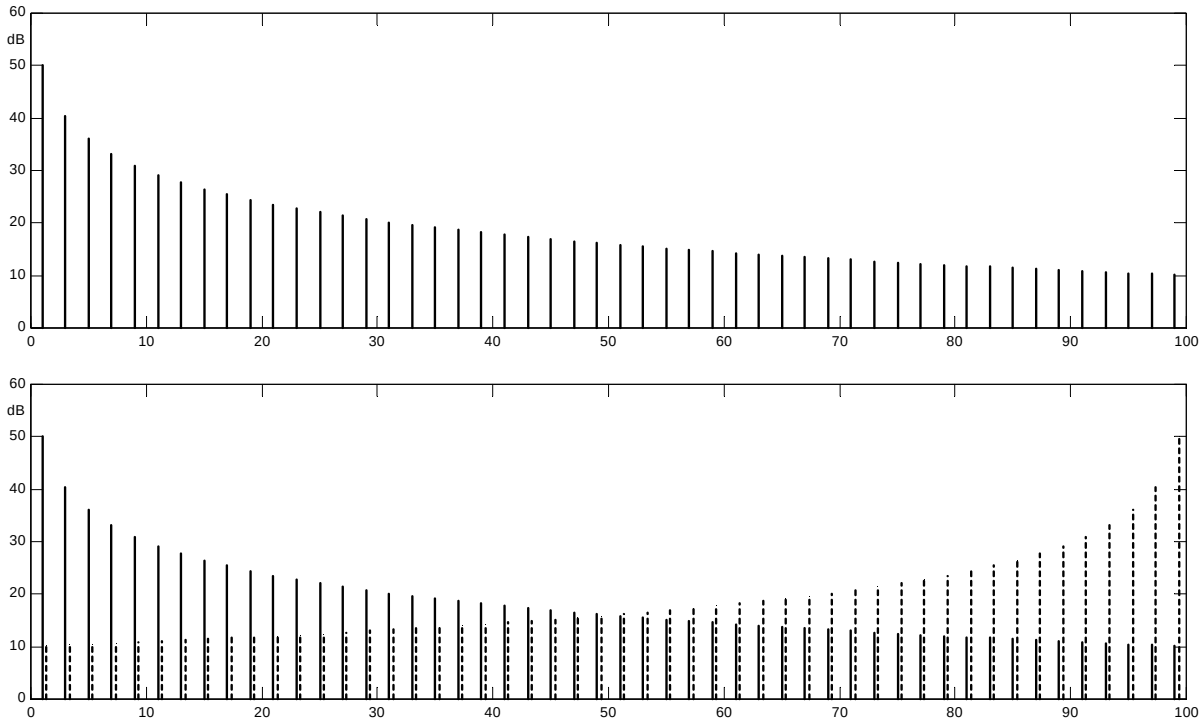


Abb. 10.8.24: Spektrum eines stark verzerrten Sinustones; zeitkontinuierlich (oben), zeitdiskret mit einer Rückfaltung (unten). Die Frequenz der zurückgefalteten Linien ist in hohem Maße von der Relation f / f_a abhängig.

© M. Zollner 2007

10.8.5.1 Dioden

Um Signale nichtlinear verzerren zu können, ist mindestens *ein* nichtlineares Bauteil erforderlich. Dies kann eine Röhre, ein Transistor, oder – im einfachsten Fall – eine Halbleiterdiode sein. Wenn im Folgenden von Dioden die Rede ist, sind immer **Halbleiterdioden** gemeint, nicht Röhrendioden (die natürlich auch zum Verzerren geeignet wären, aber praktisch nie zum Einsatz kommen). Vereinfacht betrachtet leiten Dioden Strom nur bei Betrieb in Flussrichtung; polt man um, sperrt die Diode (Sperrbetrieb). Genauere Modelle berücksichtigen, dass in Flussrichtung an der Diode einige 100 mV abfallen, sowie den auch im Sperrbetrieb fließenden Sperrstrom. Dynamische Modelle fügen (u.U. nichtlineare) Kapazitäten hinzu, sodass ein Dioden-Ersatzschaltbild schon ziemlich kompliziert werden kann. Im ersten Ansatz reicht zunächst die sog. Shockley-Kennlinie:

$$I = I_S \cdot \left(\exp(U/U_T) - 1\right); \quad U_T = 25.8\,\text{mV}\,(300\,\text{K}) \qquad \text{Shockley-Gleichung}$$

Der Diodenstrom I wächst exponentiell über der Dioden-Flussspannung U, die auf die Temperaturspannung U_T bezogen wird; I_S ist ein theoretischer Sperrstrom. Reale Dioden weichen von dieser Idealisierung u.U. erheblich ab, weswegen Korrekturen und Ergänzungen nötig sind. Vor allem muss die Temperaturspannung modifiziert werden: Bei der realen Diode misst man für U_T Werte bis über 60 mV, außerdem ist in Flussrichtung ein Bahnwiderstand zu berücksichtigen. In **Abb. 10.8.25** ist im linken Bild die Durchlasskennlinie einer 1N4148 im linearen Maßstab dargestellt, das mittlere Bild zeigt dieselbe Kennlinie halblogarithmisch. Die *e*-Funktion bewirkt bei der linearen Skalierung eine starke Kennlinienkrümmung, was zu dem Begriff "Schwellenspannung" geführt hat – bei Siliziumdioden gerne mit 0.7 V angegeben. Skaliert man das Bild für große Ströme, zeigt sich der verrundete Knick tatsächlich bei ca. 0.7 V, stellt man aber kleinere Ströme dar (im Bild die durchgezogene Kurve), verschiebt er sich zu ca. 0.4 V (oder zu noch kleineren Werten). Deshalb: Eine *e*-Funktion hat keinen Knick, der Wert der Schwellenspannung ist willkürlich!

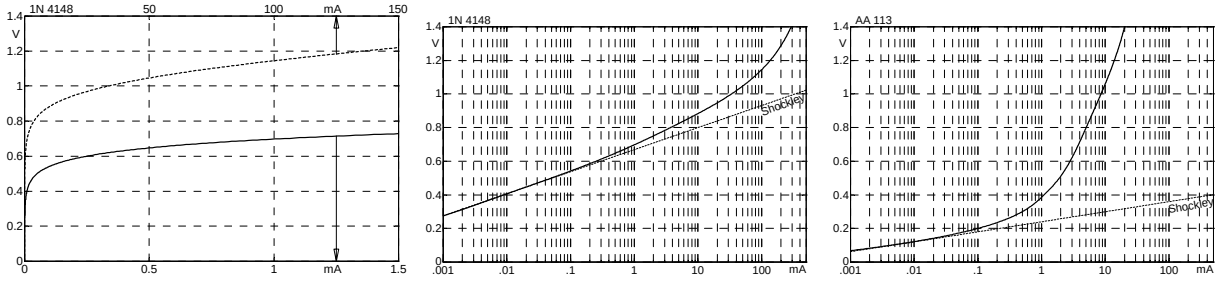


Abb. 10.8.25: Durchlasskennlinie einer 1N4148 (ITT-Datenblatt). Zu der im linken Bild gestrichelt gezeichneten Kurve gehört die obere Abszissenskalierung, zur durchgezeichneten Kurve die untere. Rechts: AA113 (Siemens).

Das rechte Bild stellt die Durchlasskennlinie einer Germanium-Spitzendiode (AA113) dar. Im Gegensatz zur 1N4148, die eine Siliziumdiode ist, fallen in Flussrichtung bei kleinen Strömen an der Ge-Diode kleinere Spannungen ab. Über 6 mA ist jedoch die Spannung der Ge-Diode größer als die der Si-Diode, weil sich die Bahnwiderstände stärker bemerkbar machen.

Bei all diesen Kennlinien muss bedacht werden, dass sie herstellungs- und temperaturbedingt streuen. Eine Temperaturerhöhung um 20°C kann den Flussstrom durchaus verdoppeln, und beim Auswechseln der Diode gegen eine typgleiche (!) andere kann sich der bei einer Spannung fließende Strom um –70/+200% ändern. Deshalb: Datenblätter nicht auf dreistellige Genauigkeit ausmessen!

© M. Zollner 2007

Abb. 10.8.26 zeigt weitere (aus Datenblättern stammende) Durchlasskurven. Alle mit AA gekennzeichneten Dioden sind Ge-Dioden, alle anderen sind Si-Dioden.

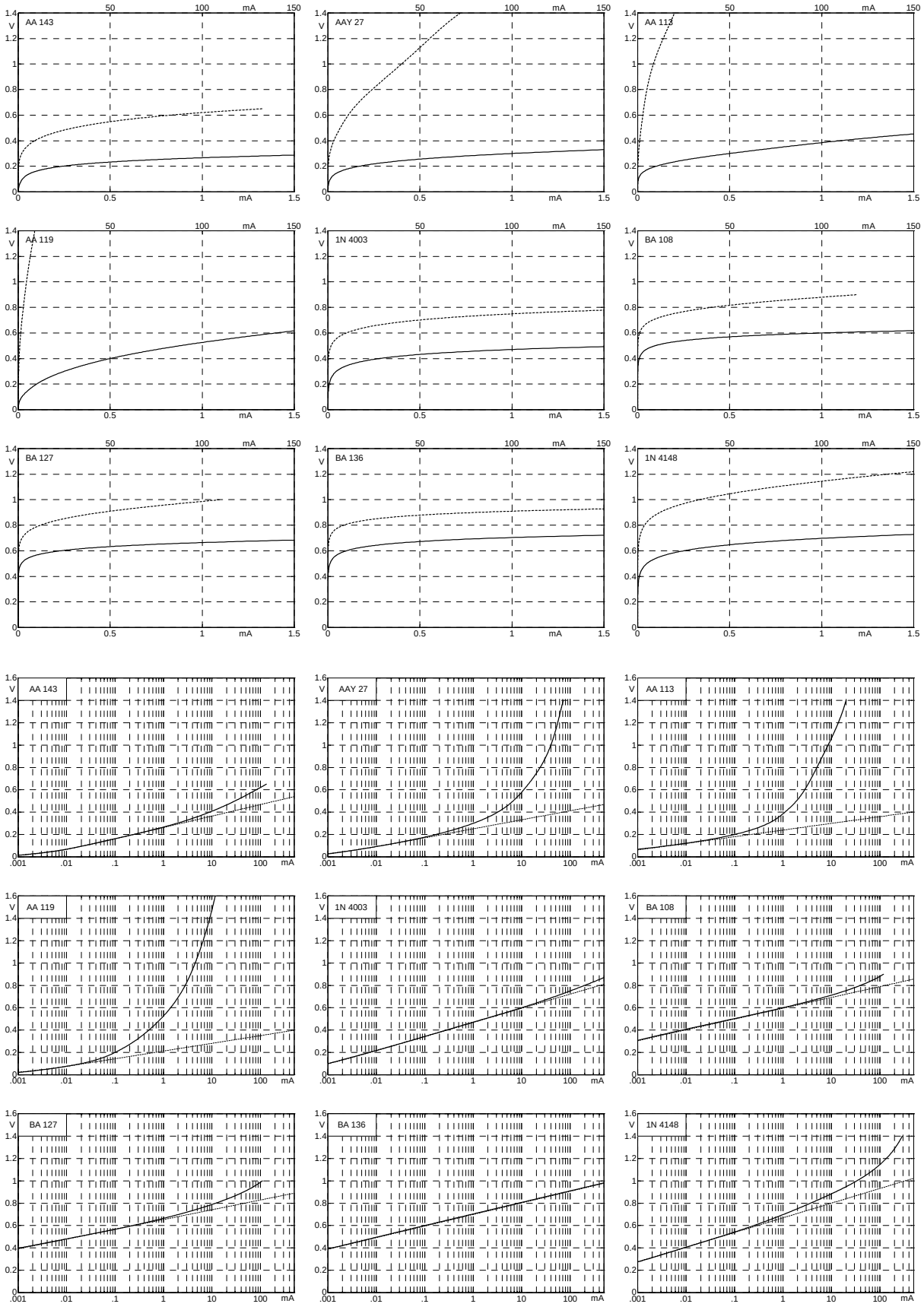


Abb. 10.8.26: Durchlasskennlinien verschiedener Halbleiter-Dioden (Datenblattangaben).

© M. Zollner 2007

Die in typischen Verzerrern fließenden Diodenströme sind klein, maximal etwa 1 mA. Somit sind die bis über 100 mA reichenden Kennlinien nur in ihrem unteren Teil relevant, also in dem Teil, der relativ gut durch die Shockley-Gleichung angenähert werden kann. Um eine zweiseitige Signalbegrenzung zu erreichen, schaltet man zwei Dioden antiparallel zusammen, wodurch eine punktsymmetrische (ungerade) Kennlinie entsteht. Theoretisch, denn bei realen Dioden sind die fertigungsbedingten Streuungen erheblich. Prägt man auf das Diodenpaar sinusförmigen Strom ein, entsteht ein beidseitig verrundetes Signal, wie in Abb. 10.8.27 im rechten Bild dargestellt. Ideale Stromeinprägung ist allerdings nicht möglich (und auch nicht nötig). Weil der Innenwiderstand der ansteuernden Quelle nicht beliebig groß werden kann, ist es zweckmäßig, im Modell eine ideale Stromquelle zu verwenden, und das Diodenpaar um einen Parallelwiderstand zu ergänzen (linkes Bild) – hierdurch wird das Verhalten hauptsächlich bei kleiner Aussteuerung verändert. In allen drei Bildern sind Kurven zweier Diodenpaare dargestellt: Für die 1N4148, eine Kleinsignaldiode, und die 1N4003, eine Leistungsdiode.

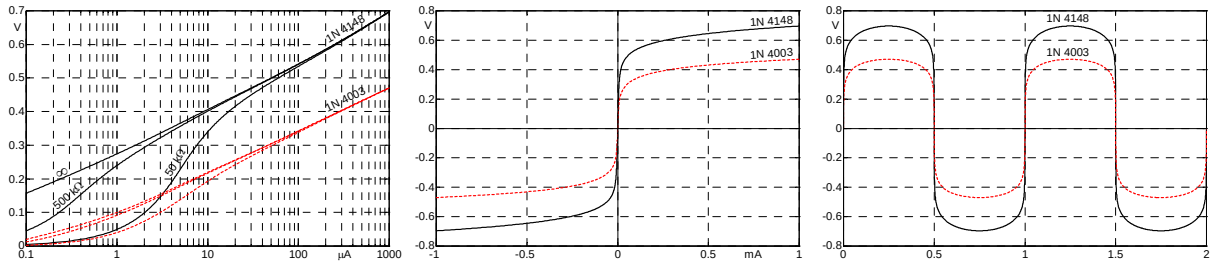


Abb. 10.8.27: *Links:* Durchlasskennlinien (halblogarithmisch), Diode mit parallelgeschaltetem Widerstand. *Mitte:* Zwei antiparallele Dioden. *Rechts:* Spannungs-Begrenzung bei sinusförmiger Stromeinprägung.

Solange man die Diodenkennlinien nur durch das Shockley-Modell beschreibt, gibt es nur **zwei Parameter**: Den Reststrom, und den Faktor bei der Temperaturspannung (1...2). Beide Größen kann man als Skalierungsfaktoren für Strom und Spannung auffassen, und somit gilt: Im Rahmen des Shockley-Modells zeigen alle Dioden dasselbe Verhalten, sofern man am Verzerrer-Eingang und -Ausgang eine variable Verstärkung vorsieht. Es ist im Rahmen dieses Modells nicht nötig, eine spezielle Diode zu suchen, da mit jeder Diode dieselben Verzerrer-Eigenschaften erreichbar sind. Damit ist allerdings noch nichts über das **dynamische** Verhalten ausgesagt, das nicht durch eine statische Kennlinie beschreibbar ist. Dioden sperren erst, wenn "alle" Ladungen aus der Sperrschicht abgeflossen sind, und das dauert einen kleinen Moment. Relativ lang bei Leistungsdioden, relativ kurz bei HF-Dioden. Jedoch wird vor allem bei Dioden, die im Gegenkopplungszweig liegen, ein zusätzlicher Kondensator parallelgeschaltet, sodass man annehmen muss, allzu schnell sollen diese Dioden gar nicht reagieren. Beim **Tube-Screamer** sind z.B. 50 pF parallel geschaltet, die ihre Wirkung nur im obersten Frequenzbereich entfalten können, und auch nur bei voll aufgedrehter Verstärkung. Ganz anders im **Boss DS-1**: Hier findet man parallel zu den Dioden respektable **10 nF**! Angesichts dieser Riesenkapazität rückt das Schaltverhalten der Dioden dann doch etwas in den Hintergrund. Und nicht vergessen: Selbst ein derart großer Kondensator beeindruckt eine Si-Diode nur bei ganz kleinen Strömen. Bei (durchaus erreichbaren) 2 mA beträgt ihr differentieller Widerstand ungefähr 20 Ω, und im Vergleich dazu sind 10 nF relativ hochohmig.

Ist eine nicht-punktsymmetrische Kennlinie gewünscht, schaltet man unterschiedliche Dioden antiparallel zusammen, z.B. eine Ge- und eine Si-Diode, oder spezielle Serien-/Parallel-Netzwerke. Hierbei bekommt die individuelle Charakteristik Bedeutung, weil nicht mehr für jede Diode eine eigene Strom-/Spannungs-Skalierung vorgenommen werden kann.

© M. Zollner 2007

10.8.5.2 Transistoren

Bei Transistoren ist zwischen zwei Kristalltypen (Ge, Si) und zwei Dotierungen (PNP, NPN) zu unterscheiden. Die Hauptunterschiede[♣], stark vereinfacht: NPN-Transistoren benötigen (in Emitterschaltung) eine positive Betriebsspannung, PNP-Transistoren eine negative; die typische Basis-Emitter-Spannung ist beim Ge-Transistor ca. 0.1 V, beim Si-Transistor ca. 0.6 V. Es gibt eine unüberschaubare Vielfalt unterschiedlichster Transistoren, in der man gleichwohl erstaunlich viele kompatible Äquivalenztypen findet. PNP vs. NPN ist aber inkompatibel, ebenso Ge vs. Si – auch wenn das im Einzelfall funktionieren mag. Ein OC44 kann problemlos gegen einen AC151 getauscht werden, ein AC187 ist aber inkompatibel zum AC188. Bei nicht allzu alten europäischen Transistoren spezifiziert der erste Buchstabe die Kristallart: A für Germanium, B für Silizium. Der zweite Buchstabe kennzeichnet die Anwendung: C für NF-Vorstufen, D für NF-Endstufen, F für HF-Stufen, S für Schalter. Die amerikanischen (2N) und japanischen (2S) Bezeichnungen ermöglichen keine derartige Trennung.

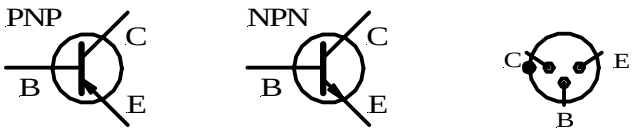


Abb. 10.8.28: Transistor-Schaltbilder, Anschlüsse.

In **Abb. 10.8.28** sind die Schaltbilder dargestellt, sowie die (von unten gesehene) Anschlussbelegung. Nicht alle Transistoren zeigen diese Belegung, im Zweifelsfall geben die Datenblätter der Hersteller Auskunft. Beim **NPN-Transistor** fließt der Strom zur Basis bzw. zum Kollektor bzw. aus dem Emitter (technische Stromrichtung), beim **PNP-Transistor** aus der Basis bzw. aus dem Kollektor bzw. zum Emitter. Die in Verzerren üblichen Kollektorströme sind kleiner als 1 mA, der Basisstrom ist ca. 1% des Kollektorstroms. Der Quotient aus Kollektor- und Basisstrom, die **Stromverstärkung** *B*, ist aber sehr stark vom Herstellungsprozess und von der Temperatur abhängig, bei üblichen Transistoren findet man Werte von 40…300. Deshalb kann sich das Verhalten der Schaltung ändern, wenn man einen Transistor gegen einen (typgleichen!) anderen tauscht.

In Ruhe, d.h. ohne Signal, beträgt der Kollektorstrom ca. 0.1…1mA. Das ist natürlich abhängig von der speziellen Schaltung, als Beispiel seien hier 0.2 mA angenommen. Für $B = 100$ ergibt sich der Basisstrom dann zu 2 μA. Den Eingang, also das von Basis und Emitter gebildete "Tor", beschreibt man als eine in Flussrichtung betriebene Diode – als Si-Diode beim Si-Transistor, als Ge-Diode beim Ge-Transistor. Zu einem Flussstrom von 2 μA gehört bei der Ge-Diode eine Flussspannung von ca. 0.1 V, bei der Si-Diode ca. 0.5 V. Als erster Richtwert, denn je nach Herstellungsverfahren sind auch etwas größere oder kleinere Werte möglich. Ist beim NPN-Transistor die Basisspannung aber um mehr als 1 V größer als die Emitterspannung, ist der Transistor kaputt. Ist beim NPN-Transistor U_{BE} negativ, sperrt der Transistor, d.h. der Kollektorstrom ist praktisch null. Entsprechendes gilt beim PNP-Transistor für positive Basis-Emitter-Spannung. Exakt null wird der Kollektorsrom allerdings nicht, weil ein **Reststrom** anzusetzen ist, der insbesondere bei Ge-Transistoren ganz schön groß sein kann. So nennt beispielsweise das Siemens-Datenbuch für den AC188 als Reststrom bei gesperrter Emitterdiode maximal 200 μA – das entspräche im obigen Beispiel dem Strom im Arbeitspunkt! Und dann hat der Reststrom auch noch die unangenehme Eigenschaft, mit steigender Temperatur exponentiell zuzunehmen, was speziell Ge-Transistoren den Ruf eingebracht hat, schwierig zu handhabende Einzelgänger zu sein.

[♣] Für praxisorientierte Details siehe z.B. Tietze/Schenk: Halbleiter-Schaltungstechnik, Springer.

© M. Zollner 2007

In **Abb. 10.8.29** wird ein PNP-Transistor in Emitterschaltung betrieben, d.h. mit auf Masse liegendem Emitter. Sperrt der Transistor, fließt (idealisiert) kein Kollektorstrom, dann ist die Kollektorspannung -9 V (linkes Bild). Steuert der Transistor voll durch, liegt am Kollektor nur noch die kleine Restspannung, z.B. -0.2 V. Für eine erste Dimensionierung würde man den Arbeitspunkt in die Mitte der Kennlinie legen, die Kollektorspannung also auf -4.6 V einstellen. Am Kollektorwiderstand fallen dann 4.4 V ab, was bei 10 kΩ einen Kollektorstrom von -0.44 mA ergibt[♣]. Als Basisspannung würde sich in diesem Beispiel ca. -0.1 V ergeben.

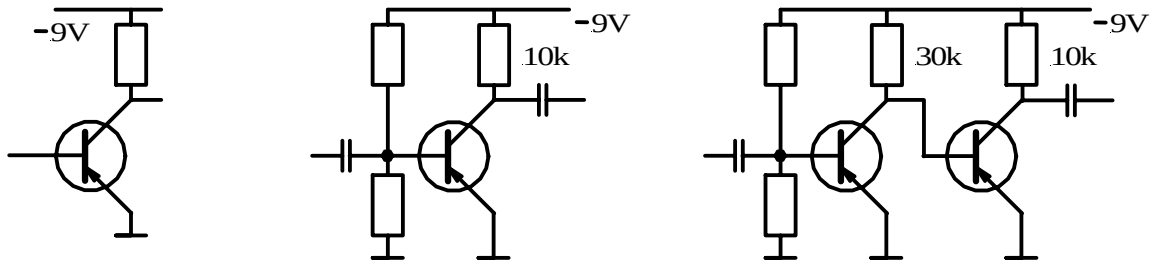


Abb. 10.8.29: Transistor im Emitterschaltung.

Sowohl Basis als auch Kollektor liegen ohne Signal nicht auf 0V, deshalb ist zur gleichspannungsfreien Außenwelt jeweils ein Koppelkondensator erforderlich; die für den Arbeitspunkt nötige Basisspannung wird dann über die Basisteiler-Widerstände eingestellt (mittleres Bild). In so einer Schaltung wäre ein Transistor aber nicht stabil betreibbar, auch wenn man für jedes einzelne Exemplar den Arbeitpunkt individuell einstellt: Schon bei wenigen Grad Temperaturänderung würde sich der Arbeitspunkt verschieben, würde sich der Klang ändern. Das Mittel der Wahl gegen thermische Drift: **Gegenkopplung**, d.h. gegenphasige Rückkopplung. Entweder in Form eines Emitterwiderstandes (erhöht den Eingangswiderstand), oder durch einen vom Ausgang auf die erste Basis zurückführenden Widerstand (erniedrigt den Eingangswiderstand), oder durch weitere Maßnahmen, deren Umfang aber den hier gesteckten Rahmen sprengen würde [siehe z.B. Fliege]. Beispiele gegengekoppelter Transistoren zeigen die folgenden Seiten, z.B. Kap. 10.8.5.3. Erst mit geeigneter Gegenkopplung wird es möglich, mehrstufige Verstärker wie oben im rechten Bild zu bauen. In der abgebildeten Version müsste allerdings der erste Transistor mit zu geringer Kollektorspannung arbeiten: Da die Basisspannung des zweiten Transistors bei Ge-Transistoren kaum über ca. 0.2 V anwachsen kann, sind auch für die Kollektorspannung des ersten Transistors keine größeren Werte möglich. Deshalb wird in die Emitterleitung des zweiten Transistors ein Widerstand (z.B. 1kΩ) eingefügt, wodurch dessen Eingangswiderstand und -spannung ansteigt.

Gegenkopplung verringert die Verstärkung, stabilisiert sie aber auch, d.h. macht sie unempfindlicher gegen fertigungs- und temperaturbedingte Schwankungen. Bei Schaltungen, deren untere Grenzfrequenz nicht 0 Hz sein muss, ist eine Trennung in Wechselspannungs- und Gleichspannungsgegenkopplung möglich: Eine starke Gleichspannungsgegenkopplung stabilisiert den Arbeitspunkt, die schwächere Wechselspannungsgegenkopplung verhindert, dass die Verstärkung zu weit absinkt. Bei allen Verstärkern muss aber beachtet werden, dass bei hohen Frequenzen durch Phasendrehungen aus Gegenkopplung Mitkopplung wird – die Schaltung könnte zum HF-Generator werden.

[♣] Das durchaus wichtige Gebiet der Zählpfeile und Vorzeichen soll hier nicht näher vertieft werden, dazu muss auf die Literatur verwiesen werden, z.B. [20].

© M. Zollner 2007

10.8.5.3 Range-Master (Dallas Arbiter)

Einer der berühmten Verzerrer aus der Anfangszeit des Hardrocks ist der von der englischen Firma Dallas Arbiter hergestellte "Range-Master", der auch als **Treble-Booster** bezeichnet wird. "Geboostet" werden sollen die Höhen, aber nicht einfach in der Weise, wie das beim Aufdrehen des Treble-Potentiometers erfolgen würde, sondern nichtlinear, mit einer guten Portion nichtlinearer Verzerrungen. Die Schaltung des Range-Masters (**Abb. 10.8.30**) ist denkbar einfach: Über den relativ kleinen 6.8-nF-Kondensator geht's auf einen Transistor, der das Signal ca. 60-fach verstärkt. Da übliche Tonabnehmer mehrere 100 mV erzeugen können (selbst 4 V sind nicht unmöglich), wird dieser Transistor fast immer übersteuert. Schon im Eingang (U_1) sind aber zwei Besonderheiten zu berücksichtigen: Die Eingangsimpedanz des Transistors ist mit ca. 10 kΩ ziemlich niederohmig, und deshalb bewirkt der Koppelkondensator (6.8 nF) eine starke Tiefenabsenkung. Zur Berechnung der Grenzfrequenz darf jedoch nicht nur der Eingangswiderstand des Range-Masters angesetzt werden, denn auch der Tonabnehmer-Innenwiderstand ist Teil der Eingangs-Masche. 6.8 nF und 10 kΩ ergäben als Grenzfrequenz 2.3 kHz, je nach Tonabnehmer sinkt dieser Wert auf 1 – 2 kHz.

Abb. 10.8.30: Range-Master: Schaltbild (links), alte Germanium-Transistoren (rechts).

Der im Range-Master verwendete **OC44** ist ein Germanium-HF-Transistor der ersten Stunde, der vermutlich billig zu haben war, weil er angesichts rasanter Technologiefortschritte als veraltet galt. Auch wenn er voll durchsteuert, bleibt (bei üblicher Last) der Kollektorstrom unter 1 mA, in Ruhe fließen nur 0.2 mA durch das Ausgangs-Potentiometer. Der Basisstrom beträgt hierfür ca. 1 – 2 µA, die Basis-Emitter-Spannung ist kleiner als 100 mV. Der Quotient aus Kollektor- und Basisstrom, die Stromverstärkung $B = I_C / I_B$, streut fertigungsbedingt sehr stark, hier sind Werte zwischen etwa 50 … 200 möglich, und deshalb streut auch der Arbeitspunkt: Typischerweise liegen ohne Signal -6.8 … -7 V am Kollektor. Bei Betrieb an einer neuen Batterie, denn auch deren Spannung bestimmt das Übertragungsverhalten.

Schließt man den Range-Master an einen Verstärker mit 1 MΩ Eingangswiderstand an, bildet der Ausgangs-Kondensator (10 nF) zusammen mit der Last einen Hochpass mit ca. 16 Hz Grenzfrequenz. Wählt man hingegen den unempfindlicheren Verstärkereingang (136 kΩ), erhöht sich diese Grenzfrequenz auf 114 Hz. Insgesamt sind also **zwei Hochpässe** wirksam: Einer am Range-Master-Eingang, und einer am seinem Ausgang. Der Emitterwiderstand ist so wirksam überbrückt, dass der hierbei entstehende Hochpass in seiner Wirkung auf die Bassfrequenzen ignoriert werden kann. Nicht ignoriert werden darf er mit Blick auf die Arbeitspunktverschiebung, die bei Aussteuerung entsteht, denn hierbei kommt es zu Umladungen des Emitterkondensators: Wegen des nichtsinusförmigen Emitterstromes verschiebt sich bei starker Aussteuerung die Emitterspannung um ca. 0.2 V ins Negative. In ähnlicher Weise ändert sich die Polarisationsspannung des Eingangskondensators: Der bei Übersteuerung fließende unsymmetrische Basisstrom verringert die mittlere Spannung am Eingangs-C. Diese Potentialverschiebungen sind das "Geheimnis" des Range-Masters – und nicht das vermeintlich einzigartige Verhalten des OC44.

© M. Zollner 2007

Ein Original-OC44 kann mikrofonisch sein und/oder stark rauschen, sein Reststrom kann jenseits von gut und böse sein, und trotzdem wird er zu Preisen gehandelt, die um das Fünfzigfache über denen moderner Transistoren liegen. Und der einzigartige Sound? Den erzielt man auch mit anderen Transistoren. Natürlich müssen das PNP-Germanium-Transistoren sein, und eine individuelle Kontrolle ist auch bei moderner Ware erforderlich. Ein Original-OC44 muss aber nicht in den Range-Master – das Betriebsverhalten verschiedener Transistoren kann nämlich erstaunlich ähnlich sein. Zwar findet man große Unterschiede bei den Grenzdaten, also z.B. bei der maximalen Kollektorspannung: 20 V, oder 100 V. Oder beim maximalen Kollektorstrom: z.B. 10 mA, oder 2000 mA. Und natürlich bei der β-Grenzfrequenz: 150 kHz, oder 10 kHz. Doch alle diese Grenzen sind für einen mit 9 V betriebenen Verzerrer nachrangig. Wichtig sind Stromverstärkung (statisch und dynamisch) und Reststrom, und bei beiden Werten war der OC44 nicht atypisch. Wie sonst könnte B. C. Meiser[♣] als Ersatz empfehlen: AC122, AC128, oder, besonders geeignet, der AC151. Und da schreibt nicht etwa (wie so oft in Magazinen) der Blinde vom Licht, nein, da schreibt ein erfahrener Schaltungstechniker. Nota Bene: Der **AC128** wird in Datenblättern "für langsame Schalter" oder "für kleine NF-Endstufen" empfohlen, der **AC122** für NF-Vorstufen, der **AC151** für NF-Vor- und -Treiberstufen. Der **OC44** war hingegen als HF-Transistor für den Mittelwellenbereich gedacht, und trotzdem lassen sich diese Transistoren austauschen. Und natürlich gibt es noch haufenweise andere. Der spezielle Sound kommt nicht von einem besonderen Transistor, sondern von der (gar nicht so unüblichen) unsymmetrischen und signalabhängigen Übertragungskennlinie.

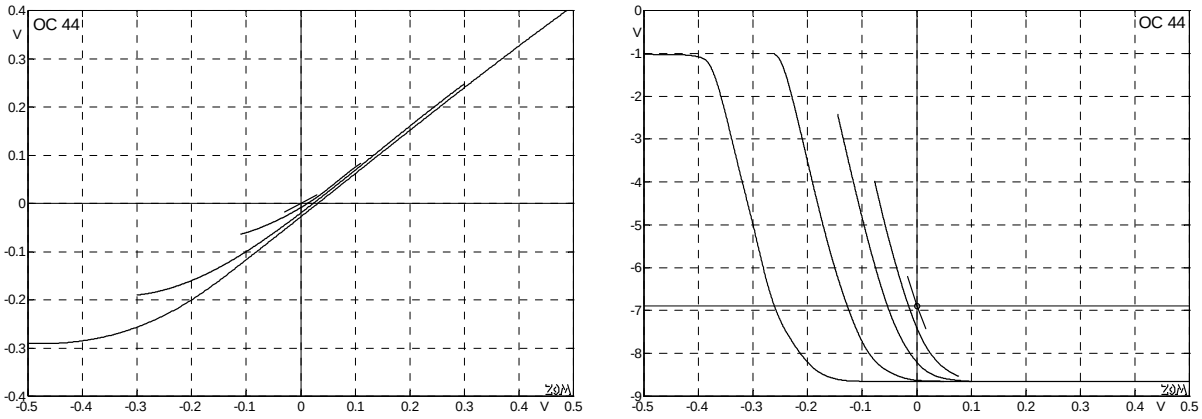


Abb. 10.8.31: Range-Master: Übertragungskennlinien; $U_0 \Rightarrow U_1$ (links), $U_1 \Rightarrow U_2$ (rechts).

In **Abb. 10.8.31** ist im rechten Bild das Übertragungsverhalten vom Eingang (U_1) bis zum Ausgang (U_2) dargestellt, der Arbeitspunkt (AP) ist als Achsenkreuz eingezeichnet. Bei kleiner Aussteuerung ist der Zusammenhang zwischen Eingangs- und Ausgangsspannung in etwa linear (kurzes, gerades Kennlinienstück), mit steigender Amplitude werden die Kennlinien länger, krümmen sich, und verschieben sich nach links zu negativeren Eingangsspannungen. Ursache der Verschiebung ist, wie schon erwähnt, die Umladung der Kondensatoren. Würde sich die Kennlinie nicht verschieben, so käme schon bei U_1 = -0.2 V zu einer beidseitigen Begrenzung, mit Verschiebung erst bei U_1 = -0.4 V. Anders ausgedrückt: Das Verschieben des Arbeitspunktes bewirkt, dass die Kennlinie unsymmetrischer wird, wodurch (bei Sinusaussteuerung) die geradzahligen Verzerrungen betont werden. Eine weitere Wirkung: Da der Arbeitspunkt signalabhängig driftet, ändern sich die Übertragungsparameter stärker als bei einer stationären Kennlinie – der Gitarrenton klingt lebendiger. All das ist aber, um es nochmals zu betonen, nicht alleinige Eigenheit des OC44, das macht jeder geeignete Transistor. Doch wisse: Viele sind geeignet, wenige aber auserwählt…

[♣] G&B, 01/2002.

© M. Zollner 2007

Im linken Bild der **Abb. 10.8.31** ist der Zusammenhang zwischen U_0 und U_1 dargestellt. Hierbei wurde eine Spannungsquelle über 6.8 kΩ an den Eingang des Range-Masters angeschlossen, dessen nichtlineare **Eingangsimpedanz** Ursache der Kennlinienkrümmung ist. Für einen (passiven) Magnet-Tonabnehmer stellt der Range-Master eine sehr spezielle Last dar: Nichtlinear, und relativ niederohmig, sodass sich die Tonabnehmerresonanz nicht ausbilden kann. **Abb. 10.8.32** zeigt die Auswirkung unter der Annahme linearer Filterung: Die niederohmige Belastung reduziert die Höhen ab ca. 1 kHz, der Längskondensator schwächt die Tiefen, sodass von der Tonabnehmer-Quellenspannung (hier: Strat) zum Range-Master-Eingang eine **Bandpasscharakteristik** mit 1.5 kHz Mittenfrequenz entsteht.

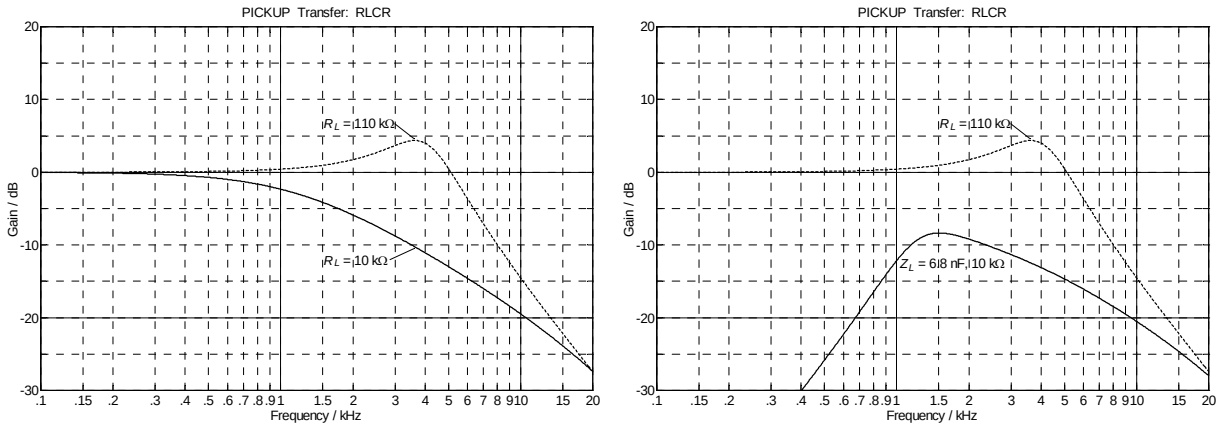


Abb. 10.8.32: Tiefpass-Modell des belasteten Tonabnehmers (vergl. Kap. 5.5.4). Im linken Bild ist der Strat-Tonabnehmer reell mit 10 kΩ belastet, im rechten Bild mit der Reihenschaltung aus 6.8 nF und 10 kΩ.

Die nichtlineare Verzerrung zeigt **Abb. 10.8.33** für sinusförmige Aussteuerung. Die untere Halbwelle der Kollektorspannung wird zuerst abgeschnitten, die Kennlinie ist nicht punktsymmetrisch, das Tastverhältnis deshalb nicht 50%. Für diese bei 500 Hz durchgeführten Messungen wurde der Eingangskondensator auf 680 nF vergrößert, um lineare und nichtlineare Verzerrungen gut trennen zu können. Im Normalbetrieb (6.8 nF) ergibt sich hingegen eine Verkopplung linearer und nichtlinearer Verzerrungen.

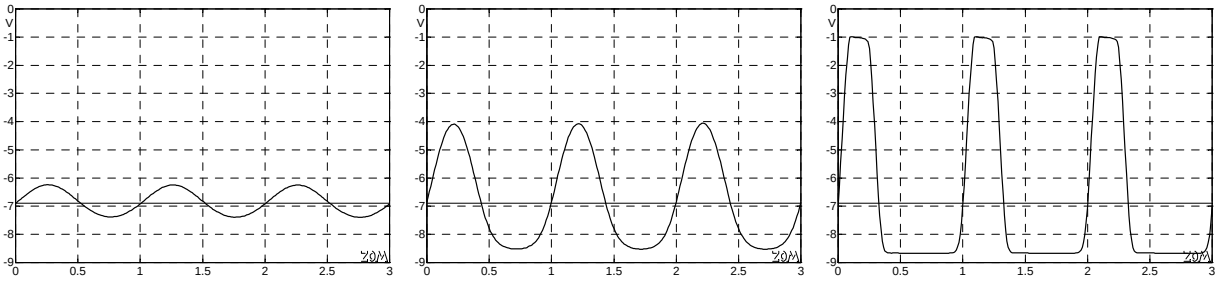


Abb. 10.8.33: Range-Master: Kollektorspannungen bei sinusförmiger Aussteuerung; f = 500 Hz.

In der nachfolgenden Tabelle sind Transistoren aufgelistet, die als Ersatz für den OC44 verwendet werden können; die Grenzwerte sind Datenblättern entnommen (Va, Te, Si, u.a.).

	OC44	**AC122**	**AC125**	**AC126**	**AC128**	**AC151**	**2N508**	**2N527**	**OC71**	**OC75**	**OC77**
kHz	150	15	17	17	15	15	45	35	10	8	3.5
mA	5	100	200	200	2000	200	100	500	10	10	125
V	15	18	32	32	32	32	16	45	30	30	60

Tabelle: Transistoren, die zum OC44 vergleichbar sind [B.C. Meiser, Gitarre & Bass 1/02]. Die Streubreite der Daten lässt nur den Schluss zu, dass praktisch jeder Ge-Kleinsignaltransistor geeignet ist; optimales β = 80-110.

© M. Zollner 2007

10.8.5.4 Tube-Screamer (Ibanez)

Ob man den Tube-Screamer als Verzerrer, Overdriver oder Treble-Booster bezeichnen will, ist Geschmackssache – feste Regeln gibt's da nicht. Das zwischen Gitarre und Verstärker zu schaltende Gerät enthält drei Baugruppen: Einen Transistor-Impedanzwandler, einen Verzerrer mit Tiefenabsenkung, sowie ein Klangfilter. **Abb. 10.8.34** zeigt die um einen Analog-OP gruppierten Verzerrerkomponenten. Der Eingangshochpass soll einen definierten AP garantieren, seine Grenzfrequenz ist so niedrig, dass sie im Frequenzgang keine Bedeutung hat. In der OP-Gegenkopplung liegen die für die Verzerrung maßgeblichen Dioden. Für sehr kleine Signalamplituden kann man ihre Wirkung vernachlässigen, dann wirkt die Schaltung als Verstärker mit 720 Hz Hochpassgrenzfrequenz. Sobald aber die Diodenspannung so groß wird, dass ein (gegenüber dem Potentiometer) wesentlicher Flussstrom fließt, beginnen nichtlineare Verzerrungen, die am Potentiometer anliegende Spannung wird begrenzt. Da sich aber die Ausgangsspannung aus zwei Teilen zusammensetzt (Potentiometer-Spannung und Spannung am RC-Zweipol), wird der verzerrten Spannung auch ein Teil des unverzerrten Signals überlagert. Dies ist die Besonderheit des Tube-Screamers: Er verzerrt nicht nur, er mischt auch etwas Originalsignal hinzu. Man erhält ein leichter zu interpretierendes Ersatzschaltbild, wenn man die Ausgangsspannung nicht auf Masse bezieht, sondern auf die Eingangsklemme, und zum Ausgleich die Eingangsspannung invertiert zum Ausgangssignal addiert (unteres Bild).

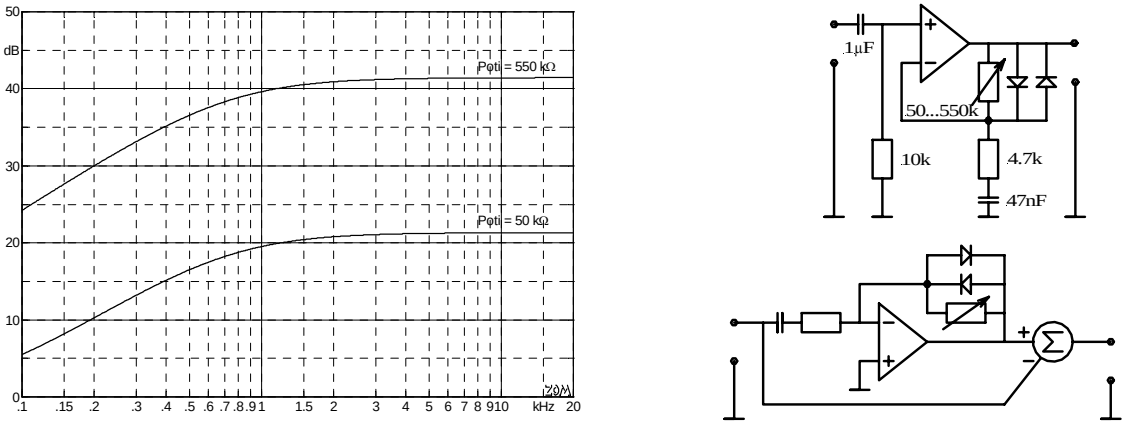


Abb. 10.8.34: Tube-Screamer: Kleinsignalfrequenzgang und Schaltbild des Verzerrers.

Hier sieht man, dass das Ausgangssignal aus zwei Teilen besteht: Der invertierten Eingangsspannung, und der (ebenfalls invertierten) hochpassgefilterten, verstärkten und verzerrten Eingangsspannung. Die gleiche Erkenntnis gewinnt man natürlich auch, wenn man beim Maschensatz die OP-Eingangsdifferenzspannung zu null annimmt.

Mit dem **Potentiometer** kann die Grundverstärkung im Verzerrerzweig eingestellt werden, nicht aber das verzerrte Ausgangssignal. Und auch nicht das unverzerrte Signal. Somit ist bei vorgegebenem Eingangssignal die Balance aus verzerrtem und unverzerrtem Ausgangssignal fest vorgegeben – sie kann ohne Eingriffe in die Schaltung nicht verändert werden. Möchte man den Anteil des verzerrten Signals vergrößern, könnte man z.B. anstatt zwei Dioden vier verwenden: Je zwei in Reihe, und diese beiden Reihenschaltungen antiparallel. Verschaltet man in eine Richtung eine Diode, und in die Gegenrichtung derer zwei, entsteht eine unsymmetrische Signalbegrenzung, deren Klang etwas voller, durchsetzungsstärker ist als der einer punktsymmetrischen Kennlinie. Was man letztendlich bevorzugt, ist Geschmackssache, und im Zweifelsfall für ganz wenig Geld zu ändern. Und wenn man schon Dioden tauscht: Eine Mischung aus Ge- und Si-Dioden kann ebenfalls sehr reizvoll klingen, und sogar LEDs werden von Marshall und Co. inzwischen zum Verzerren verwendet.

© M. Zollner 2007

In **Abb. 10.8.35** sind für drei verschiedene Aussteuerungen die Zeitfunktionen der OP-Ausgangsspannung dargestellt. Gut zu erkennen ist die Phasenverschiebung, die nicht vom Eingangs-Hochpass kommt, sondern vom 4.7-kΩ-47-nF-Zweipol. Das rechte Bild zeigt eine Verzerrungsart, die unbedingt zu vermeiden ist: Ein Durchbrechen auf die gegenüberliegende Grenzspannung. Die genaue Ursache (Latch-up?) soll hier gar nicht untersucht werden, wenn das passiert, muss ein anderer OP verwendet werden. Die hier gezeigten Kurven wurden mit einem TL-072 gemessen, der als FET-OP offensichtlich anfällig für derartige Effekte ist. Wobei man zur Ehrenrettung dieses eigentlich sehr guten Analog-ICs sagen muss, dass dieser Effekt erst bei ziemlich großer Aussteuerung auftritt. Wenn's aber dazu kommt, ist der Klang so fürchterlich, dass er wohl nur für Spezialfälle brauchbar ist.

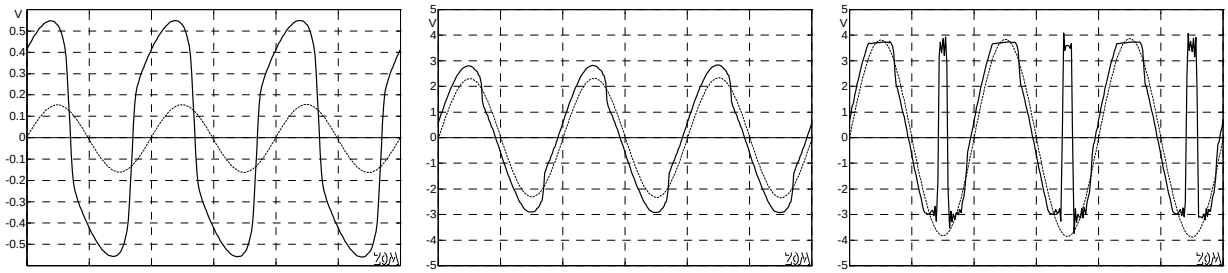


Abb. 10.8.35: Zeitfunktionen für unterschiedlich starke Aussteuerung (f = 500 Hz). U_{Batt} = 9V.

B.C. Meiser listet in seinem lesenswerten G&B-Artikel (11/01) mehrere OP-Typen auf, die sich zum Betrieb im Tube-Screamer eignen (z.B. NE 5532). Und er weist darauf hin, dass der NJM 4558 ungeeignet ist. Ein Grundproblem aller Vorschaltgeräte ist, dass sie mit kleinen Batteriespannungen auskommen müssen. Die für den TL-072 empfohlene **Betriebsspannung** beträgt 30 V, im Tube-Screamer stehen aber nur 9 V zur Verfügung. Und auch nur bei neuer Batterie. Zwar erlauben die OP-Hersteller auch kleinere Betriebsspannungen, kein Datenblatt gibt aber gerne Auskunft, welche Parameter sich dabei verschlechtern. Wenn für die Betriebsspannung des LM 1458 der Bereich zwischen 10...36 V spezifiziert wird, sind 9 V halt schon zu wenig. Der NJM 4558 soll ab 8V funktionieren, aber wie gut? In einigen Datenblättern steht: ab 12 V, beim Texas RC 4558 findet man: ab 10 V. Für die Slewrate findet man beim NJM 4558 = 1V/µs, beim RC 4558 = 0.5 V/µs, beim MC 4558 = 1.5 V/µs. Alle diese Werte sind aber nur für 30 V Betriebsspannung spezifiziert, nicht für 9 V. Wie gut bzw. wie schlecht ein OP bei 9 V funktioniert, findet man nur heraus, wenn man ihn ausprobiert – Datenblätter geben hierüber zu wenig Informationen. Und dann ist natürlich noch zu berücksichtigen, dass die im Tube-Screamer praktizierte Übersteuerung von den OP-Herstellern ja ursprünglich als verboten angesehen wurde. Dass ein OP auch bei Übersteuerung gut klingen muss, hat sich erst sehr spät herumgesprochen. Deshalb: Ausprobieren, diese ICs kosten nicht viel.

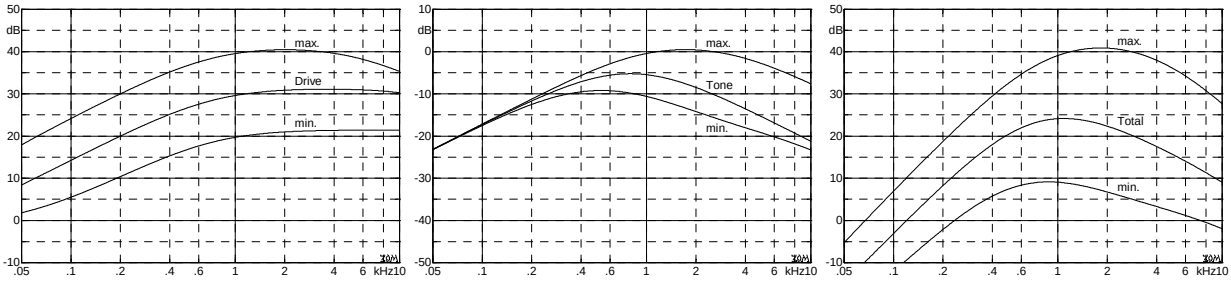


Abb. 10.8.36: Tube-Screamer-Frequenzgänge: Verzerrer, Klangfilter, Gesamtschaltung. Die Übertragungsfunktion des Klangfilters ist leicht berechenbar, wenn man die OP-Eingangsbeschaltung Stern-Dreieck-transformiert.

© M. Zollner 2007

10.8.5.5 Fuzz-Face (Dallas Arbiter)

Als typischer Vertreter eines Brachial-Verzerrers wird nun ein **Fuzz Face** analysiert, ein batteriebetriebenes kleines Effektgerät, das ab 1966 von Dallas Arbiter[♣] angeboten wurde. In der Originalversion sorgten zwei Germanium-Transistoren (AC 128) für Verstärkung und Verzerrung (**Abb. 10.8.37**); mit dem Volume-Potentiometer konnte die Ausgangsspannung eingestellt werden, mit dem Fuzz-Potentiometer der Grad der Verzerrung.

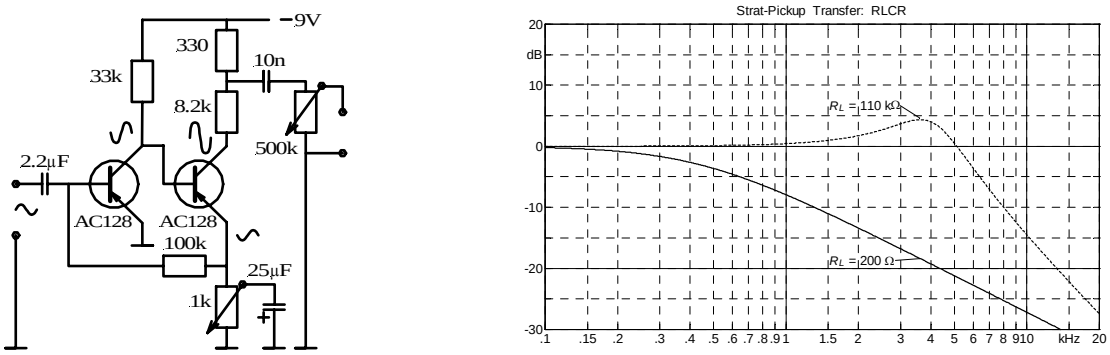


Abb. 10.8.37: Fuzz-Face: Schaltung (links), Tonabnehmer-Frequenzgang (rechts, vergl. Kap. 5.5.4). Details zum Platinenaufbau (und -nachbau) beschreibt Martin Thewes in G&B 09/2009.

Die Schaltungs-Besonderheiten beginnen schon am Eingang: Wegen der Stromgegenkopplung (100 kΩ) wird der Eingang sehr niederohmig. Für einen üblichen Tonabnehmer wirkt er praktisch als Kurzschluss, vor allem, wenn der Schleifer des 1-kΩ-Potentiometers auf Masse liegt. Für alle folgenden Messungen wurde deshalb der Generator über 6.8 kΩ an den Eingang angeschlossen. An den Eingangsklemmen liegt dann fast keine Wechselspannung, was aber nicht bedeutet, dass der Verzerrer nicht mehr ausgesteuert wird – er wird schon. In der Studiotechnik heißt dieses Verbindungstechnik "Null-Ohm-Knoten" und bedeutet Stromsteuerung. Wegen der frequenzabhängigen Quellimpedanz eines Magnettonabnehmers entsteht dadurch ein veritabler Tiefpass, der ab 500 Hz jegliche Höhen radikal absenkt. Die kommen aber wieder, weil die hohe Verstärkung (100…2000) starke nichtlineare Verzerrungen verursacht (**Abb. 10.8.38**). Wegen der Stromsteuerung darf diese Verstärkung nicht auf die Eingangsspannung bezogen werden, sie ist vielmehr der Quotient aus Kollektorspannung (T2) und Generatorspannung (vor dem 6.8-kΩ-Widerstand). Dieser Widerstand ist wegen des kleinen Eingangswiderstandes erforderlich, er bildet den Tonabnehmer-Widerstand nach. Wobei es keine große Rolle spielt, ob der nun 5.2 oder 7.3 kΩ beträgt. Wie schon beim Range-Master sorgen auch beim Fuzz-Face Kondensator-Umladungen für eine Verschiebung der Kennlinie, etwas schwächer ausgeprägt, aber mit gleicher Tendenz.

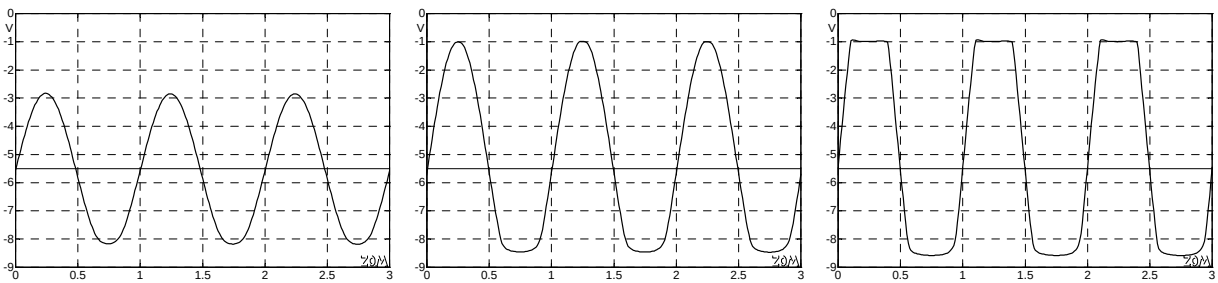


Abb. 10.8.38: Fuzz-Face: Kollektorspannung des 2. Transistors bei unterschiedlicher Aussteuerung (500 Hz).

[♣] Zunächst unter "Arbiter Electronics", dann unter "Dallas Arbiter".

© M. Zollner 2007

10.8.5.6 Wenn der Transistor röhrt

Heute besuchen wir, die Guitar-Licks-und-Tricks-Redaktion, einen Exponenten der deutschen Verstärker-Szene: **Markus Dampfmeister**, den Kölner Amp-Wizard. Mit seinen Marshall-Mods war er schon Anfang der 80er aufgefallen, ist gar bis Straubing gekommen, seither hat sich sein Ruf sogar über die Landesgrenzen hinaus verbreitet. *"Markus, ich darf doch Du sagen?"* "Natürlich, wir sind ja so eine Art Kollegen. Was liegt an?" *"Wir wollten ein altes Thema aufgreifen: Röhren für die Gitarre, oder Transistoren?"* "Röhren, keine Frage. Transistoren geben dem Klang eine kalte Sterilität, deren Dimension man schnell erahnt, wenn man nur mal den Finger auf eine Röhre legt. Dieses Urfeuer, das da im Innern brennt, dieses Elektronenbombardement der Anode, das ist es, was den heißen Ton ausmacht. Mit Transistoren ist das nie erreichbar, die werden, wie der Fachmann sagt, schon bei viel niedrigeren Temperaturen eigenleitend." *"Und dann leiten sie?"* "Nein, das heißt, schon, aber dann sind sie kaputt. Röhren halten da viel mehr aus, die kann man so quälen, dass das Anodenblech glüht. Den damit verbundenen Höllensound bringt der Transistor einfach nicht, einen glühenden 2N3055 hat noch niemand gesehen. Und schon der Fachbegriff: Halbleiter! Gibst Du dich mit halben Sachen zufrieden?" *"Nee, drum sind wir ja hier, um endlich einmal die volle Packung zu bekommen. Also Röhre?"* "Nur! Die alten sind die besten! >Hast Du Tungsol in dem Fender, gibt's nur eins: Return to Sender. Dieses Mumpfen, dieses Dröhnen – schauerlich, zum Abgewöhnen. Ist es aber eine Mullard, kriegst du einen Sound, der pullert<. Ich habe vor Jahren alte UK-Bestände aufgekauft, die ich jetzt gegen echtes Geld in meine Customs einbaue." *"Und Röhren haben keine Nachteile?"* "Nee. Sie rauschen sogar weniger als die Transistoren. Weil: Die ganzen zwangsläufigen Verschmutzungen, die im Silizium (Sand!) unvermeidlich sind, die hat die Röhre nicht. Sogar die Luft wird rausgesaugt, damit ja nichts stört. Und nochmals: Die alten sind die besten – damals war einfach auch die Umwelt noch nicht so versaut, da konnten sie noch hochwertige Materialien verbauen. Ergo: Sound pur."

Der Mann wusste, wovon er redete, das war noch einer der alten Schule. Thorben, unser Fotograf, hatte bisher Pics von der Location geschossen, nun meldete er sich plötzlich mit einer Frage: *"In den Verzerrern sitzen aber Transen, oder?"* "Ja, drum rauschen die auch so stark. Da muss man aber höllisch aufpassen, da gibt's Si und Ge. Ge-Transistoren klingen gut, Si kratzt und sägt. Bei Si ist nämlich der sog. Bandabstand größer, da tun sich die Elektronen schwerer um rüberzuhüpfen. Mit einem alten OC44, der schon mal für 10 Euro gehandelt wird, lebt jeder Verzerrer auf, da entstehen einzigartige Klangwelten, das lebt, das röhrt, wenn man so sagen will." *"Aber vor einem Monat waren wir beim BCM, und der meinte, anstelle eines OC44 kann man locker einen OC71 reinstecken. Oder einen OC75."* "Ja, das sind alles alte Germanen, da ist praktisch dasselbe drin, nur mit anderer Aufschrift." "Oder einen AC122, oder einen AC128..." "Ja gut, was der BCM wo reinsteckt will ich jetzt nicht kommentieren, wenn das der BCM meint ... das sind europäische Vergleichstypen." *"Oder einen OC76, oder einen OC77. Ganz gut soll der amerikanische 2N508 sein, sagt der BCM, oder der 2N527 ... ich versteh die Sache mit der Einzigartigkeit noch nicht so ganz."* Thorben, der Schrecken der Redaktion, immer gut für einen Eklat. Markus verlor zusehends die Lust, über die Problematik ubiquitärer Einzigartigkeit nachzudenken, er wollte schließlich seinen neuen Custom in diesem redaktionellen Beitrag unterbringen, in Zeiten wie diesen ist man um jede kostenlose Werbung froh. Doch an Thorben führte kein Weg vorbei: *"Ich hab noch nicht verstanden, warum einerseits die glühende Röhre für zerrende Höllensounds am besten sein soll, andererseits der Clapton (und nicht nur der, d. Red.) vor seinen Röhren-Amp einen Range-Master gesteckt hat, in dem doch, wenn ich mich nicht täusche, ein Transistor sitzt?"* Das fasste Markus nun allerdings als unfreundlichen Akt auf, der Talk endete unplanmäßig. Schade eigentlich, ich hätte noch Fragen gehabt. Macht aber nix, nächsten Monat geht's zum Piepenbrink, von diesen Exoten hat's ja noch mehr.

© M. Zollner 2007

10.9 Allgemeines Betriebsverhalten

Die vorhergehenden Kapitel hatten das Betriebsverhalten einzelner Verstärkerstufen bzw. Baugruppen zum Thema, im Folgenden soll mehr auf übergeordnete Themen eingegangen werden. Das Betriebsverhalten eines Gitarrenverstärkers lässt sich aus zwei verschiedenen Blickwinkeln betrachten: Aus Sicht der Schaltungstechnik (wie funktioniert die Schaltung), und vom Standpunkt der Hörakustik (wie klingt der Verstärker). Besonders interessant wird es, wenn Kausalzusammenhänge zwischen diesen beiden Betrachtungsweisen hergestellt werden können, aber das ist gleichzeitig auch die schwierigste Aufgabenstellung.

10.9.1 Röhrensound vs. Transistorsound

Eigentlich hätten Transistoren nur Vorteile gegenüber Röhren: Sie sind kleiner, billiger, haben keinen zerbrechlichen Glaskolben, brauchen keine Heizung – sie haben scheinbar nur einen Nachteil: Die mit ihnen aufgebauten Gitarrenverstärker klingen nicht gut. Natürlich ist das eine sehr subjektive Wertung, natürlich gibt es auch andere Meinungen, aber insbesondere die frühen Transistorverstärker hatten tatsächlich nur wenige Befürworter, und neben aller Mystik existieren zweifellos systemtheoretische Unterschiede in den Schaltungskonzepten und den Übertragungseigenschaften der beiden Verstärker-Genres. *Den* Röhrensound gibt es allerdings ebenso wenig, wie es *den* Transistorsound gibt. Ein Gitarrenverstärker klingt nicht allein deshalb besser, weil er mit Röhren bestückt ist, und ein Transistorverstärker muss nicht grundsätzlich schlecht klingen. Kann aber. Fenders Solid-State-Serie, das ist jene, die 1968 mit *'superb Sound'* beworben wurde (*skim the waters of musical greatness*), war kein Erfolg beschieden. *'Kuriose Kühlschränke'*, schreibt etwa G&B im Fender-Heft. "Das war nicht Leo Fender, das war CBS", könnte man zur Ehrenrettung anführen, indes: Dieser Leo Fender brachte nach dem Verkauf seines Unternehmens an CBS mit seiner neuen Firma Music-Man einen Hybrid-Verstärker auf den Markt (Transistor-Vorstufe und Röhren-Endstufe), der den Ruhm seiner Blackface-Vorbilder bei weitem nicht erreichen konnte. Auch VOX wurde nicht mit dem Transistor-Defiant weltberühmt, sondern mit dem Röhren-AC30. Gitarristen und Transistoren – das war keine Liebe auf das erste Lick.

Transistorverstärker klingen steril, unpersönlich, leblos, sie sägen, prasseln, kratzen, und dann sind sie, trotz gleicher Wattangabe, auch noch leiser als Röhrenverstärker. Diese subjektiven Wertungen entziehen sich einer schaltungstechnischen Analyse. Wer möchte schon einem Gitarrist vorschreiben, wie er seinen Gitarrenklang zu empfinden hat? Und selbst wenn es pure Einbildung wäre: Gut vorstellbar, dass diese Einbildung reale Auswirkungen auf die Virtuosität hat. Die Elektrotechnik mit ihren vielen Disziplinen ist erst gefordert, wenn Kausalzusammenhänge angegeben werden: *'Heiße Rören für wärmern Klang'*. Oder: *'Die Röhre begrenzt das Signal runder, deshalb klingt sie nicht so spitz'*. Oder: *'Röhrenverstärker klingen besser, weil bei ihnen die quadratischen Verzerrungen dominieren'*. So einfach ist's aber nicht. Wären die hörbaren Klangunterschiede auf eine einzige Ursache zurückzuführen – es gäbe heute wohl nur noch Transistorverstärker. Wie übrigens bei der Bühnen-PA: Welche Band würde da einige hundert Röhrenendstufen aufbauen? Neun Röhrenverstärker hinter einem Gitarristen sind hingegen immer noch zu finden. "Sehr laut", wenn's neunmal der AC30 ist, und "SEHR LAUT", so man sechs Twin-Reverb zur Pyramide stapelt. Warum tun die das, was ist das Geheimnis der Röhre? Zeugt schon die Frage von Vermessenheit, so kann die Antwort nur in Hybris enden. Sei's drum: Das Geheimnis, also das Unentdeckte, ist die Vielfalt, das Zusammenspiel einer Vielzahl nichttrivialer Komponenten bzw. Eigenschaften.

© M. Zollner 2007

Klirrdämpfung, Slewrate, Frequenzgang, Eingangs- und Ausgangswiderstand, Arbeitspunkt-Verschiebungen, und das alles in Kombination. Wie wirkt sich die Pegelabhängigkeit des Klirrfaktors vierter Ordnung auf den Klang aus? Muss der Klirrfaktor vierter Ordnung überhaupt beachtet werden, und wenn ja, bis zu welcher Ordnung sind Klirrfaktoren relevant? Die Messung dieser Klirrfaktoren ist einfach, ihre Auswirkung auf den Klang zu bestimmen ist schwierig. Zum einen sind umfangreiche Hörversuche erforderlich, zum anderen ist jede Bewertung von vielen Randbedingungen abhängig: Von der Stellung der Klangregler, vom Lautsprecher, vom Abhörort, von der Gitarre, und natürlich von den darauf produzierten Tönen. Weil diese Parametervielfalt total unüberschaubar ist, mussten die Entwickler von Transistor-Verstärkern nicht nur Schaltungen entwickeln, sondern auch "Überlebensstrategien".

Eine dieser Strategien lautete: *Solange der Frequenzgang identisch ist, muss auch der Klang übereinstimmen*. Das war zu einfach gedacht. Eine andere: *Da nicht bekannt ist, wie sich die Eigenschaften der einzelnen Röhrenstufen auf den Klang auswirken, muss jedes Detail der Röhrenschaltung nachgebildet werden*. Das klingt sehr sicherheitsorientiert, und wäre es auch, wenn wirklich jedes Detail bekannt wäre. Eine weitere Variante: *Wir drehen solange an den Stellschrauben, bis alle zufrieden sind – auch wenn die neue Schaltung keinen Bezug mehr zu Röhrenschaltungen hat*. Auch ein Weg, der aber schnell in diffuser Kritik enden kann: Irgendwas fehlt! Was da genau fehlt, weiß zwar keiner, aber jeder ist überzeugt: Das ist nicht der ideale Röhrensound. Auch das Gegenteil ist möglich: Die Entwickler sind zufrieden (klingt nicht schlecht und raucht nicht mehr), die Geschäftsleitung auch (sogar 2% unter der Vorkalkulation geblieben), die Vertriebsleitung sowieso (endlich sind's fertig), nur der Markt mäkelt. Und nicht nur die Vorkalkulation, sondern auch der Umsatz bleibt unter der Vorgabe. Ein schwieriger Markt: Der alte Ur-Bassman ist Legende, der Music-Man nicht. Obwohl beide denselben Leo Fender als Mastermind hatten.

Dieses Gitarren-Buch muss leider die Antwort schuldig bleiben, welche Verzerrungen den Sound perlend-cremig-holzig-kehlig machen – dieses Thema gehört in ein Verstärker-Buch. Für ein paar grundlegende Gedanken sollte dennoch Platz sein. Die vorhergehenden Kapitel hatten vor allem das nichtlineare Verhalten des Verstärkers zum Thema, aus Sicht des Autors ein Hauptthema. In Röhrenverstärkern interagieren mehrere lineare und nichtlineare Systeme: *Hochpässe* bei Koppelkondensatoren, im Ausgangs-Transformator und im Lautsprecher. *Tiefpässe* in jeder Röhre, im Ausgangs-Transformator und im Lautsprecher. Nichtlinearität in jeder Röhre, im Ausgangs-Transformator, im Lautsprecher. Ein fast undurchschaubares System, selbst ohne Gegenkopplung. Nicht, dass die Teilsysteme unbeschreibbar wären – die Gesamt-Bewertung ist so schwierig. Was im LZI-System Routine ist, gerät bei gekoppelten nichtlinearen Systemen schnell zum unüberschaubaren Problem. Nur beim linearen System macht es z.B. keinen Unterschied, ob Filterpole elektrisch oder mechanisch realisiert werden – da kann man z.B. den Höhenverlust des Lautsprechers mit einem elektrischen Filter ausgleichen. Wenn tatsächlich lineares Verhalten gewünscht ist, lassen sich mit wenig Aufwand gleichklingende Röhren- und Transistorverstärker bauen. Bei einem nichtlinearen System wird's hingegen sehr kompliziert.

Nach einigen Jahrzehnten der Suche nach dem richtigen Klang sind transistorisierte Gitarren-Verstärker heute so ausgereift, dass die Akzeptanz als gut zu bezeichnen ist. Gleichwohl sind immer noch unzählige Röhrenverstärker am Markt, und viele Gitarristen werden wohl auch in den nächsten Jahrzehnten nichts anderes kaufen, und immer wieder 200 Euro in ein Röhrenquartett investieren. Die Hersteller haben aus den Fehlern der Anfangszeit gelernt, und bieten gut klingende Schaltungen (bzw. Verstärker) an. Die Gitarristen haben aber auch dazugelernt, und hören inzwischen Details, die vor 50 Jahren als unwesentlich eingestuft worden wären.

© M. Zollner 2007

Zu den Schwierigkeiten, die nichtlineare Verstärkerschaltungen bereiten können, kommen die Probleme der **Psychometrie**: Wie misst man Hörwahrnehmungen? Die Bandbreite reicht hier von: "Einstecken, Aufdrehen, Anhören" bis zu weltweit durchgeführten Round-Robin-Tests. Bei Gitarrenverstärkern ist die erstgenannte Versuchsmethodik anzutreffen: Hörversuche im Laden, im Übungsraum, in der Redaktion. Dass die Ergebnisse derartiger Tests von den eher wissenschaftlich orientierten Akustikern ignoriert oder angezweifelt werden, liegt weniger an den beurteilenden Juroren (die man in der Regel gar nicht genau kennt), sondern an der oft unwissenschaftlichen Vorgehensweise, die häufig Objektivität und Reproduzierbarkeit vermissen lässt. Wird der handverdrahtete Boutique-Verstärker vor allem deshalb gelobt, weil er, wie jeder Proband zu Beginn erfährt, aus Kalifornien kommt und 5000.- Euro kostet? Würde er, unerkannt hinter einem Vorhang, genauso überzeugen? Ein nettes Beispiel beschreibt Uli Emskötter im SOUND-CHECK [Mai 2000]: Beim angesagten Kabeltest nehmen alle Beteiligten "*deutliche Klangunterscheide*" war. Eine Woche später dann die Wiederholung als Blindtest: "*Verblüffendes Ergebnis – die Wertung fiel vollkommen anders aus*." Dass Art und Weise der Versuchsdarbietung Einfluss auf das Ergebnis nehmen können, ist für Psychologen nichts Neues, ihre Erkenntnisse zur **Versuchsmethodik** sind auch für Hörversuche nützlich (10.9.4).

Gitarristen nehmen den Klang ihrer Gitarre nicht nur wahr, sie beurteilen ihn auch. Dem **Wahrnehmungsprozess** könnte man noch eine relativ geringe interindividuelle Variabilität zugrunde legen, der **Urteilsprozess** hängt jedoch immer von diversen Randbedingungen ab. Man kennt das: Erst landet die neue CD des gerade angesagten Superstars unter den 10 besten Neuerscheinungen des Jahres, kurz darauf in der Chart-Show der peinlichsten Veröffentlichungen. Obwohl das Schallereignis immer dasselbe bleibt, ändert sich das darüber abgegebene Urteil. Noch ein Beispiel, das jeder Studiomusiker kennt: Man mischt ab, hat eine passende Einstellung gefunden, alle sind begeistert, man geht nach Hause. Am nächsten Tag schaltet man wieder ein, die Einstellungen wurden garantiert nicht verändert, und trotzdem sind alle enttäuscht: Gesang zu laut, Schlagzeug zu scharf, Bass zu fett. Oder umgekehrt. Die Ursache muss nicht in der Technik liegen (abgekühlte Lautsprecher, veränderte Luftfeuchtigkeit), mit großer Wahrscheinlichkeit haben sich die Beurteilungsmaßstäbe verändert. Hierbei können Prozesse zugrunde liegen, die sich über Minuten oder sogar Stunden fortentwickeln, es sind aber auch zeitunabhängige systematische Abweichungen (Bias, Offset) bekannt: Die eingestellte Größe wird tendenziell zu laut eingestellt [12, Lautheitsskalierung].

Wie sehr unsere Werturteile kognitiven Prozessen unterliegen, soll eine Episode zeigen, die zwar einen Einzelfall darstellt, in ähnlicher Weise aber wohl öfters passiert: Ich wurde nach einem Auftritt von einem jüngeren Musiker angesprochen, der den *"Super-Sound"* meiner Gitarrenanlage mit den Worten lobte: *"Es geht halt nichts über den guten alten AC-30 – das ist purer Röhrensound."* Die Damen und Herren von VOX werden's mit Freude hören, auch wenn's nicht der AC-30 war. Zu Beginn des 21. Jahrhunderts ist diese Verstärkerlegende nicht mehr so allgegenwärtig, und den jüngeren Kollegen (bzw. diesem einen) offensichtlich nicht mehr so ganz vertraut. Ein VOX war's natürlich schon, das steht groß und gülden vorne drauf, aber eben ein AD-60-VT. Transistor-Vorstufe, transistorunterstützte 1-W-Röhren-Endstufe. So richtig schlecht klingt der nicht, um nicht zu sagen, der klingt echt gut, und in Stellung **AC-30TB** harmoniert er bestens mit der Historic-Les-Paul. Die Assoziation VOX = AC-30 = Röhrenverstärker = Super-Sound scheint aber bei vielen (wenn auch nicht bei allen) Musikern über eine Art festverdrahteter Standleitung mit oberster Priorität zu laufen. Würde nicht VOX, sondern Solid-State-MOSFET vorne draufstehen, die Wertung hätte auch *"klingt für einen Transistor-Amp gar nicht mal übel"* heißen können. Die Psyche ist in der weiten Welt der Psychophysik eben ein gewichtiger Partner. Deren Counterpart, die Physik, spezieller: die Schaltungstechnik, soll nun aber auch noch Beachtung finden.

© M. Zollner 2007

Aus der Vielzahl möglicher Verstärkerschaltungen wurden eine Fender- und eine Music-Man-Schaltung ausgewählt (**Abb. 10.9.1**), weil bei beiden Leo Fender mitgewirkt hat. Wenn auch nicht als der alleinige Entwickler, so doch als der verantwortliche Patriarch. Die Schaltung des hier vorgestellten **Twin-Reverbs** hatte sich, beginnend bei RCA-Application-Notes, über die Jahre zu einem international anerkannten Standard entwickelt, der auch Wettbewerber inspirierte. Nach der Oktalröhren-Ära begannen Mitte der 50-er bei Fender die Novalröhren Einzug zu halten, wobei insbesondere die hochverstärkende 7025 (bzw. ihre Kolleginnen 12AX7 und ECC83) die Poleposition♣ erklommen und nie wieder hergaben.

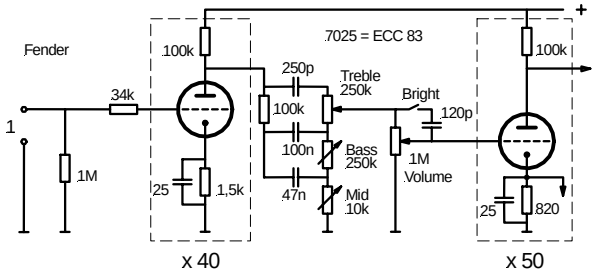


Abb. 10.9.1a: Fender AA763 (Twin-Reverb).

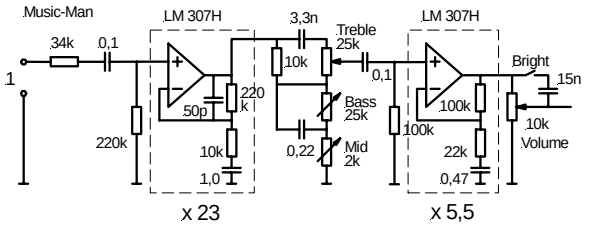


Abb. 10.9.1b: Music-Man 2100

Die Fender-Schaltung beginnt mit einer Trioden-Eingangsstufe, die circa 40-fach verstärkt. Daran schließen sich Klangfilter, Lautstärke-Potentiometer, und Zwischenverstärker an. Die Musik-Man-Schaltung zeigt große Ähnlichkeit, der Eingangs-OP verstärkt allerdings nur 23-fach – ein Zugeständnis an seine kleinere Betriebsspannung, wegen der er früher begrenzt. Die Wirkung des Klangfilters ist in etwa vergleichbar, trotz kleiner Unterschiede. Das Volume-Poti folgt allerdings nicht direkt auf das Filter, sondern erst nach einem Zwischenverstärker. Zunächst sollen diese beiden Verstärker bezüglich ihres linearen Verhaltens verglichen werden.

Schon im Eingang zeigen sich Unterschiede: Der MM ist nicht so hochohmig wie der TR, die Tonabnehmer-Resonanz wird hierdurch stärker bedämpft; dafür ist die Eingangskapazität des MM kleiner (Miller-Effekt beachten!). Der Längskondensator im MM-Eingang hat kaum Auswirkungen auf das Signal, auch Arbeitspunktverschiebungen sind (wegen symmetrischer Begrenzung im OP-Eingang) nicht zu befürchten. Der 50-pF-Überbrückungs-Kondensator soll die Verstärkung bei hohen Frequenzen reduzieren, er wirkt ab ca. 10 kHz. Der im Gegenkopplungszweig liegende 1-µF-Kondensator verringert die Verstärkung bei ganz tiefen Frequenzen (unter 20 Hz). Das Impedanzniveau des MM-Klangfilters ist gegenüber dem TR um den Faktor 10 auf OP-übliche Werte reduziert. Abgesehen davon sind die Klangfilter sehr ähnlich, auch wenn beim MM ein Kondensator fehlt – auch bei Fender gab's schon Varianten mit nur 2 Kondensatoren (z.B. im Super-Amp, Kap. 10.3), diese Teilschaltungen änderten sich immer wieder.

In **Abb. 10.9.2** sind die Kleinsignal-Übertragungsmaße der beiden Schaltungen dargestellt, jeweils auf 1 kHz normiert. Diese Ähnlichkeit wird nicht zufällig entstanden sein, vermutlich war die Fender-Schaltung die zu erreichende Vorgabe. Der einzig wesentliche Unterschied im Kleinsignalverhalten liegt in der unterschiedlichen Eingangsimpedanz; man kann nur mutmaßen, dass die Schaltungsentwicklung möglicherweise mit einem niederohmigen Generator protokolliert wurde, sodass dieser Umstand nicht auffiel. Große Unterschiede zeigen sich dann aber im Großsignalverhalten, also bei starker Aussteuerung.

♣ Bei diesem Wort wird verständlich, warum das Textverarbeitungsprogramm 'Oktanröhren' schreiben möchte.

© M. Zollner 2007

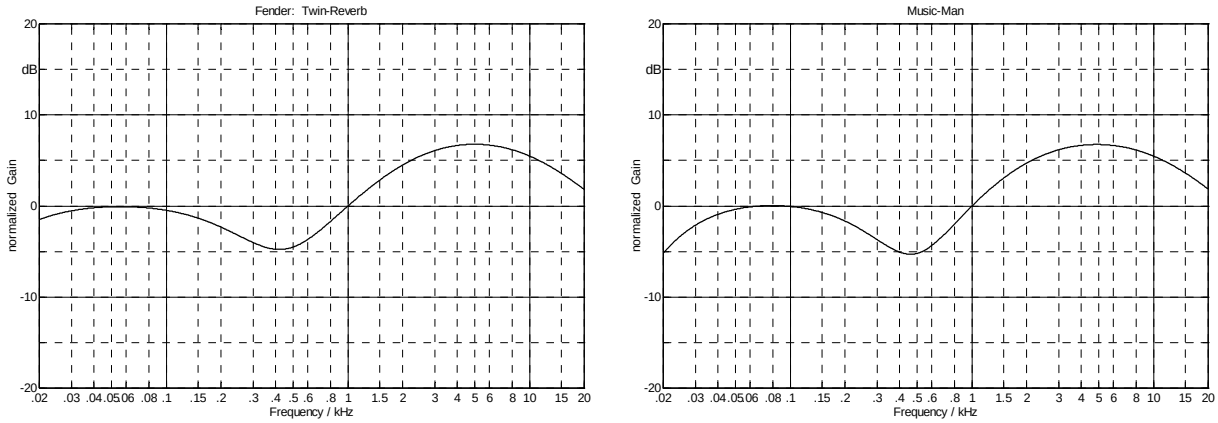


Abb. 10.9.2: Auf 1 kHz normierte Übertragungsfrequenzgänge. Bright-Schalter in beiden Fällen "off".

Für das Großsignalverhalten ist die Aussteuerungsgrenze der Verstärkerelemente (Röhre, OP) maßgeblich. Schon im Eingang erste Unterschiede: Beim TR Gitterstrom-Verzerrungen, beim MM nicht. Ab ca. 5 kHz beim MM Slewrate-Verzerrungen, beim TR nicht. Ganz wesentlich: Beim TR kommt das Volume-Poti gleich nach der ersten Röhre, beim MM erst nach dem zweiten OP. Bei voll aufgedrehtem Höhen-Steller (aka. Treble-Knopf) beträgt beim MM die Verstärkung vom Eingang bis zum Ausgang des 2. OP ca. 126, für verzerrungsfreien Betrieb darf die Eingangsspannung hierbei 70 mV nicht überschreiten. Ganz anders beim TR: nimmt man bei der ersten Röhre 35 V als Grenze für hartes Clipping an, erhält man ca. 900 mV Eingangsspannung. Allerdings: Wie schon in Kap. 10.1.4 gezeigt, lassen sich Röhren- und OP-Verzerrungen nicht so leicht vergleichen. Der OP arbeitet unter der Clipping-Grenze praktisch verzerrungsfrei, die Röhre ergibt hingegen über der Aussteuerung kontinuierlich zunehmende Verzerrungen. In **Abb. 10.9.3** ist für den MM der maximale Eingangspegel für unverzerrte Wiedergabe dargestellt. Gerade in dem für Fender-Gitarren besonders wichtigen Brillanzbereich (3 – 5 kHz) kann es sehr leicht zu Übersteuerungen kommen, selbst wenn das Volume-Poti nur wenig aufgedreht ist. Der **Bright-Schalter**, bei Fender-Verstärkern zumeist beim Volume-Poti angeordnet, ist bei einigen MM-Verstärkern in die Gegenkopplung des ersten OP integriert – vermutlich, um das Verstärkerrauschen zu reduzieren. Mit eingeschaltetem Bright-Schalter wird aber die Höhenaussteuerbarkeit noch weiter verringert (re. Bild), unabhängig von der Stellung aller Klangsteller und unabhängig vom Volume-Poti. Auch dies ist ein Unterschied zum Twin-Reverb und ähnlichen Fender-Verstärkern. Die MM-Verstärker zeigen somit im Großsignalverhalten deutliche Unterschiede zu typischen Röhrenverstärkern.

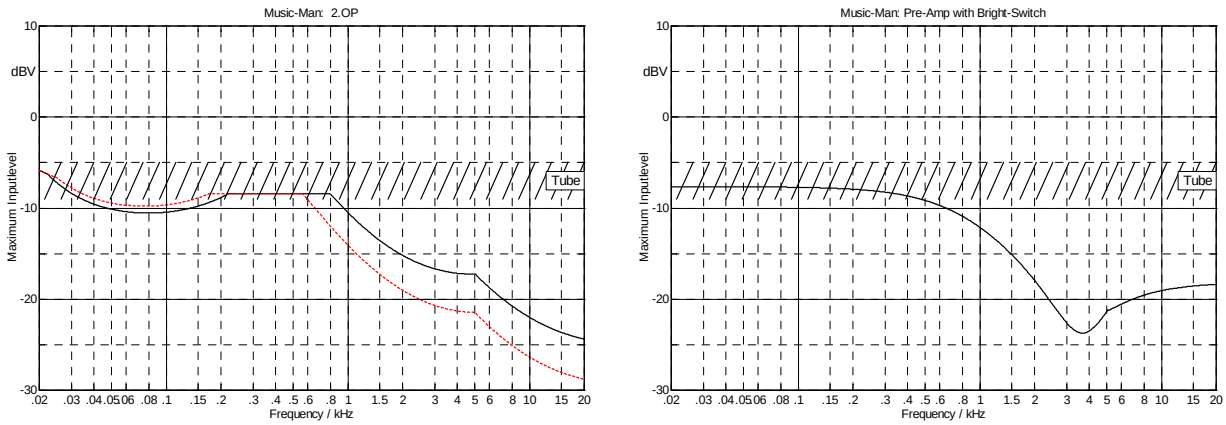


Abb. 10.9.3: Music-Man: Maximaler Eingangspegel für unverzerrten Betrieb. Linkes Bild: Durchgezogene Linie = Klangsteller wie bei Abb. 10.9.2, gestrichelte Linie = Höhensteller voll aufgedreht. **Rechtes Bild:** Verstärker, bei denen der Bright-Schalter die Verstärkung des Eingangs-OP verändert. Schraffur: Röhren-Eingangsstufe.

© M. Zollner 2007

10.9.2 Röhren-Watt vs. Transistor-Watt

Angeblich sind bei gleicher Leistung Röhrenverstärker lauter als Transistorverstärker. Ehe man diese Thematik aus wissenschaftlicher Sicht diskutiert, muss genau definiert sein, was mit "das ist ein 50-W-Verstärker" eigentlich gemeint ist. *Nicht* gemeint ist die Leistungsaufnahme, also die aus dem Netz aufgenommene Leistung – es handelt sich bei derartigen Angaben immer um die an den Lautsprecher abgegebene Leistung. Wäre der Lautsprecher-Widerstand frequenzunabhängig und reell, könnte man diese Leistung ohne Probleme angeben. Der Lautsprecher-Widerstand ist aber frequenzabhängig und komplex, trotz der Aufschrift 8 Ω. Damit dennoch eine Wattzahl spezifiziert werden kann, ersetzt man bei der Leistungsmessung den Lautsprecher durch einen reellen Widerstand, und für diesen gilt die angegebene Wattzahl. Der Hersteller spezifiziert also z.B.: Dieser Verstärker leistet 50 W an 8 Ω. Welche Leistung dieser Verstärker an einen 8-Ω-Lautsprecher abgeben kann, ist damit noch nicht gesagt, denn ein 8-Ω-Lautsprecher hat nicht bei allen Frequenzen 8 Ω (Kap. 11.2).

Ein Wechselstrom mit der effektiven Stromstärke I = 2 A erzeugt an einem 8-Ω-Widerstand die effektive Spannung U = 16 V; das Produkt aus Stromstärke und Spannung ergibt die Leistung: P = 32 W. Zum Zeichen, dass es sich um Effektivwerte handelt, wird häufig eine Tilde (Schlange) über das Formelzeichen gesetzt:

$$P = \tilde{U} \cdot \tilde{I} = R \cdot \tilde{I}^2 = \tilde{U}^2 / R; \qquad \tilde{U} = \sqrt{P \cdot R}; \qquad \tilde{I} = \sqrt{P / R}$$

Zu einem Effektivstrom von 2 A gehört eine Strom-Amplitude von $\sqrt{2} \cdot 2$ A, also 2,8 A, und entsprechend gehört zu 16 V Effektivspannung die Spannungs-Amplitude 22,6 V. Wenn man jetzt nicht die Effektivwerte multipliziert, sondern die Amplituden (die Spitzenwerte), erhält man die doppelte Leistung: So wird aus einem 32-W-Verstärker ein 64-W-Verstärker. Diese (höhere) Wattangabe ist in der professionellen Audiotechnik aber ungebräuchlich, stattdessen gibt man die aus dem Effektivwert berechnete Nennleistung an, im Beispiel: P = 32 W. Wovon hängt diese Leistung ab? Z.B. von der quadrierten Effektivspannung, und einem mehr oder weniger willkürlich definiertem Nennwiderstand R, der zunächst den Lautsprecher ersetzt. Dieser Nennwiderstand ist als feste Größe im Datenblatt spezifiziert, die Spannung aber ist variabel. Bei welcher Aussteuerung gibt man die Nennleistung an? Bei HiFi- und Studioanlagen wählt man die größtmögliche Spannung, bei der gerade noch keine Verzerrungen auftreten, bzw. bei der ein (anzugebender) bestimmter Klirrfaktor erreicht wird: Also z.B. 32 W an 8 Ω bei k = 1%. Bei einem Gitarrenverstärker ist eine derartige Klirrfaktorangabe nicht möglich, deshalb wird bei sinusförmiger Ansteuerung die Ausgangsspannung visuell bewertet, und der Wert angegeben, bei dem gerade die Begrenzung (Clipping) beginnt. Aber nochmals: Zur Berechnung darf nicht diese Grenzspannung in die Formel eingesetzt werden, denn das wäre ja die Amplitude (die Spitzenspannung). Vielmehr muss diese Grenzspannung durch $\sqrt{2}$ geteilt werden. Oder man rechnet mit der Amplitude, und teilt anschließend die so berechnete Leistung durch 2. Als Beispiel: Am 8-Ω-Widerstand tritt bei 40 V Begrenzung auf. Die daraus errechnete Effektivspannung ist 28,3 V, daraus P = 100 W. Oder: $40^2 / 8 / 2 = 100$.

Nun reicht es aber nicht, wenn die an einen 100-W-Verstärker angeschlossene Lautsprecherbox nur 100 W aushält. Da Gitarrenverstärker übersteuert werden, geben sie mehr als die oben spezifizierte Nennleistung ab. Würde man die im o.a. Beispiel genannte Grenzspannung (40 V) als lastunabhängig ansehen, dann ergäbe sich bei rechteckförmiger Übersteuerung die doppelte Ausgangsleistung, also 200 W! Denn Rechteck und Sinus unterscheiden sich bei gleichem Spitzenwert in ihren Effektivwerten um den Faktor $\sqrt{2}$.

© M. Zollner 2007

Völlig lastunabhängig ist aber die Grenzspannung, also der Spannungswert, auf den die Ausgangsspannung begrenzt wird, nicht, weil der Netzteil-Innenwiderstand nicht null ist. Das **Netzteil** stellt die Betriebsspannung der Endstufe zur Verfügung, beim Röhrenverstärker z.B. 450 V. Hierbei handelt es sich um eine Gleichspannung, deren Wert von mehreren Parametern abhängt: Von der Netzspannung, vom Netztransformator, vom Gleichrichter, und von der Belastung. Im unbelasteten Zustand hat die Betriebsspannung ihren maximalen Wert, bei Belastung, d.h. wenn der Verstärker Leistung abgibt, "bricht sie zusammen". Der Grund ist ganz einfach: Der zur Endstufe fließende Strom muss vorher durch den Transformator und den Gleichrichter fließen, und an beiden entsteht ein Spannungsverlust. Die genauen Spannungs- und Stromverläufe sind zwar alles andere als einfach (verkoppelte nichtlineare Systeme), aber so genau muss das an dieser Stelle gar nicht untersucht werden. Bei Belastung bricht die Betriebsspannung zusammen, z.B. von 450 V auf 400 V, oder sogar auf nur 360 V. Mit großem Netztrafo und effizientem Silizium-Gleichrichter bricht die Spannung nur wenig zusammen, mit kleinem Trafo und Röhren-Gleichrichter stärker – auch so ein Genre-Unterschied. Mit dicken 100-µF-Elkos erfolgt das Zusammenbrechen (und natürlich auch das anschließende Erholen) langsamer als mit (aus heutiger Sicht) dürftigen 16-µF-Elkos. Und hier kann ein Unterschied zwischen Röhren- und Transistor-Watt liegen: Moderne Transistorverstärker haben oft sehr "steife" Netzteile, d.h. Netzteile mit kleinem Innenwiderstand, deren Spannung bei Belastung nur wenig abnimmt. Röhrenverstärker, insbesondere wenn alt (Gleichrichter-Röhre), haben demgegenüber Netzteile mit größerem Innenwiderstand (siehe auch Kap. 10.1.6). Natürlich müsste das eine mit dem anderen nichts zu tun haben: Eine Röhrenendstufe könnte auch ein niederohmiges Netzteil haben – die berühmten Verstärkerlegenden haben das aber gerade nicht. Dem nach einer Pause gespielten Gitarrenton steht beim Röhrenverstärker im ersten Moment ein voll geladener Netz-Elko zur Verfügung, die Grenzspannung ist z.B. 40 V, das ergäbe 100 W Nennleistung an 8 Ω. Innerhalb weniger Zehntelsekunden bricht aber die Elko-Spannung zusammen, und damit reduziert sich auch die Grenzspannung von 40 V auf z.B. 35 V. Da die Spannung quadratisch in die Leistung eingeht, ergibt sich eine Leistungsabnahme von 100 W auf 77 W. Die mit einem Sinus-Dauerton ermittelte Nennleistung ergibt den zweiten Wert, also 77 W. Bei dem mit steifem Netzteil ausgestatteten Transistorverstärker bricht die Grenzspannung z.B. von 37 V auf 35 V zusammen, damit haben beide Verstärker dieselbe Nennleistung. Im Impulsbetrieb, d.h. beim Anschlagen eines Tones, erzeugt der Röhrenverstärker aber eine höhere Leistung, im Beispiel 100 W statt 85 W. Und wenn beim Röhrenverstärker die Grenzspannung nicht nur um 12,5% abnimmt, sondern um 15% oder 20%, werden diese Unterschiede noch wesentlich größer.

Ein Unterschied in der Leistungsabgabe zwischen Röhren- und Transistorverstärker betrifft also das Zeitverhalten: Der "Attack" kommt beim Röhrenverstärker mit größerer Leistung. Im Falle art-typischer Schaltungen – denn natürlich könnte man das auch genau umgekehrt konzipieren. Damit hat selbstverständlich der Theoretiker Recht, wenn er sagt: "Es gibt keinen Unterschied zwischen Röhren-Watt und Transistor-Watt, die Leistungs-Einheit Watt ist allgemeingültig genormt." Und genauso hat der Musiker Recht, der seinen Röhrenverstärker lauter empfindet. Nicht die Maßeinheit ist unterschiedlich, sondern die Messprozedur. Ein zweiter Unterschied findet sich beim Lautsprecher-Widerstand, der nicht konstant, sondern frequenzabhängig und komplex ist. Der Betrag dieses komplexen Widerstandes, **die Impedanz**, kann beim 8-Ω-Lautsprecher bei bestimmten Frequenzen auch 20 Ω oder 30 Ω betragen. Zur Impedanz trägt nämlich nicht nur der Kupferwiderstand der Schwingspule bei, sondern auch die ins Elektrische transformierten bewegten mechanischen Komponenten und die Induktivität der Schwingspule (Kap. 11). Bei Resonanz (z.B. 90 Hz) wird der Lautsprecher hochohmig im Vergleich zum Nennwiderstand, und Gleiches passiert bei hohen Frequenzen.

© M. Zollner 2007

Abb. 10.9.4 zeigt die Impedanzfrequenzgänge einiger Gitarrenboxen, die Frequenzabhängigkeit ist überdeutlich. Es ist dem Hersteller ziemlich freigestellt, welchen Ohmwert er auf seine Boxen druckt. Zwar gibt es hierüber Normen, aber Musiker und Hersteller vereinbaren ja nicht einen Kaufvertrag auf der Basis spezieller DIN- oder ANSI-Normen. Für die folgenden Überlegungen sei einfach angenommen, ein Lautsprecher habe bei *einer* Frequenz 8 Ω, bei einer *anderen* Frequenz 16 Ω. Hat der Verstärker ein transistortypisch steifes Netzteil und eine ebenfalls transistortypisch stark gegengekoppelte Endstufe, ist seine Ausgangsspannung nahezu lastunabhängig, also eingeprägt. Er kann an 16 Ω nur halb so viel Leistung abgeben wie an 8 Ω. Ganz anders beim Röhrenverstärker: Würde man ihn ohne Lautsprecher betreiben, es könnte sogar zu Funkenüberschlägen an der Endröhre kommen, so hoch sind die Spannungen, die dabei entstehen können. Eine perfekte Stromquelle stellt der Röhrenverstärker zwar nicht dar, aber höherohmig als der Transistorverstärker ist er schon, und das hat Auswirkungen auf die Leistungsabgabe. Als Zahlenbeispiel: Ein Verstärker mit 8 Ω Innenwiderstand gibt an 8 Ω z.B. P_1 = 50 W ab, an 16 Ω hingegen P_2 = 44 W. Ein (Transistor-) Verstärker mit 0 Ω Innenwiderstand würde hingegen 50 W / 25 W abgeben. Mit wachsender Lautsprecherimpedanz geht die Leistung am Transistorverstärker also stärker zurück als am Röhrenverstärker. Die genaue Berechnung ist wieder kompliziert, weil lineares Verhalten (Innenwiderstand) und nichtlineares Verhalten (Grenzspannung) interagieren, und auch weil zur Ansteuerung ein reales Gitarrensignal, und kein Sinuston verwendet wird. In der Tendenz aber bleibt die Aussage: Der typische Röhrenverstärker erzeugt trotz gleicher Nennleistung durchschnittlich mehr Leistung als der Transistorverstärker.

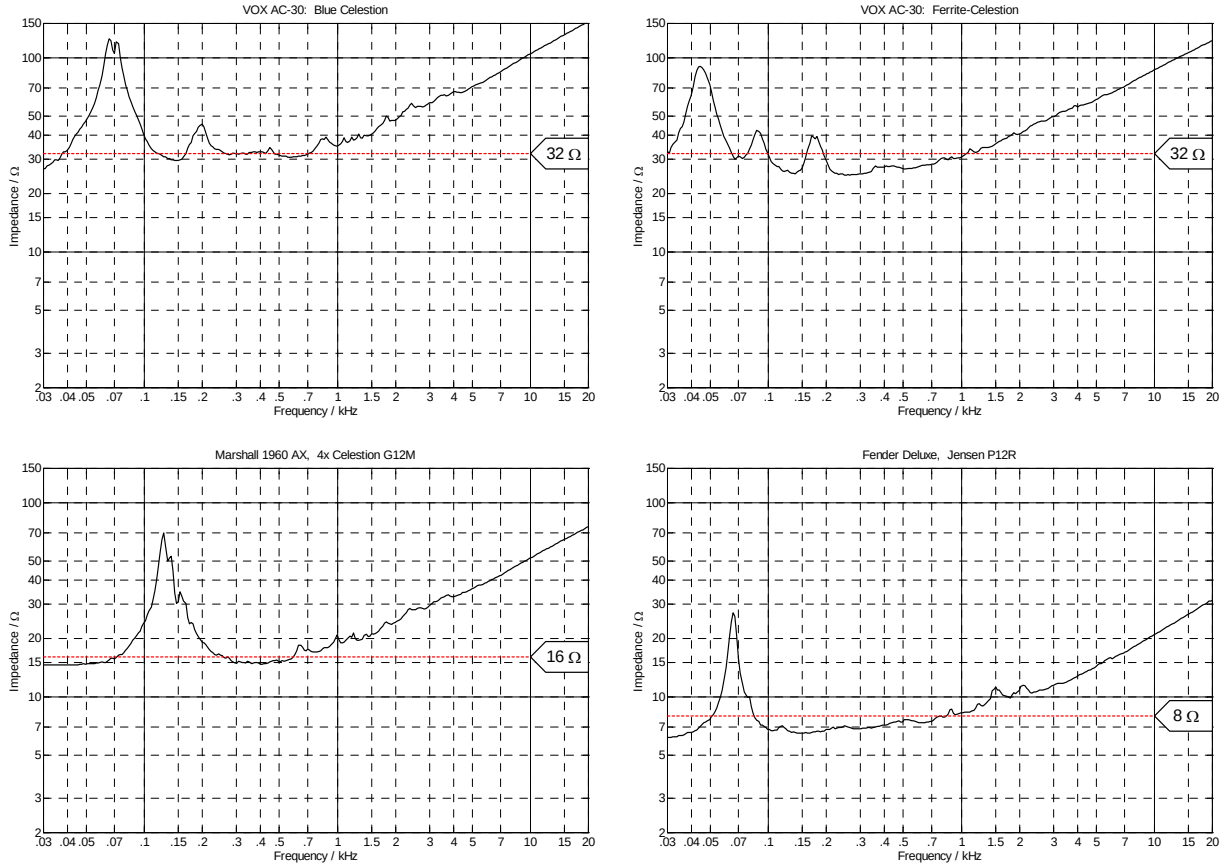


Abb. 10.9.4: Impedanzfrequenzgänge typischer Gitarrenlautsprecher, in reflektierender Umgebung gemessen.

Als Beispiel soll der Lautsprecherimpedanz-Frequenzgang der Marshall-Box 1960AX genauer untersucht werden. Sie ist mit 16 Ω spezifiziert, ihre minimale Impedanz beträgt Z = 15 Ω.

© M. Zollner 2007

Bei 130 Hz erreicht *Z* das Resonanzmaximum (70 Ω). Ein für 16 Ω spezifizierter Transistor-Verstärker mit (idealisiert) steifem Netzteil gibt an 70 Ω nur 23% der Leistung ab, die er an 16 Ω abgeben könnte. In der Realität geht die Leistung zwar nicht ganz so stark zurück, weil mit zunehmender Last-Impedanz die Netzteilspannung weniger zusammenbricht, aber eine Abnahme auf "nur" 30% ist ja auch schon erheblich. Ganz anders der Röhrenverstärker: Ist er ebenfalls für 16 Ω spezifiziert, könnte man mit 70 Ω Last immerhin ca. 60% Leistung erwarten, also das Doppelte der Transistorleistung. Am Röhrenverstärker wird die Marshall-Box also den Frequenzbereich um die Resonanz betonen, und die Höhen lauter wiedergeben. Diese Tendenz kann durch Vergrößern der Höhenverstärkung (Aufdrehen des Treble-Reglers) nicht kompensiert werden, weil dies die maximal abgebbare Leistung nicht beeinflusst.

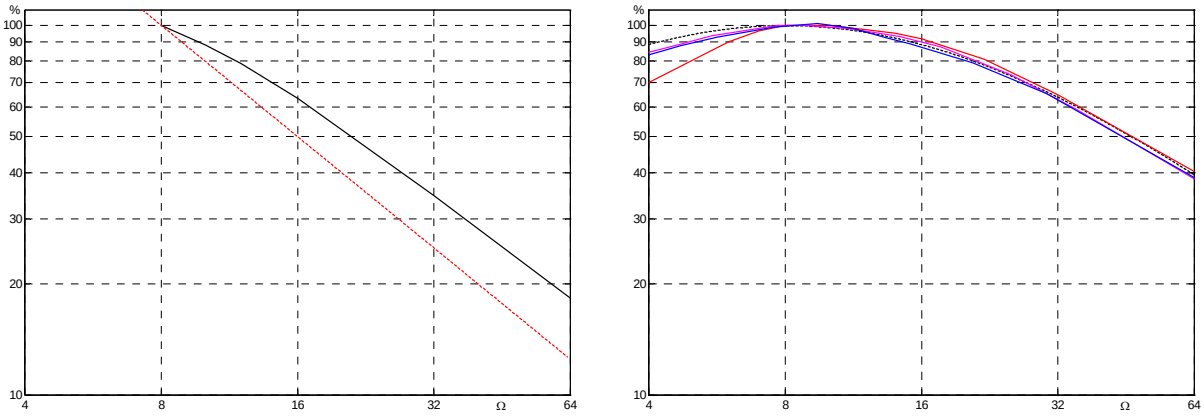


Abb. 10.9.5: Maximal abgebbare Leistung in Abhängigkeit vom reellen Lastwiderstand. Nennwiderstand: 8 Ω. Links: Typische Transistorendstufe. Rechts: Typische Röhren-Endstufe. Gestrichelt: Modellrechnung.

In **Abb. 10.9.5** sind für eine typische Transistorendstufe und drei Röhrenendstufen die maximal abgebbaren Leistungen dargestellt. Maximal heißt: Bei totaler Übersteuerung. Die Transistorendstufe ist für 8 Ω spezifiziert, bei kleineren Lastwiderständen schaltet der Verstärker ab. Die Röhrenendstufen sind ebenfalls für 8 Ω spezifiziert, sie vertragen sowohl kleinere als auch größere Lastwiderstände. Als idealisiertes **Modell** wurde bei der Transistorendstufe eine lastunabhängige Spannungseinprägung angenommen, bei den Röhrenendstufen ein konstanter **Innenwiderstand** von R_i = 8 Ω. Wenn bei einer Endstufe vom Innenwiderstand die Rede ist, muss zwischen linearem und nichtlinearem Verhalten unterschieden werden: Im linearen Betrieb (keine Übersteuerung) hat die typische Transistorendstufe einen sehr kleinen Innenwiderstand (z.B. 0,1 Ω oder noch weniger). Eine nicht gegengekoppelte Röhrenendstufe wie die des VOX AC30 bringt es hingegen auf z.B. 80 Ω (hier existieren verschiedene Varianten). Der AC30 betont folglich schon im linearen Betrieb die Frequenzbereiche, in denen der Lautsprecher hochohmig ist. Im nichtlinearen Betrieb ist ein Innenwiderstand nur mit speziellen Modellgesetzen definierbar, die für die Röhrenendstufen eingezeichnete gestrichelte Kurve wurde für R_i = 8 Ω berechnet. Auch hierbei werden höherohmige Bereiche betont, allerdings nicht mehr so stark wie im linearen Betrieb.

Ein interessantes Konzept realisiert der **VOX AD60-VT**: Dieser Gitarrenverstärker verwendet eine leistungsschwache Doppeltriode (ECC 83) als Gegentakt-Endstufe, und ergänzt in einem sog. Ausgangswandler die fehlende Leistung mit Transistorunterstützung. Das Besondere: Die Lautsprecherimpedanz beeinflusst die abgebbare Leistung. Dass die verbliebene Röhre nicht nur Alibifunktion hat, beweisen Hörversuch und Leistungs-Messung (Abb. 10.9.6). Was nicht so laut gesagt wird: In der AC-30-Endstufe arbeiten Pentoden (EL84), im AD60-VT hingegen Trioden. Doch wie gesagt: Mit gutem Erfolg.

© M. Zollner 2007

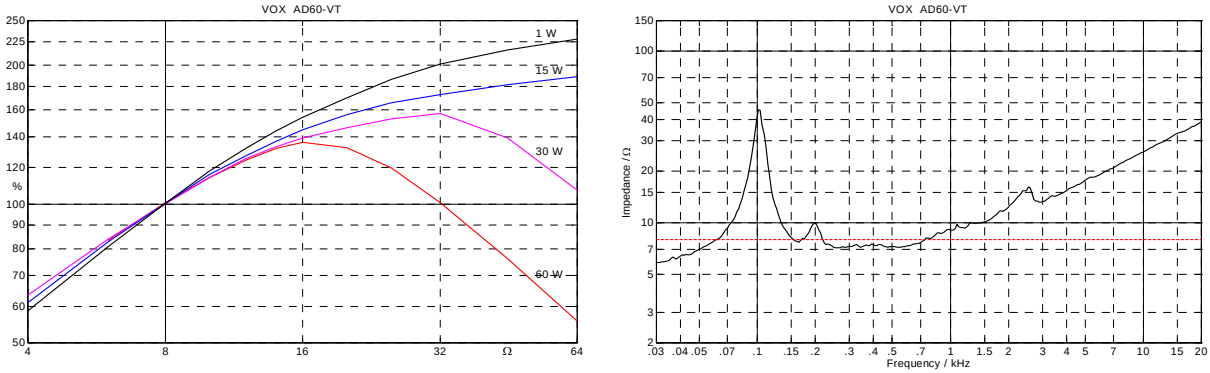


Abb. 10.9.6: VOX AD60-VT: Normierte Maximalleistung (links), Impedanzfrequenzgang (rechts).

In **Abb. 10.9.6** ist die abgebbare Maximalleistung in Abhängigkeit vom Lastwiderstand dargestellt, Parameter ist der am Verstärker per Schalter wählbare Leistungsbereich. Die Leistungscharakteristik ist nun keinesfalls identisch mit der eines Röhrenverstärkers, das Ergebnis kann sich trotzdem hören lassen. Gegenüber dem 8-Ω-Bezugspunkt erfolgt in höherohmigen Frequenz-Bereichen eine Anhebung, die noch stärker ist, als beim "echten" Röhrenverstärker. Dass im 60-W-Modus das Leistungsmaximum bei 16 Ω liegt, unterstützt den Betrieb mit einer (in Reihe zu schaltenden) zweiten 8-Ω-Box: Mehr Leistung, die Höhenanhebung kommt dann allerdings zu kurz.

Zusammengefasst: Sowohl in der Impulsleistung (auch Musikleistung genannt), als auch im höherohmigen Frequenzbereich des Lautsprechers bringt die typische Röhrenendstufe mehr Leistung als die typische Transistorendstufe – trotz gleicher Nennleistung am (gleichen) Nennwiderstand. Ein für alle Verstärker gültiger Prozentwert kann allerdings nicht angegeben werden, zu unterschiedlich sind die einzelnen Schaltungskonzepte.

Abschließend soll noch kurz auf die **Lautstärke** eingegangen werden, denn nur die interessiert letztlich den Musiker. Verdoppeln der Verstärkerleistung verdoppelt nicht immer die Lautstärke, soviel ist bekannt. Die von der Psychoakustik gelehrte Erkenntnis, dass zur Lautheitsverdoppelung die Leistung verzehnfacht werden muss, gilt allerdings nur für die Wiedergabe eines 1-kHz-Tones. Dass die E-Gitarre demgegenüber einen breitbandigen Klang erzeugt, der mit einem reinen Ton wenig gemein hat, muss natürlich berücksichtigt werden, noch wichtiger ist aber, dass der Musiker die Lautstärke seines Instrumentes meistens danach beurteilt, wie laut es sich gegen andere Instrumente durchsetzen kann. Und dabei geht es nicht um die absolute Lautheit, sondern um eine **gedrosselte Lautheit** (partial masked loudness [12]). Als Beispiel könnte man an einen Keyboarder denken, der einen lauten Akkord spielt, und an einen Gitarristen, der unhörbar bleibt, obwohl sein Gitarrenverstärker 10 W an den Lautsprecher abgibt. Der nicht etwa kaputt ist – sein Schall wird nur zu 100% vom Keyboardschall verdeckt. Vergrößert man nun die Gitarrenleistung auf z.B. 20 W, so beginnt die Gitarre, hörbar zu werden. Solange aber gleichzeitig der Keyboard-Akkord gespielt wird, ist die Gitarre lautheitsgedrosselt, d.h. leiser als eine alleine gespielte Gitarre. Für das Anwachsen der gedrosselten Gitarrenlautheit als Funktion ihrer Schallleistung gilt nicht das einfache 10-dB-pro-Lautheitsverdopplungs-Gesetz, sondern ein kleinerer dB-Wert, z.B. nur 3 dB pro Lautheitsverdopplung. Und damit bekommen relativ kleine Leistungsunterschiede etwas mehr Bedeutung, als man ihnen mit psychoakustischem Basiswissen zugestehen würde. Übertreiben sollte man freilich nicht: Der Unterschied zwischen einem 50-W-Verstärker und einem 55-W-Verstärker bleibt unerheblich. Wo genau die Hörbarkeitsschwelle liegt, kann jedoch nur einzelfallbezogen angegeben werden, weil Drosselungen von der zeitlichen und spektralen Struktur der Schalle abhängen.

© M. Zollner 2007

10.9.3 Koppelkondensatoren

Koppelkondensatoren? Für die einen ein Cent-Artikel, in seiner Bedeutungsschwere einer Blechschraube vergleichbar, für die anderen das Objekt der Begierde, in das schon mal 50 € investiert werden. Der Koppelkondensator (Koppel-C) trennt den Wechselanteil der Anodenspannung vom Gleichanteil, er koppelt den Wechselanteil aus. Wenn die Anodenspannung zwischen 200 V und 300 V sinusförmig schwankt, kann alternativ von 250 V Gleichspannung mit überlagerter Wechselspannung (50 V Amplitude) gesprochen werden. Der Koppel-C lässt nur den Wechselanteil durch und sperrt den Gleichanteil. Dass er eigentlich gar nichts durchlässt, weil in seinem Inneren ein Isolator sitzt, kann zunächst genauso ignoriert werden wie die Tatsache, dass dieser Isolator, noch genauer betrachtet, nicht perfekt isoliert. Ein Kondensator lässt Wechselstrom durch und sperrt Gleichstrom ist eine gute erste Arbeitshypothese. Die bei Bedarf verbessert werden kann und muss. Wenn's denn so einfach ist: Warum berichten dann "those in the know", die selbsternannten Verstärkergurus aller Herren Länder, mit verschwörerischer Miene, dass sich erst mit dem Austausch der Koppelkondensatoren der heißersehnte Klang eingestellt hat? Dass, so man in dem einen Lager sitzt, nur mit den ABC-Orange-Drops der Original-Fender-Sound entsteht, während das gegnerische Lager vor eben jenen ABC-Orange-Drops warnt (mittiger Sound, völlig ungeeignet), und stattdessen die gelben Mustard-Caps empfiehlt. Aber nicht die ABC-Mustards, weil das inadäquate Nachbauten sind, Clones sozusagen, nein, die anderen, die Original-Nachbauten. Oder noch besser: Silber-Folien-Kondensatoren, oder, wenn das Budget beschränkt ist: Kupfer-Folien-Kondensatoren. Nein, das mit der Beschränktheit vertiefen wir jetzt nicht, mit der naiven Neugier des Forschers suchen wir lieber, ob in einem Haufen Unsinn nicht doch ein Körnchen Wahrheit liegt.

Ein Kondensator ist im Rahmen der vorliegenden Betrachtung ein Bauteil einer elektrischen Schaltung, und als solches dem Regelwerk der Elektrotechnik zugehörig. Ob er eine Aura hat, ob ihm spirituelle Energie innewohnt oder ein feinstoffliches Psi, wird hier nicht untersucht. Das sehr leistungsfähige Instrumentarium der **Maxwellschen Gleichungen** beschreibt zu allseitiger Zufriedenheit die Vorgänge in elektromagnetischen Feldern, hiermit wurden Funktechnik, Weltraumfahrt und EMP berechenbar, warum nicht auch die Triodenvorstufe eines Gitarrenverstärkers? Aber diese große Keule, die immer dann geschwungen wird, wenn man wirklich bei Adam und Eva bzw. bei James und Clerk anfangen möchte, soll hier nur als Startpunkt dienen, den man möglichst schnell wieder verlässt. Bei Beschränkung auf den Hörfrequenzbereich und auf konzentrierte Bauteile, also Bauteile, die kleiner als etwa 1 km sind, kann die zweite Maxwellsche Gleichung zum zweiten Kirchhoffschen Satz (**Maschensatz**) vereinfacht werden:

$$\oint_K \vec{E} \cdot d\vec{k} = 0 \quad \Rightarrow \quad \sum_{i=1}^{n} U_i = 0$$

2. Maxwellscher bzw. Kirchhoffscher Satz.

Das Linienintegral (Kurvenintegral) der Feldstärke $\vec{E}$ längs der geschlossenen Kurve K ist null, sowie auch die Summe von n Zweigspannungen U_i über die geschlossene Masche null ist. Ganz entsprechendes gilt für den (leicht modifizierten) 1. Maxwellschen Satz:

$$\oiint_A \vec{S} \cdot d\vec{a} = 0 \quad \Rightarrow \quad \sum_{k=1}^{n} I_i = 0$$

1. Maxwellscher bzw. Kirchhoffscher Satz.

Das Hüllflächenintegral über die Stromdichte $\vec{S}$ ist null, die Summe aller n Knotenströme I_i ebenso (**Knotensatz**, Satz von der Ladungserhaltung).

© M. Zollner 2007

Im elektromagnetischen Feld gibt es nur drei materialkennzeichnende Größen: Den spezifischen Widerstand ρ, die Permittivität (Dielektrizität) ε, und die Permeabilität μ. Beschränkt man sich wieder auf den Hörfrequenzbereich, können magnetische Eigenschaften bei typischen Kondensatormaterialien vernachlässigt werden, sodass zur formalen Beschreibung nur Knoten- und Maschensatz, sowie zwei Materialgleichungen übrigbleiben. Trotz dieser relativ einfachen Analysis existiert eine Reihe von Missverständnissen, die ihre Ursachen häufig im unsachgemäßen Anwenden eigentlich richtiger Erkenntnisse haben. Die Elektrotechnik wurde ja nicht entwickelt, um damit Gitarrenverstärker bauen zu können, sie ist – mit Verlaub – älter. Neben anderen wichtigen Gebieten, wie z.B. der Energietechnik, war die Übertragung von Nachrichten ein zentrales Thema: Wie überträgt man mithilfe von "**Funkwellen**" Sprache oder Morsezeichen über große Entfernungen? Heinrich Hertz [1886] und Marconi [1901] sind hier neben vielen anderen zu nennen. Die erste Funkübertragung über den Atlantik fand eine Generation vor Rickenbacker/Gibson/Fender statt, und schon da gab es Kondensatoren: Die sog. "Leidener Flasche" wurde noch viel früher erfunden, nämlich 1745. Funkübertragung funktioniert nun aber gerade nicht im *Hör*frequenzbereich, hier wird *Hoch*frequenz benötigt: Ca. 1 MHz für den Mittelwellenbereich, ca. 10 MHz für Kurzwelle. Wenn nun eine der Bibeln der frühen Tage "The Radio Engineers' Handbook" hieß, und nicht "The Guitar Amp Designers' Handbook", kann man sich leicht vorstellen, was passiert: Da liest dann einer, dass Kondensatoren bei höheren Frequenzen ihre Probleme haben, gar induktiv werden sollen, und fürchtet prompt um die silbrigen Höhen des weltberühmten Fender-Sounds. Und, als hätte man sie hierfür gebaut: Es gibt tatsächlich **Silver-Mica-Caps**! Die müssen doch den silbrigen Fender-Höhen auf die Beine helfen können! Nicht, dass die Lautmalerei "silbrige Höhen" angegriffen werden soll, das kann als Fachbegriff durchaus so stehen bleiben. Es trifft auch zu, dass Kondensatoren **induktiv** werden, aber bei welchen Frequenzen? Selbst die mit einer Spule nur sehr entfernt verwandten Wickelkondensatoren weisen Auswirkungen dieser Induktivität erst oberhalb von 1 MHz auf, also "bei höheren Frequenzen". Das heißt aber nicht "im höheren Hörfrequenzbereich", da liegt ungefähr der Faktor 50 dazwischen! Auch die **Verlustfaktoren**, die bei Kondensatoren bekanntermaßen "zu höheren Frequenzen hin ansteigen", machen eher dem HF-Techniker oder Filter-Designer zu schaffen. Ein typischer Röhren-Gitarrenverstärker enthält jedoch weder einen Kurzwellen-Eingang, noch ein Cauer-Filter 12. Ordnung, der verlustarme Styroflex-Kondensator ist hier deplaziert (Hitze!).

Zu den Schwierigkeiten, Bücher über Hochfrequenztechnik richtig zu interpretieren, kommen die Probleme der **Psychometrie**: Wie misst man Hörwahrnehmungen? In Kap. 10.9.4 (Schallereignis, Hörereignis) werden hierzu einige Vorschläge unterbreitet, und insbesondere auf die Notwendigkeit von Blindversuchen hingewiesen. Die Praxis sieht anders aus: Da schreibt ein Hersteller, seine Kondensatoren müssten erst **100 Stunden** eingespielt werden, bevor sie gut klingen. Und genau das hört auch der Gitarrist, der seinen (klanglich nicht überzeugenden) Marshall damit ausrüstet: "Erst nach 100 Stunden", so erzählt er all seinen Kollegen, "waren die Höhen so, wie sie sein sollten." Dass technisches Gerät eine Anlaufphase braucht, ist ja bekannt: Das betrifft den Automotor (1000 km einfahren) genauso wie die Grillkohle (nach 10 Minuten sollte kein Rauch mehr aufsteigen). Und wenn man dem Politiker 100 Tage Schonfrist zugesteht, warum nicht dem Kondensator 100 Stunden? Überlegen wir mal: Der Amateur, der wöchentlich 10 Stunden spielt, kommt nach 2,5 Monaten an den Punkt, wo er sich zurückerinnert, wie das war, als die Kondensatoren gerade frisch eingelötet waren: Grausam war das, die Höhen wollten einfach nicht klingen. Aber jetzt, nach einem knappen Vierteljahr, sind die Höhen plötzlich da. Und der Grund dieser Klangverbesserung ist nicht bei den gealterten Röhren[♣] zu suchen, nicht beim Lautsprecher, und schon gar nicht bei den mehrfach gewechselten Saiten. Nein, die Kondensatoren sind's, die Gitarrenzeitschrift hat ja

[♣] Die, laut Herstellerangabe (anno 1952) eine Einspielzeit brauchen. Und zwar, oh Wunder: ca. 100 Stunden.

© M. Zollner 2007

dasselbe herausgefunden, empfiehlt sogar bis zu 200 Stunden Einspielzeit (noch ein weiteres Vierteljahr warten). Aber vielleicht ist ja doch etwas dran, bei Röhren bezweifelt ja auch niemand zeitvariante Klangänderungen? Ob Kupferfolien-Kondensatoren besser klingen als Aluminiumfolien-Kondensatoren (weil Kupfer niederohmiger ist), das muss doch zweifelsfrei rauszubringen sein! Skeptiker, die hierbei auf fehlende Daten zur Foliendicke verweisen, ließen sich vielleicht überzeugen, wenn denn die Hörversuche nicht gar so große Defizite aufweisen würden. Ein Hörversuch mit der Ankündigung: "Jetzt löte ich die Kupferfolien-Kondensatoren ein, das gibt einen viel druckvolleren Sound" ist nutzlos, weil alle Teilnehmer befangen sind. Einen viel besseren Weg findet man bei **Tone-Lizard.com** beschrieben: Da werden am 6-stufigen Umschalter schon mal 5 Schalterstellungen mit demselben Kondensator beschaltet. Also nicht 5 gleiche, sondern wirklich ein und derselbe Kondensator an 5 Schalterpositionen – aber ohne dass der Beurteilend das weiß! Und dann erklärt der befragte Gitarrist: *'Der Orange-Drop-Cap von Position 1 klingt besser als der von Position 4'*. Selbstverständlich ist das nur ein Einzelfall, ebenso selbstverständlich darf die Aussage *'ich hör' da einfach keinen Unterschied'* nicht vorkommen, der Soundexperte will sich ja nicht selbst demontieren. Und deshalb haben Kondensatoren ihren eigenen Sound, wie jede Schraube und Niete auch.

Wer als erster den Mythos der 100 h Kondensator-Einspielzeit aufgebracht hat, ist nicht mehr herauszufinden. Denkbar ist: In Kondensator-Datenblättern wird eine **Zeitkonstante** angegeben, deren Wert bei hochwertiger Bauweise z.B. 100.000 s beträgt, das entspricht knapp 28 h. Wenn jetzt noch Erinnerungsreste da sind, dass man beim Ladevorgang etwa 5 Zeitkonstanten abwarten muss, ist man schon bei 140 Stunden angekommen: Das ist die Einspielzeit. Das ist sie natürlich nicht, das sind Angaben zum Isolationsverhalten! Auch wichtig, aber auf später vertagt. Diese Leerlauf-Zeitkonstante (!) würde nur eine Rolle spielen, wenn der Kondensator völlig unbeschaltet wäre, und wer möchte das in einem Gitarrenverstärker? Eingebaut ist der Kondensator am einen Ende vom Gitterableitwiderstand (z.B. 1 MΩ) belastet, und am anderen Ende von Röhre und Anodenwiderstand (z.B. 50 kΩ). Multipliziert man die Summe dieser Widerstände mit der Kapazität, erhält man die Betriebs-Zeitkonstante, und die ist viel kleiner als die Leerlauf-Zeitkonstante, z.B. 22nF · 1,05 MΩ = 0,023 s. Nimmt man diesen Wert noch mal 5 (wie oben), landet man bei 0,12 Sekunden "Einspielzeit", wenn man so will.

Alternativ wird auch mit Materialveränderungen argumentiert, die nach Anlegen der Spannung beginnen, und sich erst stabilisieren müssen. Da wurde wohl den Kollegen aus der Elko-Abteilung zu intensiv über die Schulter geschaut: Ein **Elektrolyt**-Kondensator (Al-Elko) verwendet wie der Folienkondensator eine aufgerollte Aluminiumfolie, das Dielektrikum wird aber nicht von der dazwischenliegenden Kunststofffolie gebildet, sondern von einer dünnen Al_2O_3-Schicht (Aluminium-Oxid), die erst beim **Formierungsprozess** auf die Anode aufwächst. Nur diese Oxidschicht isoliert einigermaßen, deshalb darf kein unformierter Elko abrupt an Spannung gelegt werden. Nur – was hat das mit Koppelkondensatoren zu tun, die im Gitarrenverstärker niemals als Elkos ausgeführt sind? Dort werden Polyester- oder Polypropylen-Kondensatoren eingesetzt, die kann/muss man nicht formieren. Aber könnten nicht doch irgendwelche langsamen, u.U. unbekannten Prozesse an der Metalloberfläche oder im Dielektrikum ablaufen? Ja, das ist sogar sehr wahrscheinlich, die Feldstärke ist hoch, die Temperatur auch. Nehmen wir also an, der Kondensator verändert sich in den ersten 100 h. Welche Parameter könnten sich dabei verändern? Auf alle Fälle müsste sich die **Impedanz**, d.h. der komplexe Wechselstromwiderstand, ändern. Eine Änderung, die keinerlei Auswirkung auf die Impedanz hätte, könnte auch nicht die Gitterspannung der folgenden Verstärkerstufe ändern – und es wird ja wohl niemand behaupten wollen, der Klang könne sich ändern, obwohl alle Verstärkerspannungen gleich bleiben. Nun ist das mit der Impedanz aber

© M. Zollner 2007

so eine Sache: Die ist nur im linearen Modell definiert, im **nichtlinearen Modell** gibt's keine Impedanzen. Kann ein Koppelkondensator nichtlinear sei? Natürlich, jeder Kondensator ist nichtlinear, vergrößert sich doch seine Kapazität, sobald eine Spannung anliegt (geladene Elektroden ziehen sich an, verkleinern den Elektrodenabstand und vergrößern die Kapazität). Schon eine einfache Orientierungsrechnung zeigt aber, dass die entstehenden Drücke (einige kPa) zusammen mit dem Elastizitätsmodul (um 1.000.000 kPa) um Größenordnungen unter kritischen Verformungs-Grenzwerten bleiben. Wie auch die Klirrfaktor-Messung bestätigt: Sofern man nicht einen HDK-Keramik-Kondensator nimmt (untypisch für Koppelkondensatoren), bleibt der Klirrfaktor unter 0,01%. Ergo: Linearität, in sehr guter Näherung.

Welche Parameter könnten sich also ändern? Der **Isolationswiderstand**, um mit ihm zu beginnen. Von 50 GΩ könnte er z.B. auf 100 GΩ zunehmen (☺), oder auf z.B. 25 GΩ abnehmen (☹?). Setzt man für den Eingangswiderstand der folgenden Stufe 1 MΩ an, so fließt (bei 200 V Anodenspannung) ein Leckstrom von 4 nA (bzw. 2 nA, bzw. 8 nA), das ergibt zusammen mit dem 1-MΩ-Widerstand eine Arbeitspunktverschiebung um 4 mV (bzw. 2 mV, bzw. 8 mV). Keiner dieser Werte ist so richtig besorgniserregend, vor allem: Bei nur 25 GΩ Isolationswiderstand hätte der Hersteller bereits die rote Karte gezogen: Das ist, zumindest bei Markenware, außerhalb der Spezifikation. Und ganz im übrigen: Wartet man wirklich 100 Stunden, bis sich der Isolationswiderstand ausreichend verschlechtert hat? Das könnte man einfacher haben. Nein, der Isolationswiderstand kann zwar sehr schlecht sein, und ist es auch bei sehr altgedienten Kondensatoren (!), aber bei neuer Markenware ist er ausreichend gut, und verändert den Klang nicht hörbar.

Also die **Kapazität**. Ändert die sich in den ersten 100 Stunden? Ja natürlich, panta rhei, wie wir wissen, alles ändert sich, aber ändert sie sich wesentlich? Die Datenbücher guter Kondensatoren spezifizieren tatsächlich eine Änderung: Z.B. <± 1%, bei 70°C, während der ersten 2 Jahre. Wieder nichts. Und auch hier würde gelten: Falls der Sound erst gut ist, wenn die Kapazität um x% zu- oder abgenommen hat – das könnte man einfacher erreichen.

Bleibt: Der **Verlustfaktor**. Er könnte abnehmen, was auch ohne genaue Kenntnisse wünschenswert klingt (weniger Verlust von was auch immer), oder zunehmen. Aber nein, nach 100 h klingt der Kondensator ja besser, also vermutlich *weniger* Verluste. Von "smeared sound to clear sound", wie der Guru erläutert. Hat eigentlich schon mal jemand gefragt, warum man sich für teures Geld einen, ach was, mehrere Kondensatoren in den Verstärker löten soll, die 100 oder sogar 200 oder noch mehr Stunden "smeared" klingen?? Vermutlich schon, mit der verblüffenden Antwort: "Weil danach ein unerhörtes Sounderlebnis einsetzt, das die Massenware niemals vermitteln kann". Per Aspera ad Astra, auch das kennen wir. Wenn der Verlustfaktor klangbestimmend ist (wer will schon Klang verlieren?), dann müssten für Koppelkondensatoren die verlustärmsten Dielektrika Verwendung finden, richtig? Also käme, so man das weniger temperaturfeste Polystyrol aussondert, **Polypropylen** in Frage. Und tatsächlich, ebendies findet sich in den schon erwähnten Orange-Drop-Kondensatoren. Nur: Gerade die soll man – so empfiehlt der Gegenguru – nicht einbauen, sondern nur die mit **Polyester** als Dielektrikum, wie bei den Originalen der 60-er-Jahre. "Because of its deeper tonal quality" (was immer das sein mag), ergänzt der Hersteller. Polyester hat nun aber einen ca. 100x höheren Verlustfaktor als Polypropylen – jetzt wird's kritisch. Könnte es also sein, dass die Lösung lautet: *Mehr* Verluste für besseren Sound? Eine kurze Rechnung hilft weiter: Polyester lässt bei 10 kHz einen Verlustfaktor von 1% erwarten, im HF-Ersatzschalbild (siehe später) entspricht das einem 7-Ω-Reihenwiderstand (bei C = 22 nF). Den muss man sich nun in Reihe zu dem Quellwiderstand der vorhergehenden Röhrenstufe denken (z.B. 50000 Ω), und das war's dann: 50007 Ω statt 50000 Ω. Clear? Oder smeared?

© M. Zollner 2007

Nein, die Verluste helfen auch nicht weiter. Bei einem Kurzwellenschwingkreis könnte man eher in Bedrängnis kommen, aber da baut niemand einen frequenzbestimmenden 22-nF-Kondensator ein. Nein, Verluste erklären keine Klangunterschiede beim Koppel-C.

Next comes the **Slewrate**, der Hersteller hat noch Asse im Ärmel. Die Slewrate ist der zeitliche Differentialquotient der am Kondensator anliegenden elektrischen Spannung, auch Änderungsgeschwindigkeit der Spannung genannt, angegeben in V/µs. Wieder hilft der Blick in die Datenbücher, und tatsächlich: Da gibt's Grenzwerte, die nicht überschritten werden dürfen. Z.B. 500 V/µs beim Polyesterkondensator, oder auch nur 30 V/µs; oder 750 V/µs beim Polypropylenkondensator, oder sogar mehr als 1000 V/µs. Und nicht zu vergessen: Die *beträchtlich klangsteigernden Glimmerkondensatoren* mit ihren 100.000 V/µs. Da sind tatsächlich große Unterschiede festzustellen, liegt hier das Geheimnis? Rechnen wir: Eine Röhre, die bei 3 kHz eine Anoden-Wechselspannung von $30V_{eff}$ erzeugen muss, erreicht 0,8 V/µs. Vollaussteuerung bei 20 kHz schafft der Magnettonabnehmer nicht, deshalb 3 kHz. Oder etwas mehr, dann ist die Slewrate gerade 1 V/µs. Das scheint angesichts der o.a. Werte problemlos zu sein, aber: Die Röhre kann erheblich übersteuert werden, z.B. 30-fach, und damit wird der o.a. Grenzwert erreicht. Treffer? Nein, wieder nicht: Diese Slewrate entsteht an der Anode, nicht am Kondensator! Die Kondensatorwechselspannung ist ja viel kleiner, und nimmt mit steigender Frequenz sogar noch ab. Deshalb ist beim Koppelkondensator die Slewrate auch ein *wenig* aussagekräftiger Parameter, da eignet sich die äquivalent angebbare **maximale Strombelastbarkeit** des Kondensators viel besser. Datenbücher spezifizieren Grenzwerte von 0,1 – 1 A, bzw. *über 1000 A beim Glimmer-Kondensator*; reicht das? Schon, die typische Noval-Triode kann ja nur einige wenige Milliampere liefern. Wieder nichts. Außer vielleicht der Vermutung, dass der Urheber des Kondensatorgerüchtes einmal eine Lautsprecher-Frequenzweiche gebaut hat. Da schaut's natürlich ganz anders aus, da fließen die großen Ströme, $100\,W = (5A)^2 \cdot 4\Omega$, also 7 A Spitzenstrom. Könnte es sein, dass da jemand Entwurfsregeln, die für **Frequenzweichen** gelten, für Koppelkondensatoren missbraucht hat? Der Hersteller mit den teuren Kupferfolien-Kondensatoren ist ja auch für seine Frequenzweichen bekannt. O-Ton Guru: "Ein unglaublich fetter Sound...". Unglaublich?

Weiter geht's, die **Induktivität** des Koppelkondensators taucht auf: Sie lässt sich *heute so weit reduzieren, dass bereits 0,8 nH/mm RM erreicht werden können*. RM steht für Rastermaß und nicht etwa für Raummeter, wie man angesichts der schieren Größe dieser Super-Koppelkondensatoren (45mm x 26 mm) auch vermuten könnte. Bei Roederstein (ERO) liest man viel größere Nanohenrywerte (12 nH), aber Halt, das ist ja auch ein Katalog von 1980. Wie groß war gleich noch mal dieser Super-C? 45 mm lang? Also 45x0,8 nH = 36 nH? Und ERO war auch pro RM? Nein, das war die Gesamtinduktivität. Was sich doch seit den 80-er-Jahren so alles getan hat! Ganz nebenbei: Auch 36 nH sind in Ordnung, bei 10 kHz beträgt ihr Blindwiderstand 0,0023 Ω. Der kommt zu den 50000 Ω hinzu. Pythagoreisch, natürlich.

Was bleibt? Nicht mehr viel, eventuell der **Skineffekt**, auch damit wird geworben. "*Bei hohen Frequenzen* (das kennen wir jetzt schon) *fließt der Strom nur mehr entlang der Außenseite des Drahtes, dadurch wird der Leitungsquerschnitt verkleinert, und der Widerstand vergrößert*." Das ist völlig richtig erkannt: *Bei hohen Frequenzen*. H. H. Meinke begann seine berühmte HF-Vorlesung immer genau damit, und meinte: "*Und das kann schon bei 10 kHz angehen"*. So in etwa ab dieser Frequenz nimmt der Widerstand der Zuleitungsdrähte merklich zu. Von vielleicht 0,002 Ω auf 0,004 Ω. Alles, was hierzu zu sagen ist, wurde oben unter Verlustfaktor schon gesagt. Nein, auch der Skineffekt gibt bei Hörfrequenzen nichts her. Ach ja, noch was: Da wirbt einer damit, dass die Zuleitungsdrähte seiner Kondensatoren aus verzinntem Kupfer sind, und nicht aus verkupfertem Stahl, der ja, wie wir alle wissen, nur 30% der Leitfähigkeit

© M. Zollner 2007

des Kupfers erreicht. Verbesserungsvorschlag: "*Unsere Replica-Caps werden mit Anschlussdrähten geliefert, und nicht ohne – die Verbesserung der Leitfähigkeit ist in Prozent gar nicht mehr auszudrücken"*.

Bevor nun die Erläuterungen zu sehr ins Kabarettistische abdriften, sollte mit zusammenfassenden Worten das Fazit eingeläutet werden. Doch Halt, noch ein Blick ins Internet, es soll ja Begründungen geben, die sind so unsinnig, dass man mit üblicher E-Technik-Ausbildung niemals auch nur in deren Nähe kommen könnte. Lassen wir uns vom Kondensator-Guru inspirieren: *Jeder Kondensator hat **unerwünschte Effekte**, nämlich zusätzliche Induktivitäten und Widerstände (ESR = Ersatz-Serienwiderstand). Die Induktivität hat praktisch keinen Einfluss, der ESR bestimmt zusammen mit Frequenz und Kapazität den Verlustwinkel tan(δ).* Ja, das kann man so sagen, das steht in ähnlicher Form in jedem Grundlagenbuch. Weiter: *tan(δ) ist nicht bei allen Frequenzen gleich groß, sondern frequenzabhängig* (korrekt). *Steigt tan(δ) über der Frequenz stark an, werden nicht alle Frequenzen gleich behandelt; ändert er sich zwischen 1 kHz und 100 kHz weniger, so dürfte das Frequenzspektrum eines Impulsgemisches zeitgenauer übertragen werden. Höchste Frequenzen werden Amplituden- und zeitverschoben = differenzielle Phasenfehler. Beim idealen Kondensator muss tan(δ) möglichst frequenzunabhängig sein, was einen zu hohen Frequenz hin abnehmenden ESR bedeutet. Zeitverzerrte Frequenzen werden damit weiter in Richtung MHz-Bereich verschoben (=geringste differenzielle Phasenfehler im Audiobereich).* Und da beginnt das Durcheinander von Wunsch und Wirklichkeit, von Vertrieb und Wissenschaft, da wird's echt falsch.

Die obige "vertriebsunterstützende Erläuterung" könnte man auch verkürzen auf: *Jeder signalführende Kondensator verschlechtert die Impulswiedergabe, und zwar um so mehr, je stärker sein Verlustfaktor von der Frequenz abhängt*. Ob es zeitverzerrte Frequenzen wirklich gibt, muss noch nicht untersucht werden, die **Impulswiedergabe** schon. Beginnen wir mit einem einfachen Hochpass-Schaltbild, wie es auch der Kondensator-Guru für einen Koppel-Kondensator angibt (**Abb. 10.9.7**):

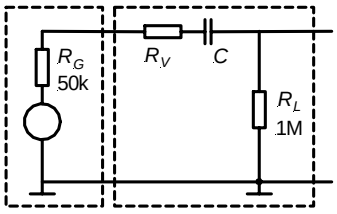


Abb. 10.9.7: Der Koppelkondensator in der Hochpass-Schaltung

Die Quelle (das könnte der Anodenkreis der vorhergehenden Röhre sein) ist als Spannungsquelle mit Innenwiderstand gezeichnet, der Kondensator im HF-Ersatzschaltbild mit Längswiderstand R_V = ESR, die Last (das könnte der Gitterkreis der folgenden Stufe sein) ist als einfacher reeller Widerstand R_L gezeichnet. Bei Bedarf lässt sich dieses einfache Schaltbild erweitern, für grundsätzliche Betrachtungen reicht es aus. Der R_V ist frequenzabhängig, das sagt auch der Guru; dass in diesem Ersatzschaltbild auch C frequenzabhängig sein muss, sagt er nicht, aber da diese Abhängigkeit gering ist, kann man sie (wie L) zunächst ignorieren. Nehmen wir nun an, R_V wäre ein einfacher, reeller, frequenzunabhängiger Widerstand. Z.B. ein kurzes Stückchen Kupferdraht. Kupfer? Nein, besser Silberdraht, wie er vom Kondensator-Hersteller auch gleich angeboten wird, wahlweise als Sterlingsilber (92,5%) oder reines Silber (99,97%). Natürlich nehmen wir für das Gedankenexperiment nur reinstes Silber, der besseren Leitfähigkeit wegen (Silber leitet ca. 5 – 10% besser als ordinäres Kupfer). So ein kurzes Drahtstück hat vielleicht 2 mΩ, die wir uns in Reihe zum Quellwiderstand denken müssen. Die beiden Widerstände darf man zusammenzählen, das gibt 50.000,002 Ω. Das ist

© M. Zollner 2007

einer der o.a. unerwünschten Effekte: Der Quellwiderstand wird vergrößert. Wie sieht der Verlustfaktor dieses Modellkondensators aus? Da der ESR als frequenzunabhängig angenommen wurde, steigt tan(δ) proportional zur Frequenz an. Mächtig großer Fehler, weil: *Beim idealen Kondensator muss tan(δ) möglichst frequenzunabhängig sein*, der ESR sollte mit 1/*f* abnehmen: $R_V \sim 1/f$. Wie meint der Guru: *Je geringer der Anstieg von tan(δ), desto höher die Spannungssteilheit dV/dt und geringer die differenziellen Phasenfehler im Audiobereich - besonders bei höheren Spannungen.* Spannungsabhängige Fehler? Das Guru-Modell ist ein lineares Modell, da gibt's keine spannungsabhängigen Bauteile. Nicht, dass Kondensatoren überhaupt keine nichtlinearen Effekte hätten, nur: Wenn man Nichtlinearität beschreiben will, braucht man ein nichtlineares Modell. Bleiben wir aber im linearen Modell, um das Durcheinander nicht noch größer zu machen; bei kleinen Spannungen ist die Schaltung ja linear.

Nochmals zurück: Da wird behauptet, *höchste Frequenzen werden amplituden- und zeitverschoben*. Um es hier mal zu präzisieren: Eine Frequenz kann weder amplituden-, noch zeitverschoben werden. Die Frequenz ist der Kehrwert der Periodendauer: 10 ms Periodendauer ergeben 100 Hz Frequenz. Gemeint ist vermutlich: Höchstfrequente Signale werden zeitverschoben und in ihrer Amplitude verändert. Man könnte auch sagen: Im höchsten Frequenzbereich entstehen Amplituden- und Phasenänderungen. Ja, so sagt man in der Systemtheorie. *Differenzielle Phasenfehler* sagt man eher nicht. Was könnte hiermit gemeint sein? Vielleicht ist der spektrale Differentialquotient gemeint, $\mathrm{d}\varphi / \mathrm{d}f$, den man üblicherweise mit -2π ergänzt und als **Gruppenlaufzeit** $\tau_g = -\mathrm{d}\varphi / \mathrm{d}(2\pi f)$ bezeichnet. In der Systemtheorie, üblicherweise. Es ist ja nicht schlimm, wenn man unübliche Bezeichnungen verwendet, Fehlinterpretationen gehen dann aber zulasten des Verursachers. Nochmals auf den Punkt gebracht: *Der ideale Kondensator erzeugt im Audiobereich keine Amplituden- und Laufzeitverzerrungen*[♣]. War's so gemeint? Gut. Sehen wir weiter.

Keine Amplitudenverzerrungen. An anderer Stelle noch deutlicher: *Der ideale Kondensator soll das Audiosignal gar nicht beeinflussen*. Warum braucht man dann überhaupt einen Kondensator? Offensichtlich gibt es Signale, die keine Audiosignale sind, und auf die stürzt sich der Kondensator? Richtig? Falsch! In einer Lautsprecher-Frequenzweiche soll der vor den Hochtonlautsprecher geschaltete Kondensator tief- und mittelfrequente Signale abschwächen, also in ihrer Amplitude verringern. Sind das auch Audiosignale? Natürlich! Lassen wir aber die Weiche beiseite, beim Koppelkondensator kann man schon so sagen: *Keine, bzw. nur eine geringe Beeinflussung des Audiosignals*. Der Koppelkondensator wirkt (zusammen mit den Widerständen) als Hochpassfilter, dämpft also die (sehr) tieffrequenten Anteile. Der Tiefton-Bereich interessiert den Kondensator-Guru in diesem Fall aber überhaupt nicht, gleich mehrfach werden die unerwünschten Effekte im Bereich über 1 kHz lokalisiert: *Ein Kondensator würde also hohe Frequenzen unbegrenzt durchlassen, wenn die Verluste nicht wären.* Darin liegt ein Körnchen Wahrheit: Der Scheinwiderstand eines Kondensators würde mit zunehmender Frequenz immer kleiner werden, wären da nicht die Verluste. Doch Halt, geht's wirklich um den **Scheinwiderstand**? Bei 1 kHz wird der Scheinwiderstand eines 22-nF-Kondensators (Polypropylen) durch die unerwünschten Verluste (10^{-4}) um 0,0000005% vergrößert. Kein Witz, Bauelemente Grundlagen! $\Rightarrow \sqrt{1+\tan^2(\delta)}$. Und auch bei 10 kHz oder bei noch höheren Audiofrequenzen ist der Scheinwiderstand kein Thema. Dann also die **Phase**, bzw. deren spektrales Differential. Ideal wäre, so erfahren wir, wenn *am Kondensator Spannung und Strom exakt um 90° phasenverschoben wären*. Ja, das ist richtig, aber das kann nur der ideale Kondensator.

[♣] Der Terminus *Verzerrungen* wird in der Systemtheorie auf zwei Arten gebraucht: Nichtlineare Verzerrungen (Klirrfaktor), und lineare Verzerrungen (Amplituden-, Phasen- und Laufzeitverzerrungen).

© M. Zollner 2007

Der reale, verlustbehaftete Kondensator weist eine von 90° abweichende Phasenverschiebung auf. Ist das schlimm? Offensichtlich, denn dadurch ergeben sich *differenzielle Phasenfehler im Audiobereich*. Ist die Phasenverschiebung frequenzunabhängig, "kommen alle Frequenzen gleichzeitig an", um in der Terminologie des Kondensator-Gurus zu bleiben. Oder: erfahren verschiedenfrequente Signalanteile dieselbe Verzögerung. Ist die Phasenverschiebung aber frequenzabhängig, werden "hohe Frequenzen zeitverschoben". Oder besser: werden höherfrequente Signalanteile gegen niederfrequente Signalanteile zeitverschoben (oder laufzeitverschoben, oder eben phasenverschoben). Ein Impuls wird wegen der Phasenverschiebung u.U. auseinandergezogen, vulgo: "verschmiert". Wir erinnern uns: "Smeared Sound". Der absolute Phasenunterschied zwischen Strom und Spannung, der beim idealen Kondensator 90° beträgt, wird akzeptiert, der *differenzielle Phasenfehler*, den man mangels weiterer Erläuterung als Gruppenlaufzeit interpretieren muss, sorgt für Impulsverzerrungen. Das also ist es, was uns der Guru sagen wollte, aber sibyllinisch verklausulierte: **"Der Verlustfaktor eines Kondensators führt zu Gruppenlaufzeitverzerrungen, die (bei hohen Frequenzen) den Klang verschmieren"**. Um diesem Übel abzuhelfen, muss, O-Ton Guru, der Verlustfaktor möglichst frequenzunabhängig sein, oder, anders ausgedrückt, muss die Gruppenlaufzeit möglichst frequenzunabhängig sein. Das klingt auf den ersten Blick vertraut, die Systemtheorie nennt ein derartiges System **linearphasig**, und attestiert ihm Verzerrungsfreiheit.

Doch damit sind wir beim Kern dieses grandiosen Missverständnisses gelandet: Die Gruppenlaufzeit ist eine Übertragungsgröße (Vierpolgröße), die Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung ist hingegen eine Zweipolgröße. Wenn man die falsche Phase differenziert, kommt was Falsches raus. Im Einzelnen: Ein **Vierpol** ist ein System mit vier Anschlusspolen, auch Zweitor genannt. Ein (zweipoliger) Eingang, ein (ebenfalls zweipoliger) Ausgang. Z.B. der Hochpass in Abb. 10.9.7. Dass Eingang und Ausgang in diesem Beispiel die Masse als gemeinsamen Pol haben, macht das System nicht zum Dreipol, es heißt trotzdem Vierpol. Zwischen dem Eingangssignal (Eingangsspannung) und dem Ausgangssignal (Ausgangsspannung) wird eine komplexe Übertragungsfunktion definiert, aus der der Phasenfrequenzgang und der Gruppenlaufzeitfrequenzgang abgeleitet werden können. Ein Kondensator ist demgegenüber ein **Zweipol**, weil er nur zwei Anschlusspole hat. Zwischen der Spannung und dem Strom wird die komplexe Impedanz definiert, aus der ein Phasenfrequenzgang abgeleitet werden kann. Daraus aber einen Gruppenlaufzeitfrequenzgang ableiten zu wollen, ist Unsinn. Nur in zwei Spezialfällen macht es Sinn, den Zweipol zum Vierpol zu erklären: Wenn man die Spannung als Eingangsgröße und den Strom als Ausgangsgröße definiert, oder umgekehrt. Man könnte nun einwenden, dass jeder Vierpol doch aus Zweipolen aufgebaut sei, und dass deshalb die Fehler dieser Zweipole auch die Fehler des Vierpols seien, das ist aber falsch. Im Rahmen dieser Betrachtungen kann nicht die Systemtheorie in aller Breite vorgestellt werden, hierzu muss auf die Spezialliteratur verwiesen werden [5, 6, 7]. Nur in Kürze: Bei dem o.a. Hochpass (wie auch beim RC-Tiefpass) wird die Eingangsspannung auf R und C aufgeteilt, sie liegt nicht zur Gänze am Kondensator.

Mit der einfachen Formel $d = \tan(\delta) = 2\pi f \cdot R_V \cdot C$ ergibt sich der Verlustfaktor d als Tangens des Verlustwinkels δ. Beim idealen Kondensator eilt die Sinusspannung dem Strom um exakt 90° nach, beim realen Kondensator ist diese Phasenverschiebung um δ kleiner als 90°. Für einen Verlustwinkel von δ = 0,01° (Polypropylen bei 1 kHz) beträgt die Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung folglich nicht 90°, sondern nur 89,99°. Ist nun, wie kurioserweise gefordert, der Verlustwinkel frequenzunabhängig, so ergibt die nach der Frequenz differenzierte Phasenverschiebung den konstanten Wert null (das Differential einer Konstante ist tatsächlich null). Das scheint den Idealfall darzustellen: Keine Impulsverschmierung.

© M. Zollner 2007

Nun ist aber die Phasenverschiebung zwischen Kondensatorstrom und Kondensatorspannung eine Sache, und die Phasenverschiebung zwischen Koppelstufen-Eingang und -Ausgang eine andere. Eine ganz andere.

Die **Phasenverschiebung** φ, die in Abb. 10.9.7 zwischen der Generatorspannung und der Ausgangsspannung (an R_L) auftritt, kann man leicht berechnen:

$$\varphi = \arctan\left(\frac{1}{(R_G + R_V + R_L)\cdot 2\pi f \cdot C}\right) \approx \frac{1}{(R_G + R_V + R_L)\cdot 2\pi f \cdot C}$$

[6, 7, 17, 18, 20].

Abb. 10.9.8 zeigt den Phasenfrequenzgang in doppellogarithmischer Darstellung – für einen vollkommen verlustfreien, idealen Kondensator! Tatsächlich hängt die Gruppenlaufzeit♣ von der Frequenz ab, es entstehen dispersive Impulsverzerrungen (Verschmierungen). Aber nochmals: Der hier berechnete Fall stellt den bestmöglichen dar, die Phasenverschiebung zwischen Kondensatorspannung und Kondensatorstrom ist hierbei für alle Frequenzen exakt 90°. Für einen realen Polyester-Kondensator würde man jedoch praktisch dieselben Bilder bekommen, die Unterschiede sind völlig unbedeutend, z.B. bei der Gruppenlaufzeit 0,004% (1 kHz). In derselben Größenordnung liegen die Unterschiede, wenn man einen Kondensator verwendet, dessen Verlustwinkel über der Frequenz konstant ist. Gegenüber 1000000 Ω Lastwiderstand macht es eben keinen Unterschied, ob der ESR 7Ω oder 0Ω beträgt. Hingegen macht es einen Unterschied, wenn die Kapazität geändert wird, im Bild für eine 30%-ige Änderung dargestellt. Ob derartig große **Toleranzen** bei hochwertigen Kondensatoren überhaupt vorkommen können, und wenn, ob sie dann wesentlich sind, wird später diskutiert.

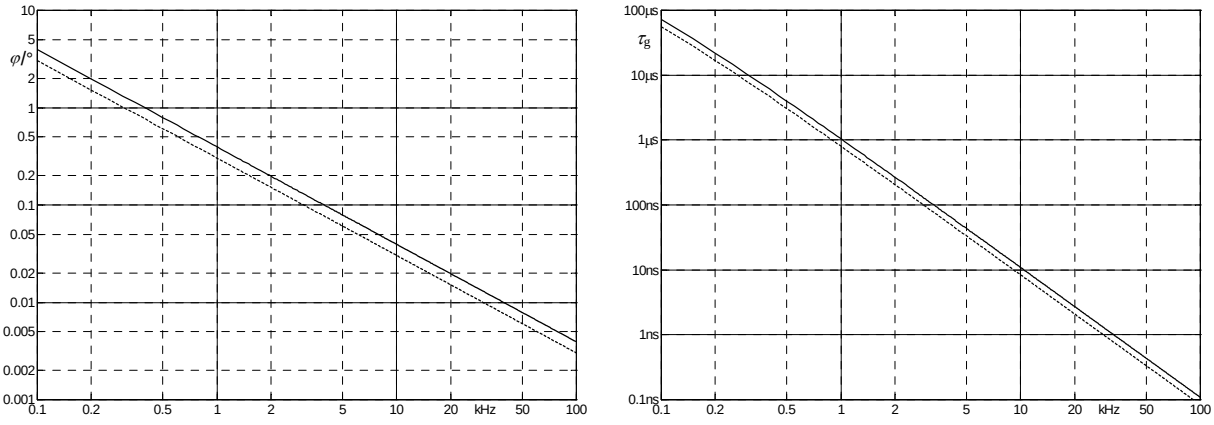


Abb. 10.9.8: Phasenfrequenzgang und Gruppenlaufzeitfrequenzgang der Koppelstufe nach Abb. 10.9.7. R_G = 50kΩ, R_V = 0, R_L = 1MΩ, C = 22 nF. Die gestrichelte Kurve gilt für C = 28,6 nF (d.h. +30% Toleranz).

Zusammengefasst: Die Vermutung, der Verlustwinkel müsse möglichst frequenzunabhängig sein, ist falsch, da von einem total ungeeigneten Zweipol-Phasenwinkel abgeleitet. Bei der typischen Röhren-Koppelstufe erzeugen alle Kondensatortypen praktisch dieselben Gruppenlaufzeitverzerrungen ("Impulsverschmierungen"), auch die theoretisch konstruierten Idealkondensatoren. Diese Laufzeitverzerrungen sind aber so gering, dass sie weit unterhalb der Hörbarkeitsgrenze bleiben.

♣ Wenn die Gruppenlaufzeit aus dem Phasenfrequenzgang durch grafisches Differenzieren (Steigung) gebildet werden soll, muss die doppel-lineare Darstellung verwendet werden, nicht die doppel-logarithmische.

© M. Zollner 2007

Die letzte Aussage muss noch erläutert werden. Lassen wir zuerst den Guru zu Wort kommen: *Der Wert des Tangens-Delta bei einer bestimmten Frequenz ist nicht immer aussagekräftig für den Klang, eher der Gesamtverlauf bis 100kHz. Steigt er stark an, werden nicht alle Frequenzen gleich behandelt, ändert er sich zwischen 1kHz und 100kHz weniger (wie z.B. bei Metallfolienkondensatoren üblich), so dürfte das Frequenzspektrum eines Impulsgemisches zeitgenauer übertragen werden. Ein flacher Tangens-Delta-Anstieg von 1 kHz bis 100kHz in Zusammenhang zu einem gleichzeitig stärker sinkenden ESR ist wünschenswert. Aus ähnlichen Gründen strebt man auch bei audiophilen Verstärkern Anstiegszeiten von unter 1µs an (ca. 1 MHz Bandbreite).* Falsch! Der Begriff "Anstiegszeit" ist in der Schaltungstechnik gebräuchlich, er definiert die Zeitdauer, in der die Sprungantwort von 10% auf 90% ansteigt. Die Anstiegszeit ist 2,2 mal so lang wie die Zeitkonstante, die wiederum reziprok zur Grenzkreisfrequenz ist. Die Grenzfrequenz erhält man daraus zu 2,2 / (2π·1µs) = 350 kHz. Also nicht 1 MHz. Auch falls nicht Anstiegszeit, sondern Einschwingzeit gemeint sein sollte, ist die Bandbreitenangabe ebenfalls falsch: Mit 1 µs Einschwingzeit erhält man bei steilflankiger Bandbegrenzung eine Bandbreite von 500 kHz (beim Tiefpass erster Ordnung ist dieser Begriff eher ungebräuchlich). Aber egal, Anstiegszeiten unter 1 µs, weil: *Auch die Überlagerung von Raumhall zum Originalschall muss mikrosekundengenau übereinstimmen, damit das Ohr den exakten Ort im Raum ausmachen kann.*

Da kann man nun tatsächlich ins Grübeln kommen, das ist nicht komplett falsch. Die interaurale Laufzeitschwelle (Lateralisationsunschärfe) kann unter Laborbedingungen schon mal zu 10 µs bestimmt werden, und sogar über noch kleinere Werte berichtet die Fachliteratur. Und wenn man denn unbedingt den Faktor 10 als Sicherheitsabstand einsetzen möchte, landet man tatsächlich bei 1 µs. Daraus aber zu schließen, dass nun eine Bandbreite von 350 oder 500 oder gar 1000 kHz erforderlich sei, ist Unsinn. Man kann doch einen reinen 1-kHz-Ton um 1 µs verschieben, ohne in den HF-Bereich gehen zu müssen. Die oben erwähnten 10 µs Laufzeitauflösung erzielt das Gehör (wenn überhaupt) im mittleren Frequenzbereich, also vielleicht bei 1 kHz oder 2 kHz. Bei 10 kHz wird diese Unterschiedsschwelle schon deutlich größer (100 µs als Richtwert, die Daten hängen sehr stark von den Versuchsbedingungen ab), und über 20 kHz hört sowieso keiner mehr etwas. Oder doch?

Aber das weiß ja nun jeder Audiophile, dass die reine **Sinusanregung** mit realen Schallen rein gar nichts zu tun hat, denn die enthalten ja jede Menge Impulse. Und so bringt es einer der Gurus dann tatsächlich fertig, auf seiner Webpage einerseits 1 MHz Bandbreite zu fordern, und gleichzeitig auf eine Diplomarbeit zu verweisen, die die obere Grenzfrequenz des Gehörs sehr zutreffend bei 19 kHz annimmt. Wie passt das zusammen? Da geht's ja nicht um 19 oder 20 oder doch besser 22 kHz, da wird locker mal ein Faktor 50 als Reserve eingebaut. In einem Satz gleichzeitig eine Meinung und die dazugehörige Gegenmeinung zu vertreten, das schafft sonst nur unsere Fußball-Lichtgestalt – deshalb entstand ja auch der Ausdruck: Eine Meinung verfranzeln.

Im Falle der Audiobandbreite geht das Verfranzeln so: *Jedes, aber wirklich jedes Signal ist eigentlich die Summe unendlich vieler Sinussignale*. Ja! An dem Baron Fourier kommt man halt nicht vorbei, im Prinzip stimmt diese Aussage, nur das mit dem *"ist eigentlich"* nehmen wir mal nicht so wörtlich. Denn: Hierbei handelt es sich um eine Modellbetrachtung, genauso gut könnte man jedes Signal in viele andere (nicht einmal zwangsläufig orthogonale) Funktionen entwickeln. Aber natürlich auch u.a. in sinusförmige Signale, das ist schon richtig. Und was für Signale gilt, gilt auch für Systeme – allerdings nur, wenn diese linear (und zeitinvariant) sind: Die Betrachtung zeitlicher Vorgänge ist der Betrachtung spektraler Vorgänge

© M. Zollner 2007

äquivalent [6, 7, 17, 18, 20]. Wenn das Gehör Dauertöne moderaten Schallpegels, deren Frequenz über ca. 20 kHz liegt, nicht hört, kann es auch bei Impulsen die über ca. 20 kHz liegenden Spektralanteile nicht hören. Jetzt muss aber diese Erkenntnis so verfranzelt werden, dass man als Kondensatorhersteller auch Verkäufe erzielt. Und das geht so (unter derselben Webadresse): *Musik besteht nicht nur aus reinen Sinustönen, sondern aus einem sehr breiten Spektrum von unterschiedlichen Impulsen, die teilweise sehr weit außerhalb des Hörbereiches liegen und dennoch das Hörempfinden stark beeinflussen*[⊗]*. Deshalb setzen wir für Audioverstärker einen Kondensator ein, der erst über 100 MHz schwächelt. Im Koppelzweig einer Vorstufe lässt dieser Kondensator erahnen, wie ein Stück Draht klingen würde*. Nein, das wird kein Druckfehler sein, nicht 100 kHz, sondern 100 MHz. Steht doch ein paar Zeilen weiter: *Glimmer ist ein ideales Dielektrikum für Kondensatoren mit folgenden Eigenschaften: ... einsetzbar für hohe Frequenzen bis in den GHz-Bereich. Glimmerkondensatoren sind sehr beliebt in Filterschaltungen, wo sie aufgrund ihrer Eigenschaften eine beträchtliche Klangsteigerung bewirken können.* Gigahertz! Himmel, nimmt das denn kein Ende? Kommt jetzt vielleicht auch noch der Terahertz-Bereich dran?? Dabei haben doch Schöne et al. schon 1979 gezeigt, dass die Wiedergabe des Ultraschallbereiches nichts, aber auch gar nichts bringt[♣]. Doch das war eine Untersuchung des Instituts für Rundfunktechnik, und das wird in Audiophilenkreisen lieber nicht zur Kenntnis genommen. Jeder, der die Anforderungen wieder um einige MHz in die Höhe treibt, wird als Heilsbringer bejubelt, Skeptiker hingegen als "*ungläubige Physiker*" gebrandmarkt, um die "*man einen großen Bogen machen sollte*". "C'est la gare", kann man da nur kongenial antworten.

Nochmals das schon in Kap. 8 angeführte Beispiel: Ein 1,5 m langes Bett wird von den meisten (nordeuropäischen) Erwachsenen als zu kurz bewertet, 2,0 m sind hingegen komfortabel. Nun gibt es einige wenige, die sind größer (länger) als 2 m, und für diese Cubophilen sollte das Bett sicherheitshalber etwas länger sein. So ca. 10 km lang, wenn man den 100-MHz-Kondensator als Vergleich heranzieht. Hat eigentlich schon mal jemand daran gedacht, die anderen Sinne entsprechend zu "verwöhnen"? Da würde sich der Sehsinn anbieten: Die Frequenzbegrenzung auf den gemein hin "sichtbar" genannten Bereich (380 – 770 THz) ist doch sehr restriktiv, sollte man da dem Fernseher nicht auch eine entsprechend vergrößerte optische Bandbreite spendieren (Röntgenstrahlung)? Und natürlich auch zu tieferen Frequenzen hin, der Mikrowellenofen stünde als "optischer Subwoofer" schon bereit.

Zurück zum Audioverstärker: Der Bereich bis 20 kHz muss sauber übertragen werden, und weil kein Verstärker darüber abrupt Schluss machen kann, sind einige zusätzliche -zig kHz als "Auslaufstrecke" zweckmäßig. Wenn bei Hörversuchen andere Ergebnisse erarbeitet werden, darf dieses Postulat auf den Prüfstand. Falsch verstandene Phasengänge und Hörversuche mit befangenen Probanden sind allerdings nicht zielführend. Noch ein Wort zu den oben erwähnten 10 µs Laufzeitverzerrung: Interaural sind derartig kleine Delays möglicherweise hörbar. Da wäre es doch wünschenswert, wenn die Kapazitätstoleranz dieser Wonder-Caps nicht allzu groß wäre, weil: Die werden doch nicht alle nur ein Monoradio zuhause haben? Eigenartig, dass man dann bei einem der Hersteller Kapazitäts-Toleranzen von –20/+30% liest. Nun gut, handgeschöpft, jeder Kondensator ein Unikat. Vielleicht weiß der Hersteller aber auch, wie stark sich die Gruppenlaufzeiten von zwei Kopfhörersystemen oder von zwei Lautsprechern unterscheiden können? Vielleicht weiß er das ja alles, und sagt's nur nicht? Und schwurbelt und franzelt weiter, und sucht fieberhaft nach dem total idealen Kondensator, der DC sperrt und gleichzeitig durchlässt.

[⊗] Darum heißen sie ja auch außerhalb des Hörbereichs liegend.

[♣] P. Schöne et al.: Genügt eine Bandbreite von 15kHz... (Rundfunktechnische Mitteilungen, 1/1979).

© M. Zollner 2007

Aus der Welt der Weltraumkondensatoren, der 1000 A aushaltenden 100-MHz-Boliden, zurück zum E-Gitarrenverstärker. Well, don't you panic, da gibt's weder das eine, noch das andere. Auch die 10 µs, die als interaurale Laufzeit eine Rolle spielen könnten, sind da kein Thema. Für alle Gitarristen, die keinen Stereoverstärker auf die Bühne stellen: Die diotisch[♣] hörbare Gruppenlaufzeitgrenze liegt bei ungefähr 2 ms [3, 12]; etwas geringere Werte sind trainierbar, spielen für die Praxis aber keine Rolle. Also sicher kein "smeared Sound" beim Koppel-C mit seiner Gruppenlaufzeit von $\tau_g = 0{,}0001$ ms. In Lautsprecher-Frequenzweichen, da mag's ganz anders aussehen, da fließen die großen Ströme, zwar auch nicht gerade 1000 A und 100 MHz, aber immerhin spielt man da in der Energietechnik-Liga. Doch beim Koppel-Kondensator? Da ist's Nachrichtentechnik, da sind's Mikroampere.

Anerkennen wir einfach den wie auch immer gearteten Unterschied zwischen Energie- und Nachrichtentechnik, zwischen Forschung und Marketing, zwischen Krethi und Plethi. Die übrigens auf die Kreter zurückgehen, und nicht auf kreativ und was war gleich das andere? Nachdem nun (hoch?-) wissenschaftlich nachgewiesen wurde, dass Koppel-Kondensatoren aber rein gar nichts zum Sound beitragen können, müsste nun als Knalleffekt nur noch die Erklärung kommen, dass sie in der Praxis trotzdem die Höhen verändern – leicht erklärbar übrigens, kommt weiter hinten. Zunächst aber nochmals der Bezug zum Ersatzschaltbild, mit mehr Details. ... necesse est.

Der Koppelkondensator wird im Laboralltag durch nur zwei Größen beschrieben: Kapazität (z.B. 22 nF) und Spannungsfestigkeit (z.B. 400 V). Der dritte Parameter, der Verlustfaktor, hat nur dann eine Bedeutung, wenn der Kondensator mit Induktivitäten zusammengeschaltet wird. Soweit die offizielle Meinung. Folgt man ihr, müssten kapazitätsgleiche Kondensatoren gleich klingen. Die Elektrotechnik lehrt allerdings auch, dass die Funktion eines Kondensators so unendlich kompliziert ist, dass erst rigoroses Vereinfachen eine analytische Beschreibung ermöglicht. Die aus einer idealen Kapazität und einem idealen Widerstand bestehende Ersatzschaltung ist so ziemlich die einfachste Näherung; aufwändigere Modelle berücksichtigen auch spezielle Polarisations-Effekte, und gelangen damit zu umfangreicheren Ersatzschaltbildern (Kap. 9.4). Bei mittleren und hohen Frequenzen sind Koppelkondensatoren jedoch so niederohmig, dass an ihnen nur wenig Wechselspannung abfällt. Von 30 V_{eff} Anoden-Wechselspannung fallen bei 1 kHz gerade mal 0,2 V_{eff} an einem 22nF-Hochpasskondensator ab (22nF/1MΩ), und deshalb sind dessen Abweichungen vom Ideal auch nicht so ganz wichtig. Zu tiefen Frequenzen hin nimmt die Kondensator-Wechselspannung allerdings zu: Halbe Frequenz, doppelte Kondensator-Wechselspannung, bis (beim o.a. Beispiel) bei 7 Hz die Grenzfrequenz erreicht wird. Doch die tiefen Frequenzen tauchen in den Berichten über den Klang eines Koppelkondensators nicht auf, die Höhen sind's, die verschmiert werden, die "matschig", "topfig", klingen, die erst nach 100 Stunden "aufmachen". Dabei kann man durchaus auch mal an die Tiefen denken, an die ganz tiefen:

Betrachten wir doch nochmals die hohe **Gleichspannung**, die am Koppelkondensator abfällt: Je nach Schaltung 150 – 300 V, in Sonderfällen auch noch mehr (Lebensgefahr!). Beträgt der Isolationswiderstand des Koppelkondensators z.B. 1 GΩ, fallen (bei 200 V Anodenspannung) am nachfolgenden 1-MΩ-Widerstand 200 mV ab; das ist für eine ECC 83 schon ziemlich viel (Abb. 10.1.14) und führt bereits zu hörbaren Effekten. Ob allerdings der Klang durch diese Offsetverschiebung besser oder schlechter wird, das kann nicht allgemein gesagt werden. Mit immer derselben Begründung: Es sind zu viele Parameter, die den Klang bestimmen. Ist auch nicht unbedingt erforderlich: Bei neuen, hochwertigen Kondensatoren ist der Isolationswiderstand viel höher als im Beispiel angenommen, bei jahrzehntealten Kondensatoren aber

[♣] diotische Wiedergabe: Auf beiden Ohren dasselbe Signal. (Mono, zweiohrig abgehört).

© M. Zollner 2007

u.U. viel niedriger. In Datenblättern findet man bei Polypropylen-Kondensatoren Isolationswiderstände, die größer als 20000 GΩ sind, MKT-Kondensatoren sind mit 1000 GΩ spezifiziert (jeweils für 22 nF). Diese Werte gelten allerdings für Zimmertemperatur; in einem Röhrenverstärker können auch leicht 70°C erreicht werden, und dabei verringert sich der Isolationswiderstand auf 1/5. Beim MKT-Kondensator kommt man hiermit aber immer noch auf 200 GΩ, und das bedeutet für das o.a. Beispiel eine Offsetverschiebung um 1 mV, ein Wert, dem beim besten Willen keine klangverändernde Bedeutung zugewiesen werden kann. Messungen an unterschiedlichen, zumeist älteren (aber ungebrauchten) 0,1-µF-Kondensatoren ergaben Werte zwischen 5 und 100 GΩ – das ist nun schon deutlich schlechter, und könnte bezüglich hörbarer Auswirkungen als grenzwertig eingestuft werden. Ganz schlecht waren die aus einem alten VOX AC30 (1965) ausgelöteten 0,15-µF-Kondensatoren: Der eine hatte noch 2 GΩ, der andere aber nur mehr 100 MΩ Isolationswiderstand. Die Kapazitätswerte waren zwar noch innerhalb der 20%-Toleranz, aber der Leckstrom verschob den Arbeitspunkt so weit, dass eigentlich von einem Totalausfall gesprochen werden müsste. Ob nun der hiervon produzierte Sound als gut oder schlecht, als kaputt oder vintage beurteilt wird, und die Kondensatoren *deshalb* als Schrott oder Ikonen eingestuft werden, das ist wieder der subjektiven Sphäre zuzuordnen.

Neben den rein elektrischen Parametern könnten – sehr grundsätzlich betrachtet – auch **elektromechanische Parameter** eine Rolle spielen. Der Koppelkondensator wird ja über einen hochohmigen Widerstand aufgeladen. Ändert sich die Kapazität als Funktion der Zeit, wirkt der Kondensator als Wechselspannungsquelle – auch ohne Gitarre. Das ist dasselbe Prinzip wie beim Kondensatormikrofon [3]: Der hochohmige Widerstand (z.B. 1 MΩ) verhindert ein schnelles Umladen, bei (näherungsweise) konstanter Ladung entspricht die relative Ladungsänderung der relativen Spannungsänderung. Konkret: Wenn sich die Kapazität um 1‰ ändert, dann entsteht eine Wechselspannung von $U_{DC}/1000$. Wird der Kondensator z.B. auf 200 V aufgeladen ist, wären das 200 mV. Ob sich die Kapazität tatsächlich um 1‰ ändern kann, ist eine andere Frage. In einem Combo (Verstärker und Lautsprecher im selben Gehäuse) entstehen große Schalldrücke, die 100 Pa erreichen oder sogar überschreiten können. Die dabei auf den Kondensatormantel einwirkende Kraft verändert die Kapazität – in der Regel aber nicht gleich um 1‰. Eine einfach Überlegung hilft, die Größenordnungen abzuschätzen: Wenn man einen festen Gegenstand in Wasser taucht, wirkt auf ihn ein Wasserdruck ein, der um so größer wird, je tiefer man taucht. Dieser Druck quetscht sogar stählerne U-Boote zusammen, wenn sie sich zu tief hinunterwagen, und ein Kondensator ist ja viel fragiler als ein U-Boot. Je höher der Druck, desto mehr werden die Kondensatorelektroden aneinandergequetscht. Welcher Tauchtiefe entsprechen nun die o.a. 100 Pa? Welches Speziallabor müsste man hier wohl beauftragen? 100 Pa sind 100 N pro Quadratmeter, das entspricht dem Druck in 1 cm Wassertiefe! Also kein Speziallabor, das geht in der Badewanne. Obwohl: 200 V und Badewanne, nein, besser nicht. Deshalb, liebe Fachmagazinredakteure, so ihr denn den Rat eines Wissenschaftlers überhaupt annehmt: Nicht nachmachen! Lebensgefährlich! Nur rein modellmäßig: Der in einem Combo erzeugte Schalldruck ist in etwa so groß wie der in 1 cm Tiefe herrschende Wasserdruck. Das dürfte einen Folienkondensator nicht wesentlich deformieren. In einer orientierenden **Messung** wurden einige auf 200 V aufgeladene, fabrikneue 22-nF-Kondensatoren auf ihre Mikrofonie untersucht: Bei Beschallung mit 130 dB Schallpegel blieb die erzeugte Wechselspannung unter 0,03 mV. Nimmt man zum Vergleich 30 V als Anoden-Wechselspannung, wäre diese Mikrofonie-Spannung ein Millionstel davon – sicher vollkommen unbedeutend. Bei der Vielzahl der verbauten Kondensatortypen kann man natürlich nicht generell ausschließen, dass einige mit wesentlich stärkerer Mikrofonie dabei sind, die Wahrscheinlichkeit hierfür muss aber als äußerst gering angesehen werden.

© M. Zollner 2007

Was bleibt noch, was ist dran an Meldungen wie: "*Folienkondensatoren klingen etwas anders als Polypropylen*?" Das eröffnet ähnliche Dimensionen wie die Aussage: "Nachts ist es kälter als draußen." Kondensatoren lassen sich, sehr grundsätzlich, in Folien-, Elektrolyt-, Sinter- und Luftkondensatoren unterteilen, als Dielektrikum kommt beim Folienkondensator u.a. Polystyrol, Polyester oder Polycarbonat zum Einsatz, oder eben **Polypropylen**. Der typische Polypropylen-Kondensator ist ein Folienkondensator, der in der Bauform KP aus zwei aufeinanderliegenden Folien (Metall und Polypropylen) besteht, in der Bauform MKP aus einer metallisierten Polypropylen-Folie. "Wenn Sie zwei Fingernägel auf 1mm Abstand bringen, haben Sie eine Kapazität von 1 pF." Der unvergessene H. H. Meinke. Damit der Zwischenraum besser isoliert und formstabil bleibt, kommt eine dünne Folie hinein, z.B. eine Polypropylenfolie. Dadurch erhöht sich die Kapazität um die relative Permittivität (relative Dielektrizitäts-Konstante), die bei Polypropylen ungefähr ε_r = 2,2 beträgt, bei Polyester hingegen 3,3. Beide Kunststoffe gehören zu den **Dielektrika**, sind also Isolierstoffe. Dass sie isolieren bedeutet aber nicht, dass in ihrem Innern keine Ladungsträger vorliegen würden – diese sind nur nicht so leicht von ihrem Ort zu verschieben. Strom ist ja nichts anderes als bewegte Ladung: $I = \mathrm{d}Q / \mathrm{d}t$; keine Ladungsbewegung, kein Strom. Im Kupferdraht lassen sich die Elektronen sehr leicht (aber überraschend langsam, dafür in ungeheuerer Zahl) bewegen, im Dielektrikum sind fast keine *frei beweglichen* Ladungsträger vorhanden. Trotzdem gibt es Ladungen: Positive Atomkerne, negative Elektronen, positive Kationen, und negative Anionen. Legt man eine elektrische Spannung an die Kondensatorelektroden, wirken Kräfte auf die Ladungsträger und versuchen sie zu verschieben und zu verbiegen; dies wird **Polarisation** genannt. Da unterschiedliche Ladungsträgerarten vorhanden sind, gibt es auch unterschiedliche Polarisationsmechanismen. Sie sind die Ursache der **Kondensator-Verluste**.

Da alle Stoffe aus Atomkernen und -hüllen "aufgebaut sind" (Bohrsches Atommodell), findet in jedem Stoff beim Anlegen einer elektrischen Spannung die **Elektronenpolarisation** statt: Die elektrische Feldstärke verschiebt die Elektronenhülle gegen den Kern. Sehr schnell, und auch noch im THz-Bereich wirksam. In polaren Stoffen (wie z.B. Polyester) drehen sich unter der Einwirkung des externen elektrischen Feldes die permanenten Molekulardipole, dies ist die **Orientierungspolarisation**. In Stoffen, die Ionen enthalten, kommt es unter elektrischer Feldeinwirkung zu einer gegenläufigen Verschiebung von Anionen und Kationen, das ist die **Ionenpolarisation**. Schließlich kann es in sehr inhomogenen Werkstoffen an isolierenden Korngrenzen zur Ansammlung freier Ladungsträger kommen: **Raumladungs-Polarisation**. Alle diese Polarisationseffekte beziehen ihre Antriebsenergie aus dem elektrischen Feld, und da keiner dieser Prozesse reversibel ist, wird ein Teil der elektrischen Energie unumkehrbar in Wärme umgewandelt. Diese Wärmeenergie steht der elektrischen Schaltung nicht mehr zur Verfügung – deshalb dielektrische "**Verluste**". **Abb. 10.9.9** zeigt typische Werte.

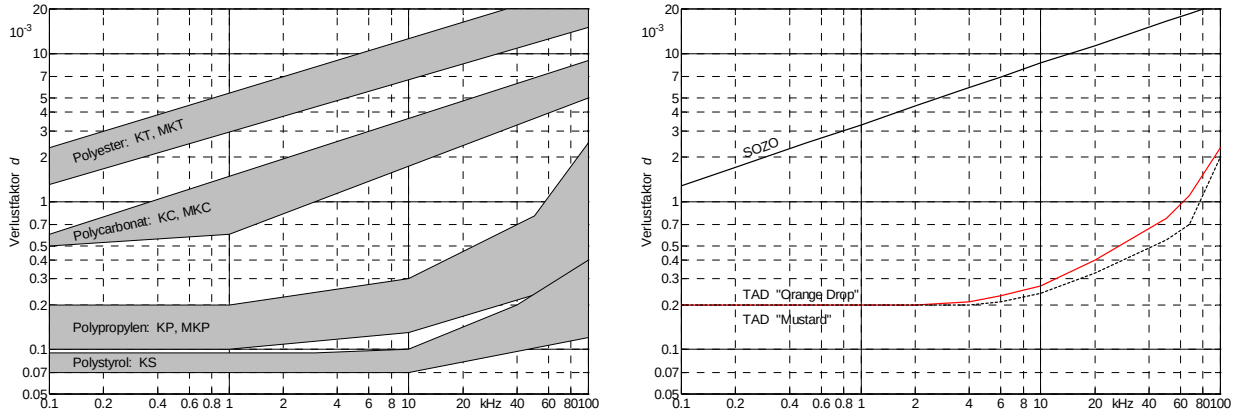
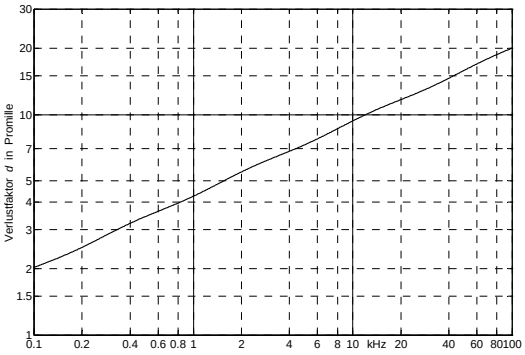


Abb. 10.9.9: Verlustfaktoren typischer Koppelkondensatoren. Datenbuchangaben (links), Messungen (rechts).

© M. Zollner 2007

In Anlehnung an makroskopische Effekte könnte man sagen: Die mikroskopischen Polarisationsbewegungen erzeugen Reibungsverluste, die im Kondensatorersatzschaltbild als Widerstand bzw. Widerstände nachgebildet werden. Schon zu Beginn dieses Kapitels wurde darauf verwiesen, dass dielektrische Werkstoffeigenschaften 'nur' durch ε und ρ beschrieben werden. Allerdings: Diese Materialparameter sind frequenz- und temperaturabhängig (um die wichtigsten Einflussgrößen zu nennen), und im allgemeinen Fall richtungsabhängige Tensoren. Auch bei vereinfachter Betrachtung ergibt der Schluss vom infinitesimal kleinen Würfel zum realen Kondensator-Volumen nicht nur *einen* Widerstand und *einen* Kondensator, nein, man erhält ein kompliziertes Netzwerk von eigentlich unendlich vielen Bauteilen. Das man aber in guter Näherung in eine impedanzäquivalente (bzw. impedanzähnliche) Ersatzschaltung umrechnen kann. Diese **Ersatzschaltung** hat gegenüber dem aus den beiden frequenzabhängigen Bauteilen *R*(*f*) und *C*(*f*) bestehenden Kondensator-Modell den großen Vorteil, dass sie auch zur Beschreibung von Zeitvorgängen verwendet werden kann, was bei frequenzabhängigen Bauteilewerten ja nicht so einfach wäre.



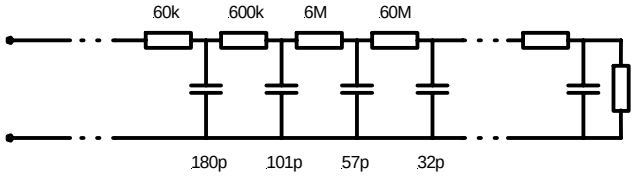


Abb. 10.9.10: Impedanz-Ersatzschaltung für einen 22nF Polyester-Kondensator (Kettenbruch-Entwicklung).

In **Abb. 10.9.10** ist so eine Ersatzschaltung dargestellt. Sie ist nicht die einzig mögliche, da gibt es – je nach gewünschter Genauigkeit – unzählige Varianten. Man erkennt im Diagramm die leicht wellige Approximation, die auf Kosten des Bauteileaufwandes beliebig verbessert werden kann. Die gewählte Kettenbruch-Entwicklung enthält Längswiderstände, deren Wert von links nach rechts jeweils um den Faktor 10 zunimmt, und Querkondensatoren, deren Wert von links nach rechts um jeweils den Faktor 1,78 abnimmt. (Möchte man die Approximationswelligkeit verkleinern, müssen diese beiden Faktoren verkleinert werden). Nach rechts setzt sich die "Leiter" so lange fort, bis man bei Widerstandswerten ankommt, die dem Isolationswiderstand entsprechen (untere Grenzfrequenz), die Fortsetzung nach links bestimmt den hochfrequenten Verlauf des Verlustfaktors. Für den im Bild dargestellten Frequenzbereich muss die Leiter nach rechts gar nicht verlängert werden, wenn man die angegebenen Bauteilewerte verwendet. Nach links verlängert man bis 60 Ω / 1 nF, und setzt noch einen Querkondensator (20 nF) sowie einen Längswiderstand (0,17 Ω) davor. Man kann sich vorstellen, wie für einen Isolationswiderstand von z.B. 1 TΩ die Leiter noch ein Stück nach rechts zu verlängern ist, man sieht aber auch, wie klein (im Vergleich zu 22 nF) die hinzukommenden Kapazitäten werden. Bei einem extrem hochohmig abgeschlossenen Kondensator mag diese Erweiterung erforderlich sein, bei typischen Röhrenschaltungen (1 MΩ) ist eine Ersatzschaltung, deren größter Widerstandswert 60 MΩ beträgt, ein guter Kompromiss.

Einfach ist dieses Ersatzschaltbild auch nicht gerade, aber mit der heute üblichen Rechner-Unterstützung können hiermit leicht "Impulsverschmierungen" (Gruppenlaufzeitverzerrungen) ermittelt werden. Da sich, wie oben ausführlich erläutert, beim Wechsel auf ein anderes Dielektrikum (z.B. Polypropylen) für die typische Röhren-Kopplung aber keine hörbaren Unterschiede ergeben, wird auf eine weitere diesbezügliche Ausführung verzichtet.

© M. Zollner 2007

Nun zu der Frage, ob es nicht doch einen Grund geben könnte, dass in Fachzeitschriften immer wieder von kondensatorbedingten **Klangänderungen** berichtet wird. Natürlich denkt man sofort an die schon erwähnten –20/+30% Kapazitätstoleranzen der Super-Kondensatoren, aber zum einen gibt es ja auch enger spezifizierte Bauteile (die 60 € teueren Glimmer-Kondensatoren haben z.B. *nur* maximal 10% Toleranz ☺), zum anderen wird meistens über Änderungen im Bereich *hoher* Frequenzen berichtet. Unterstellen wir ruhig, dass sich dieses Urteil einmal nicht auf den oberen MHz-Bereich bezieht, sondern auf den oberen Hörfrequenzbereich, was könnte eine technisch begründbare Ursache sein? Die Größe der Kondensatoren! Nicht die Kapazität, die Baugröße. Einen Koppelkondensator kann man in axialer Bauform in der Größe ∅6x14, oder ∅22x35 bekommen (jeweils mm). Size matters? Unter Umständen schon! Da dieser Kondensator für höhere Audiofrequenzen im Vergleich zu seinen angrenzenden Widerständen niederohmig ist, liegt an seiner zylindrischen Außenelektrode die Anoden-Wechselspannung, und zwar unabhängig von seiner Polung. Zwischen dieser mehrere Quadratzentimeter großen Elektrodenfläche und allen leitenden Verstärkerkomponenten entstehen Streukapazitäten (auch weniger zweckmäßig 'Schaltkapazitäten' genannt). Wenn nun, was in vielen Gitarrenverstärkern die Regel ist, der zum Steuergitter dieser Röhre führende Draht ungeschirmt verlegt wurde, ergibt sich zwischen dem Koppelkondensator (Anode) und dem Gitter eine kleine Kapazität. Nicht viel, vielleicht 1 pF oder 2 pF. Zwar ist jeder Verstärker anders aufgebaut, aber mit großer Wahrscheinlichkeit kann gesagt werden, dass sich diese Kapazität *vergrößern* wird, wenn ein größervolumiger Kondensator eingebaut wird. Nur 2 pF, das klingt nach nicht viel. Hierbei ist aber der **Miller-Effekt** zu berücksichtigen, der an einer ECC83 bei zusätzlichen 2 pF Gitter-Anoden-Kapazität die Gitter-Eingangskapazität um 100 pF (oder noch mehr) vergrößert. Die Röhre selbst hat, laut Datenblatt, C_{ga} = 1,6 pF, das ergibt, je nach Spannungsverstärkung, C_E = 80 pF. Und weil der Schaltungsaufbau ja nicht völlig kapazitätsfrei sein kann, nehmen wir als Beispiel C_E = 120 pF an. Dieser Wert würde nun durch den Koppelkondensator auf 220 pF vergrößert werden. Zusammen mit 100 kΩ Quellwiderstand entsteht hierdurch ein

Tiefpass mit 7,2 kHz Grenzfrequenz.

Diese Zahl vergleiche man mit den in der Kondensatorwerbung angeführten Megahertzen, und überlege, wie groß hierbei die Blindwerte sein könnten. Natürlich muss das ja nicht bei jedem Verstärker so sein, da gibt es unzählige Varianten: Fender- und VOX-Verstärker, deren Inneres schon von anderen Autoren zu Recht als "Kabelverhau" bezeichnet wurde, Boutiqueverstärker mit exakt rechtwinkelig-gebogenen Schaltdrähten, Fiberboards, Turretboards, PC- und PTP-Boards, Quellwiderstände von nur 50 kΩ, aber auch von über 250 kΩ, und noch viel mehr Ab- und Besonderheiten. Ja, und nicht zu vergessen: Streukapazitäten. Wenn also der Guru mit erhitztem Kolben unter andächtigem Schweigen seiner Jüngerschaft einen handgewickelten Kondensator einlötet und zum Hörtest ruft, dann könnte sich tatsächlich der Klang geändert haben. Weil die Drähte ein bisschen verbogen wurden, weil der Anodenkondensator 1cm näher an die Gitterleitung gerückt ist, weil der performende Gitarrist jetzt des horrenden Preises wegen sanfter in die Saiten langt, oder weil nun plötzlich der Verlustfaktor bei 100 MHz reduziert wurde. Ja, und auch das muss erwähnt werden: Es gibt noch mehr Möglichkeiten. There are more things in heaven and earth. More knowledge, and more BS. Und das steht hier nicht für Bachelor of Science. Denn Wissenschaft ist in diesem Circulus vitiosus nicht immer erwünscht, insbesondere nicht die Wissenschaft vom elektrischen Strom. Da lehnt der Zeitschriften-Autor seine vermeintlichen Gegner (*'studierte Physiker'*) generell ab, und rät, *'um Wissenschaftler einen großen Bogen zu machen'*. Jene revanchieren sich postwendend und sprechen allen Nichttechnikern (bzw. Nicht-Naturwissenschaftlern ☺) generell die Fähigkeit zum wissenschaftlichen Arbeiten ab.

© M. Zollner 2007

Wissenschaft erfordert Reproduzierbarkeit, Audiophilie lebt von Reproduktion, das ist etwas anderes. Wenn ein Kunstliebhaber ein millionenteueres Gemälde nicht nur als Wertanlage kauft, sondern weil es ihm gefällt, wer forscht hier nach technischer Begründung? Welchen Ästhet interessiert, ob das Gauguinsche Grün um 0,221 nm grüner ist als das Dalische Grün? In der Audiotechnik scheint das anders zu sein, da argumentiert der Stratspieler mit dem besonders hohen (bzw. besonders niedrigen) Gewicht der Erle/Esche, und der Plexibesitzer mit der besonderen Gruppenlaufzeitverzerrung der Yellow Mustards. Da wechselt der 330B-Fan seine Polypropylenkondensatoren gegen Ölpapier-Kondensatoren aus, weil, wie alle Erleuchteten wissen, Polypropylen ein Kunststoff ist, vulgo Plastik, und deshalb erzeugen diese Kondensatoren auch diesen fürchterlichen *Plastiksound* (Werbung). Ob ein öliger Sound denn besser sei, frage man lieber nicht, der 300B-Fan hat nämlich ganz andere Sorgen: Diese esoterischen Ölgötzen gibt's nämlich mit Alufolie, oder mit Kupferfolie. Kupfer leitet besser als Aluminium, und deshalb, sagt die Werbung, muss der Cu-Klang besser sein. Dass ein handgewickelter Alufolienkondensator pro Stück 12 € kostet, wird in diesen Kreisen eher dem Lowcost-Segment zugeordnet, das passt nicht so richtig zum gematchedten[♣] Triodenpaar (um 250 €). Also doch lieber Kupferfolie, weil: Da ist die Leitfähigkeit um 60% besser. Und der Preis um 100% höher, das reicht als Einstiegsset. Zum nächsten Geburtstag belohnt man sich dann aber doch mit dem real Stuff, mit den **Silberfolien**-Kondensatoren, weil: Silber hat halt doch die noch bessere Leitfähigkeit, sagt die Werbung, und wer, wenn nicht die Webpage des Herstellers, will das besser wissen. Also Silber. Und sagen nicht auch die Erinnerungsreste an den verhassten Lateinunterricht, dass Argentarius irgendwas mit Sühneopfer, nein, mit Geldgeschäft zu tun hatte? Passt schon: Großes Geldgeschäft, weil: Man hat ja nicht nur *einen* Koppelkondensator in so einem Radio, pardon, Amplifier, da sind ja zwei, drei. Pro Kanal! Also das kleine Kästchen vor "bestellen" anklicken, und "6" eintragen. Und tapfer bleiben, wenn darunter dann 1011,00 € auftaucht, is ja zum Geburtstag, in den Warenkorb, fertig. Nein, sicherheitshalber gleich für den übernächsten Geburtstag *Wiedervorlage* eintragen, da sollte nämlich spätestens nachgekauft werden, weil: Bei Ag-Caps weist der Hersteller ausdrücklich auf die Mindestlebensdauer hin: 2 Jahre. Ist doch nicht schwierig: Kaufen, einlöten, Einspielzeit abwarten, anhören, nachkaufen, einlöten, Einspielzeit abwarten, usw. Und sollte man jemals zweifeln: Tabellenbuch Elektrotechnik: Tatsächlich, die Leitfähigkeit von Silber ist um 6% besser als die von Kupfer. *Und ist's auch Hörsinn, so hat es doch Methode*, oder wie war das noch bei Shakespeare?

Dass die Kapazitätstoleranz dieser Ölgötzen mit +30% angegeben wird, ja gut, das ist halt so, dafür sind sie handgewickelt. Würden Sie Ihren kleinen Thorben von einer *Maschine* wickeln lassen? Eben! *"Qualität hat seinen Preis (sic)"*. Dass das Gehör die in der Werbung zitierte µs-Auflösung wenn überhaupt, dann interaural, also "zwischen den Kanälen" erbringt, das sollte man nicht so eng sehen. Wie schreibt der Audiophile im Chat-Room: *Diese Toleranz wird sich vor einem Hochtöner doch nicht so gravierend auswirken*? Nein, keine Sorge, Hochtöner sind gemeinhin als sehr tolerant gegenüber Minderheiten bekannt. Und falls doch Unsicherheit besteht: Bestimmt gibt's für 2022,00 € irgendwo eine selektierte Version mit verringerter Toleranz. Nein, bitte nicht an 1%-ige Filterkondensatoren denken! Gaaanz billig, kann nicht klingen! Wenn nur das Besondere gut genug ist: **Selected Ag-Caps**. Alle 2 Jahre, oder alle 10.000 km – whatever comes first.

Was ist eigentlich die Synthese von idiographisch[♠] und diotisch[♠] ? Audiophil??

[♣] Schreibweise umstritten, auch: gematschten, gematchden, gematchten.

[♠] idiographisch = das Besondere beschreibend; diotisch = zweiohrig hören.

© M. Zollner 2007

Kondensator-Dielektrika

Glimmer (Muskovit-Glimmer)
Bis 125°C (max. 155°C). Permittivitätszahl ε_r = 5,5 … 7.
Daneben: Phlogopitglimmer, Mikanit, Mikalex, Mikafolie, Samikanit (mit anderen Daten).
Vorwiegend Elektronen- und Ionenpolarisation. Verluste frequenzunabhängig (≈GHz).
Geringste zeitliche Inkonstanz der Kapazität, geringster Temperaturkoeffizient.

Polystyrol (**KS**, Styroflex)
Thermoplastischer Kunststoff, vorwiegend Elektronenpolarisation.
Seit 1936 bis 60°C, ab 1953 bis 70°C (max. 85°C). Permittivitätszahl ε_r = 2,5.
Sehr hoher Isolationswiderstand, sehr geringe Verluste.

Polypropylen (KP)
Thermoplastischer Kunststoff, vorwiegend Elektronenpolarisation.
Verfügbar nach 1960; bis 85°C. Permittivitätszahl ε_r = 2,3.
Sehr hoher Isolationswiderstand, sehr geringe Verluste.

Polycarbonat (KC)
Thermoplastischer Kunststoff, vorwiegend Elektronen- und Orientierungspolarisation.
Verfügbar seit 1961; bis 100°C, max. 125°C. Permittivitätszahl ε_r = 2,8 … 3.
Sehr hoher Isolationswiderstand, geringe Verluste.

Polyethylenterephtalat (**KT**, Polyester)
Thermoplastischer Kunststoff, vorwiegend Elektronen- und Orientierungspolarisation.
Verfügbar seit 1957; bis 100°C, max. 125°C. Permittivitätszahl ε_r = 3,3.
Hoher Isolationswiderstand, kleine Verluste.

Papier, imprägniert (P, MP)
Sulfatcellulose, vorwiegend Elektronen- und Orientierungspolarisation.
Eigenschaften stark von Dichte, Verunreinigungen und Wassergehalt abhängig.
U.U. nur mäßiger Isolationswiderstand, geringe Verluste. Max. 100°C.

Kondensatoröl (Naphthenöl u.a.).
Vorwiegend Elektronenpolarisation. Aber: Oxidationsprodukte (Säuren) sind polar.
Permittivitätszahl ε_r = 2,2. Kupfer beschleunigt die Oxidation des Öls.
U.U. nur sehr begrenzte Lebensdauer.

Al_2O_3, Ta_2O_5
In Elektrolyt-Kondensatoren; als Koppelkondensatoren nicht verwendet.

Keramiken, z.B. TiO_2
In Keramik-Kondensatoren; als Koppelkondensatoren selten verwendet.

© M. Zollner 2007

10.9.4 Schallereignis vs. Hörereignis

Das Betriebsverhalten eines Gitarrenverstärkers lässt sich einerseits mit Formeln und Messwerten dokumentieren, andererseits mit verbalen Beschreibungen der Sinneswahrnehmungen. *"Stinkt wie Sau"* wäre eine genretypische Wortwahl, oder, um im Bereich auditiver Wahrnehmungen zu bleiben, *"macht einen Wahnsinnsdruck und bringt genau den richtigen Nöck"*. Wenn alle wissen, was ein Nöck ist, hilft diese Beschreibung tatsächlich weiter. Weil Wissenschaftler aber oft nicht wissen, was ein Nöck ist, und weil sie die Dinge gerne mit Intervall- und Relationalskalen quantifizieren, gibt's auch numerische Angaben: *"5238 Hz Grenzfrequenz."* Auf der einen Seite also die Welt der **Physik**, mit ihren objektiven Schallereignisdaten: 100 W, 8 Ω, 5238 Hz, 10 ms. Auf der anderen Seite das **Hörereignis**, mit verbalen, subjektiven Bewertungen: Lauter, viel authentischer, vintagemäßig, kehliger Sound, zu kurzes Sustain, etc. Dazwischen die Größenschätzung: Doppelt so laut wie..., gerade eben wahrnehmbarer Hallanteil, 50% längeres Sustain.

Gitarrenverstärker spielen zumeist nicht für Messinstrumente, sondern für Menschen. Ja gut, auch für Tische, Stühle, Wirtshunde und deren Flöhe, aber vordergründig eben doch für Menschen. Ob ein Messgerät einer Effektbeimischung eine Steigerung von 1% auf 2% attestiert, ist unerheblich, wenn diese in beiden Fällen unhörbar bleibt. Das physikalische Schallereignis führt, so es hörbar ist, zu einem **Hörereignis**, und nur dieses wird vom Zuhörenden bewertet. Diese Wertung ist alles andere als objektiv: Ob ein Verstärkersound als gut oder schlecht beurteilt wird, ist Geschmackssache, ist subjektiven Maßstäben und Umwelteinflüssen unterworfen. Jeder kennt **optische Täuschungen**, und dass es akustische Täuschungen ebenfalls geben könnte, darf nicht verwundern. Niemand wird vermuten, dass ein Auto, das sich auf einer geraden Landstrasse von uns entfernt, wirklich "kleiner" wird, obwohl der Winkel, unter dem wir das Auto sehen, tatsächlich abnimmt. Das Gehirn korrigiert aber das kleiner werdende Netzhautbild und "täuscht" uns. Ob man wirklich von "Täuschung" sprechen sollte? Das Auto ist ja nicht geschrumpft! Wie auch immer, der Begriff "optische Täuschung" hat Eingang in die Alltagssprache gefunden.

Was ist der Grund für derartige Täuschungen? Ist ein Löwe nur ein solcher, wenn wir ihn zur Gänze sehen, oder schon, wenn er – erst zur Hälfte sichtbar – aus einem Gebüsch auftaucht? Klarer Fall von Evolution und/oder Selektion. Dem Überleben war es dienlich, nur bruchstückhaft ankommende Wahrnehmungen zu ergänzen, und verzerrte Sinneseindrücke zu korrigieren. Die immense Datenflut, die unsere Sinnesrezeptoren erreichen, muss augenblicklich um viele Zehnerpotenzen reduziert werden: Der Datenstrom einer Stereo-CD beträgt ca. 1,4 Mbit/s, ins Bewusstsein gelangen davon bestenfalls 50 bit/s. Jedoch werfen die an der Signalverarbeitung beteiligten Synapsen nicht einfach 99,996% der ankommenden Information wahllos weg, da gibt es Regeln. Regeln allerdings, die sich von einer Sekunden auf die nächste ändern können. Mit unserem Zutun, aber auch ohne dieses. Da wir unsere Umwelt nur durch informationsreduzierende Filter wahrnehmen, kommt der Philosoph zu dem Schluss: **Nichts ist, wie es scheint**, und er scheint Recht zu haben. Der Schein wird hierbei der Welt der Wahrnehmungen zugeordnet (Hörereignis), das Sein der Welt der Physik (Schallereignis). Es darf nicht verwundern, wenn ein Gitarrist beim vermeintlichen Austausch eines Koppel-Kondensators Klangänderungen wahrnimmt, obwohl der Verstärker unverändert geblieben ist, und sich nur die Bewertungsmaßstäbe geändert haben. Auch der umgekehrte Fall kommt vor: Der Kondensator wird tatsächlich ausgetauscht, aber niemand hört einen Unterschied. Und natürlich gibt's auch die dritte Variante: Der Austausch ist signifikant hörbar. Gitarrenverstärker gibt es unzählige, wenn nicht mehr – da lässt sich für den Einzelfall keine Ferndiagnose erstellen. Die folgenden Erläuterungen können deshalb nur Grundlagenwissen vermitteln, aber keine Umbaupläne für spezielle Verstärker anbieten.

© M. Zollner 2007

In **Abb. 10.9.11** sind einige optische Objekte dargestellt. Im ersten Bild sehen wir zwei sich schneidende Geraden, im zweiten Bild zwei sich überlappende Kreise. Wirklich? Stossen nicht vielmehr im ersten Bild zwei Winkel an ihren Spitzen aneinander? Könnte man auch annehmen, aber zwei Geraden sind eben naheliegender. **Das Gehirn wählt immer diejenige Interpretation der Wirklichkeit aus, die am wahrscheinlichsten ist**. Und das sind zwei sich schneidende Geraden (zwei übereinanderliegende Äste). Im zweiten Bild nehmen wir deshalb nicht eine abnehmende und eine zunehmende Mondsichel, und dazwischen eine Art rundes Zweieck (eine konvexe Sammellinse) war, sondern eben zwei Kreise. Im dritten Bild erkennen wir zwei übereinanderliegende Dreiecke, die aber auf dem Papier gar nicht existieren. Insbesondere das obenliegende, weiße Dreieck ist zum überwiegenden Teil Schein, nicht Sein. Das rechte Bild vermittelt gar räumliche Tiefe, die jedoch auf dem Papier ebenso wenig existiert. Und obwohl sich das Bild nicht verändert, kann plötzlich unsere Wahrnehmung "umspringen": Mal sehen wir einen auf dem Boden stehenden Würfel, mal einen hängenden, mal von rechts, dann von links. Visuelle Wahrnehmungen korrelieren anscheinend nicht perfekt mit optischen Reizen.

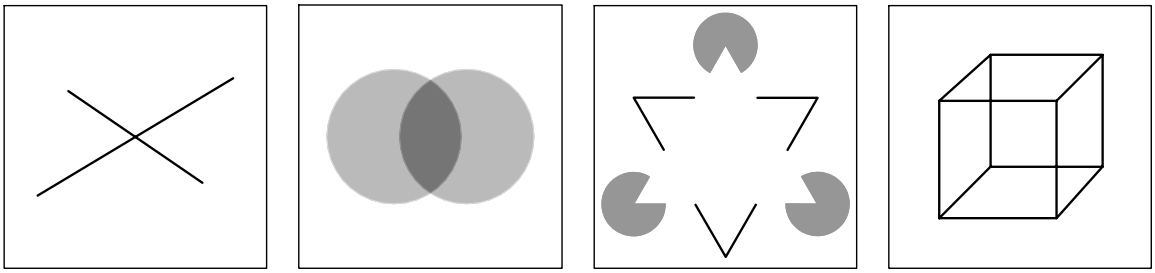


Abb. 10.9.11: Beispiele zur visuellen Wahrnehmung optischer Objekte. Weitere Beispiele bei D. Picon2005.

Wundern wir uns folglich nicht, wenn sich auch auditive Höreindrücke ändern, ohne dass sich das akustische Schallereignis ändert. Um Klarheit zu schaffen, ob zwischen einer Änderung beim Hörereignis und einer Änderung beim Schallereignis ein **Kausal-Zusammenhang** besteht, ist eine spezielle **Versuchsmethodik** unerlässlich. Wie will ein Gitarrist, der einen Kondensator seines Verstärkers austauscht, beim anschließenden Gitarrespielen beurteilen, ob der gehörte Klangunterschied vom geänderten Kondensator, vom (unbewusst) geänderten Gitarrespiel, von der (unbeabsichtigt) geänderten Abhörposition, oder von geänderten Beurteilungsmaßstäben (Autosuggestion) kommt? Die Psychometrie kann hierzu einige Hinweise geben: So sollten z.B. die zu beurteilenden Schalle dargeboten werden, ohne dass der Proband weiß, welchen Schall er gerade beurteilt ("Blind"-Versuch). Die Schalle sollten nur einige Sekunden dauern, der zeitliche Abstand zweier Schalle sollte kurz sein (ca. 0,5 s). Bei einem Paarvergleich (A-B-A-B) sollte nur *ein* Parameter verändert werden. Was demonstriert eine Demo-CD über Austausch-Tonabnehmer, wenn zu jedem Tonabnehmer ein anderes Gitarrenriff erklingt? Das vielleicht sogar von unterschiedlichen Gitarristen eingespielt wurde?? Wenig!

Der erste Durchgang eines Hörversuchs könnte z.B. einfache **Nominalurteile** abfragen: Die beiden gehörten Schalle klingen **gleich oder ungleich**. Um die Aussagesicherheit zu erhöhen, ist es erforderlich, auch identische Schalle auf Klangunterschiede beurteilen zu lassen, aber ohne dass der Proband weiß, wann ein solches Identitätspaar dargeboten wird. Ein Proband, der bei zwei identischen Schallen (vermeintlich A-B-A-B ist in Wirklichkeit A-A-A-A) häufig Unterschiede hört, deckt entweder einen Fehler der Versuchsapparatur auf, oder er ist als Versuchsperson ungeeignet. Sind zwei objektiv verschiedene Schalle subjektiv nicht signifikant unterscheidbar, erübrigt sich die Frage nach dem besser klingenden.

© M. Zollner 2007

Werden A und B im Hörversuch als verschieden klingend beurteilt, kann in einer zweiten Stufe nach komparativen Rangmerkmalen (**Ordinalmerkmalen**) gefragt werden: *"B gefällt mir besser als A."* Oder auch: *"B klingt verzerrter als A."* Und durchaus auch: *"B hat mehr Nöck als A."* Im letzten Schritt[♣] geht's dann um quantitative **Kardinalmerkmale**: *"Für B würde ich 100 € mehr ausgeben."*

Ist der subjektive Klangunterschied zwischen A und B zu beurteilen, sollte der objektive Unterschied zwischen A und B genau bekannt sein – eigentlich eine Selbstverständlichkeit. Für den Hörversuch zum Kondensatorklang (10.9.3) bedeutet dies, dass der Verstärker immer mit demselben Signal angesteuert wird. Also nicht von einem Gitarrist (mit Gitarre), der mal dieses und mal jenes spielt. Stattdessen nimmt man die Gitarre *einmal* geeignet auf, und speist dieses Signal in identischer Weise für die Hörversuche in den Verstärker ein. Hierfür ist durchaus Fachwissen erforderlich, damit der Klang nicht schon durch den Versuchsaufbau zerstört wird. Als Ergebnis könnte stehen: *"Von 20 Probanden hören nur 3 einen Unterschied zwischen A und B."* Oder etwa: *"15 von 20 Probanden bewerten A als besserklingend, würden hierfür aber im Mittel nur 10 € Mehrausgabe akzeptieren."* Auch bei derartigen Tests bleiben natürlich Fragen offen: Wer nicht selbst teilgenommen hat, weiß ja nicht, ob er a) zu den 15 oder b) zu den restlichen 5 gehören würde, und falls a), dann könnte das pekuniäre Äquivalent ja auch durchaus bei 500 € liegen. Generell: Wenn ich die Meinung eines anderen erfrage, bekomme ich die Meinung eines anderen – das ist sehr trivial. Will ich mich nur auf meine eigene Meinung verlassen, muss ich alles selbst ausprobieren. (Warum nicht). Frage ich andere, könnte mich u.U. interessieren, wie verlässlich deren Meinung ist. Und dann gilt: Zur vorurteilsfreien subjektiven Beurteilung objektiver Maßnahmen sind Blindversuche ein leistungsfähiges Werkzeug.

Doch was ist mit den Fällen, bei denen sich der Klang ohne erkennbare objektive Ursache ändert? Den Fällen, in denen der Amp seit der Reparatur seinen einzigartigen Klang verloren hat? Obwohl er – peinlich, peinlich – aus Versehen ungeöffnet zurückgeschickt worden war? Mit der Gitarre, die, seit sie ungefragt vom Kumpel für ein Bühnen-Quickie entführt wurde, nicht mehr richtig klingen will? Oder dem Kondensatortausch, der zum Klangwunder geführt hat, obwohl alle Welt (bzw. 'studierte Physiker') nicht müde werden, eben dies als unmöglich hinzustellen? Es kann physikalische Ursachen geben (Transport, Verschieben eines nicht ganz fest sitzenden Gitarrenhalses, Streukapazitäten), es kann aber auch an leicht beeinflussbaren Bewertungsmaßstäben liegen. Die meisten Menschen halten sich in vielen Bereichen dem Durchschnitt überlegen, und möchten, dass sich ihr Equipment von der breiten Masse absetzt: Alufelgen, bzw. Kupferkondensatoren. Kaum ist ein Vorurteil gefasst, wird es gehätschelt, werden bestätigende Hinweise mit der Lupe gesucht, und Gegenargumente ignoriert. Alle Bestätigungen sind tendenziell glaubwürdig, alle Anfechtungen fragwürdig. Selbsttäuschung macht vor keinem Halt: 94% aller Professoren erachten ihre eigene Forschung für überdurchschnittlich! *Die tiefere Ursache für unseren parteiischen Umgang mit Informationen besteht in einem Konflikt zwischen der Suche nach Wahrheit und der Suche nach Harmonie und Einverständnis mit sich selbst. Das Eingeständnis, dass man sich geirrt hat, kann nun einmal das Selbstwertgefühl und das Renommee ankratzen* [R. Degen, Lexikon der Psycho-Irrtümer]. Und deshalb kann auch eine vermeintliche Änderung zu einer veränderten Wahrnehmung führen. Wenn bei Kondensatoren nach 100 Stunden plötzlich die Höhen aufmachen, muss nicht zwangsläufig eine objektive Ursache zugrunde liegen – der Glaube reicht auch schon. Es ist wohl ein großes Paradoxon, dass durch Training das Gehör gleichzeitig präziser, aber auch beeinflussbarer wird.

[♣] Mit entsprechender Auswertestatistik lassen sich diese Ergebnisse auch in einem einzigen Durchlauf erzielen.

© M. Zollner 2007

Dass sich das Gehör trainieren lässt, wird keiner bezweifeln. Durch langjähriges **Üben** verfeinern sich die auditiven Leistungen, können kleinere Unterschiede wahrgenommen werden, sind mehr Vergleichsmuster abrufbar, vergrößern sich sensorische Cortex-Areale. Aus dem Bewusstsein heraus, besser zu hören als der Durchschnitt, kann leicht die Meinung erwachsen, "das ganze Gehör" sei nun perfektioniert, und damit zum unbeeinflussbaren Eichnormal geworden. Dabei wird übersehen, dass viele Gehörleistungen durch Training nicht bzw. kaum veränderbar sind; sie funktionieren wie beim Untrainierten, und damit relativ gesehen schlechter als vor Beginn des Trainings.

Ein Beispiel aus der Bildverarbeitung: Bei dem Würfel aus Abb. 10.9.11 können wir entscheiden, ob wir ihn ganzheitlich (als Würfel), oder als einzelne Linien sehen wollen. Das kann jeder Normalsehende, dazu bedarf es keines speziellen Trainings. Bei akustischen Objekten gelten hingegen andere Regeln: Bei einem aus Teiltönen (Harmonischen) aufgebauten komplexen Klang fällt es viel schwerer, einzelne Teiltöne herauszuhören; oft ist es sogar ganz unmöglich. Mit einem einfachen Trick kann es aber gelingen: Hierzu wird ein spezieller (nicht maskierter) Teilton kurzzeitig abgeschaltet (weggefiltert), und dann wieder eingeschaltet. Im Moment des Abschaltens hören wir erwartungsgemäß eine Klangänderung (dünner, hohler), beim Wiedereinschalten folgt die Überraschung: Zu dem dünnen bzw. hohlen Restklang kommt ein einzeln hörbarer Sinuston hinzu, der erst innerhalb einiger Sekunden mit dem Restklang wieder zum ursprünglich vorhandenen Ausgangsklang "verschmilzt". Neues, insbesondere wenn abrupt auftauchend, ist wichtig, deshalb schaltet das Gehirn auf "Einzelobjekt hörbar machen." Nach wenigen Sekunden wird das neu hinzukommende Objekt aber als perfekt zu den anderen passend eingeordnet (prodigal son), und die Vorrangschaltung automatisch aufgehoben – der Teilton wird wieder unhörbar. Etüdenüben hilft da wenig, das ist so. Der Höreindruck ändert sich, obwohl das Schallsignal stationär bleibt! Neben diesen autonomen (endogenen) Signalverarbeitungs-Algorithmen wirken auch von außen kommende (exogene) Signale auf den Wahrnehmungsprozess ein: So wird das Richtungshören auch vom visuellen Eindruck mit bestimmt, ebenso die Halligkeit, ja sogar die Sprachverständlichkeit. Nichts ist, wie es scheint, und alles erscheint unterschiedlich.

Wie schwierig Hörtests sein können, soll ein Beispiel zeigen: In einem großen Tonabnehmer-Vergleichstest finden sich auf 10 Seiten verbale Werturteile: *"Im Vergleich geradezu mulmig, Anschläge wesentlich softer und brüchiger. Überraschend glasig, obertonreich. Ein völlig anderes Mittenspektrum. Längst nicht so reichhaltig koloriert. Äußerst transparent und durchsichtig. Sie tönen schön soft und komprimiert. Ein sehr cremiger und sahniger Ton, der jedoch ein wenig matt und glanzlos erscheint. Obwohl stark mit Wachs ummantelt, klingen die Pickups offen und luftig wie ungewachste." (G&B 2/05).* Dieser kleine Ausschnitt zeigt, dass zwischen den beurteilten Tonabnehmern deutlich hörbare Unterschiede bestehen müssen. Gut zwei Jahre später erscheint in derselben Zeitschrift ein Rückblick auf eben diesen Test, der zum Ergebnis kommt: *"Eigentlich klangen alle Modelle fast gleich (G&B 5/07)."* Der Unterschied zwischen *"völlig anders"* und *"fast gleich"* liegt, der Reprise zufolge, in der unterschiedlichen Aufnahmesituation. Die aber bei *"fast gleich"* nicht etwa eine Garage als Umfeld hatte, sondern auch schon ein Tonstudio: *"Mit gutem und professionellem Ergebnis."* Damit kann nun jeder Leser sein persönliches Vorurteil hätscheln: Der eine kauft für 400 € zwei PAF-Nachbauten und genießt die Exklusivität, der andere bleibt (wg. *"fast gleich"*) bei seinem Equipment, und perfektioniert lieber sein Fingervibrato – chacun à son goût. Oder er kommentiert die veröffentlichten Schallbeispiele mit den netten Worten: *"Ja, seid ihr denn bekloppt? Da ist doch immer der gleiche Pickup zu hören!" (GB 4/08).* Es ehrt den Autor, dass er diesen Kommentar seiner Leserschaft nicht vorenthielt.

© M. Zollner 2007

10.10 Vergleichende Analysen

Die bisherigen Kapitel hatten größtenteils die Analyse spezieller Teilschaltungen zum Thema, nun kommen komplette Gitarrenverstärker. Vorab soll nochmals auf die große Variabilität alter Verstärker hingewiesen werden: Passive Verstärkerbauteile konnten 20%, manchmal sogar 30% Toleranz aufweisen, typgleiche Röhren streuen in ihren Übertragungsparametern, Schaltungen wurden herstellerseits undokumentiert modifiziert, sodass z.B. "der" Tweed-Deluxe in großer Streubreite existiert – selbst als 5E3.

10.10.1 Denn sie wussten, was sie taten?

In einem alten Princeton stecken 3 Röhren, 2 Trafos, 11 Widerstände, 10 Kondensatoren, 2 Potentiometer, alles in allem also: geniales Wunderwerk eines genialen Schaltungstechnikers, dessen geniale Ideen sich bis heute jeglicher Analyse verweigern. Ähnlich ist's angeblich mit alten Vöxen, seltenen Parks, originalen JTMs, oder wie sonst diese Preziosen heißen mögen. Nun war es in Kriegs- oder Nachkriegszeiten sicher nicht ganz trivial, einen Leistungsverstärker zu entwickeln und in Serie zu produzieren, übermenschlicher Genialität bedurfte es aber auch nicht. Vollständige Basis der zugrunde liegenden Mathematik war wohl in vielen Fällen $U = RI$ und $P = UI$, ergänzt um das Wissen, dass Kondensatoren um so besser leiten, je höher die Frequenz ist. Nicht wahr, liebe Fachmagazin-Redakteure, das ist es doch, was einen Schaltungsexperten auszeichnet? In Kriegszeiten war's ja verständlich: Da ging man mehr oder weniger begeistert zur Royal Air Force, ärgerte sich über den ständig kaputten Funk, hatte nach glücklichem Austausch eines geplatzten Capacitors unerwarteten Erfolg, war fortan Technician, wenn nicht gar Engineer, und hatte den Grundstein zur späteren Entwickler-Karriere gelegt. Nicht, dass die Theorie unbekannt gewesen wäre: Im 1934 erstmals aufgelegten Langford-Smith findet man auf hunderten Seiten Grundlagen zur Schaltungstechnik, die auch heute noch hochschultauglich sind. Indes, die Zeiten waren schwierig, nicht jeder, der studieren wollte, konnte das auch. Damals. Dass anno 2007 der G&B-Schaltungs-"Experte" zu einem Deluxe-Reverb-Reissue erklärt, *"dass durch solchen Plastikkram mehr als 400 V Betriebsspannung fließen"*, tja, das ist dann wohl auch wieder irgendwie kongenial.

Es ist heute unmöglich, bei alten Schaltungen eindeutig zu sagen, was zufällig entstand, und was Ergebnis zielgerichteter Entwicklung war. Vermutlich wussten die Entwickler damals selbst nicht so genau, was sie da zusammengelötet hatten. Zum einen war wohl die technische Ausbildung in vielen Fällen dürftig, zum anderen galt das auch für das Equipment. PCs gab's 1950 noch nicht, "Elektronenrechner" auch nicht, Transistoren nur als Labor-Prototyp, sodass die Laborgeräte ausschließlich röhrenbetrieben waren. Das ging ganz gut bei Tongenerator und Oszilloskop, aber schon bei der Klirrfaktormessung wurde es schwierig. Ganz unmöglich war's zwar nicht, *hp* (ab 1939) und B&K (ab 1942) bauten bereits Audio-Messgeräte, aber teuer war's. Wollte man mit **Brüel&Kjaer** einen kleinen Audio-Messplatz einreichten, zahlte man z.B. noch 1987 für Pegelschreiber 25.206.-, Sinusgenerator 15.867.-, FFT-Analyzer 46.299.-, Klirranalysator 60.758.-, Terz-Analyzer 65.448.-, alles in allem also DM 213.578.-, wenn man sich mit einkanaliger FFT zufrieden gab. Zweikanalig war um 41.986.- teurer, und wenn man – welch Luxus – einen Drucker wollte ... nein, den wollte man nicht wirklich, denn der hätte zusätzliche 28.282.- gekostet. Typ 2313, Graphik-Drucker (Color? black! only!!), DM 28.282.- ... allein dafür hätte man 3 vollbetankte VW-Käfer bekommen. Als die vielgerühmten Verstärker-Ahnen entstanden, waren ihre Schöpfer 'Radio-Amateure', gerade eben dem Teenager-Alter entwachsen. Und folglich vollumfänglich mit hellgrünen Präzisionsmessgeräten ausgerüstet? Nein, sicher nicht – die hatten bestenfalls Tongenerator, Oszilloskop und ein oder zwei "MaVoMeter". Und einen Lötkolben.

© M. Zollner 2011

Man konnte ja auch mit wenig Ausrüstung Verstärker zusammenlöten, die Schaltungen waren bekannt. **Jim Elyea** schreibt in seinem VOX-Buch, es sei üblich gewesen, bei der Konkurrenz zu klauen, was das Zeug hielt. Na gut, direkt 'klauen' schreibt er nicht: *"JMI, like everyone else, borrowed literally wherever appropriate... It was not uncommon for the engineers at JMI to bring in the equipment of other manufacturers, take them apart for ideas, put them back together, and sell them in the shop"*. Man 'borgte' sich Ideen, auch noch 1984: Da ließ ein GF kurz vor der Frankfurter Messe seine Entwickler auf ein japanisches Konkurrenzgerät die eigene Frontblende schrauben, und präsentierte es stolz als neu entwickeltes Hallgerät. Sicherheitshalber nahm er's aber jeden Abend mit auf sein Hotelzimmer – wäre doch zu blöd gewesen, wenn's ein anderer geklaut hätte. '**Knowhow-Transfer**' war und ist üblich, nicht nur in Fernost. Marshalls JTM ist ein nachgebauter Fender Bassman, das Gitarren-Vibrato war vorher schon ein Orgel-Vibrato, das VOX-Klangfilter kommt vom Gibson GA-70 (der wiederum von Fenders Pro-5E5-A inspiriert war), Marshalls 18-Watter war vorher schon als Watkins Dominator am Markt erfolgreich, Gibson *'disassembled every Fender-Amp'* [Elyea /Smith]. Natürlich waren das keine 100%-igen Kopien, irgendwas wurde schon verändert – und wenn's nur das Aussehen war. In der Regel aber auch ein paar Schaltungsdetails, irgendwo musste sich ja die eigene Genialität Bahn brechen (**Abb. 10.10.1**).

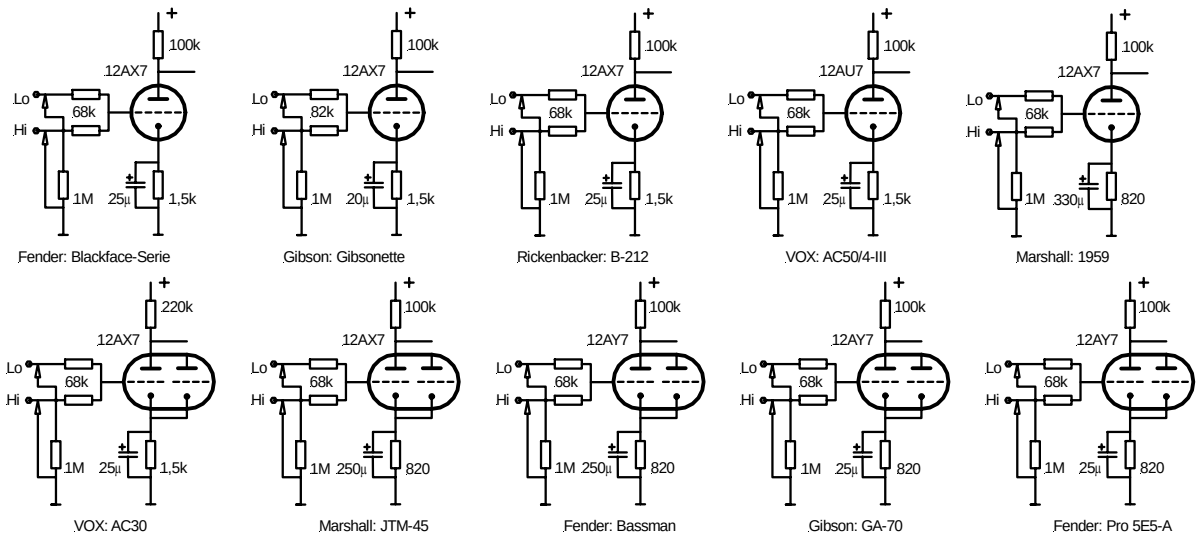


Abb. 10.10.1: Eingangsschaltungen verschiedener Gitarrenverstärker

In Elyeas VOX-Buch findet sich mehrmals der Hinweis, Dick Denneys Prototypen seien "Vogelnester" gewesen, kunstvoll zusammengelötete Bauteilehaufen. *'Dick's working was a more organic approach, involving endless fiddling with individual parts until he got the sound he was after. He didn't care what the value of a part was; all that mattered was if it sounded right.'* Dass Denney einen schweren Hörschaden hatte, störte dabei nicht wirklich. Nein, nicht, weil er dadurch mit seine Kundschaft auf Ohrenhöhe war, sondern weil er trotz Hörschaden wusste, was der Markt wollte. Was seine Schaltungen so trieben, wusste er nicht immer. Dass sein von Wurlitzer inspirierter **Phasenmodulator** auch Amplitudenmodulation konnte, entdeckte er erst, als sein Schraubenzieher in die Schaltung fiel und zwei Leitungen verband [Elyea]. Überhaupt der Vib/Trem-Kanal: Da folgt auf einen 500-Hz-Hochpass ein weiterer Hochpass, der beim Normal-Modell 8 Hz Grenzfrequenz hat, beim Bass-Modell 0.8 Hz. Das ist so, und wird nun von Generation zu Generation so weitergereicht. Oder der **JTM-45**, Jim Marshalls heiligste Kuh. Inzwischen auch als Reissue am Markt, aber u.a. mit geändertem Kathoden-Elko. Empfehlung: *'Der 330-µF-Elko sollte gegen einen 250 oder 220 µF getauscht werden. Das minimiert den Bass etwas [G&B 8/06].'* Die passendere Begründung

© M. Zollner 2011

wäre gewesen: weil das in der Originalschaltung auch so war. Einfache Abschätzung: Mit Kathoden-Innenwiderstand (1/*S*) und Kathodenwiderstand (820 Ω) ergibt sich die Polfrequenz zu 2 Hz (330 µF), bzw. zu 2,7 Hz (250 µF). Bei genauerer Rechnung müsste man noch den Anodenwiderstand berücksichtigen, aber: muss man das wirklich? Wie relevant sind 2 Hz bei einem Gitarrenverstärker? Man wäre ja durchaus geneigt, auch noch über Ausgleichsvorgänge nachzudenken, würde der G&B-Autor nicht an anderer Stelle schreiben, Schaltdraht klänge anders als Litze, und Silberdraht klänge *'grausam'*. Ja, ja, die HiFi-Welt ... und blau isolierter Draht klingt luftiger, und braun isolierter irgendwie ... beschissen. Ganz am Rande: Bei einem Elektrolyt-Kondensator war der genaue Kapazitätswert noch nie so ganz wichtig, da findet man als Toleranz schon mal +50/-20% aufgedruckt.

Wie entstand der **250-µF-Kathodenelko**? Schwierig, echt, da kann man nur spekulieren. Leo Fenders erster Bassman (5A6) hatte Pentoden im Eingang, mit normalen 10-µF-Elkos. Die zweite Variante (5B6) bekam eine Doppeltriode (6SC7) mit gemeinsamer Kathode, und den berüchtigten 250-µF-Oschi[♣], der fast so groß war wie ein Netzteil-Siebelko. Warum?

1. Während im aktiven Kanal das Signal vom Gitter zur Anode invertiert wird, gelangt es auch über die zweite Röhre auf den Summationspunkt (Anode) – und weil es sich hierbei um eine Gitter-Basis-Schaltung handelt, nicht-invertiert. Somit addieren sich zwei zueinander gegenphasige Signale, es kommt zu Abschwächungen. Aber nur bei ganz tiefen Frequenzen, denn dieser Kathodenumweg stellt einen Tiefpass dar. Mit 10 µF hätten bei 5 Hz gerade einmal 3 dB gefehlt – für einen E-Bass immer noch voll ausreichend, und eigentlich kein Grund, gleich den 25-fachen Kapazitätswert zu nehmen.
2. Der dicke Elko sollte Brumm minimieren, der von der Röhren-Heizung in die Schaltung einstreut. Gut möglich, aber: Beim Princeton, der anfangs ebenfalls mit der 6SC7 arbeitet, reichten 25 µF im Kathodenkreis.
3. Ein Bassverstärker muss tiefe Frequenzen übertragen können, OK. Aber gleich 250 µF? Sowohl Ausgangsübertrager als auch Lautsprecher sind ja weit davon entfernt, derartigen Infraschall auch nur ansatzweise richtig wiedergeben zu können.
4. Da konnte jemand Leos Handschrift nicht lesen, und hat versehentlich statt 25 µF eben 250 µF bestellt/geliefert, und zwar gleich 1000 Stück. Nein, auch nicht.

Es bleibt rätselhaft, auch aus anderen Gründen: Warum behält Leo Fender die 250 µF bei, als er beim Bassman zur 12AY7 wechselt? Das war nun eine moderne Doppeltriode, mit zwei völlig getrennten Systemen, und trotzdem bekommt sie im Bassman den dicken 250-µF-Elko. Und zwar gute 5 Jahre lang – erst beim 6G6-Bassman reicht dann plötzlich wieder der 'kleine' 25-µF-Elko. Wie beim Deluxe, dort aber gleich von Anfang an (5D3). Oder beim Pro (5D5), oder beim Super (5D4), alle von Anfang an mit 25 µF. Nur im Bassman sitzen 250 µF. Weil's ein Bassverstärker ist, akzeptiert. Jetzt kopiert aber Marshall's Ken Bran eben diesen Bassman und macht daraus einen Gitarrenverstärker ... natürlich ebenfalls mit 250-µF-Kathodenelko. Und alle Bluesbreaker-Epigonen halten eisern daran fest, denn auch heute wissen sie nicht immer, was sie da tun. Man könnte – weil die Grenzfrequenz gar so tief liegt – nach anderen Kriterien suchen, nach Ausgleichs-Zeitkonstanten etwa, die bei Übersteuerung eine Rolle spielen, doch auch da wird man nicht fündig. Denn einmal verwendet Marshall den 820-Ω-Widerstand für zwei parallel-liegende Kathoden, einmal aber auch für die Einzel-Kathode, da hätte man doch 1600 Ω ... nein, hat man nicht. Fender wechselt ja auch von der 12AY7 zur 12AX7, ohne den Kathodenwiderstand anzupassen – dabei sind das ziemlich unterschiedliche Röhren. Egal, hauptsächlich die Kiste brennt nicht ab. Das RCA-Receiving-Tube-Manual empfiehlt für die 12AX7 (bei 300V/100kΩ) als Kathodenwiderstand 1.5 kΩ, das war wohl die Startposition – ab dann wurde wohl einfach irgendwie nachgebaut.

[♣] Oschi, der: "Etwas, das durch seine Größe beeindruckt"; [Thorben, Oschi-Experte].

© M. Zollner 2011

Zur Designphilosophie früher Gitarrenverstärker findet man im VOX-Buch eine interessante Aussage: *1935 for the first time an effort was made to do more than amplify the signal of an electric guitar. Rather, the idea was to alter the tone, both making the electric guitar a different instrument, not just a louder guitar, and also making the amplifier itself an important part of the sound [Elyea]*. Manche Hersteller gelangten aber auch erst wesentlich später zu dieser Erkenntnis: *In late 1957, it was a natural to apply the Hi-Fi designation to the new amplifier (VOX AC2/30).* Ähnlich Dave Funk über den frühen Bassman: *Everything was very technical, hi-fi, and by the book.* Die ersten Gitarrenverstärker hatten entweder gar keine Möglichkeit zur Klangbeeinflussung, oder eine primitive Tonblende zur Höhenabschwächung (Kap. 10.3). Auch Dick Denneys **VOX AC15** folgte diesem Design-Ziel, er sollte möglichst "**HiFi-mäßig**" übertragen. Der Normal-Kanal hatte zunächst nur ein Potentiometer zum Höhenabsenken; die untere Grenzfrequenz ergab sich aus den Koppelkondensatoren zu < 20 Hz, die obere Grenzfrequenz wg. unvermeidlicher Störkapazitäten zu ungefähr 17 kHz – das hätte man auch in eine Musikbox einbauen können. Lediglich die Endstufe widerstand dem Trend zur Gegenkopplung – ohne ging's offenbar besser. Wie schon vorher bei Fender, bei Gibson, und vielen anderen, die gegenkopplungsfreie Endstufe war nämlich keine VOX-Erfindung. Dass hingegen im Vib/Trem-Kanal auf einen 500-Hz-Hochpass noch ein 0.8-Hz-Hochpass folgt, das ist, nun ja, "voxtypisch".

In **Abb. 10.10.2** sind die Frequenzgänge zweier Bassman (bzw. 'Bassmen') dargestellt, jeweils vom Eingang bis zur zweiten Stufe. Im Vergleich zur Grundfrequenz der tiefsten Saite eines E-Basses (E_1 = 41.2 Hz) scheint der 5B6 reichlich überdimensioniert. Beim späteren 5F6-A hängt die untere Grenzfrequenz sogar noch vom Vol-Poti des zweiten Kanals ab, was ihre Bedeutung damit noch deutlicher in den Hintergrund drängt.

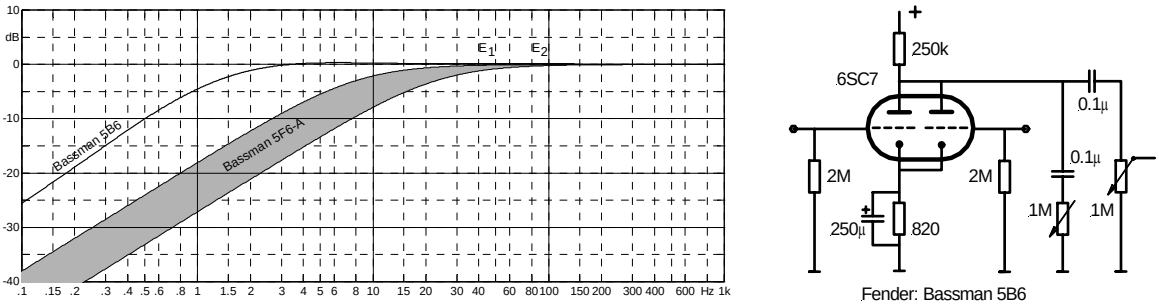


Abb. 10.10.2: Betragsfrequenzgänge zweier Fender-Bassman. Saitengrundfrequenz: Bass (E1), Gitarre (E2).

Man sollte folglich nicht nach Ursachen suchen, die nie vorhanden waren. Vieles ergab sich durch heute nicht mehr zweifelsfrei erkennbare Umstände, oder rein zufällig – diesbezüglich entspricht die Verstärkertechnik durchaus der klassischen Literatur. Warum windet es beim **Erlkönig**? Darüber kann man seitenweise "Besinnungsaufsätze" schreiben, dabei ist's so einfach: Weil sich Wind auf Kind reimt. Hätte man damals seinen Nachwuchs nicht *Kind*, sondern z.B. *"Quank"* genannt, das unzählige Deutschstunden füllende Epos hätte gelautet: *Wer reitet so spät durch Nacht und Gestank? Es ist der Vater mit seinem Quank. Er hält des Knaben holdes Gesicht, er hält die Nase, er hält sie dicht.* Nein, wäre kein Hit geworden ...

© M. Zollner 2011

10.10.2 Stufentopologie, Pegel-Plan

In einem Gitarrenverstärker folgen mehrere Verstärkerstufen aufeinander, in typspezifischer Reihenfolge. Der Frequenzgang "über-alles" ergibt sich als kommutatives Produkt der Einzel-Übertragungsfunktionen, und somit wäre deren Reihenfolge egal. Jedoch nur bei linearem Betrieb, und der ist beim Gitarrenverstärker nicht der alleinige Betriebszustand. Es macht einen Unterschied, ob die Vor- oder die Endstufenröhre übersteuert wird, und es spielt auch eine Rolle, in welchem Frequenzbereich diese Röhren übersteuert werden. Beim Vergleich verschiedener Verstärker ist folglich auf die Stufenfolge zu achten.

In Kap. 10.2 wurde schon auf allgemeine Unterschiede hingewiesen, jetzt geht's um spezielle Verstärker. Hierbei ist allerdings die Parametervielfalt so riesig, dass rigoros vereinfacht werden muss. Da beim typischen Gitarrenverstärker 3 bis 4 Röhrenstufen aufeinander folgen, kann eine Vielzahl kombinierter Nichtlinearitäten entstehen. Erschwerend kommt hinzu, dass in und zwischen diesen Stufen Filterungen auftreten, die nicht auf den ersten Blick erfasst werden können. So wirkt z.B. ein einfaches Lautstärke-Potentiometer (Vol-Poti) auch als Höhenfilter, dessen Frequenzgang von der Schleiferstellung, aber auch von der Eingangskapazität der folgenden Röhre abhängt. Und falls an dieser Stelle auch die Summation zweier Kanäle stattfindet, beeinflusst u.U. das Vol-Poti des einen Kanals auch den Frequenzgang des anderen Kanals. Um die Anzahl der Darstellungen in Grenzen halten zu können, wurden alle Verstärker in **Standardeinstellung** vermessen. Der Vol-Knopf wurde hierzu in eine Stellung gedreht, in der bei **90 mV** Eingangsspannung (500 Hz) gerade die Endstufe zu begrenzen beginnt. Warum 500 Hz? Weil's irgendeine Frequenz werden muss – auch 673 Hz wäre möglich gewesen, oder 1000 Hz, oder eben 500 Hz. Warum 90 mV? Das ist eine Effektivspannung, die ein handelsüblicher Singlecoil-Tonabnehmer gut erreicht. Telecaster, Hals-Tonabnehmer, normaler Anschlag, 90 mV. Oder etwas mehr, oder etwas weniger, auch hier gilt: Irgendein Wert musste es werden, Willkür ist da unvermeidlich. Wie auch beim Begriff *'Vollaussteuerung'*. Beim OP ist die Clipping-Grenze klar definierbar, bei der Röhre mit ihrem steten Verzerrungsanstieg nicht. Weil bei einem Gitarrenverstärker HiFi-Standards deplaziert sind, wurden **25 dB Klirrdämpfung** als Grenze definiert.

Die **Tone-Potis** ("Klangsteller") wurden so eingestellt, dass eine genretypische Höhenanhebung entstand. Den generellen Frequenzgang gaben die Verstärker vor, die wenig Einstellmöglichkeiten boten (Tweed Deluxe, AC15), die anderen Verstärker mussten sich – so gut das ging – danach richten. Die Frage *'warum soll ich einen VOX so einstellen, dass er wie ein Fender klingt?'* ist berechtigt, verleitet aber dazu, den zweiten Schritt vor dem ersten zu tun. Es ist dem Verständnis sehr dienlich, wenn man bei einem Vergleich nicht gleichzeitig unterschiedliche Verzerrungen und unterschiedliche Frequenzgänge bewerten muss, sondern sich (bei ähnlichem linearen Verhalten) auf die Nichtlinearitäten konzentrieren kann. Wie eingangs erwähnt: Es gibt unendliche viele Möglichkeiten – andere Prioritäten sind durchaus auch sinnvoll, sprengen aber den hier gesetzten Rahmen.

In **Abb. 10.10.3** sind die Blockschaltbilder einiger Verstärker dargestellt, die Unterschiede in der Stufenfolge fallen sofort ins Auge. Das Klangfilter (Oval mit Pfeilen) sitzt mal nach der ersten, mal nach der zweiten Röhre, in einigen Fällen erfolgt seine Ansteuerung durch einen Kathodenfolger (zwei überlappende Kreise). Bei mehreren Verstärkern ist das Vol-Poti durch einen Kondensator überbrückt, der in einigen Fällen schaltbar ist (Bright-Switch). Koppelkondensatoren wurden nur eingezeichnet, wenn sie eine sehr hohe Grenzfrequenz bewirken (VOX). Die Addition des zweiten Kanals wird durch einen Widerstand angezeigt, der "im Nichts" endet, die letzte Stufe des Blockschaltbildes ist der Phaseninverter (PI). Die in dB angegebene Verstärkung ergibt sich bei Standardeinstellung (f = 500Hz).

© M. Zollner 2011

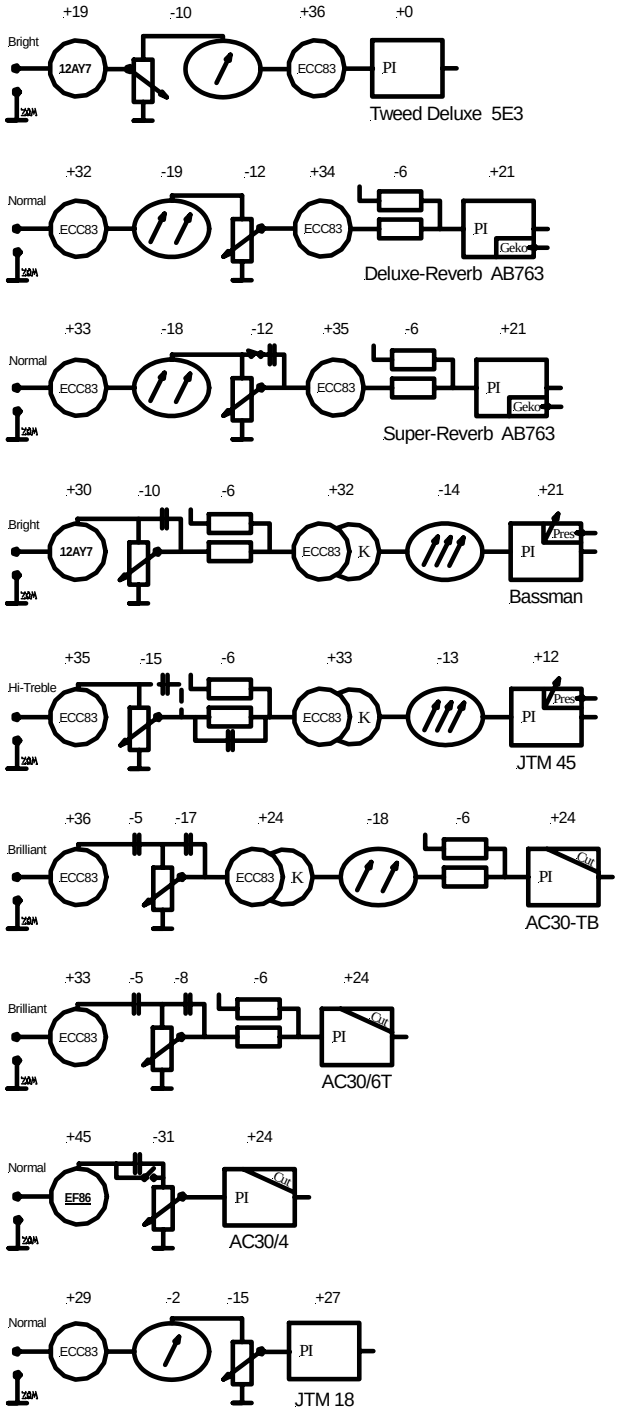


Abb. 10.10.3: Blockschaltbilder

Fenders **Tweed Deluxe** (5E3) hat als Klangfilter nur ein einziges Tone-Poti, mit dem die Höhen angehoben oder abgesenkt werden können. Der Phaseninverter ist eine Kathodyn-Schaltung, deren Spannungsverstärkung eins ist. Fenders **Deluxe Reverb** (AB763) hat bereits das weit verbreitete Treble-Bass-Filter, als Phaseninverter kommt (wie bei allen weiteren hier vorgestellten Verstärkern) ein Differenzverstärker zum Einsatz. Die Gegentaktendstufe wird in beiden Deluxe-Amps mit der 6V6-GT betrieben, im 5E3 mit Kathodenwiderstand, im AB763 mit negativer Gitterspannung. Der **Super-Reverb** (AB763) gleicht in vielen Details dem Deluxe-Reverb, hat aber zwei 6L6-GC als Endstufe. Dass sich bei allen diesen Verstärkern auch die Lautsprecher unterscheiden, soll hier nicht weiter vertieft werden. Der **Bassman** (5F6-A) ist eigentlich ein Bassverstärker, wird aber auch von Gitarristen geschätzt. Er hat als einziger der hier betrachteten Fender-Verstärker einen Kathodenfolger, und auch sonst weicht er von seinen Kollegen ab. So sitzt das Treble-Bass-Middle-Filter weit hinten im Signalfluss, ergänzt um ein in die Gegenkopplung integriertes Presence-Filter. Ganz ähnlich sieht's in Jim Marshalls **JTM-45** aus, der ja ein nachgebauter Bassman ist. Nur bei den Röhren gibt's Unterschiede, statt der 6L6-GC die KT66 als Endröhre, und im Eingang die etwas mehr verstärkende ECC83. Beim **VOX AC30** sind mehrere Entwicklungsstufen dokumentiert: Der mit vier Eingängen ausgestattete AC30/4 hat zur Klangeinstellung lediglich einen schaltbaren Hochpass, sowie einen im Phaseninverter sitzenden Tiefpass. Im Eingang arbeitet eine hochverstärkende Pentode, die aber schon im AC30/6 durch die ECC83 ersetzt wird. Dieser hat keinen Hochpass-Schalter mehr, sondern (neben seinem Vib/Trem-Kanal) einen Normal- und einen Brillanz-Kanal. Erst der AC30-TB bekommt zum Cut-Filter ein Bass-Treble-Filter dazu, sowie den verzerrungsfördernden Kathodenfolger. Ähnlich einfach wie der AC30/4 (der bis auf die Endstufe dem AC15 entsprach) ist Marshalls **18-Watt**-Verstärker aufgebaut, zum Klangeinstellen gibt's ein Tone-Poti, das wahlweise die Höhen oder die Tiefen absenken kann.

Bei all diesen Verstärkern entscheidet die Reihenfolge der Teilsysteme über deren Aus- bzw. Übersteuerung, und somit über den Klang. Auch wenn das Kleinsignalverhalten (der bei kleiner Aussteuerung gemessene Frequenzgang) ähnlich sein mag, spätestens beim Anschluss eines empfindlichen Humbuckers beginnen Unterschiede hörbar zu werden. Oder auch schon beim unempfindlichen Singlecoil, wenn man die Verstärkung weit aufdreht. Und da bieten manche Verstärker eine erstaunliche, ja fast schon unverständliche Reserve: Voll aufgedreht reichen z.B. am Eingang des AC30/4 schon 3 mV, um die Endstufe voll auszusteuern. Nein, Heavy Metal gab's noch nicht, als der AC30 um 1960 debütierte.

© M. Zollner 2011

Eine Möglichkeit zur Darstellung des Spannungspegels auf seinem Weg durch den Verstärker bietet der **Pegelplan**, jedoch mit einem entscheidenden Nachteil: Darstellungen für nur eine Frequenz sind unzureichend, für mehrere Frequenzen unübersichtlich. In der Tonstudiotechnik mit ihren immer gleichen "Kuhschwanzentzerrern" mag das ausreichen, bei der Vielfalt der in Gitarrenverstärkern anzutreffenden Filtern sind ergänzende Darstellungen erforderlich. Für den AC30-TB und den Super-Reverb sind in **Abb. 10.10.4** zwei Pegelpläne dargestellt, aus denen entnommen werden kann, dass sich insbesondere die zweiten Verstärkerstufen unterscheiden. Während beim AC30 Endstufe und Kathodenfolger bei gleicher Aussteuerung begrenzen, hat die 2. Stufe des Super-Reverb ca. 17 dB Reserve. Mit dem Ergebnis, dass beim Vox Endstufe *und* Zwischenstufe verzerren, während der Fender vorwiegend eine Endstufenverzerrung produziert. Bei 500 Hz, und bei der gewählten Einstellung. Denn dreht man an den Knöpfen, ändern sich die Pegelpläne wieder.

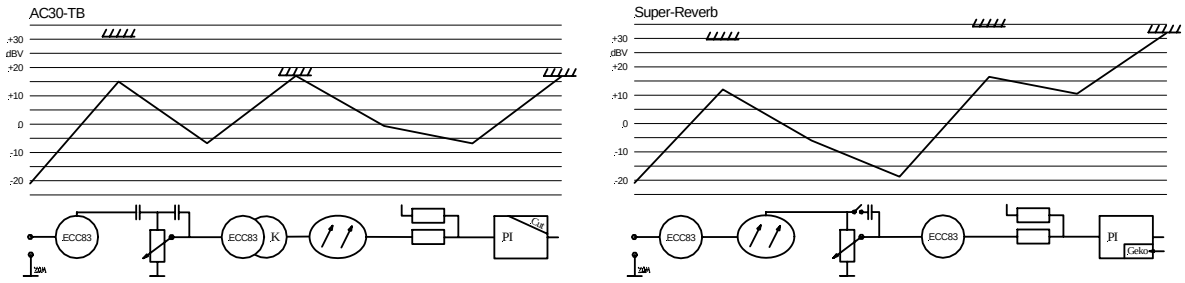


Abb. 10.10.4: Pegelpläne für den VOX AC30-TB und den Fender Super-Reverb, f = 500 Hz.

Da es nur wenige Verstärkerstufen, aber viele Frequenzpunkte gibt, sollte nicht für jede Frequenz ein Pegelplan erstellt werden – besser ist es, für jede Stufe die Frequenzabhängigkeit der Aussteuerungsreserve anzugeben (Headroom-Chart, Kap. 10.10.3). Und auch nur für die Röhrenstufen, denn passive RC-Schaltungen verzerren im Rahmen der hier angestellten Betrachtungen nicht. Dass es mit der Angabe einer Aussteuerungsgrenze eigentlich nicht getan ist, offenbart **Abb. 10.10.5**: Die Aussteuerungsabhängigkeit der Klirrdämpfung ist variantenreich (mehr dazu in Kap. 10.10.4). Das rechte Bild zeigt den Frequenzgang vom Eingang bis zu der lautsprecherbelasteten Endstufe. Die kleinen Resonanzzacken werden von der Lautsprecherimpedanz verursacht, die auch für einen Teil der Höhenanhebung verantwortlich ist. Die beiden Frequenzgänge sind zwar nicht identisch, aber doch ähnlich, was von den Klirrdämpfungen nicht behauptet werden kann: Bei Übersteuerung produziert der Super-Reverb (neben dem hier nicht dargestellten k_3) starke quadratische Verzerrungen, beim VOX kann hingegen bei Übersteuerung der k_2 gegenüber dem k_3 vernachlässigt werden. Soviel übrigens zum Thema: Bei Röhren dominieren (gegenüber Transistoren) quadratische Verzerrungen. Mehr hierzu in Kap. 10.10.4.

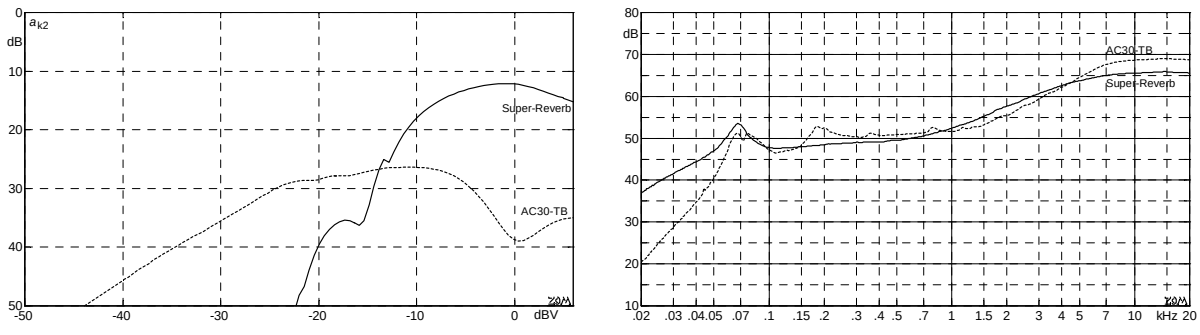


Abb. 10.10.5: Klirrdämpfungen a_{k2} (500 Hz) vom Verstärker-Eingang bis zum Endstufen-Ausgang (links), Frequenzgang in Standard-Einstellung vom Verstärker-Eingang bis zum Endstufen-Ausgang (rechts).

© M. Zollner 2011

10.10.3 Der Headroom-Chart

Headroom bedeutet Aussteuerungsreserve, Headroom-Chart also "die grafische Darstellung des Frequenzgangs der Übersteuerungsreserve", und weil das ziemlich lang ist, bleibt's englisch kurz. Ein Headroom-Chart zeigt für jede Verstärkerstufe einen Frequenzgang; aber nicht den Übertragungsfrequenzgang, sondern die gegenüber der Endstufenbegrenzung vorhandene Aussteuerungsreserve. Da die Endstufenbegrenzung (Clipping) der Bezug ist, verläuft deren Kurve waagrecht bei 0 dB. Liegt z.B. die Kurve der 1. Stufe *bei einer bestimmten Frequenz* bei –12 dB, so kann die 1. Stufe *bei dieser Frequenz* um 12 dB mehr ausgesteuert werden als die Endstufe. In **Abb. 10.10.6** sind vier Headroom-Charts dargestellt. Beim **Super-Reverb** (Normal-Kanal) verläuft die Kurve der 2. Stufe fast konstant bei –17 dB, was bedeutet, dass diese Stufe bei jeder Frequenz erst verzerrt, wenn die Endstufe schon um 17 dB übersteuert wird. Hingegen hat die 2. Stufe des **VOX** (AC30-TB, Brill-Kanal) bei 100 Hz nur ca. 4 dB Reserve, um 1 kHz übersteuern 2. Stufe und Endstufe sogar bei annähernd gleichem Eingangssignal. Die Aussteuerungs-Reserve der 1. VOX-Stufe nimmt tieffrequent ab, weil bei ihm zwischen 1. und 2. Stufe ein Hochpass die Tieftonübertragung abschwächt.

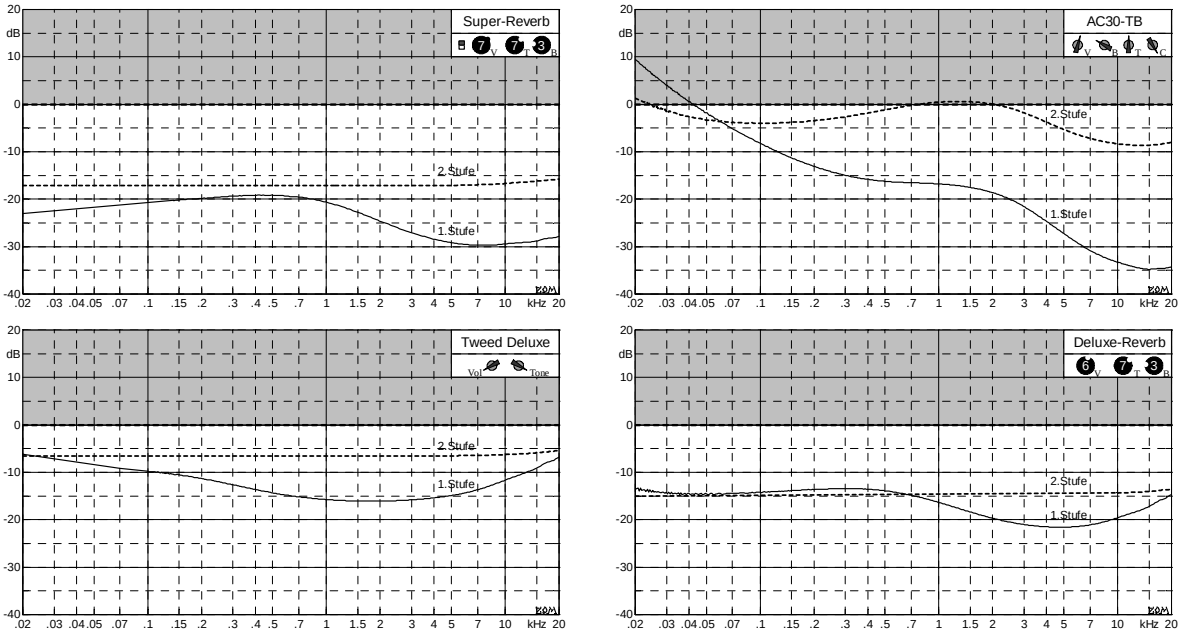


Abb. 10.10.6: Headroom-Chart für Fender Super-Reverb (AB763, o. links), VOX AC30-TB (oben rechts), Fender Tweed Deluxe (5E3, unten links), und Fender Deluxe-Reverb (AB763, unten rechts).
Je höher die Kurve liegt, desto kleiner ist die Aussteuerungsreserve relativ zum Endstufen-Clipping.

Der Tweed **Deluxe** koppelt von der 2. Stufe (kapazitiv) direkt auf den Phaseninverter, deshalb verläuft der Headroom-Chart der 2. Stufe parallel zur (horizontalen) Endstufen-Kurve. Hier ist aber viel weniger Reserve als z.B. beim Super-Reverb vorhanden, weil die Kathodyn-Schaltung des Tweed Deluxe keine Spannungsverstärkung erzeugen kann. Ganz anders im **Deluxe-Reverb**, der schaltungstechnisch dem Super-Reverb viel näher ist als seinem Urahn Tweed Deluxe. Dass er nicht ganz die hohen Reserven des Super-Reverb erreicht, liegt u.a. an seiner kleineren Betriebsspannung. Ändert man die Einstellung des **Volume-Potentiometers**, so verschiebt sich nur die Kurve der 1. Verstärker-Stufe: Je größer die Verstärkung, desto weiter sinkt diese Kurve nach unten (= größere Aussteuerungsreserve der 1. Stufe gegenüber der Endstufe). Da zwischen der 2. Röhre und dem Phasen-Inverter bei den o.a. Verstärkern keine Potentiometer liegen, kann die Kurve der 2. Stufe nicht verändert werden. Im Gegensatz zu Fenders Bassman, und seinem Marshall-Clone, dem JTM-45.

© M. Zollner 2011

Bei den meisten Fender-Verstärkern ist das Klangfilter *vor der zweiten Röhre* angeordnet, in den Jahren 1954 – 1956 entstanden aber auch Verstärker mit dem berüchtigten Kathodenfolger als zweite Stufe, und *nachgeschaltetem* Klangfilter. Als Quelle dieser Schaltung kann man das RCA Receiving-Tube-Manual vermuten, das in seiner 1954er Ausgabe (RC 17) erstmals eine 12AU7 mit Kathodenfolger und *"Bass and Treble Tone-Control"* vorstellt. Und just im selben Jahr bekommt der Twin (5D8) eine ganz ähnliche Schaltung, und auch Gibsons Entwickler greifen diese Idee auf und bauen in den GA70/77 einen Kathodenfolger ein, wobei sie aber das Klangfilter abändern. Wenig Mühe mit Änderungen macht man sich hingegen bei VOX, für den AC30-TB übernimmt man Gibsons Klangfilter einfach 1:1. Auch im 5D6-Bassman kommt 1954 erstmalig der Kathodenfolger mit anschließendem Klangfilter zum Einsatz, Inspirationsquelle für Marshalls Ken Bran und seinen JTM-45. Die jeweiligen Röhren werden alle in Anoden-Basis-Schaltung (= **Kathodenfolger**) betrieben, Röhrentyp und periphere Beschaltung variieren aber. Bei RCA ist's die 12AU7, bei Fender zunächst die 12AY7, bei Gibson, VOX und Marshall die 12AX7. Bei allen Verstärkern kommt eine Doppeltriode zum Einsatz, d.h. eine Röhre, die in einem Glaskolben zwei voneinander unabhängige Trioden enthält. Unabhängig, aber äquivalent. Und das ist gar nicht so günstig, denn die erste Röhre arbeitet in Kathoden-Basis-Schaltung (keine Wechselspannung an der Kathode), die zweite jedoch in Anoden-Basis-Schaltung. Die erste Röhre soll die Spannung verstärken, die zweite den Strom (**Abb. 10.10.7**).

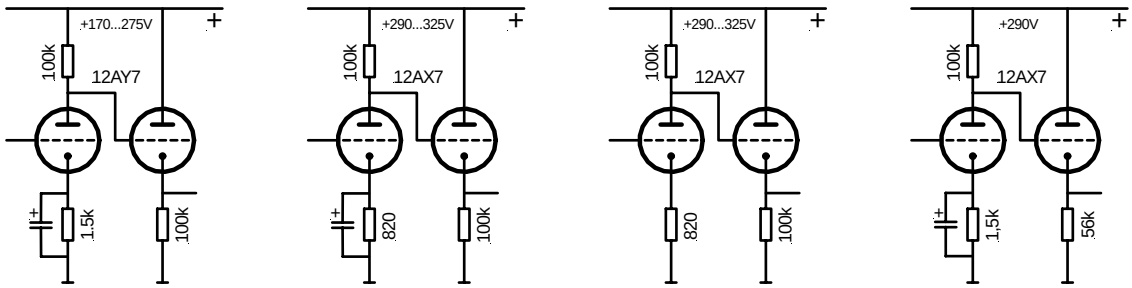


Abb. 10.10.7: Doppeltriode mit Kathodenfolger (Kap. 10.2.2). Die rechte Schaltung gehört zum AC30-TB.

Fender setzt zunächst die 12AY7 ein (**Abb. 10.10.8**), wechselt dann aber zur 12AX7. Deren Verstärkung ist nominell etwas größer, ihre Aussteuerbarkeit aber kleiner als die der 12AY7. Grund: Die erste Röhre kann die Anodenspannung (und damit in etwa auch die Ausgangsspannung) nur bis ca. 120 V verringern, und ungefähr genau so viel bleibt an der zweiten Röhre hängen, wenn diese durchsteuert. Damit stehen am Ausgang (bei mäßiger Verzerrung) nur ca. ±35 V zur Verfügung. Das nachfolgende Klangfilter schwächt dieses Signal um z.B. 15 dB ab, und dann bleibt u.U. nicht mehr genug zum Aussteuern des Phaseninverters.

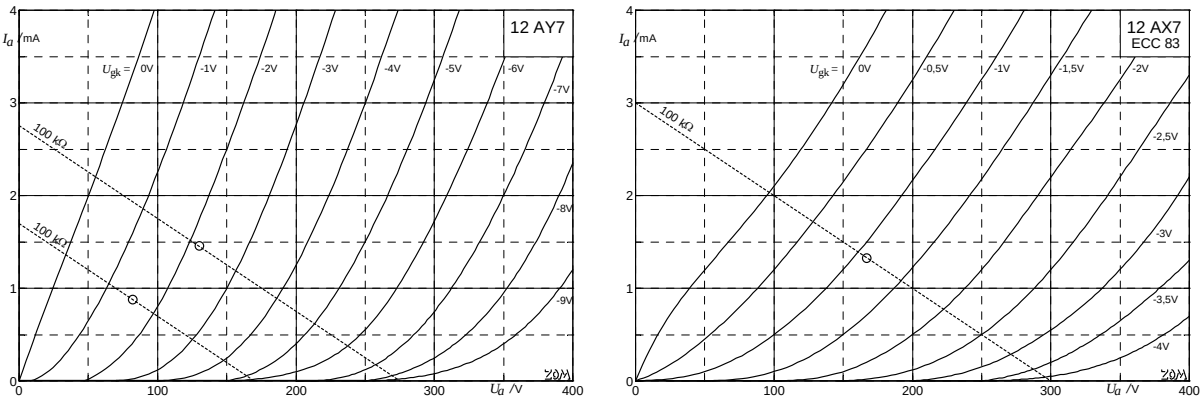


Abb. 10.10.8: Ausgangs-Kennlinien der im Kathodenfolger verwendeten Doppel-Trioden (Fender).

© M. Zollner 2011

Der Kathodenfolger erzeugt damit im Fender-Verstärker nur so gerade eben die für die Endstufe erforderliche Spannung – möglicherweise der Grund, dass er dort ab ca. 1960 nicht mehr verwendet wird. Anders bei VOX: Dort hält der Kathodenfolger gerade Einzug, während er bei Fender rausfliegt. VOX "borgt" sich die Schaltung aber nicht bei Fender, sondern bei Gibson, die im GA70 und GA77♣ erstmals einen Kathodenfolger einsetzen. Mit ganz erstaunlicher Dimensionierung: Hier wird nicht, wie bei Fenders Wechsel von der 12AY7 zur 12AX7, der erste Kathodenwiderstand halbiert, sondern der zweite. Warum auch immer. Der Ruhestrom der zweiten Triode (**Abb. 10.10.9**) wird dadurch so groß, dass erheblicher Gitterstrom fließt, mit Konsequenzen für Aussteuerbarkeit und Nichtlinearität (Kap. 10.2.2).

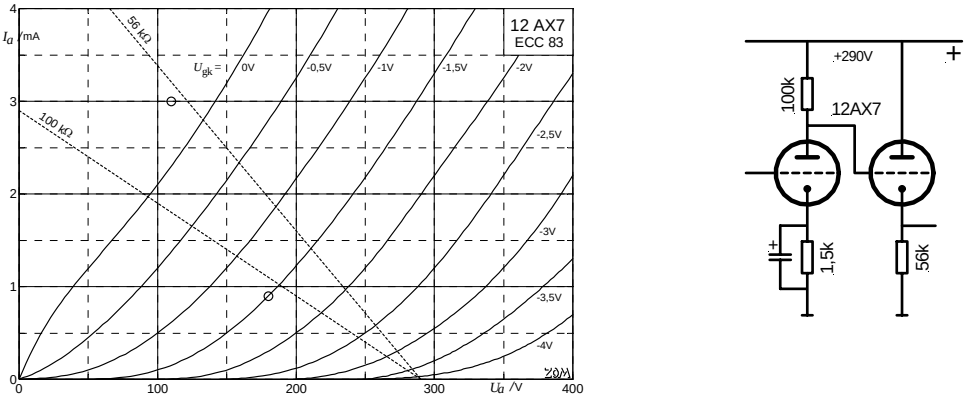


Abb. 10.10.9: Ausgangs-Kennlinien der im Kathodenfolger verwendeten Doppel-Triode (VOX AC30-TB).

Man kann natürlich mutmaßen, dass genau diese Nichtlinearitäten für einen guten Gitarrensound erforderlich seien. Doch warum bleiben Fender und Gibson dann nicht dabei, warum versucht Leo Fender kurz nach ihrem Debüt, eben diese Nichtlinearität durch Gegenkopplung zu verringern (z.B. Super 5E4 – 5F4)? Warum verschwindet sie ab ca. 1960 aus allen Fender-Verstärkern? Und das war noch vor CBS! Im Nachhinein verklären sich viele Entscheidungen zu genialen Meisterleistungen – die sie vermutlich nie waren. Elyeas VOX-Buch kann gut mit diesen Diskrepanzen leben: Einerseits entwarf Dick Denney den AC30 genau nach seinen Vorstellungen, andererseits ist die TB-Schaltung (Kathodenfolger und Klangfilter) eine exakte Kopie vom Gibson-Verstärker. Einerseits gibt die EL84-Endstufe den Sound, den Dick wollte, andererseits flog die zunächst verwendete EL34 nicht aus Soundgründen raus, sondern weil dadurch der Verstärker "two inches too tall" geworden wäre. Einerseits hatte Dick's amplifier "more clean headroom than most other amplifiers", andererseits "high harmonic content" und "plenty of even numbered harmonics". Die Messung der Ausgangsspannung zeigt dann wieder etwas ganz anderes, nämlich odd numbered harmonics (Kap. 10.10.4). Neben allen Spekulationen gibt es noch einen objektiven Grund: Der Phaseninverter des AC30 braucht zur Vollaussteuerung weniger als 10% der Spannung, die bei Fender benötigt wird (EL84 vs. 6L6GC), die schlechte Aussteuerbarkeit des Kathodenfolgers war im VOX also eher zu ertragen als im Fender. Und im Marshall? Ken Bran kopiert nicht die VOX-Dimensionierung, sondern übernimmt die Fender-Schaltung. Weil's aber auch damit eng wird, optimiert er das auf den Kathodenfolger folgende Klangfilter auf geringe Grunddämpfung (Abb. 10.3.12). Dass der Kathodenfolger nicht als spezieller Gitarren-Verzerrer angesehen wurde, dokumentieren Marshall's PA-Verstärker: Auch alle Mikrofonsignale müssen durch den Kathodenfolger – und die sollten ja wohl nicht extra verzerrt werden. Oder Gibsons Kathodenfolger: "Unusual clear bell-like treble". Was sonst, anno 1958? Zerre war später.

♣ Auch eine Variante des Gibson GA30 hatte vorübergehend einen Kathodenfolger

© M. Zollner 2011

Mutmaßen wir noch etwas weiter. Möglicherweise glaubten einige Entwickler, ein Klangfilter würde nur richtig funktionieren, wenn es von einem (tatsächlich oder vermeintlich) niederohmigen Kathodenfolger angesteuert wird. Deshalb geht im **AC30-TB** nur der Brillanz-Kanal durch den K-Folger, nicht aber der Normal- und der Vib/Trem-Kanal – die haben nämlich kein derartiges Filter. Wäre der K-Folger so wichtig für den Sound, man hätte wohl alle Kanäle durch ihn geschickt. Erst im **AC50** bekommen Brillanz- und Normal-Kanal je einen eigenen K-Folger – weil jetzt jeder Kanal sein eigenes Klangfilter hat. Im **JTM-45**, Marshalls erstem Verstärker, ist die Endstufe stark gegengekoppelt, und braucht zur Vollaussteuerung eine relativ hohe Spannung. Der davor liegende Kathodenfolger muss deshalb weit ausgesteuert werden, und verzerrt erheblich. Gewollt? Anscheinend nicht, denn sehr bald wird die Endstufen-Gegenkopplung verringert[♣], und damit verlieren die K-Folger-Verzerrungen an Bedeutung. Und gerade deshalb ist alle Welt auf der Suche nach den ganz alten Marshalls? Vielleicht. Vielleicht auch nicht.

Die beiden Trioden (12AX7) im K-Folger eines JTM-45 (Abb. 10.10.7) müssen weit ausgesteuert werden, und verzerren deshalb. Jedoch sind diese Verzerrungen sehr stark röhrenabhängig, wie **Abb. 10.10.10** belegt. Insbesondere die quadratischen Verzerrungen ändern sich u.U. um mehr als den Faktor 10, wenn eine 12AX7 gegen eine andere 12AX7 getauscht wird. Also, nicht (wie gelegentlich zu lesen) "die erste Röhre ist die wichtigste", sondern die zweite. Wobei aber kein physikalischer Bezug zu besonders alten Röhre hergestellt werden darf; die können gut, aber auch schlecht sein, und rechtfertigen keinen Aufpreis. Röhrenkennlinien sind, wie schon in Kap. 10.1 gezeigt, unterschiedlich gekrümmt, und verzerren deshalb unterschiedlich. Es wäre hilfreich, wenn die Dummschwätzer und -schreiber der sogenannten Fachmagazine in ihren monatlichen Elogen (*für Marshalls von Anfang 64 bis Ende 65 nur Brimar-Röhren in die Eingangsstufe*) einmal Messungen der Kennlinie oder der Verzerrungen veröffentlichen würden. Es mag ja sein, dass in einem speziellen Marshall die dort verwendete Brimar-12AX7 für den Super-Sound sorgt. Dass ein Gitarrist, der jahrzehntelang Test- und sonstige Berichte schreibt, irgendwann einmal beurteilen kann, was guter Sound ist, soll ja gar nicht angezweifelt werden. Zu kritisieren ist nur, wenn aus derartigen Erkenntnissen undokumentierte Pauschalurteile werden, die in dieser Allgemeinheit unzutreffend sind.

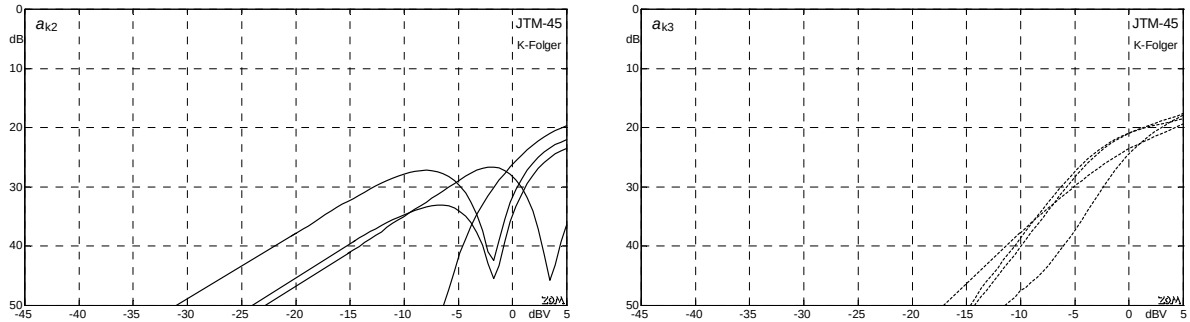


Abb. 10.10.10: JTM-45, Klirrdämpfungen des Kathodenfolgers; vier unterschiedliche 12AX7. R_Q = 200 kΩ.

Das Thema Klirrdämpfungen der einzelnen Verstärkerstufen wird hier nicht weiter verfolgt, Einzelheiten hierzu kommen in Kap. 10.10.4. Zunächst müssen noch die Headroom-Charts einiger weiterer Verstärker analysiert werden – Verstärker, deren Klangfilter nicht nach der Eingangsröhre sitzen, sondern direkt vor dem Phaseninverter (Fender, Marshall).

♣ Erst von der 16-Ω-Wicklung abgehend über 27 kΩ, dann über 47 kΩ, schließlich über 100 kΩ ab 8-Ω-Wicklung. Röhren (KT66, EL34) und Primärimpedanz (8 kΩ, 3.4 kΩ) variierten ebenfalls.

© M. Zollner 2011

Die objektive Analyse der Marshall-Verzerrungen ist ziemlich unüberschaubar, weil nicht nur *vier* Klang-Potis zu berücksichtigen sind; Marshalls gab's mit zwei verschiedenen Endröhren-Typen, zwei verschiedenen Ausgangs-Übertragern, verschiedenen Gegenkopplungen, unterschiedlichen Überbrückungs-Kondensatoren. Um die wichtigsten zu nennen – daneben gab's noch weitere Kurzläufer. **Abb. 10.10.11** zeigt einige ausgewählte Beispiele: Links oben eine Standard-Einstellung, passend zu Abb. 10.10.6. Rechts daneben ist der Urahn, links unten die Einstellung für vergessliche Gitarristen (alles auf 10). Rechts unten eine Variante, die ihre Höhenanhebung vor allem aus der Endstufe bezieht (Presence-Poti auf 8).

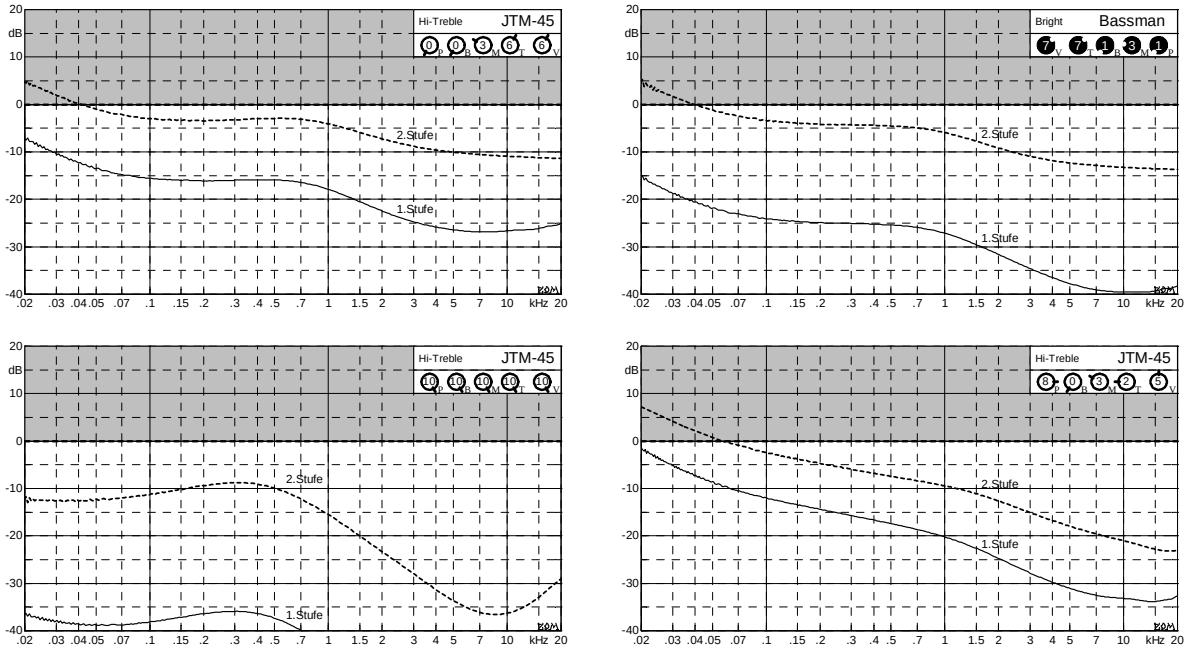


Abb. 10.10.11: JTM-45, Headroom-Chart. Bei diesem Verstärker war das Vol-Poti nicht kapazitiv überbrückt. Zum Vergleich ist rechts oben die Messung vom Fender Bassman (5F6-A) angegeben.

Auffällig ist die geringe Dynamik der zweiten Verstärkerstufe. Dreht man die Klangknöpfe auf, verringert sich die Filterdämpfung, und die zweite Stufe erhält mehr Dynamik, vergrößert man die Verstärkung, bekommt die erste Röhre mehr Dynamik (NB: re. Endstufe!). Den Schritt vom JTM-45 (KT66) zum JTM-50 (EL34) verdeutlicht **Abb. 10.10.12**: Wechselt man nur Endröhren (mit Bias) und Ausgangstrafo, hat die 2. Stufe geringfügig weniger Reserve, verringert man zusätzlich die Endstufen-Gegenkopplung, wird die 2. Stufe weniger weit ausgesteuert und gewinnt an Dynamik. (Ergänzungen hierzu in Kap. 10.10.4).

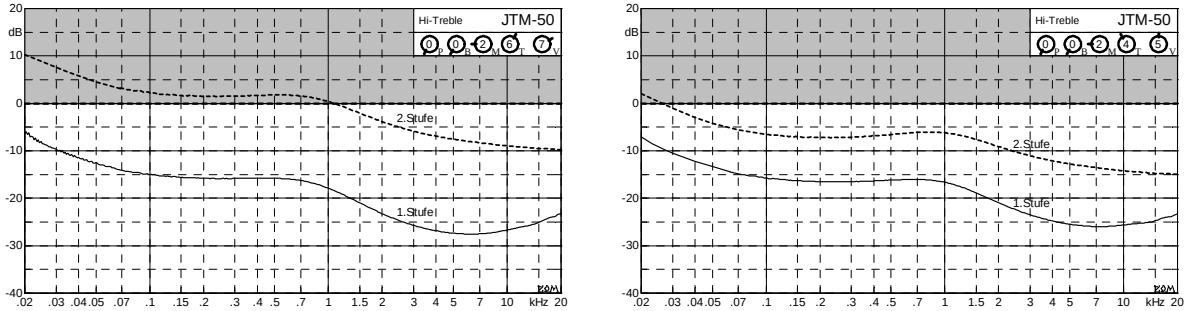


Abb. 10.10.12: JTM-50 (EL34), Endstufen-Gegenkopplung 27 kΩ / 16 Ω (links), 100 kΩ / 8 Ω (rechts). Im Lauf der Jahre wurde die Gegenkopplung verringert, und damit die Aussteuerungsreserve der 2. Stufe vergrößert.

© M. Zollner 2011

Abschließend noch ein paar Verstärker ohne Zwischenstufe: **Marshalls 18-Watt**-Verstärker (von 1965 – 1967 gebaut) hängt die beiden Eingangstrioden einfach an den Anoden zusammen, Quelle erheblicher Vorstufen-Verzerrungen (L. Fender hatte das 13 Jahre vorher beim 5B6-Bassman versucht). Anscheinend unerwünscht, der nachfolgende 20-Watt-Nachfolger summiert wieder konventionell. Beim **VOX AC15** steckt eine Pentode (EF86) im Eingang, wie auch bei dem mit 4 Eingangsbuchsen ausgestattete Nachfolger **AC30/4**; ihr wurden aber Mikrofonie und mangelnde Zuverlässigkeit nachgesagt. Bei dem auf 6 Buchsen erweiterten **AC30/6** erfolgte deshalb der Wechsel zur ECC83. Von diesem AC30/6 (das ist noch nicht der AC30-TB) gab es drei Varianten: Normal, Bass, Treble. Erst der nachfolgende **AC30-TB** bekommt dann den verzerrenden Kathodenfolger als 2. Verstärkerstufe.

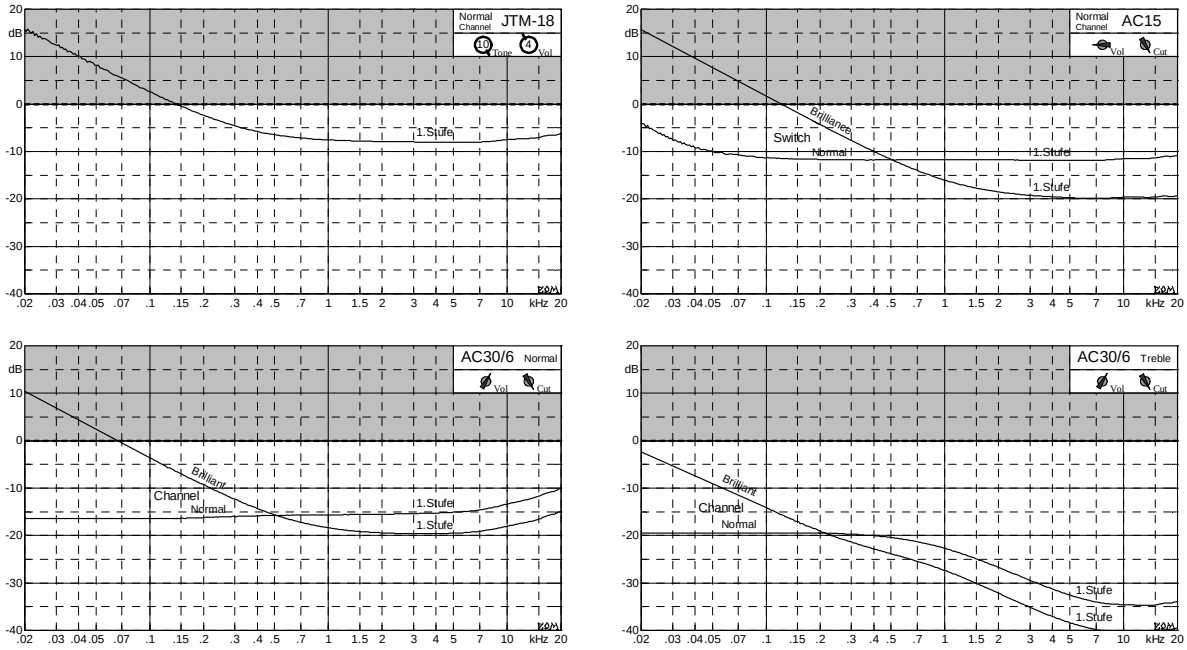


Abb. 10.10.13: Vergleich Marshall JTM-18, VOX AC15_1960, VOX AC30/6_Normal, VOX AC30/6_Treble.

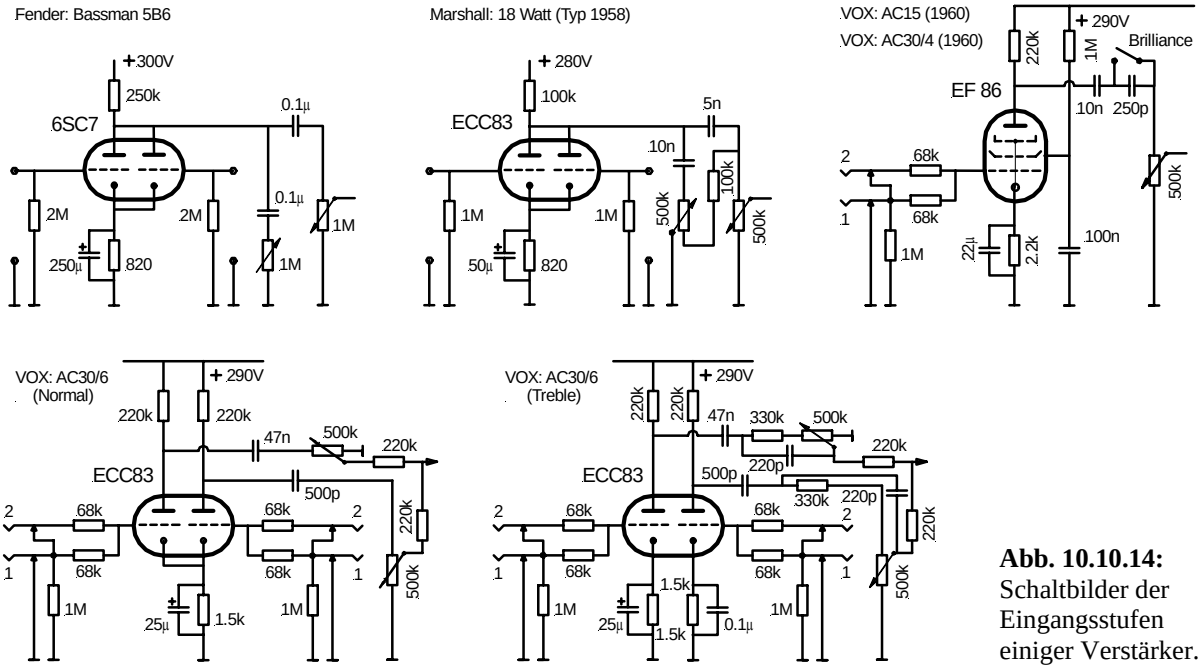


Abb. 10.10.14: Schaltbilder der Eingangsstufen einiger Verstärker.

© M. Zollner 2011

Die genaue Identifizierung der **VOX**-Verstärker bzw. -Kanäle ist nicht ganz einfach: Da gibt es zunächst im AC15 und AC30/4 den **Brilliance-Switch**, der eine Bassabsenkung ermöglicht. Der AC30/6 macht aus dieser Schaltoption 2 Kanäle (mit je 2 Buchsen): Den **Normal-Channel** und den **Brilliant-Channel**, der auch Bright-Channel heißt (oder Brillanz-Kanal). Die im AC15 nur alternativ schaltbare Klangcharakteristik (viel *oder* wenig Bass) ist im AC-30/6 also ständig in zwei parallelen Kanälen verfügbar. Verwirrenderweise kam der AC30/6 aber auch noch in drei verschiedenen Modell-Varianten auf den Markt: Bass/Normal/Treble. "Normal" kann also den **Kanal** bezeichnen (im Gegensatz zu Brilliant oder Vib/Trem), oder das **Modell** (im Gegensatz zu Bass oder Treble). Dass Bass und Treble dann auch noch die Klangfilter-Potis des AC30-TB bezeichnen kann, das ist schon wieder irgendwie normal.

Das **Fazit** dieser Headroom-Analysen fällt zwiespältig aus: Einerseits offenbaren die Charts charakteristische Unterschiede in der Aussteuerungs-Reserve der einzelnen Verstärker, andererseits aber auch wieder nicht – denn die Parametervielfalt ist einfach zu groß, selbst wenn man die Modell-Vielfalt einmal beiseite lässt. Das kaum überschaubare Durcheinander beginnt bei den Röhren, geht weiter mit den Potentiometer-Einstellungen, der Definition einer Standard-Bedingung, und endet beim Willen bzw. Unwillen, zu den schon am Tisch liegenden 50 Diagrammen weitere 100 hinzuzufügen. Bei den Übertragungs-Frequenzgängen ändert sich erfreulich wenig, wenn man eine **Röhre** gegen eine typgleiche andere tauscht, bei den Klirrfaktoren kann sich viel ändern. Nicht nur, wenn man die gut erhaltene Siemens-ECC83 einsteckt, sondern auch, wenn man eine 12AX7-AC gegen eine andere 12AX7-AC tauscht. Und erst die hochgelobten **Kohlepresswiderstände**: Einige halten nicht einmal die (an sich schon unzumutbare) 10%ige Toleranz ein. Dass in einem fast 50 Jahre alten VOX ein optisch einwandfreier 100-kΩ-Widerstand 300 kΩ hatte, ist ärgerlich, aber nachvollziehbar. Dass der vorgesehene neue Ersatzwiderstand ("absolut High-End") statt 100 kΩ dann 117 kΩ hatte, führte zu diversen nichtdruckbaren Eruptionen. Nach erfolgreichem Chill-Down und der Vermutung, es könnte ja ein Einzelfall sein, dann die Erkenntnis: Alle 10 Kohlewiderstände dieser "High-End-Charge" waren ähnlich weit neben dem Sollwert. Die abgebildeten Diagramme sollten deshalb nicht aufs Zehntel-dB interpretiert werden, sondern "orientierend". Als wesentliche Erkenntnis ist festzuhalten, dass der **Kathodenfolger** erheblich verzerrt. War das der Grund, warum der Erbauer des berühmten AC30-TB zu Jim Elyea sagte, er bevorzuge den AC30/6 [Elyea, Section 4]?

© M. Zollner 2011

10.10.4 Vergleich: Klirrdämpfungen

Transistoren verzerren kubisch (= schlecht), Röhren hingegen quadratisch (= gut), richtig? Quatsch. Es mag ja Dinge geben, die quadratisch, und damit praktisch und gut sind, Röhren gehören nicht dazu – die sind zylindrisch. Sowohl Röhre, als auch Bipolar- und Feldeffekt-Transistor besitzen eine progressiv gekrümmte Übertragungskennlinie, und erzeugen damit quadratische *und* kubische Verzerrungen (und viele weitere). Während sich aber beim kleinen Transistor sehr bald Schaltungen etablierten, die über mehrere Stufen gegengekoppelt waren, dominierte beim Röhrenverstärker die wenig (oder sogar überhaupt nicht) gegengekoppelte Einzelstufe. Ausnahmen gab es (die Endstufe z.B.), in der Eingangsstufe findet man aber so gut wie immer eine einzelne Röhre, meist mit kapazitiv überbrücktem Kathodenwiderstand, also praktisch gar nicht gegengekoppelt. Ganz anders in einem **Operationsverstärker (OP)**: Da sitzen 20 (oder mehr) Transistoren auf engstem Raum – mit Röhren völlig unmöglich, beim "integrierten Verstärker" auf 1 mm^2 herstellbar. Die in typischen OP-Schaltungen realisierte hohe Gegenkopplung ergibt eine symmetrische Signalbegrenzung, und deshalb starke Verzerrungen ungerader Ordnung (k_3, k_5, k_7, ...). Wie ein Verstärker verzerrt, hängt folglich nicht primär von seinen Verstärkerelementen ab, sondern von seiner Schaltung.

Die Übertragungseigenschaft eines Bipolartransistors lässt sich von der Basis-Emitter-Spannung (U_{BE}) bis zum Kollektorstrom (I_C) durch eine Exponentialfunktion annähern:

$$I_C = K \cdot e^{(U_{BE}/26\text{mV})}$$ vereinfachte Transistor-Kennlinie

Die Konstante K ist hierbei eine Größe, die vom Sperrverhalten des Transistors abhängt. Mit zunehmender Basis-Emitter-Spannung steigt der Kollektorstrom progressiv an, und da in dieser Funktion keine dominanten Punktsymmetrien enthalten sind, überwiegen auch nicht die kubischen, sondern die quadratischen Verzerrungen (**Abb. 10.10.15**).

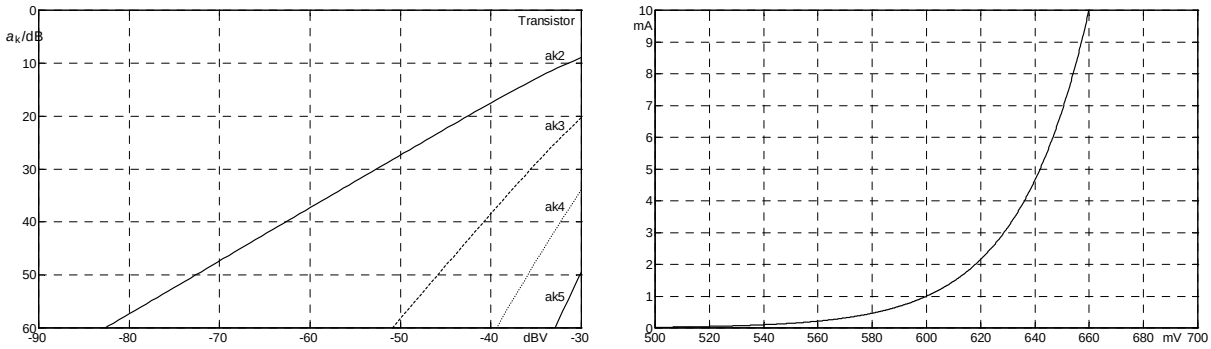


Abb. 10.10.15: Klirrdämpfungen beim Bipolartransistor (links), Übertragungskennlinie (rechts).

Der Abbildung kann entnommen werden, dass der quadratische Klirrfaktor proportional zur Aussteuerung zunimmt, der kubische proportional zum Quadrat der Aussteuerung. Bei etwa $U_{BE} \approx 2.5$ mV überschreitet der quadratische Klirrfaktor schon 3%, der kubische Klirrfaktor beträgt hingegen erst 0.1%. Nun muss man allerdings noch bedenken, dass die o.a. Gleichung für das Kleinsignalverhalten gilt, und das endet allerspätestens, wenn sich die Kollektorspannung der Restspannung nähert (wenn der Transistor bestmöglich leitet). Der Kollektorstrom kann ja nicht beliebig groß werden, irgendwann ist Schluss, und dann biegt die zunächst linksgekrümmte Kennlinie nach rechts ab. Als Folge der Krümmungsänderung wird der Kollektorstrom *beidseitig* begrenzt, ungerade Funktionsordnungen gewinnen an Bedeutung, ungerade Verzerrungen bekommen Gewicht. Bei starker Übersteuerung wird i.A. also nicht mehr der quadratische Klirrfaktor dominieren, sondern der kubische.

© M. Zollner 2011

Ähnlich verzerrt die **Triode**, auch wenn die funktionalen Zusammenhänge unterschiedlicher Art sind (Abb. 10.1.12). Und ihr, nicht dem Transistor, gelten die folgenden Analysen. Das grundsätzliche Verhalten wurde schon in Kap. 10.1.4 vorgestellt, hier kommen nun spezielle Gitarrenverstärker. Fenders **Super-Reverb** (AB 763) hat im Eingang die 7025 (ECC83) in typischer Beschaltung, bei geringer Aussteuerung dominieren die quadratische Verzerrungen (**Abb. 10.10.16**). Dass die Aussteuerungsabhängigkeit der einzelnen Klirrdämpfungen röhrenspezifisch variiert, hatte schon Abb. 10.1.13 demonstriert, bei kleinen Eingangspegeln (z.B. -20 dBV entspr. 0,1 V) überwiegen aber immer die quadratischen Verzerrungen. Röhrentypisch, könnte man denken, doch gilt das nur für die erste Röhre. Das rechte Bild zeigt die an der 2. Anode gemessenen Verzerrungen, und da überwiegen die kubischen Verzerrungen, die doch – glaubt man Fachzeitschriften – dem Transistor vorbehalten sind. Einzeln betrachtet erzeugt jede Triode bei kleiner Aussteuerung vor allem quadratische Verzerrungen. Da aber vom Gitter zur Anode die **Phase invertiert** wird, kompensieren sich die quadratischen Verzerrungen weitgehend. Anders gesagt: Die erste Triode erzeugt eine rechtsgekrümmte Kennlinie, die zweite eine linksgekrümmte, beide hintereinandergeschaltet erzeugen folglich eine S-Kurve – und bei der dominieren die kubischen Verzerrungen (ungerade Funktionen ergeben ungerade Verzerrungen).

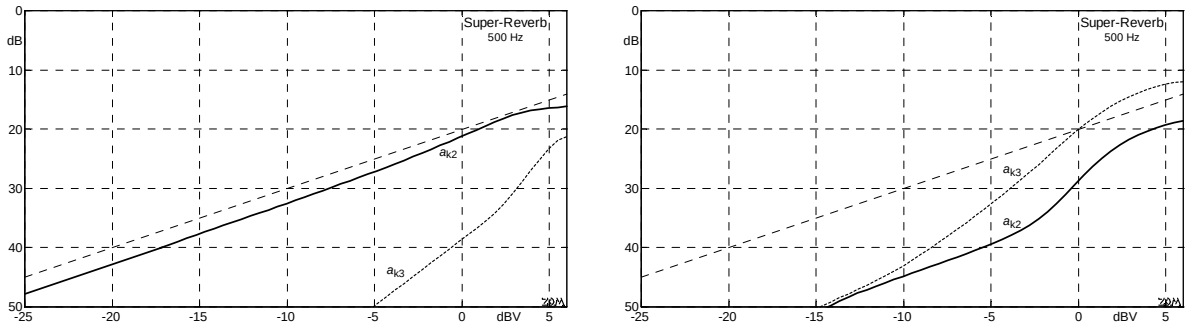


Abb. 10.10.16: Super-Reverb, Klirrdämpfungen: Eingang bis 1. Anode (links), Eingang bis 2. Anode (rechts).

Im Detail hängt diese k_2-Kompensation natürlich von dem zwischen erster und zweiter Röhre liegenden Netzwerk ab (in diesem Fall Klangfilter und Vol-Poti), die Messung erfolgte bei 500 Hz mit der nicht untypischen Einstellung B = 2, T = 7, V = 7.

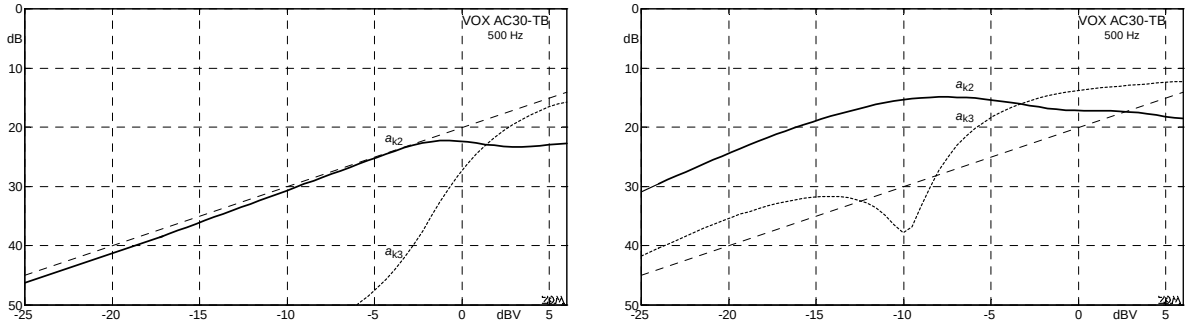


Abb. 10.10.17: VOX AC30-TB, Klirrdämpfungen: Eingang bis 1. Anode (links), Eingang bis 2. Anode (rechts).

Ein gänzlich anderes Klirrverhalten offenbart der **VOX AC30-TB** (**Abb. 10.10.17**): Während (insbesondere bei geringer Aussteuerung) die erste Röhrenstufe noch Ähnlichkeiten mit dem Super-Reverb hat, steigen in der zweiten Stufe (Kathodenfolger, Kap. 10.2.2) die Verzerrungen dramatisch an – Auswirkung einer sehr ungewöhnlichen Schaltungs-Dimensionierung, die einen nichtlinearen Betrieb bei starkem Gitterstrom bewirkt (V = 12^{00}, B = 10^{00}, T = 12^{00}).

© M. Zollner 2011

Wieder andere Verhältnisse zeigen sich am Lautsprecherausgang (**Abb. 10.10.18**). Beim VOX überwiegen bei starker Aussteuerung die kubischen Verzerrungen (Röhrenverstärker, also k_3 ☺), beim Fender sind k_2 und k_3 in ähnlicher Größenordnung. Im Detail hängen diese Kurven von den verwendeten Röhren und beim Fender auch noch vom Ruhestrom ab, und zusätzlich von der Symmetrie des Phaseninverters: Ändert man dessen Anodenwiderstände (100 kΩ bzw. 82 kΩ), so ändert sich auch k_2. Alles in allem also: "multivariat".

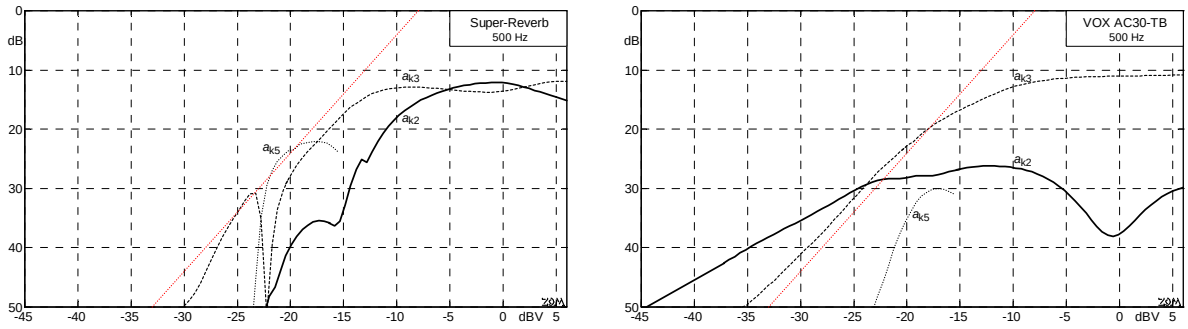


Abb. 10.10.18: Klirrdämpfungen, Eingang bis Lautsprecher: Super-Reverb (links), AC30-TB (rechts).

Was ist der Grund der prinzipiellen Unterschiede? Der Fender arbeitet mit der **6L6-GC**, der VOX mit der **EL84**. Die Gitter-Vorspannung der EL84 beträgt ca. -10 V, die der 6L6-GC ca. -45...-50 V. Der Phaseninverter muss beim Fender also fast die fünffache Spannung liefern können, und das kann er bei hoher Aussteuerung nicht mehr so gut wie beim VOX. Deswegen verschieben sich die Arbeitspunkte (Kap. 10.4.3, 10.4.4, 10.5.12), deswegen ändert sich beim Fender das Teilverhältnis (duty cycle), deswegen unterscheiden sich die quadratischen Klirrfaktoren. Fassen wir zusammen: Mit einem typischen Singlecoil erzeugt der Fender eine reine Endstufenverzerrung, mit dominantem k_3. Demgegenüber verzerren beim VOX sowohl der Kathodenfolger (k_2), als auch die Endstufe (k_3). Der Verzerrungsanstieg verläuft beim Fender etwas steiler als beim VOX, aber immer noch gemächlicher als beim Clipping einer stark gegengekoppelten Transistor-Endstufe (Abb. 10.10.19, links unten).

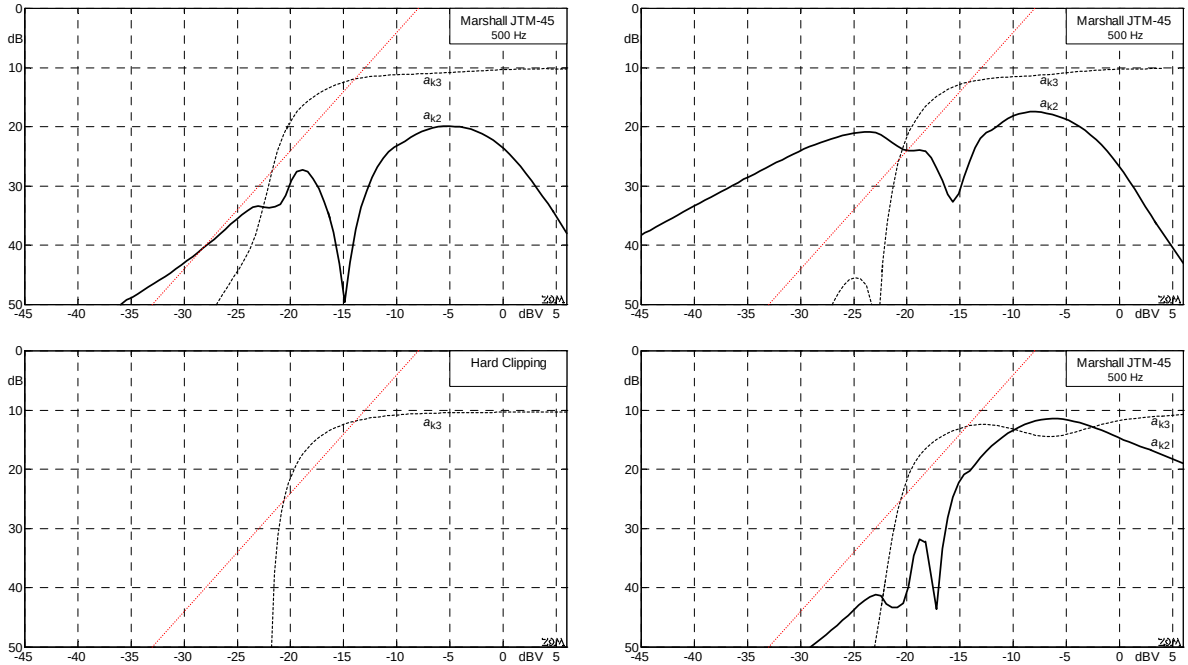


Abb. 10.10.19: Klirrdämpfungen, Eingang bis Lautsprecher: Marshall JTM-45 (KT-66, R_{aa} = 8 kΩ). Messungen mit unterschiedlichen Röhren im Impedanzwandler (Kathodenfolger).

© M. Zollner 2011

In Kap. 10.5.2 wurde schon darauf hingewiesen, dass die **JTM-45**-Endstufe stark gegengekoppelt ist, und der aussteuerungsabhängige Anstieg des kubischen Klirrfaktors (k_3) deshalb Ähnlichkeiten zu einer Transistor-Endstufe offenbart. **Abb. 10.10.19** zeigt hierzu nun Messungen "über alles", d.h. vom Verstärker-Eingang bis zu Lautsprecher-Ausgang. Bei symmetrischer Begrenzung dürften nur ungerade Verzerrungs-Ordnungen entstehen, die Messung zeigt aber auch gerade Ordnungen (insb. die quadratische Klirrdämpfung a_{k2}). Diese quadratischen Verzerrungen werden von der Endstufe, aber auch von allen vorhergehenden Röhren verursacht, und hier kommt nun der **Impedanzwandler** ins Spiel. Sein seltsamer Arbeitspunkt mit unüblich hohem Gitterstrom kann für starke Verzerrungen sorgen. Kann – muss aber nicht. Tauscht man (bei der 2. Röhre) eine ECC83 gegen eine andere ECC83, kann sich der quadratische Klirrfaktor um den Faktor 10 (oder mehr) ändern. Und hier ist nicht von kaputten Röhren die Rede, nein, fabrikneu. Oder 100 Stunden eingespielt, mondbeschienen, oder wie auch immer. Röhre raus, andere Röhre rein, 10mal so viel Verzerrung. Bzw. 1/10, wenn man's in umgekehrter Reihenfolge macht. Schon seltsam, oder? Dieser Schaltungs-Murks wurde nicht etwa seinem Entwickler um die Ohren gehauen, nein, davon schwärmen unzählige "Fach"-Journalisten weltweit. Kann ja auch verdammt gut klingen. Kann ...

Eine kleine Episode aus längst vergangenen Tagen: Bei Siemens gab's einen gefürchteten Abteilungsleiter, der immer, wenn eine Röhrenschaltung fertig war (lang her, wie gesagt), für jede Röhre zwei Grenzexemplare aus seinem Schrank holte. Und höchstpersönlich einsteckte, und nachmaß. Und wenn dabei die tolle Neuentwicklung nicht mehr so toll aussah, bekam der Entwickler einen tollen Anschiss und musste nacharbeiten. Marshall&Son war offenbar nicht Siemens. Gott sei Dank, werden viele sagen, sonst wären diese zerrwütigen Monster nie entstanden. Über 50 Jahre alte Entwicklungen darf man auch gerne die Gnade der frühen Geburt ausbreiten, aber wieso gibt's heute, anno 2012 noch immer keine Röhren, die für eben diesen seltsamen Impedanzwandler selektiert werden? Stattdessen verbreiten sich die Herren Experten über Trafoaustausch (RS ./. Drake), gelbe oder doch orange Kondensatoren, Metall- oder Kohle-Widerstände, 250 oder 330 µF, ja sogar Draht oder Litze. Aber keinem kommt je in den Sinn, einmal die Nichtlinearitäten der Impedanzwandlerröhre genauer zu spezifizieren.

Abschließend noch zwei Verstärker, die keinen Impedanzwandler besitzen: Fenders **Tweed Deluxe** (Kathodyn, 6V6-GT), und der **Deluxe Reverb** (Differenzverstärker, 6V6-GT). Die Tweed-Endstufe ist nicht gegengekoppelt, deshalb ist der k_3 bei kleiner Aussteuerung stärker als beim gegengekoppelten AB763.

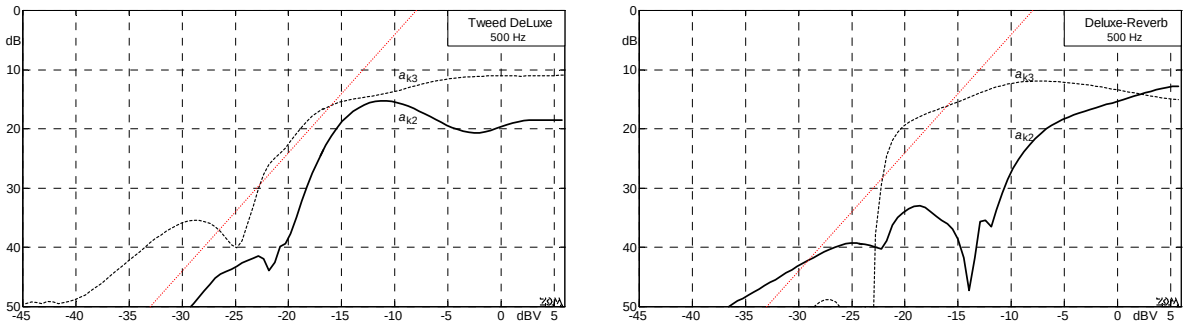


Abb. 10.10.20: Klirrdämpfungen, Eingang bis Lautsprecher: Tweed Deluxe (5E3), Deluxe Reverb (AB763).

Fazit: Zweiseitiges Clipping muss Verzerrungen ungerader Ordnung erzeugen. Mit zunehmender Endstufen-Gegenkopplung versteilert sich der k_3-Anstieg, die großen Unterschiede zeigen sich aber beim k_2: Hier findet man sowohl unterschiedlich starke Kompensation der Vorröhren-Verzerrung, als auch extreme Röhrenabhängigkeit beim Impedanzwandler. Und natürlich spielt auch die individuelle Gegentakt-Antimetrie eine Rolle.

© M. Zollner 2011

Besondere Beachtung verdient eine Filterschaltung, die bei VOX als **Cut-Circuit** bekannt wurde. Es war guter Brauch, bei dem als Phasen-Splitter verwendeten Differenzverstärker (Kap. 10.4.3) einen kleinen Kondensator zwischen die beiden Anoden zu setzen (das reduzierte im obersten Frequenzbereich die Verstärkung etwas). Vergrößert man diese Kapazität bis in den nF-Bereich, schneidet man die Höhen rigoros ab. Cut! Im Gegensatz zu den sonst verwendeten Treble-Potis ist dies aber ein **nichtlinearer Tiefpass**!

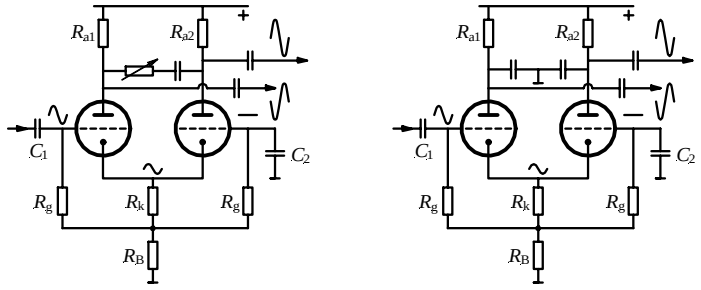


Abb. 10.10.21: Cut-Schaltung. Bei zugedrehtem Potentiometer kann die verbleibende Kapazität als Reihenschaltung mit dazwischenliegender Masse interpretiert werden (Abb. 10.4.8).

Abb. 10.10.21 zeigt, wie die zwischen den Anoden liegende Kapazität als Reihenschaltung aufgefasst werden kann (dies funktioniert auch mit einem RC-Zweipol, wenn das Potentiometer nicht ganz auf null gedreht ist). Die beiden Anodenspannungen sind näherungsweise betragsgleich, aber gegenphasig, sodass "dazwischen" null Volt liegen. Die stark kapazitive Anodenbelastung reduziert nun aber die **Slewrate** dramatisch, und deshalb wirkt dieser Tiefpass nichtlinear. Mit einer weiteren Konsequenz: Die verlorengegangene Höhenverstärkung kann in keiner weiteren Zwischenstufe mehr aufgeholt werden, die Endstufe erzeugt deshalb *auch bei Übersteuerung* (!) weniger Höhen. 'Cut zudrehen' ist deshalb etwas anderes als 'Treble zudrehen'.

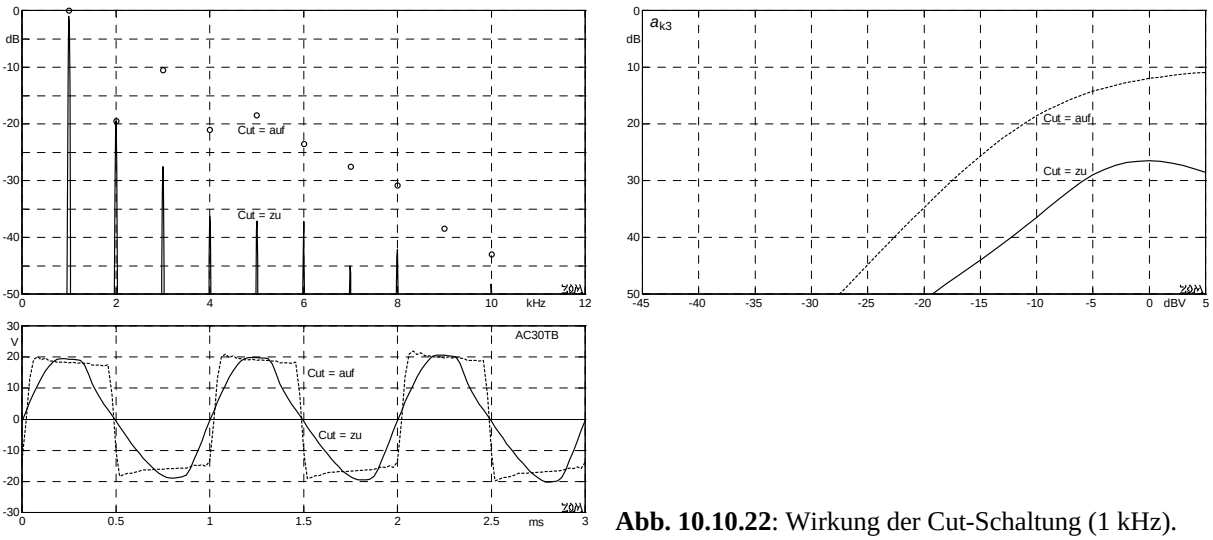


Abb. 10.10.22: Wirkung der Cut-Schaltung (1 kHz).

In **Abb. 10.10.22** sind Messergebnisse dargestellt, die an einem AC30-TB ermittelt wurden (vom Normal-Eingang zum Leistungs-Ausgang). Auch bei starker Übersteuerung kann (bei zugedrehtem 'Cut') die Endstufe nicht hart begrenzen, der Kurvenverlauf ist verrundet, die Höhen abgesenkt. Würde man z.B. bei einem Fender den Treble-Knopf zudrehen, aber gleichzeitig (mit großer Verstärkung) die Endstufe übersteuern, ergäbe sich am Ausgang ein Rechtecksignal. Der VOX ermöglicht hierzu eine interessante Alternative.

© M. Zollner 2011

10.10.5 Vergleich: Frequenzgänge

Jetzt geht's ums Ganze, um die Abbildung der Eingangsspannung auf den Schalldruck. Also nicht mehr, wie z.B. in Kap. 10.3, um die Übertragungsfunktion einzelner Teilschaltungen, sondern um das Übertragungsverhalten des Gesamtsystems **Verstärker mit Lautsprecher**. Bei diesen Messungen stand der Lautsprecher (ggf. mit Verstärker) im reflexionsarmen Raum (RAR), d.h. in einem Raum, auf dessen 6 Begrenzungsflächen 80 cm lange Faserkeile Schallreflexionen weitgehend unterdrücken. Der Schalldruck wurde axial vor dem Lautsprecher mit einem Messmikrofon (B&K 4190) aufgenommen und in einer Workstation (Cortex CF 100) analysiert. Bündelungseffekte werden hierbei nicht erfasst, ihnen ist Kap. 11.4 gewidmet.

Die Urahnen der Gitarrenverstärker unterschieden sich nur wenig von anderen Audioverstärkern, das Designziel war offenbar eine möglichst breitbandige, frequenzunabhängige Übertragung. Einfache Verstärker hatten entweder gar kein Klangfilter (z.B. Fenders früher Champ), oder, welch Luxus, *einen* Tone-Knopf (Fender Deluxe). Später gab's dann zwei-, drei-, gar vierbandige Klangfilter, Vibrato und Hall, aber wie gesagt: das kam später. Der Klang der alten Verstärker war aber auch nicht schlecht, denn die Übertragung war eben doch nicht so frequenzunabhängig. Ursache war, ob die Entwickler das nun wussten oder nicht, die Frequenzabhängigkeit der **Lautsprecherimpedanz** (Kap. 11.2). Die frühen Verstärker-Endstufen waren nicht gegengekoppelt (z.B. Champ 5C1, Princeton 5D2, Deluxe 5B3, Super 5B4, Pro Amp 5C5, VOX AC15, Gibson GA-20, Gibson GA-40, Rickenbacker M11, Epiphone EA-50 u.v.a.m.), sodass zusammen mit den (im Ausgang hochohmigen) Leistungs-Pentoden ein charakteristischer Übertragungs-Frequenzgang entstand. **Abb. 10.10.23** zeigt dies am Beispiel des AC30, der zwar nicht zu den ganz frühen Verstärkern gehört, die gegenkopplungsfreie Endstufe aber zeitlebens beibehalten hat. Schließt man den Lautsprecherausgang mit einem 16-Ω-Widerstand ab, ist die Übertragung frequenzunabhängig; wechselt man zur Lautsprecherbelastung, erscheint um 65 Hz die Lautsprecher-Resonanz, um 170 Hz eine Gehäuse-Resonanz, und zu hohen Frequenzen hin der Beitrag der Schwingspulen-Induktivität. Ganz anders bei einer stark gegengekoppelten Endstufe wie z.B. im **JTM-45**: Sofern man nicht das Presence-Poti aufdreht, unterscheiden sich die Spannungspegel (Lautsprecher ./. Widerstand) nur um ±1 dB. Für den Gesamtfrequenzgang lassen sich drei Hauptkomponenten ausmachen: Das Klangfilter (soweit vorhanden), die Lautsprecher-Impedanz, und der Lautsprecher-Frequenzgang. Hinzu kommen Hochpässe (Koppel-C) und Tiefpässe (Miller-C), wie schon mehrfach beschrieben. Der in Abb. 10.10.23 dargestellte Gesamt-Frequenzgang zeigt eine deutliche Höhenanhebung, ohne dass hierfür eine spezielle Filterschaltung eingebaut wäre; das ergibt sich einfach aus hochohmiger Endstufe + Lautsprecher-Impedanz + Lautsprecher-Übertragungsfrequenzgang. Mit dem Cut-Filter könnte man die Höhen absenken, aber man will eigentlich nicht: Für viele hatte der Normal-Kanal sogar zu wenig Höhen, weshalb eine Treble-Version und der TB-Kanal entwickelt wurden.

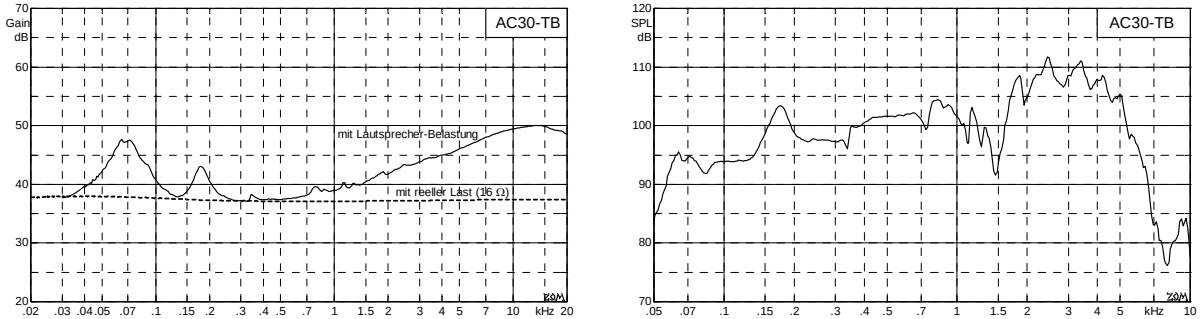


Abb. 10.10.23 links: VOX AC30-TB, Übertragung vom Phaseninverter-Eingang bis zum Lautsprecher-Ausgang; r**echts:** Übertragung vom Normal-Eingang bis zum SPL im RAR, Vol = 12^{00}.

© M. Zollner 2011

In **Abb. 10.10.24** sind die Übertragungsfrequenzgänge einiger Endstufen (mit zugehörigem Lautsprecher) dargestellt. Der Sweep-Generator war für diese Messungen direkt mit dem Eingang des Phasen-Inverters verbunden, gemessen wurde in 2 m Abstand vor der Box (Messmikrofon B&K 4190). Die untere Kurve zeigt den Pegel der Lautsprecherspannung, normiert auf 500 Hz (zur Frequenzabhängigkeit der Lautsprecherimpedanz siehe Kap. 11.2). Bei stark gegengekoppelten Endstufen (z.B. JTM-45) bildet sich die Lautsprecherimpedanz wenig auf den Spannungspegel ab, bei wenig bzw. nicht gegengekoppelten Endstufen (Super Reverb, AC30-TB) beeinflusst die Lautsprecherimpedanz den Spannungspegel hingegen stark. Des weiteren hat natürlich der verwendete Lautsprecher und die Gehäusekonstruktion (offen oder geschlossen) Einfluss auf das Übertragungsverhalten (siehe Kap. 11).

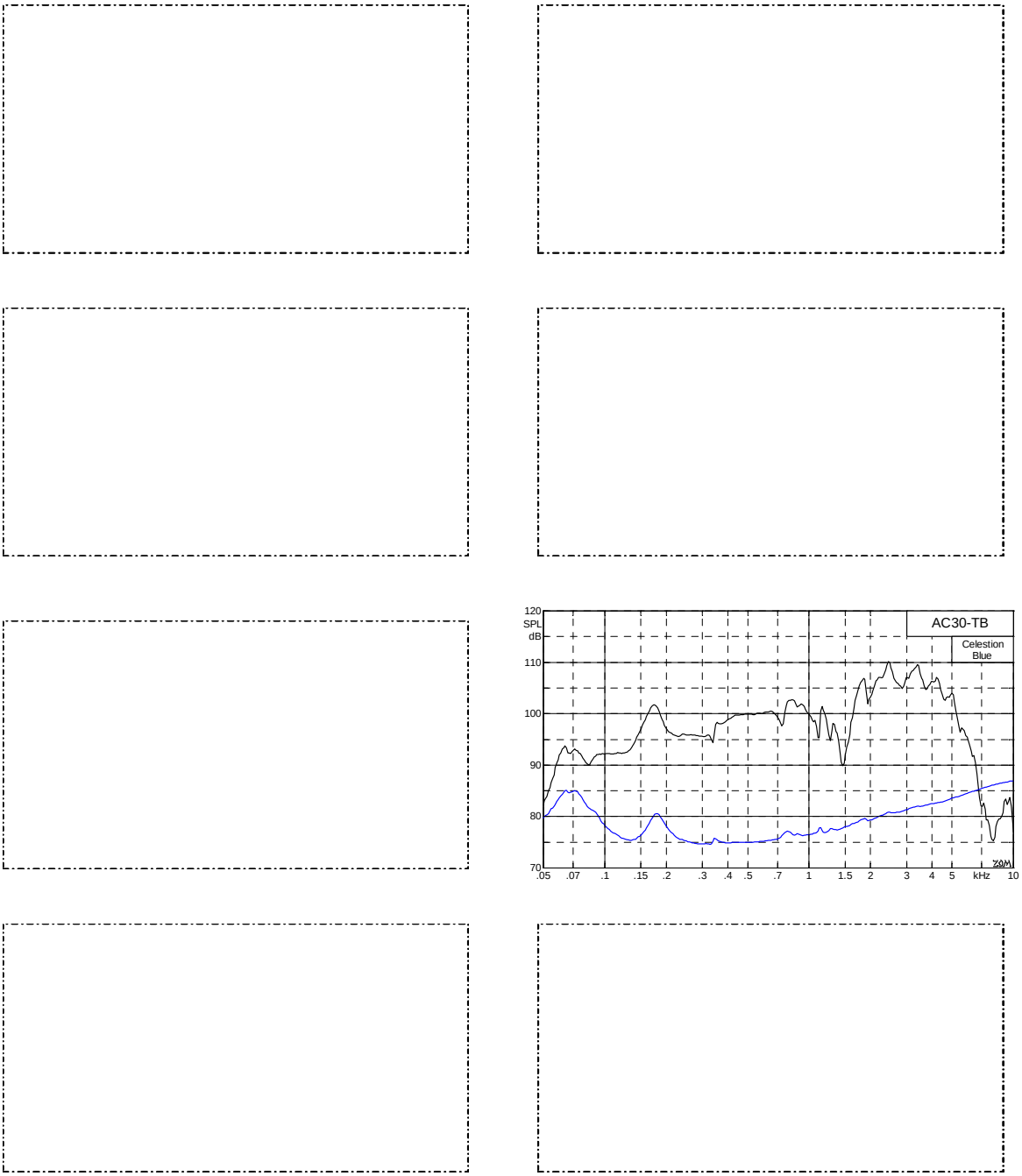


Abb. 10.10.24: Schallpegel (d = 2m) und Spannungspegel (untere Kurve). Normierung: 1 W bei 500 Hz. Schallpegelmessung im reflexionsarmen Raum auf Achse, Sinus-Sweep auf Phasen-Inverter eingeprägt.

Misst man nicht (wie in Abb. 10.10.24) ab PI-Eingang, sondern ab Eingangsbuchse, bestimmt auch das **Klangfilter** (und weitere Teilschaltungen) die Übertragungscharakteristik. Für die

© M. Zollner 2011

folgenden Messungen (**Abb. 10.10.25**) wurde das Klangfilter so eingestellt, dass sich für alle Verstärker eine ähnliche, höhenbetonte Übertragung ergab; durch die Beschränktheit einiger Filter war das in mehreren Fällen nur als grobe Näherung möglich.

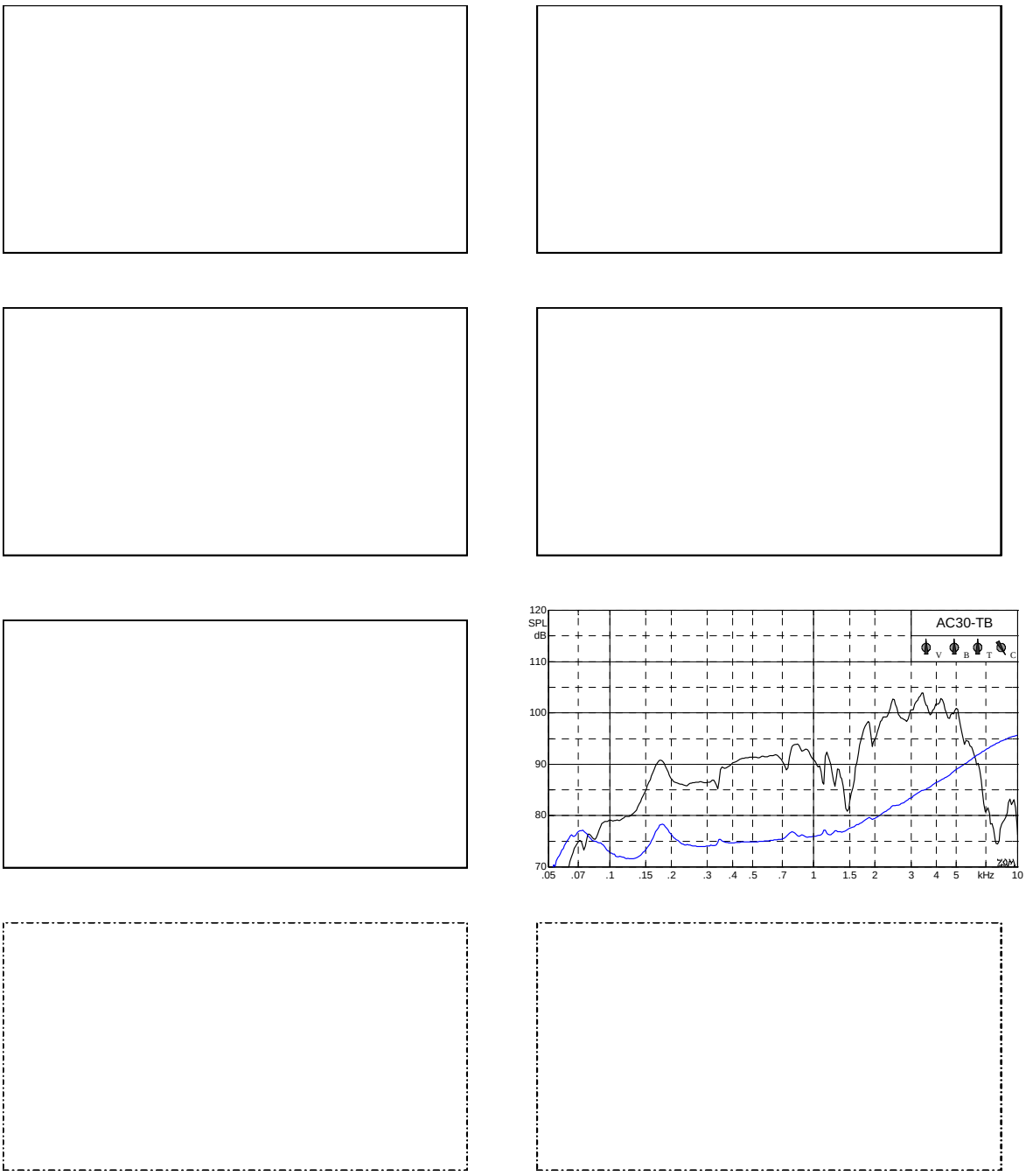


Abb. 10.10.25: Schallpegel (d = 2m) und Spannungspegel (untere Kurve).
Schallpegelmessung im reflexionsarmen Raum auf Achse, Sinus-Sweep auf Verstärker-Eingang eingeprägt.

Zwischen den einzelnen Messkurven zeigen sich erwartungsgemäß Unterschiede. Beim Vergleich mit den Headroom-Charts (Kap. 10.10.3) erkennt man aber, dass die Unterschiede im nichtlinearen Verhalten mindestens ebenso groß sind. Sobald also ein Verstärker wesentlich verzerrt, reicht es nicht mehr, nur den Übertragungsfrequenzgang zu ermitteln (der, so sagt die Theorie, dann sowieso nicht mehr definiert ist).

© M. Zollner 2011

10.10.6 Spezielle Verstärker: VOX, Fender, Marshall

VOX-Verstärker AC15, AC30

Die Charakteristik der VOX-Verstärker versteht man am schnellsten, wenn man bei der **Endstufe** beginnt. Die zeigt nämlich beim AC30/4, AC30/6 und AC30-TB große Ähnlichkeiten, und auch beim 1960er AC15 findet man diese Schaltung, dort allerdings mit nur 2 Endröhren. In **Abb. 10.10.23** ist das Verstärkungsmaß dargestellt, gemessen vom Phaseninverter-Eingang bis zum 16-Ω-Lautsprecher-Ausgang; einmal mit reeller Last (16 Ω), einmal mit den VOX-Lautsprechern (2x Celestion blue). Durch die hochohmige Quellimpedanz der Endstufe bildet sich die Lautsprecherimpedanz auf die Ausgangsspannung ab, wodurch bei der Gesamt-Übertragungscharakteristik lokale Maxima entstehen: um 70 Hz (Lautsprecherresonanz), bei 180 Hz (Gehäuse-Helmholtzresonanz), und breitbandig bei hohen Frequenzen (Lautsprecher-Induktivität; Details in Kap. 11). An reeller Last arbeitet die Endstufe praktisch frequenzunabhängig, mit einer minimalen Bassanhebung, die ihre Ursache im Cut-Filter hat. Der charakteristische SPL-Frequenzgang entsteht also nicht in der Schaltung per se, sondern als Interaktion von nicht-gegengekoppelter Endstufe, Lautsprecherimpedanz und Abstrahlcharakteristik. Bei all den hier dargestellten Frequenzgängen muss jedoch berücksichtigt werden, dass alle Widerstände ±10% Toleranz[⊗] aufweisen können, die Kondensatoren gelegentlich sogar ±20%. Und weil sich der Gesamtfrequenzgang durch das Zusammenwirken vieler Bauteile ergibt, sind "über alles" beachtliche Abweichungen möglich.

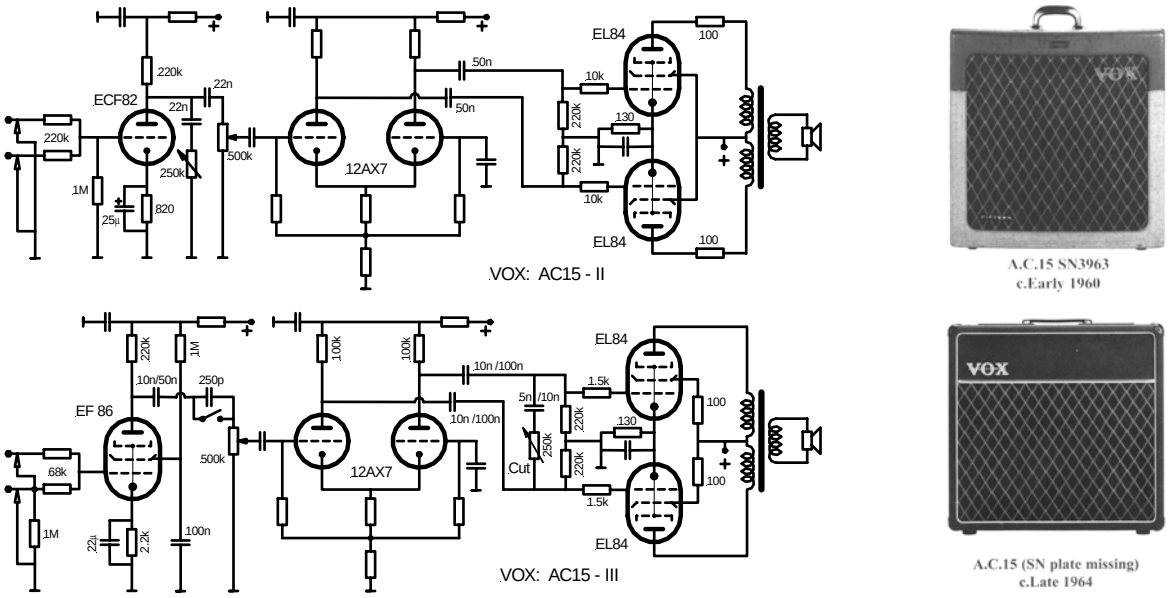


Abb. 10.10.26: VOX AC15, Normal-Kanal; "zweite Schaltung" (1959, oben), "dritte Schaltung" (1960, unten). Der auch vorhandene Vibrato-Kanal ist im Bild nicht dargestellt, Ergänzungen: Kap. 10.8.2. Bilder: Elyea.

In **Abb. 10.10.26** sind zwei Varianten der AC-15-Schaltung dargestellt. Sehr eigenwillig: In der 59er-Schaltung liegen 100-Ω-Widerstände in den *Anoden*leitungen der Endröhren. Hat da jemand Anode und Schirmgitter verwechselt? Und das war nicht nur ein Zeichnungsfehler, das wurde, wie Fotos in Elyeas Buch zeigen, auch so produziert. Im 1960er Nachfolger liegen die Widerstände dann da, wo sie hingehören: In den Schirmgitterzuleitungen. Die 60er-Schaltung war als Normal- und Bass-Modell auf dem Markt, mit entsprechenden Koppelkondensatoren. Mit geöffnetem Brilliance-Switch konnten die Tiefen abgesenkt werden, mit dem Cut-

[⊗] Zwei beim Röhrenhändler gekaufte 100-kΩ-Widerstände hatten je 120 kΩ, obwohl mit 10% spezifiziert. Ein Zugeständnis an ihre schwarze Kohle-Seele, die "*absolut High-End im Signalweg*" sicherstellen soll.

© M. Zollner 2011

Potentiometer die Höhen (**Abb. 10.10.27**). Die in der 59er-Schaltung nicht in voller Schönheit erstrahlen konnten, weil die hochohmige Eingangsschaltung unzweckmäßig war. Hochohmig im Längszweig, im Querzweig hingegen wegen des auf Masse liegenden zweiten 220-kΩ-Widerstandes zu niederohmig. Die **ECF82**, eine Kombination aus Triode und Pentode, wurde für den (hier nicht dargestellten) Modulator benötigt. So richtig wohl fühlt sich diese HF-Röhre (Oszillator, Mischstufe) aber auch nicht in dieser Umgebung, ihre Verstärkung ist nur mäßig. Doch viel Auswahl gab es nicht, wenn man eine Triode für den Normalkanal und nur eine Pentode für den gesamten Modulator wollte. Erst 1960 bekommt der AC15 den Deluxe-Modulator (Kap. 10.8.2), und die hochverstärkende **EF86** im Normalkanal. Die noch im selben Jahr im AC30/6 der **ECC83** weichen muss.

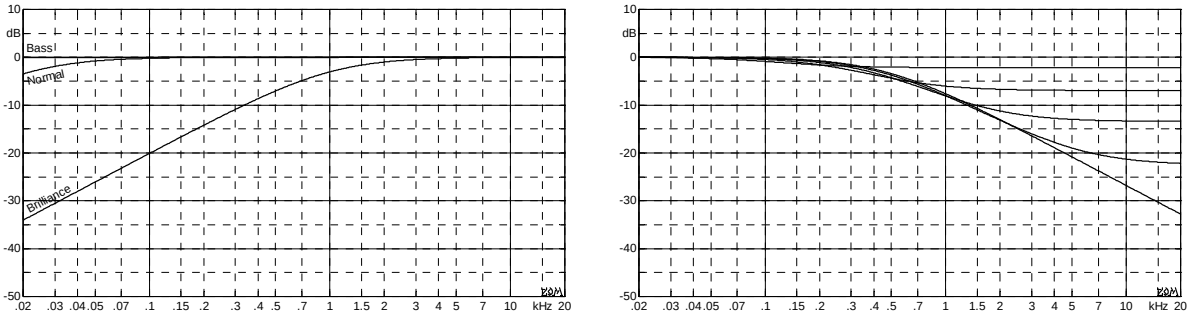


Abb. 10.10.27: Kopplung Vorstufe/Phaseninverter (Brilliance-Switch, links); Cut-Filter ("Normal", rechts)

Die spezielle Übertragungs-Charakteristik des AC15, AC30/4 und AC30/6 entsteht aus dem Endstufen/Lautsprecher-Frequenzgang; Klangfilter sind bei diesen Verstärkern ja nur in sehr bescheidenem Umfang vorhanden. Bei zunehmender Aussteuerung kommt noch die Kompression der Endstufe hinzu (Kap. 10.5.12), und die Dominanz der kubischen Verzerrungen (Kap. 10.10.4). Ob im Eingang jedoch eine EF86 oder eine ECC83 (12AX7) sitzt, sollte auf den Frequenzgang nur mittelbaren Einfluss haben. Beide **Röhren** arbeiten ab 0 Hz, und bis in MHz-Bereiche. Dennoch meint Jim Elyea: *"The 12AX7 had a narrower frequency range, with a bit more treble, but less bass response than the EF86. The EF86 gave a wider frequency range"*. "Mehr Treble", und trotzdem kleinere Bandbreite? Hängt natürlich davon ab, wie man *Treble* definiert, aber wie auch immer: wenn überhaupt, dann waren das Auswirkungen der Röhrenbeschaltung, und nicht der Röhre selbst. Petersen/Denney meinen übrigens zum Vergleich AC30/4 vs. AC30/6: *"The AC30/4 seemed to have a clearer tone"*. Und ergänzen: *"An EF86 has five elements as opposed to the three of a Triode, so it can have up to 25% more gain"*. Man möchte hinzufügen: 5/3 ist aber 67%. Natürlich stimmt die Anzahl der Elektroden, was hier stört, ist das "*so*". Beide Prozentangaben sind Unsinn, der Verstärkungsgewinn (EF86 vs. ECC83) beträgt über 100% (v_U = 140 bis 180 gegenüber 70).

Der "mittelbare" Einfluss der Eingangsröhre betrifft die Eingangskapazität, die Verstärkung und die Kanalkopplung. Die Pentode hat die kleinere **Gitter-Anode-Kapazität**, woraus ein messbarer Unterschied zur ECC83 resultiert (Miller-Effekt). Ein ähnlicher Unterschied ergibt sich aber auch, wenn man das Gitarrenkabel um ½ m verkürzt, das sollte man deshalb nicht dramatisieren. Die **Verstärkungsunterschiede** sind hingegen beachtlich: +43...45dB bei der EF86 (je nach Röhre), gegenüber +37dB bei der ECC83 (jeweils in VOX-typischer Umgebung). Dazu 6 dB Verlust durch die Kanaladdition, sodass ein AC30/4 ca. vier- bis fünfmal soviel verstärkt wie ein AC30/6. Und dann hängt ja beim AC30/6 der Frequenzgang des Normal-Kanals von der Vol-Poti-Stellung des Bright-Channels ab. Und die **Koppel-Cs** sind auch noch unterschiedlich. Die **Lautsprecher** übrigens auch: Der Wechsel von Goodmans zu Celestion vollzog sich 1960, im selben Jahr, als AC30/4 und AC30/6 gleichzeitig am Markt waren. Viele Gründe also, Klangunterschiede zwischen den Verstärkern zu hören. Und nicht

© M. Zollner 2011

zu vergessen: die **Mikrofonie** der EF86, der Hauptgrund für ihre frühe Pensionierung. Und für eine Schaltungsänderung: Nicht wenige EF86 wurden als Triode beschaltet (*to reduce microphonics; also lowered were the gain and the frequency response* [Elyea]). Und bei einigen AC15 wurde gleich die EF86 gegen eine ECC83 getauscht. Auch wenn der **AC15** nicht den radikalen Umbauten anderer Verstärker (z.B. Bassman) ausgesetzt war, Änderungen gab es schon: Von den bei Elyea aufgelisteten 17 Versionen betreffen viele die Optik und nebensächliche Details, es werden aber auch 3 verschiedene Schaltungsvarianten dokumentiert. Vom kaum bekannten EL34-AC30 gab es 5 Versionen, vom Bestseller AC30-Twin während der JMI-Zeit (1960 – 1967) 15 Versionen: Den **AC30/4** in Normal- und Bass-Version, den **AC30/6** in Normal-, Bass- und Treble-Version, vor und nach der sog. *'List of changes'*, mit 80 Ω oder 50 Ω Kathodenwiderstand, ab 1963 mit eingebauter Top-Boost-Schaltung. Danach kamen Halbleiterdioden anstelle der GZ34, Keramikmagnet-Lautsprecher, und sogar reine Transistorverstärker, aber das war nach der goldenen Ära, als die die JMI-Phase heute angesehen wird. Den Wechsel vom AC30/6 zum AC30-TB dokumentiert **Abb. 10.10.28**: Anfangs wurde die Brilliance-Unit als Zubehör nachgerüstet, ab 1963/64 dann ab Fabrik eingebaut. Die wichtigsten Vertreter des VOX-Flaggschiffes waren damit AC30/4, AC30/6, und AC30-TB. Jeweils "Twin", weil mit zwei Lautsprechern bestückt, und gelegentlich "Super Twin", wenn Verstärker und Lautsprecher in zwei getrennten Gehäusen residierten. Der AC30/4 hatte 2x2 Eingänge, AC30/6 und AC30-TB hatten 3x2 Eingänge. Die **AC30/4-Schaltung** entspricht weitgehend der in Abb. 10.10.26 dargestellten "dritten Schaltung" des AC15, hat aber vier statt zwei Endröhren, andere Transformatoren, und zwei Lautsprecher♣ statt einem. Im **AC30/6** wird die EF86 durch eine ECC83 ersetzt, wodurch ein zusätzlicher Kanal mit zwei (parallel liegenden Eingängen) entsteht. Seine beiden Kanäle, *Normal* und *Brilliant*, unterscheiden sich in den Koppel-Cs der Eingangsstufe: 47 nF gegenüber 500 pF, also Tiefenabsenkung im *Brilliance*-Channel (Abb. 10.10.28). Aus dem AC30/6 entstand der **AC30-TB** durch Einfügen der *Brilliance*-Unit. Ihr Kathodenwiderstand war zunächst kapazitiv überbrückt, später nicht mehr.

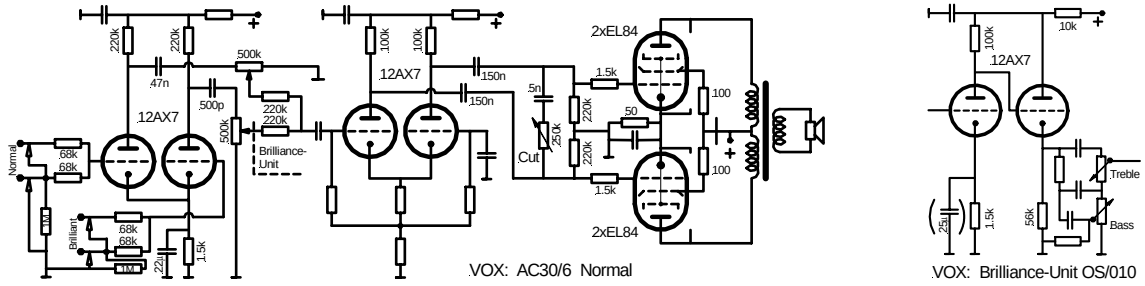


Abb. 10.10.28: VOX AC30/6. Von den insgesamt 4 Endröhren (je zwei parallel) sind nur zwei gezeichnet. Die rechts dargestellte Schaltung wurde im Brilliant-Channel nach dem Vol-Poti an der markierten Stelle eingefügt; zusätzlich wurde dieses Vol-Poti mit einem Bright-C (100 pF) überbrückt. Ergebnis: der **AC30-TB**.

AC15 und AC30 gab es zunächst als "Normal"-Modell, aber auch als "Bass"-Modell; später erschien auch noch ein "Treble"-Modell. Die "Bass"-Modelle hatten vergrößerte Koppel-Cs: In der Eingangsstufe des AC30/6 z.B. 100 nF statt 47 nF, bzw. 1000 pF statt 500 pF; außerdem wurde die Cut-Kapazität verdoppelt. Das "Treble"-Modell erfuhr mehr Änderungen, wie **Abb. 10.10.29** verdeutlicht. Außer Kathoden-Trennung und Bright-Cs wurden die Koppel-Cs vor den Endröhren auf 47 nF verkleinert, und der Cut-C auf 2.2 nF verkleinert. Durch die Auftrennung des Kathodenkreises der Eingangsröhre verschiebt sich aber deren Arbeitspunkt! Während beim "Normal"-Modell die Ströme *beider* Trioden über den 1.5 kΩ-Widerstand fließen, fließt beim "Treble"-Modell nur mehr einer. Für gleichen Arbeitspunkt hätte man folglich beim "Treble" 3 kΩ in die Kathodenleitungen einfügen müssen. Man hat nicht ...

♣ Den AC15 gab es auch als Twin, mit zwei (lowcost) Goodmans Lautsprechern [Elyea].

© M. Zollner 2011

Die Höhenanhebung beim "Treble"-Modell wird überwiegend vom 220-pF-Kondensator verursacht, der verkleinerte Kathodenkondensator bewirkt lediglich 3 dB Höhenanhebung. Der 330-kΩ-Widerstand verhindert, dass bei voll aufgedrehtem Vol-Poti der Bright-C unwirksam wird, dadurch sinkt aber die maximal mögliche Verstärkung um 7 dB.

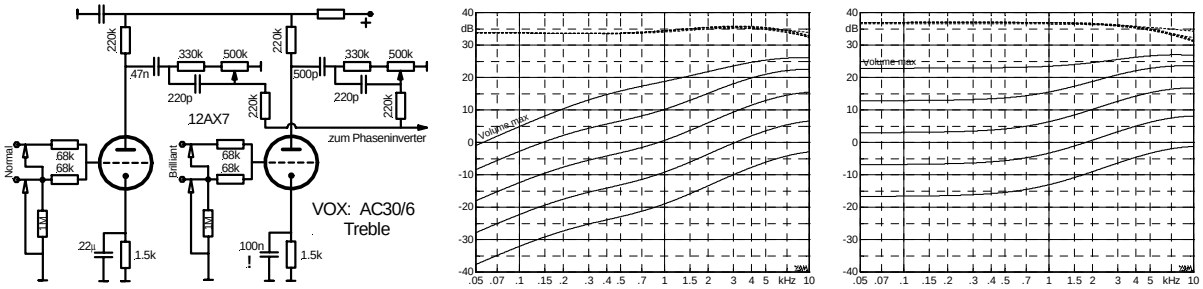


Abb. 10.10.29: VOX AC30/6 "Treble". Übertragungsmaß vom Eingang bis zur ersten Anode (---), bzw. bis zum Phaseninverter-Eingang; Brilliance-Kanal (Mitte), Normal-Kanal (rechts).

In **Abb. 10.10.30** sind die Übertragungs-Frequenzgänge vom Eingang bis zum lautsprecherbelasteten Leistungsausgang bzw. bis zum Schallpegel im RAR dargestellt – eine einfache "Klangwaage", perfekt ausbalanciert. Die aufwändigere Klangfilterung des AC30-TB wurde schon in Kap. 10.3.1 vorgestellt.

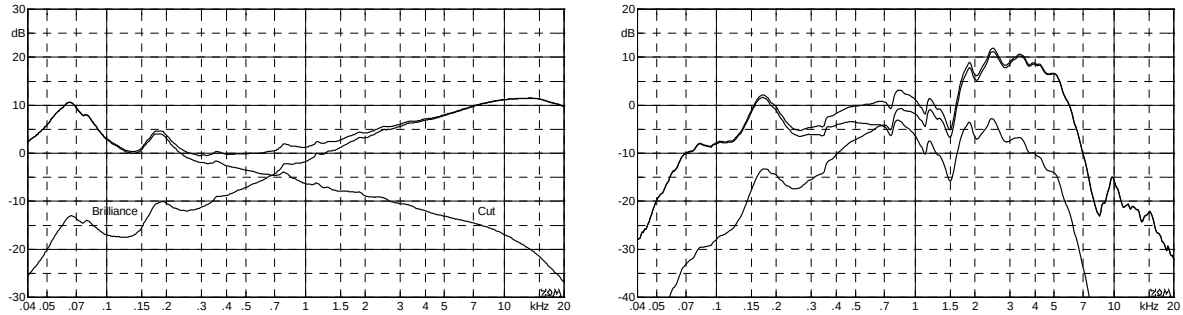


Abb. 10.10.30: VOX AC30/4. Übertragungsmaß bis zum Leistungsausgang (links), bzw. bis zum Schallpegel.

Eine Besonderheit der frühen Jahre, die heute kaum noch genutzt wird, ist der **Vibrato**-Kanal. Schon die zweite AC15-Version hatte ihn in der Deluxe-Ausführung, sowie alle AC30. Seine Funktion ist in Kap. 10.8.2 erläutert. Brilliant- und Normal-Kanal brauchen je eine Triode, der Vibrato-Kanal braucht deren sechs. Sechs sells, auch hier – das war ein zugkräftiges Verkaufsargument. Problematisch war nur, dass das niederfrequente LFO-Signal nicht völlig unterdrückt werden konnte, trotz wohldurchdachter Brückenschaltung. Deshalb wurde schon im Gibson GA70 ein mehrstufiger Hochpass eingebaut, den sich auch der VOX "borgte". Der Übertragungsfrequenzgang dieses Hochpasses ist in **Abb. 10.10.31** dargestellt.

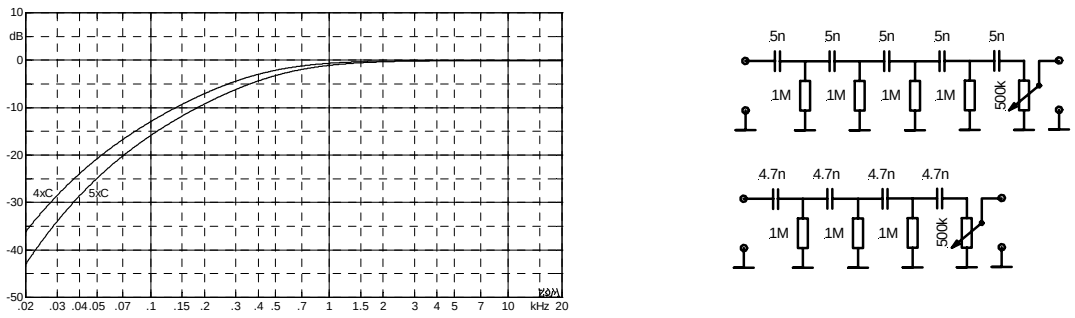


Abb. 10.10.31: Hochpass im Vibrato-Kanal (VOX AC15, AC30/4 fünfstufig, VOX AC30/6 vierstufig).

© M. Zollner 2011

Dass dieser Hochpass auch die Tiefen des Nutzsignals absenkte, musste akzeptiert werden; er entsprach damit in etwa dem *Brilliance-Switch*. Warum allerdings auf diesen 500-Hz-Hochpass noch ein Hochpass folgt (PI-Eingang), dessen Grenzfrequenz beim Normal-AC30/4 nur 8Hz beträgt, beim Bass-AC30/4 sogar nur 0.8 Hz, das hätte wohl nur Dick Denney erklären können. Oder auch nicht. Egal – auch das sind sie, die Mythen der Vergangenheit, die dem wabernden Nebel der dionysischen 60er entsprangen, und im Dickicht des WWW, des weltweiten Wildwuchses, eine neue Bleibe fanden.

Gegen 1967 endet die goldene Zeit der Ur-Vöxe, die Umsätze fallen ins Bodenlose, wogegen auch der Rauswurf des Firmengründers Tom Jennings nicht hilft. Im März 1969 gehen fast die Lichter aus, VOX ist "*in preparation for its liquidation* [Elyea]". Ab dann geben sich die Käufer die Klinke in die Hand: 'Corinthian Securities', 'Birch Stolec', 'Dallas Arbiter', 'Rose Morris' kaufen und verkaufen die Reste, zuletzt übernimmt **Korg**. Und lässt (ab 1993) wieder die AC30-Fertigung aufleben – bei Marshall, Dank guter Beziehungen. Und tatsächlich, der Relaunch gelingt, VOX ist wieder da (Kap. 10.10.7). Und wirbt kräftig mit dem Ruhm vergangener Tage.

Angesichts der verschiedenen Varianten wird deutlich, dass es "den" AC30-Sound so wenig gibt wie "den" Fender-Sound, obwohl die gegenkopplungsfreie EL84-Endstufe zusammen mit der speziellen Lautsprecher/Gehäuse-Konstruktion schon Gemeinsamkeiten schafft. Aber die Gleichung ***Beatles-Sound*** = *VOX-Sound* ist dann doch zu einfach, auch wenn die Werbung gern in diese Richtung geht. Denn dann müsste man auch schreiben *Beatles-Sound* = *Stones-Sound*, oder *Shadows-Sound* = *Queen-Sound*, und das passt einfach nicht. Jim Elyea widmet sich 20 Seiten lang der Frage, wann die Shadows welchen Verstärker bekommen haben, und was wann womit aufgenommen wurde. Noch umfangreicher (und unübersichtlicher) bei den Beatles. Das war nicht "der" VOX, da wurde der nächst größere genommen, kaum dass er auf dem Markt war. Zwar spielte Lennon nachweislich auf einem AC15, aber halt auch auf AC30, AC50, und AC100. Und sogar auf 7120 und Conqueror – doch das waren, man traut sich's kaum zu schreiben, Hybrid- bzw. Transistor-Verstärker. Aber auch das ist *VOX-Sound*.

Abb. 10.10.32: Verschiedene AC30 [Jim Elyea: VOX Amplifiers, The JMI Years].

© M. Zollner 2011

Fender-Verstärker

"*In the 20's, Leo Fender was a bookkeeper who got into ham radio*[♣] *as a hobby*". So beginnt Dave Funk in seinem TUBE AMP WORKBOOK die Beschreibung eines äußerst einflussreichen Buchhalters, dessen Verstärker und Instrumente Geschichte schreiben sollten. Nach kurzer Zusammenarbeit mit Doc Kaufman startet Leo Fender 1946 in Fullerton (Kalifornien) seine **Fender Electric Instrument Company** und baut zunächst Verstärker nach Schaltungen des "Radiotron Designer's Handbook", später (1950) auch Elektrogitarren und -bässe. Sehr viele verschiedene Verstärker, Dave Funk braucht allein 250 Seiten für die Schaltpläne, und kommt doch nur bis in die 70er-Jahre. Die unziemliche Frage *"hat's denn nach 1964 überhaupt noch nennenswerte Fender-Verstärker gegeben?"* übergehen wir mit einem kurzen *"ja"*, und versuchen, Ordnung in die Vielfalt zu bringen. Fender-Verstärker der frühen Periode wurden durch ein **Nummernsystem** gekennzeichnet, dessen erste Stelle auf das Jahrzehnt hinweist: 5 auf die 50er-Jahre, 6 auf die 60er. An zweiter Stelle steht ein Buchstabe, der die Änderungsvariante dokumentiert, die dritte Stelle spezifiziert das Modell. 5B3 ist der Deluxe von 1952, sein Nachfolger ist der 5C3. Der Bassman von 1952 war der 5B6, der Twin war der 5B8. Man vermutet, dass der Buchstabe als Code für das Jahr gedacht war, dass dieses System aber um 1955 zusammenbrach, weil nicht mehr jeder Verstärker jedes Jahr revidiert werden konnte. Für manchen ist es äußerst wichtig, das Produktionsjahr auf den Monat genau zu datieren, das soll hier nicht das Thema sein. Als ungefährer Anhalt: A = 51, B = 52, C = 53, D = 54, und ab E = 55 wird's ungenau, bis um 1960 die G-Varianten kommen. Ab 1963 folgt mit der AA763-Schaltung eine modellübergreifende Vereinfachung, mit der Revision AB763.

Modell	Name	Produktionsstart, typische Endröhren	Leistungsklasse
1	Champ	1946/47, 1x6V6-GT	*
2	Princeton	1946/47, 1x6V6-GT	*
3	Deluxe	1947, 2x6V6-GT (Model 26)	**
4	Super	1950, **2x6L6-GC** (Dual Professional)	***
5	Pro	1950, **2x6L6-GC**	***
6	Bassman	1951, **2x6L6-GC**	***
7	Bandmaster	1952, **2x6L6-GC**	***
8	Twin	1952, **2x6L6-GC ⇒ 4x6L6-GC**	*****
9	Tremolux	1955, 2x6V6-GT ⇒ **2x6L6-GC**	**
10	Harvard	1956, 2x6V6-GT ⇒ **2x6L6-GC**	**
11	Vibrolux	1955, 2x6V6-GT ⇒ **2x6L6-GC**	**
12	Concert	1960, **2x6L6-GC**	***
13	Vibrasonic	1959, **2x6L6-GC**	***
14	Showman	1961, **4x6L6-GC**	*****
15	Reverb Unit	1961, Federhall, keine Leistungsendstufe	-
16	Vibroverb	1963, **2x6L6-GC**	***

Tabelle: Fender-Verstärker; die verfügbaren Quellen sind unvollständig und z.T. widersprüchlich.

Bezüglich des Aussehens unterscheidet man: Die ganz frühen **K&F**-Verstärker (1945-46), die '**Woodies**' im Holz-Look (ab 1947), und die darauf folgenden '**Twotone**-Vinyl-Amps'. Dann kommen Fenders berühmte '**Tweed**'-Verstärker (ab 1948), nach ihrem lackierten Stoffüberzug benannt. Danach helles und dunkles Braun '**Brownface**' (1959 – 63), verschiedene Weiß-Töne '**Blonde, Cream**' (1960 – 64), '**Blackface**' (1964 – 67), schließlich '**Silverface**' (1967 – 81). Alles nicht auf den Tag genau – die Quellenlage ist dürftig.

[♣] *"ham"* bedeutet hier nicht Schinken, sondern Amateur

© M. Zollner 2011

Für den heutigen Altwarenhandel mag ja das taggenaue Produktionsdatum von Bedeutung sein, aus technischer Sicht sind Schaltung, Bauteile, Gehäuse und Lautsprecher wichtiger. Da gab es einige Richtlinien, aber auch viele Ausnahmen. Verständlich, dass nicht alle Verstärker am selben Tag das neue Klangfilter bekommen konnten, und dass erst Lagerbestände aufgebraucht wurden, bevor das neue Modell auf den Markt durfte. Die Unterschiede sind so extrem vielfältig, dass sie auch nicht annähernd vollständig dargestellt werden können: Da fällt ein Kondensator weg, um zwei Jahre später wieder aufzutauchen und wieder zu verschwinden, da variieren die Kapazitätswerte ohne erkennbare Regeln, da werden Gegenkopplungen eingebaut und kurz darauf wieder verworfen, verschiedene Vibrato-Konzepte durchprobiert, und vieles mehr. Das alles ist nicht zu kritisieren, so entwickeln sich Produkte – es erschwert aber die Dokumentation. Die alten Oktalröhren weichen neueren Novalröhren, ein Quecksilberdampf-Gleichrichter tritt an und gleich wieder ab, die Phasenumkehrstufe mutiert von der Paraphase-Schaltung (1946, ab 1951 mit Gegenkopplung) zur Kathodyn-Schaltung (um 1955) und zum Differenzverstärker (um 1956, Kap. 10.4). Die Ausgangsleistung wächst (beim Twin z.B. von 18 W auf 185 W), und die Lautsprecher entwickeln sich natürlich mit: Vom schwachen Alnico-Lautsprecher zum hochbelastbaren Keramiksystem. Doch nicht alles, was als Verbesserung gedacht war, wird von den Gitarristen auch als solche empfunden, und deshalb werden alte Konzepte neu aufgelegt, "Reissues" auf den Markt gebracht, "Historic-" und "Vintage-Modelle" wiederbelebt.

Sucht man nach Gemeinsamkeiten aller Fender-Verstärker, wird man fündig[♣], um aber schon im nächsten Moment Ausnahmen zu entdecken. Ja, Leo Fender liebte Countrymusic, sodass die Vermutung berechtigt ist, seine Verstärker sollten bei dieser Musik eine gute Figur machen. Und, ja, Übersteuerung war in seinen Ohren vermutlich eine Fehlfunktion. Brillante Höhen waren erwünscht, und in Verbindung mit den typischen Fender-Singlecoils auch leicht produzierbar. Allen Fender-Combos aber einen gemeinsamen Soundcharakter unterstellen zu wollen, nein, das ginge zu weit. Nicht nur quer über alle Modelle, sondern auch innerhalb einer Entwicklung (z.B. vom 5B3-Deluxe zum AB868-Deluxe) finden sich allenthalben große Unterschiede, und deshalb gibt es nicht einmal "den" charakteristischen Deluxe-Sound.

Den ganz alten **Deluxe** von 1947 muss man zum Vergleich nicht heranziehen, der existiert nur mehr in homöopathischen Dosen. Ab 1954 wird er als **5D3** interessant, da bekommt er moderne Novalröhren (12AY7, 12AX7, 2x6V6GT, 5Y3GT), eine stabile Eingangsschaltung, die gegengekoppelte Paraphase-Schaltung, und spielt damit anscheinend so gut, dass die Endstufe ganz ohne Gegenkopplung auskommt. Die größte Änderung beim **5E3** ist der Wechsel von Paraphase zu Kathodyn, begleitet von kleineren Kapazitäts-Änderungen und weiteren Modifikationen. Ob es einen **5F3** gegeben hat, wird kontrovers diskutiert, ein Schaltplan ist nicht bekannt. Der 1960er **6G3** hat eine zusätzliche 12AX7, für den Vibrato-Effekt und den Wechsel von der Kathodyn-Schaltung zum Differenz-Verstärker. Außerdem liegen jetzt die Kathoden der Endröhren auf Masse (*fixed bias*), der negativen Gitterspannung wird das Vibratosignal überlagert. Sicher nicht optimal, denn diese Endstufe ist gegengekoppelt. Im Netzteil muss die 5Y3GT einer GZ34 weichen, und in der Vorstufe hat jetzt jeder Kanal ein eigenes Klangfilter. Beim 1963er **AA763**-Deluxe kommt erstmals der LDR-Modulator zum Einsatz, jeder Kanal erhält eigene Treble/Bass-Filter, und so wurde aus einem 10-Watt-Verstärker (5 Röhren, 3 Knöpfe) ein 21-Watt-Verstärker (11 Röhren, 8 Knöpfe). Ende der Fahnenstange? Nein, der **Deluxe-Reverb** legt noch eins drauf und bietet, wie der Name sagt, zusätzlich einen Federhall: 15 Röhren, 9 Knöpfe. Es versteht sich von selbst, dass all diese Modifikationen Änderungen im linearen und vor allem nichtlinearen Verhalten nach sich ziehen, und somit Auswirkungen auf den Klang haben.

[♣] nein, das gemeinsame Fender-Logo ist dann doch zu wenig

© M. Zollner 2011

Die topologischen Unterschiede zweier Deluxe-Verstärker zeigt **Abb. 10.10.33**. Schon die Eingangsröhren differieren (Kap. 10.11), wie auch ihre Anodenbeschaltung. Beim 5E3 ist das Vol-Poti "*reverse*" beschaltet, eine Eigenart vieler ganz früher Verstärker. Änderungen der Schleiferstellung ändern direkt die Röhrenverstärkung; bei zugedrehtem *Volume* arbeitet die Röhre auf einen Kurzschluss – was ihr als Stromquelle aber nicht schadet. Auch das simple Tone-Poti hat Rückwirkungen auf die Anode, und überdies sind beide Kanäle verkoppelt. Das lässt sich leicht analysieren, aber schwer darstellen, weil alles von allem abhängt. Der AB763 summiert die beiden Kanäle hingegen erst direkt vor dem Phaseninverter (PI), und ermöglicht hiermit eine weit bessere Entkopplung (**Abb. 10.10.34**). Die Wirkung des Tone-Filters dokumentiert **Abb. 10.10.35**: Ein von der Stellung des Vol-Potis abhängiges, breitbandiges Treble-Filter, ohne das für spätere Versionen charakteristische Mitten-Loch (Kap. 10.3). Das *reverse* beschaltete Vol-Poti ist unzweckmäßig, durch seine Verkopplung mit der Röhre ändert sich im mittleren Drehbereich die Verstärkung nur wenig (um 10 dB zwischen 2 und 8). Und dann beeinflussen sich die beiden Vol-Potis auch noch gegenseitig.

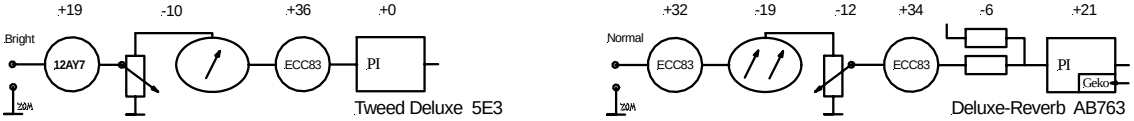


Abb. 10.10.33: Vergleich 5E3-Deluxe (Tweed) vs. Deluxe-Reverb (Blackface). Die angegebenen Verstärkungen beziehen sich auf die Standardbedingung aus Kap. 10.10.2 (90 mV / 500 Hz für Vollaussteuerung).

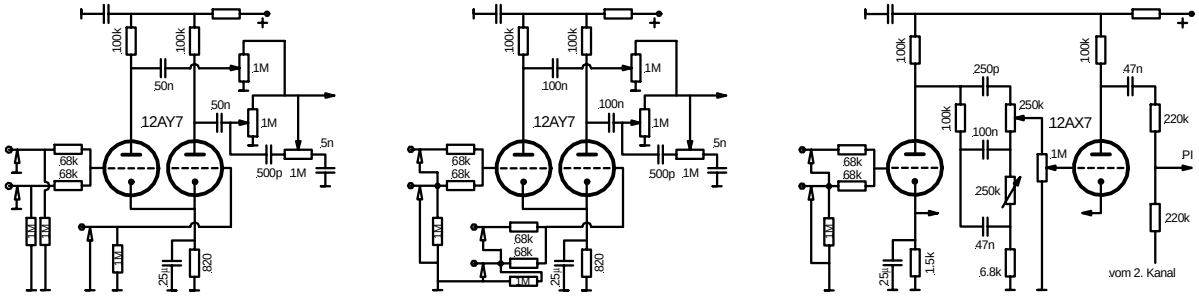


Abb. 10.10.34: Deluxe-Eingangsschaltungen: 5D3 (1954), 5E3 (Tweed, 1955), AB763 (Blackface, 1963).

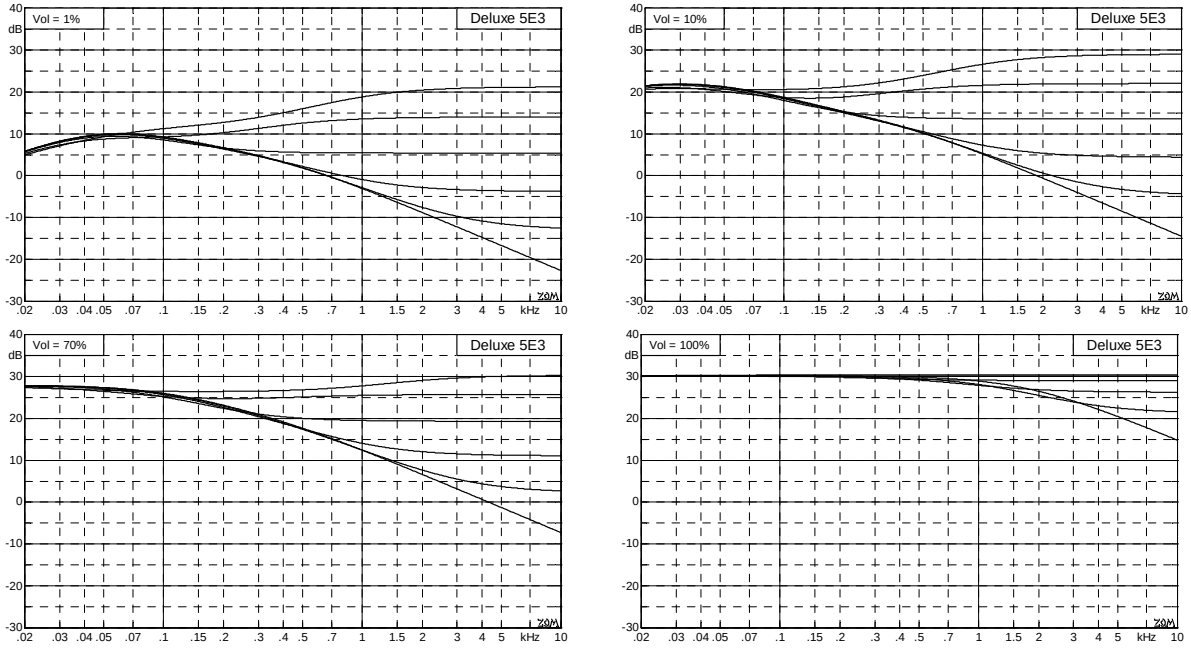


Abb. 10.10.35: 5E3-Deluxe, Übertragung der ersten Stufe, Tone-Poti; Vol-Poti des anderen Kanals zugedreht.

© M. Zollner 2011

Erst im 1960 produzierten 6G3-Deluxe sind die beiden Vol-Potis *normal* beschaltet, ab dem 1963er-Deluxe erhalten beide Kanäle je einen Bass- und Treble-Steller. Die Klirrdämpfungen a_{k2} der Vorstufe sind in **Abb. 10.10.36** dargestellt: Beim 5E3-Deluxe verringert sich beim Zurückdrehen des Vol-Potis der Anoden-Lastwiderstand, die Verstärkung nimmt ab, gleichzeitig nehmen die Verzerrungen zu. Weit aufgedreht sind seine Verzerrungen geringer als die des Deluxe Reverb, was an der geringeren Verstärkung der 12AY7 liegt. Dass die Verzerrungen auch noch von der individuellen Röhre abhängen wurde schon erwähnt (Kap. 10.1.4).

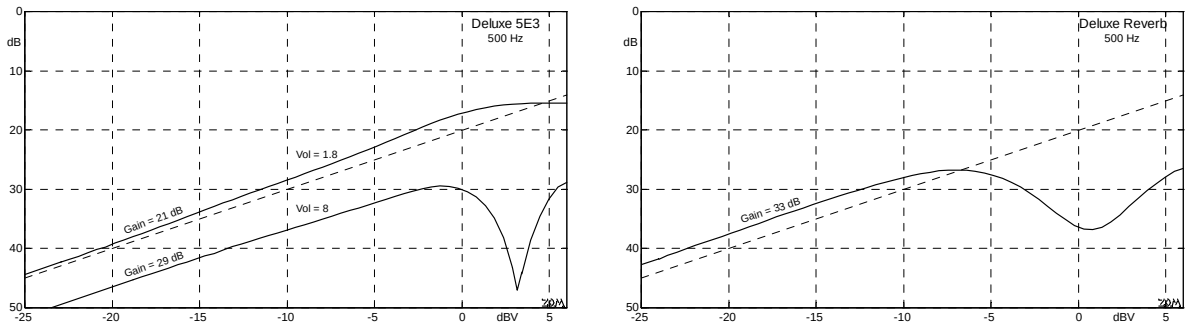


Abb. 10.10.36: Quadratische Klirrdämpfung vom Verstärker-Eingang bis zur ersten Anode. Das *reverse* beschaltete Vol-Poti findet man auch bei anderen Fender-Verstärkern, z.B. im Pro, im Princeton, und im Super.

Die Verzerrungen der Vorstufenröhre müssen nur beachtet werden, wenn der Tonabnehmer eine hohe Spannung liefert. 100 mV_{eff} am Eingang eines 3E5, dessen Vol-Poti auf 8 steht, erzeugen in der Vorstufe gerade einmal k_2 = 0.5%; die Endstufe ist hierbei jedoch schon weit übersteuert, wie auch die Headroom-Charts dokumentieren (Kap. 10.10.3). Zur Endstufe gehört immer auch der Phaseninverter, in seiner jeweiligen Variante (Paraphase, Kathodyn, Differenzverstärker, Kap. 10.4). Der 5D3 hatte die gegengekoppelte Paraphase, der 5E3 die Kathodyn-Schaltung, der AB763 den Differenzverstärker. Die Kathodyn-Symmetrierung ist akzeptabel, "über alles" ist k_2 beim 5E3 im ganzen Aussteuerungsbereich kleiner als k_3 (Abb. 10.10.20). Bei dem ab 1956 eingesetzten **Differenzverstärker** hängt die Symmetrie u.a. von den Anodenwiderständen ab. Vertraut man darauf, dass Kohle-Widerstände "absolut High-End" sind, riskiert man große Toleranzen, und eine große Streubreite beim k_2. Im 6G3-Deluxe sind die **Anodenwiderstände** ungleich, im AA763 gleich, im AB763 wieder ungleich. Gleich heißt immer 100 kΩ je Widerstand, ungleich ist 82 kΩ und 100 kΩ. Ähnlich beim Super Amp: Im 6G4 ungleich, im AA763 gleich, und im AB763? Laut Schaltplan gleich, laut Layout ungleich. Das kommt auch noch hinzu: die Unterlagen können Fehler enthalten.

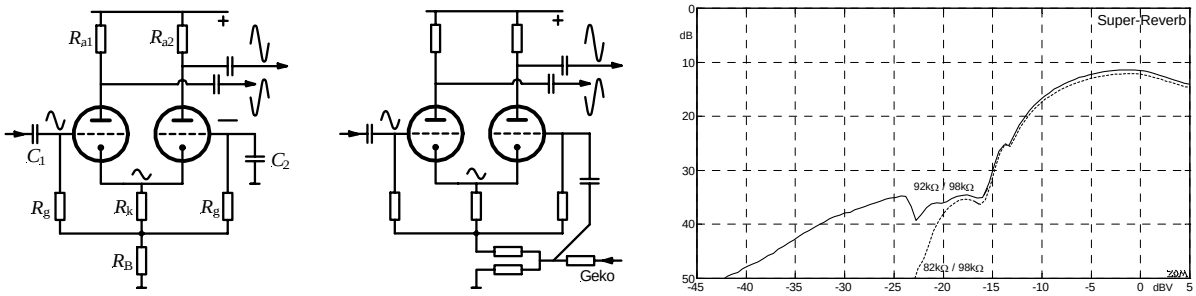


Abb. 10.10.37: Differenzverstärker ohne/mit "Über-Alles-Gegenkopplung"; Quadratische Klirrdämpfung.

Weil in **Abb. 10.10.37** die rechte Triode über die Kathode angesteuert wird (Gitter-Basis-Schaltung) ist ihre Verstärkung etwas kleiner als die der linken – das kann man ausgleichen, indem man den rechten Anodenwiderstand größer macht als den linken, z.B. 82 kΩ /100 kΩ. Für die vom Ausgangstrafo kommende Gegenkopplung arbeitet jedoch die linke Triode in Gitter-Basis-Schaltung – als Kompromiss bieten sich gleich große Widerstände an.

© M. Zollner 2011

Spielen diese kleinen Unsymmetrien überhaupt eine Rolle? **Abb. 10.10.37** zeigt hierzu für einen Super-Reverb (AB763) Messungen. Gemäß ihren Farbringen sollten die Widerstände 82 kΩ / 100 kΩ haben, tatsächlich hatten sie 92 kΩ / 98 kΩ, der 82-kΩ-Widerstand war um 12% zu groß. Er wurde durch einen Widerstand mit korrektem Wert ersetzt, wodurch der k_2 bei kleiner Aussteuerung deutlich abnahm. Hierzu kann man verschiedene Meinungen haben:

1) Die Verzerrungen eines Gitarrenverstärkers sollten gering sein, eine derartige Symmetrierung ist sinnvoll. N.B.: Auch Endröhren und Trafo können für Unsymmetrie sorgen!
2) Erst mit quadratischen Verzerrungen klingt der Gitarrenverstärker genretypisch. N.B.: w.o..
3) Klirrfaktoren unter 3% sind zumeist unhörbar. N.B.: Mit anderer Widerstandspaarung sind auch größere Verzerrungen möglich.

Fender-Schaltpläne erlauben für die Anodenwiderstände des Differenzverstärkers 5% Toleranz, belegen aber auch verschiedene Schaltungs-Typen: 82 kΩ / 100 kΩ, 100 kΩ / 100 kΩ, 47 kΩ / 47 kΩ, sowohl mit der 7025, als auch mit der 12AT7. Eine große Variationsbreite, allein im Phaseninverter. Schon das macht deutlich, dass ein bestimmtes Modell (der Pro, der Deluxe) in sehr verschiedenen Varianten gebaut wurde. Einige Verstärker wie der Pro haben über die Jahre zumindest ihre Endröhren behalten (6L6, später die nicht identische 6L6GC), die Arbeitspunkterzeugung wechselte aber von 'automatisch' (Kathodenwiderstand) auf 'fest'. Die Anodenspannung änderte sich auch, von 350 V auf 440 V. Der Princeton hat zunächst eine einzige Endröhre (6V6), später derer zwei. Der Twin startet mit zwei 6L6, und erhält in späteren Versionen vier 6L6GC (bzw. vier 5881). Der Tremolux hat anfangs zwei 6V6GT, später zwei 6L6GC. Dass die Klangfilter oft jedes Jahr geändert wurden, ist in Kap. 10.3 dokumentiert, dass Koppel-Cs und kleine Abblock-Cs von Jahr zu Jahr variierten, sprengt den Rahmen einer knappen Darstellung.

Doch es gibt auch Ähnlichkeiten: Der Pro entspricht dem Super, nur die Lautsprecher differieren: Der Super hatte 2x10", der Pro 1x15". Anfangs – später änderte sich das wieder, da erhält der Super 4x10", und der Pro 2x12". Beide Verstärker haben wiederum Ähnlichkeit mit Bandmaster und Concert, nur die Lautsprecherbestückung differiert, und deshalb in einigen Fällen auch der Ausgangsübertrager. Der Tremolux war ein modifizierter Deluxe, mit Vibrato bzw. Tremolo (bei Fender synonym verwendet), der Vibrolux war ein abgemagerter Tremolux. Der Showman war die zweiteilige Variante (piggyback) vom Twin.

Text in Bearbeitung

© M. Zollner 2011

10.10.7 Modeling Amps

Modeling (auch: modelling) Amplifiers sind Gitarrenverstärker, deren große Übertragungsparameter-Variabilität es ermöglicht, den Klang vieler bekannter Verstärker näherungsweise nachzuahmen. Die lineare und nichtlineare Signalverarbeitung erfolgt zumeist in einem digitalen Signalprozessor (DSP), aus dessen Programmspeicher der Musiker verschiedenartige Verstärkermodelle abrufen kann. Die Hersteller Roland und Line6 waren die ersten am Markt, inzwischen haben viele andere nachgezogen. Man nehme: Einen guten AD/DA-Wandler, eine billige Schaltendstufe, sowie ein DSP-Board, und schon hat man 12 (oder 24) der berühmtesten Gitarrenverstärker in einer Kiste. Ist's wirklich so einfach? Nein! Es reicht nicht, die Frequenzgänge der berühmten Ahnen nachzubilden, auch deren nichtlineare Verzerrungen, auch deren Arbeitspunktverschiebungen müssen nachgebildet werden. Und da beginnen die Schwierigkeiten: Während man die linearen Eigenschaften kaskadierter Einzelstufen zusammenfassen kann, müssen nichtlineare Stufen einzeln modelliert werden. Dass die Schnittstelle zwischen Röhren-Endstufe und Lautsprecher hierbei besondere Achtsamkeit verlangt, wurde schon mehrfach erwähnt. Und es hilft auch nicht, im Programm jedes Detail nachzubilden, weil dann die Rechenzeit, d.h. die Reaktionszeit des Verstärkers, zu lang wird. Die stete Verbesserung der Algorithmen hat inzwischen zu brauchbaren Konzepten geführt, die zwar im direkten Vergleich zum Original noch immer leichte Defizite aufweisen mögen, wegen ihrer unschlagbaren Variabilität aber von Musikern bevorzugt werden, die eine große Bandbreite an Stilrichtungen und Sounds reproduzieren müssen.

Die folgenden Untersuchungen wurden an einem **VOX AD60VT** durchgeführt, einem Verstärker, der nicht nur digitale Signalverarbeitung praktiziert, sondern in einer interessanten Endstufenschaltung auch analog filtert. Das Blockschaltbild ist in **Abb. 10.v01** dargestellt.

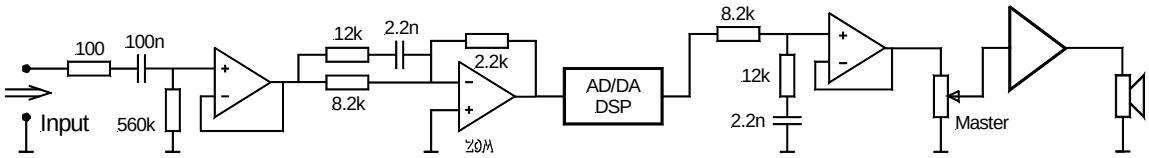


Abb. 10.v01: Signalverarbeitung im VOX AD60VT (vereinfacht).

Das Gitarrensignal gelangt über Impedanzwandler und Höhenanhebung (Pre-Emphasis) zum digitalen Signalprozessor, und von dort über die komplementäre Höhenabsenkung (De-Emphasis) zur Leistungsendstufe. Was sofort auffällt: Der Eingangswiderstand beträgt nicht VOX-übliche 1000 kΩ, sondern nur 560 kΩ, und die bei Röhren üblichen Gitter-Nichtlinearitäten werden nicht nachgebildet. Nicht der Hauptgrund, wegen dessen Röhrenverstärker heißgeliebt werden, aber eben auch nicht "perfect modeling". Dafür punktet dieser VOX (und der stärkere AD120VT) durch eine sehr spezielle **Endstufe**. Die Ausgangswiderstände üblicher Röhrenendstufen sind hochohmig, selbst mit Ausgangsübertrager (Kap. 10.5). Dadurch beeinflusst die Lautsprecherimpedanz den Übertragungsfrequenzgang, und somit den Klang. Der VOX trägt diesem Umstand durch eine echte Röhrenendstufe (mit Übertrager) Rechnung. Aber keine Hochleistungsendstufe, sondern eine bescheidene 1-W-Endstufe, die mit den beiden Trioden einer **ECC83** auskommen muss. Deren Ausgangsspannung wird nun aber nicht einfach verstärkt, und über eine niederohmige Transistorendstufe auf den Lautsprecher gegeben, sondern geht vielmehr auf eine Endstufe mit hohem Innenwiderstand. Und damit die ECC83 davon auch etwas erfährt, wird die Lautsprecherspannung auf den Röhrenausgang zurückgekoppelt. Dadurch "sieht" der Ausgangsübertrager eine Lautsprecher-typische Lastimpedanz, und die linearen und nichtlinearen Eigenschaften einer Gegentaktendstufe kommen in gewohnter Weise zum tragen.

© M. Zollner 2011

Abb. 10.v02 zeigt Details der VOX-Endstufe. Ein sehr vertrauter Phaseninverter, sogar das 82k/100k-Paar ist vorhanden, zwei Röhren in Gegentakt, ein Übertrager, und dann wird's interessant. Über einen Leistungswahlschalter geht es auf den Leistungsverstärker, der (wie ein OTA♣) am besten durch seine Steilheit *S* beschrieben wird, zum Lautsprecher, und wieder über einen zweiten Leistungsschalter zurück zum Übertrager. Der Leistungs-OTA arbeitet weitgehend linear, übersteuert wird in den beiden Trioden. Zwischen die mit NFB bezeichneten Anschlüsse kann ein Gegenkopplungsnetzwerk (**Abb. 10.v03**) geschaltet werden, das bei der typischen VOX-Schaltung aber deaktiviert ist. Durch die gegenläufige Wirkung der beiden Leistungsschalter hängt die Schleifenverstärkung (und damit die Übertragerbelastung) nicht (bzw. nicht wesentlich) von der Stellung der Schalter ab – die an den Lautsprecher abgegebene Leistung hingegen schon. Mit der im AD60VT gewählten Dimensionierung "sieht" die Sekundärseite des Übertragers ungefähr die 50-fache Lautsprecherimpedanz, inklusive deren Frequenzabhängigkeit. Und das ist schon röhrenverstärkertypisch.

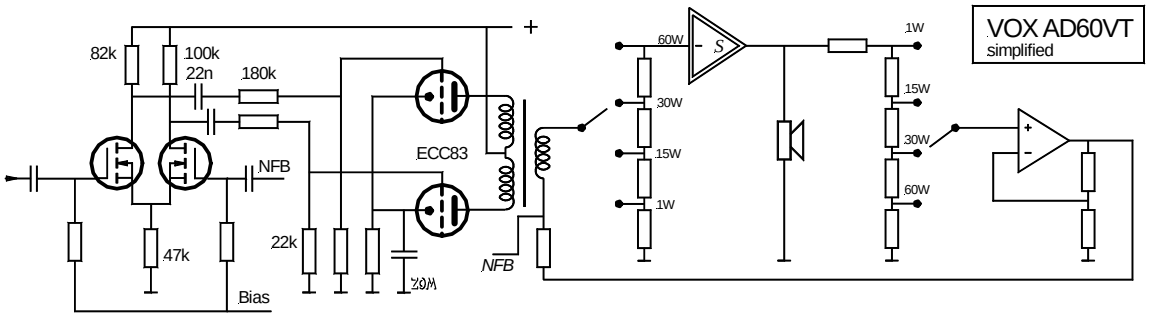


Abb. 10.v02: Endstufenschaltung des VOX AD60VT Valvetronix (vereinfacht).

Röhrenverstärkertypisch heißt aber nicht generell gitarrenverstärkertypisch. Denn bei diesem VOX arbeiten zwei **Trioden** in der Endstufe, bei den berühmten Ahnen waren es hingegen zwei bzw. vier **Pentoden**. Aber immerhin: lautsprecherbelastete Röhrenendstufe. Das Grundprinzip der Lasttransformation zeigt das mittlere Bild von **Abb. 10.v03**: Die Eingangsimpedanz $\underline{Z}_1$ ergibt sich (idealisiert) zu $\underline{Z}_1 = R\cdot(kSZ_L+1)$, und ist somit näherungsweise proportional zur Lautsprecherimpedanz $\underline{Z}_L$. Zumindest solange kSZ_L groß gegen 1 ist, was ganz gut hinkommt: Für 8 Ω Lautsprecherwiderstand ergibt sich $\underline{Z}_1$ zu 380 Ω, da stört R mit ca. 30 Ω nicht. Etwas stärker wirkt sich der Sekundärwiderstand des Übertragers aus (180 Ω), doch insbesondere der ziemlich hohe Kupferwiderstand der Primärwicklungen verschlechtert die Modelltreue deutlich – eine Auswirkung des relativ kleinen Übertragers (EI-42). Und wenn man schon genau hinschaut: Das Gegenkopplungsnetzwerk sucht auch einen Kompromiss zwischen Authentizität und Aufwand, und bietet z.B. die kontinuierliche Einstellmöglichkeit eines Presence-Potentiometers nicht an. Was beim AC30 und AC15 sicher kein Thema ist, beim Bassman und bei Marshallverstärkern schon. Lob verdient hingegen der Gitterkreis der Trioden, dessen Widerstände sogar umschaltbar sind, wie auch der umschaltbare Kathodenwiderstand (in Abb. 10.v.03 nicht eingezeichnet).

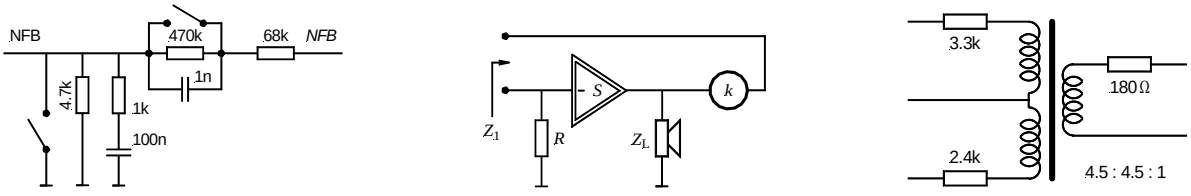


Abb. 10.v03: Gegenkopplungs-Netzwerk (links), die sog. Vari-Amp-Schaltung (Mitte), der Übertrager (rechts).

♣ Operational Transconductance Amplifier = Steilheits-Verstärker

© M. Zollner 2011

Die Umschaltbarkeit des gemeinsamen Kathodenwiderstandes ermöglicht, diese Endstufe wahlweise in A- oder AB-Modus zu betreiben. Soll die AC30-Endstufe nachgebildet werden, arbeiten die Trioden mit je ca. 2.2 mA Anodenstrom, das ist in etwa die Kennlinienmitte, und somit A-Betrieb. Die gesamte Primärimpedanz beträgt für 8 Ω Last ca. R_{aa} = 50 kΩ, für eine Triode somit ca. 25 kΩ (vergl. Kap. 10.5.5). Auch wenn im AC30 **Pentoden** arbeiten, und gerade bei diesem Verstärker die **Anodenwiderstände** gleich groß sind (100 kΩ / 100kΩ, und nicht 100kΩ / 82 kΩ), auch wenn das nichtlineare **Cut-Filter** auch nicht ansatzweise richtig nachgebildet wurde, der **Übertrager** arg hochohmig ist ... man kann damit leben. Die Schaltung der Transistor-Endstufe ist in **Abb. 10.v04** dargestellt. Der Eingangstransistor arbeitet in Basis-Schaltung, daran schließt eine Komplementär-Darlington-Schaltung an. Man könnte deren Emitter-Ausgang als niederohmig interpretieren, das ist er aber nicht. Der Treiber-Transistor arbeitet näherungsweise als Stromquelle, der Endtransistor als Stromverstärker (der Strom durch *R* und durch den Lautsprecher sind praktisch gleich). Diese Schaltung hat folglich einen hochohmigen Ausgang, wie auch ein Röhrenverstärker; lediglich bei ganz hohen Frequenzen nimmt der Innenwiderstand durch die über das RC-Glied bewirkte Spannungsgegenkopplung ab – was durchaus zweckdienlich ist.

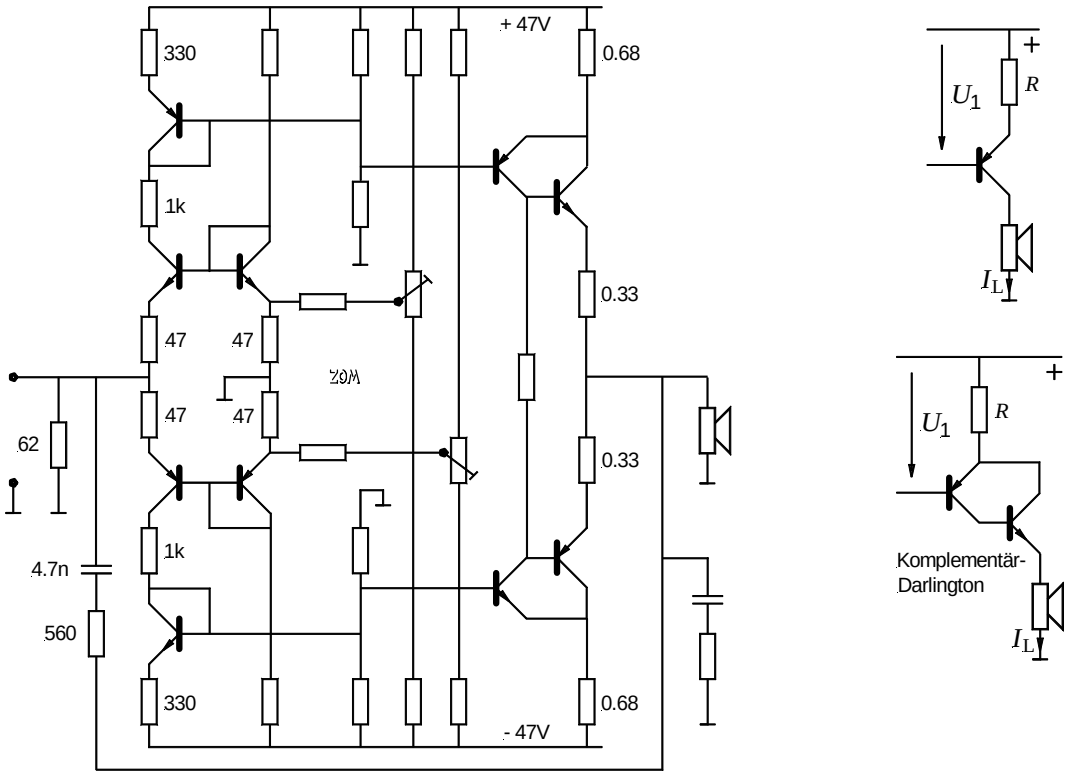


Abb. 10.v04: AD60VT-Endstufe (links), Wirkung der Komplementär-Darlington-Schaltung (rechts).

Die AD60VT-Endstufe hat also beachtliche Röhrenqualitäten mitbekommen, wie steht's mit dem digitalen Modeling? Leider ähnlich schlecht wie bei anderen DSP-Amps: ein bisschen Filtern, ein bisschen Verzerren, fertig. Dass die Eingangsstufe keinen Röhreneingang nachbildet, könnte man noch verstehen: Der Aufwand sollte wohl nicht zu groß werden, die verwendete Platine scheint ein ziemlich universelles DSP-Board zu sein. Dass der Eingangswiderstand nicht 1 MΩ beträgt, wurde schon erwähnt. Dass die Eingangskapazität mit 75 pF arg klein geraten ist, könnte man verschmerzen, dass der Lo-Eingang aber auch 560 kΩ hat, sollte nicht sein: Bei fast allen Verstärkern ist er deutlich niederohmiger als der Hi-Eingang, zumeist 136 kΩ. Doch, das hat wesentliche Auswirkungen auf die Tonabnehmerbedämpfung.

© M. Zollner 2011

Noch problematischer: Wählt man ein **Bodentreter**-Model, hat man auch 560 kΩ Eingangswiderstand. Bei allen 16 Verstärkern, bei allen 10 "Effekt-Pedalen": immer 560 kΩ. Dabei haben gerade die vorschaltbaren Verzerrer (Treble-Booster) oft sehr niedrige Eingangswiderstände (u.U. nur 10 kΩ), aber das scheinen die VOX-Leute nicht mitbekommen zu haben, oder wer auch immer das *verkorgst* hat. Röhrentypisches Clipping findet man bei dem im Eingang verwendeten uPC4072 auch nicht, alle Nichtlinearitäten finden im DSP statt. Wohlan, analysieren wir einmal dessen Verzerrungen, sehen wir, wie er die verschiedenen Verstärker modelt. Z.B. den AC30TB, im Vergleich zum AC30. **Abb. 10.v05** zeigt hierzu die Aussteuerungsabhängigkeit der Klirrdämpfungen. Große Überraschung: Dass sich diese beiden Verstärker um den berüchtigten Kathodenfolger-Verzerrer unterscheiden, hat VOX anscheinend auch nicht mitbekommen. Oder wird beim AC30TB der Normal-Kanal emuliert? Nein, diese Lachnummer wollte man dann doch nicht, das Manual spricht von der "Brilliance-Unit", und meint wohl, mit zusätzlicher Höhenanhebung sei es getan. In Abb. 10.v05 ist als dritte Kurve auch noch eine Messung vom AC15 zu sehen – und auch der unterscheidet sich praktisch nicht von den Kollegen. Nun sind das keine atypischen Verzerrungen, auch damit kann man leben, aber es ist halt kein Verzerrungs-Modell der berühmten Vorfahren.

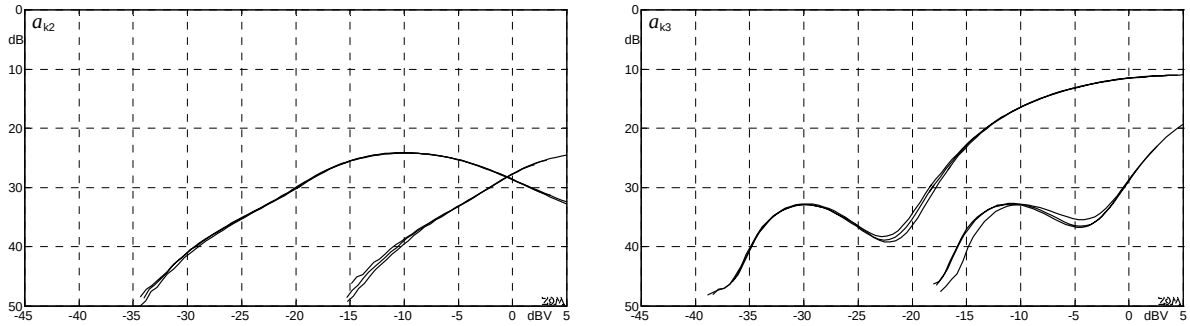


Abb. 10.v05: Klirrdämpfungen des AD60VT-DSPs für AC15, AC30, AC30TB. 2 verschiedene Verstärkungen.

Die Unterschiede zwischen diesen Verstärker-Modellen beschränken sich offenbar auf Frequenzgangmodifikationen, wie **Abb. 10.v06** dokumentiert. Kleine Welligkeiten, mehr Verstärkung und mehr Höhen beim AC30TB, das war's. Einem Kriterium scheint etwas mehr Bedeutung zugewiesen worden zu sein: Der Reihenfolge von Filterung und Begrenzung. Da gibt es Modelle, bei denen mit dem Treble-Poti der Höhenanteil eines verzerrten 500-Hz-Tones stark verändert werden kann (Filter nach Clipping), und andere, bei denen praktisch keine Wirkung erzielbar ist. Auch erkennt man modellspezifische Eigenarten in den Zeitfunktionen der verzerrten Sinusschwingung, und große modellspezifische Unterschiede im Verhalten aller Klang-Potis, aber auch Ungereimtheiten. So sagt das VOX-Manual, *"Presence"* sei *die Funktion der Endstufe*. In der gesamten VOX-Endstufe findet sich aber nirgends ein Presence-Poti – dessen Funktion wird davor im DSP berechnet.

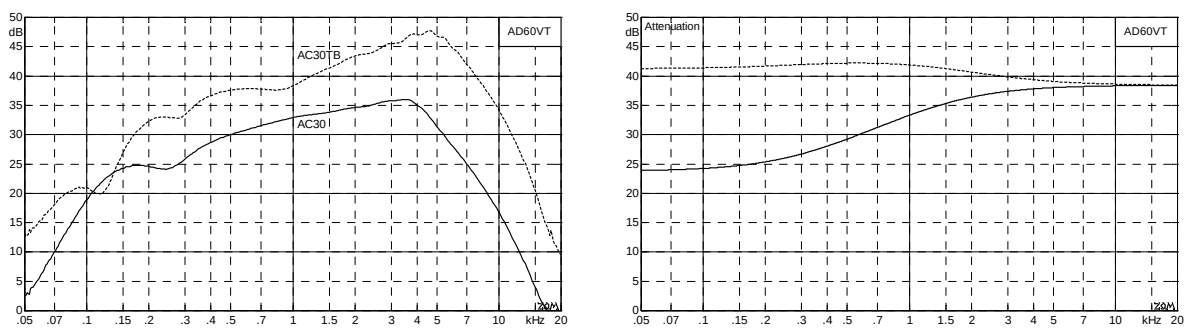


Abb. 10.v06: Übertragungsfrequenzgang vom Eingang → 8Ω Last; (B = min, M = 12:00, T = 13:30, Pr = 12:00). Im rechten Bild ist die Dämpfung der Endstufen-Gegenkopplung dargestellt (Abb. 10.v03, nur AB-Modelle).

© M. Zollner 2011

Die Endstufen-Gegenkopplung des AD60VT ist eben nicht variabel, wie bei Verstärkern mit Presence-Funktion, sondern weist nur drei Varianten auf (Abb. 10.v03): Aus, leichte Höhen-Absenkung, starke Höhen-Anhebung. Die in Abb. 10.v06 dargestellten Messkurven♣ wurden mit reeller 8-Ω-Last ermittelt, mit Lautsprecher ergibt sich zusätzlich eine (wünschenswerte) Höhenanhebung. Und wenn wir schon genau hinsehen: die beiden Varianten im Gitterkreis sind ein gut gemeinter Anfang, die Umladung der Koppelkondensatoren (Kap. 10.4.4) erfolgt im wirklichen Leben (d.h. bei EL84, 6V6, 6L6, EL34) aber mit mehr als zwei Varianten.

Was bleibt nun vom Versprechen, dass *alle unsere Modelle eine Sound-Authentizität vorweisen, die andere Digital Modeling-Verfahren mit ihren "jetzt-ha'm-wa's-bald"-Lösungen bisher erfolgreich und konsequent verfehlten* [VOX-Manual]? Ein durchaus brauchbarer, vielseitiger Amp mit einem zweckmäßigen Bedienkonzept (vom VC-4 schweigen wir). Der AD60VT ist sicher kein Verstärker, dessen 16 verschiedene Amp-Models ihre Vorbilder perfekt imitieren. Das kann nicht funktionieren, schon weil sein **Lautsprecher** nicht sowohl die Bündelung eines 8x12"-Marshallturms, als auch die eines 4x10"-Bassman, eines 2x12"-Twins und eines 1x12"-Deluxe nachbilden kann. Weil (aus Gründen der Ökonomie?) auf spezielle Schaltungen (Cut, Presence) verzichtet wurde. Weil die nichtlinearen Verzerrungen im DSP nur relativ simpel nachgebildet werden. Weil der Lautsprecher eben ein typischer Celestion ist, und kein Jensen oder Eminence oder JBL. Trotzdem: Brauchbar. Und dass der Vertrieb die Anfragen nach Schaltungsunterlagen konsequent abwürgt: Geschenkt – das AD120VT-Manual ist im Netz, und die Endstufenplatine ist ja einlagig, also leicht analysierbar ☺.

Modell	vermutlich	Röhren	AD60VT-Endstufe	Reihenfolge	Endstufen-Geko
Boutique CL	Dumble	4x6L6GC	A	CF	nein
Black 2x12	Twin-Reverb	4x6L6GC	AB	FC	
Tweed 1x12	Deluxe	2x6V6GT	A	FC	nein
Tweed 4x10	Bassman	2x5881	AB	FC	
AC15	AC15	2xEL84	A	FC	nein
AC15TB	AC15TB	2xEL84	A	FC	nein
AC30	AC30-6	4xEL84	A	FC	nein
AC30TB	AC30TB	4xEL84	A	FC	nein
UK Blues	JTM-45	2xKT66	A	FC	
UK '70s	Marshall Plexi	4xEL34	AB	FC	
UK '80s	Marshall 80er	4xEL34	AB	CF	
UK '90s	Marshall 90er	4xEL34	AB	CF	
UK modern	Marshall	4xEL34	AB	CF	
Recto	Mesa Tri-Rectifier	6x6L6GC	AB	CF	
US HiGain	Soldano	4x6L6GC	AB	CF	
Boutique OD	Dumble Overdrive	4xEL34	A	FC	nein

Tabelle der Verstärker-Modelle (nach bestem Wissen). FC = Filter/Clipping, CF = Clipping/Filter.

♣ Dämpfung im Gegenkopplungszweig ergibt Verstärkung im Vorwärtszweig.

© M. Zollner 2011

Nach "Valvetronix" nun zu "**Valvestate**", nach VOX zu **Marshall**. Denn auch da gibt es, (neben berühmten Vollröhrenverstärkern), Achtung: *Transistor*verstärker! Iiiih!! Doch keine Sorge, liebe Gitarristen, natürlich mit Alibi-Röhre. *"Die neue Advanced Valvestate Technologie (AVT) ist das Ergebnis jahrelanger Weiterentwicklung und Innovation seit der Geburt der originalen Valvestate Verstärker. Die daraus entstandene neue Hybridtechnik stellt mit ihrem Sound auf einen Schlag sämtliche 'virtuellen' und 'modeling' Ampkonzepte in den Schatten, und ist somit heute die bestmögliche Alternative zu Vollröhrenverstärkern"* [Marshall]. Weil: *"Alle AVT Preamps arbeiten mit einer ECC83 (12AX7) Vorstufenröhre. Diese sorgt für authentisch glitzernde Cleansounds und obertonreichen, durchsetzungsstarken Overdrive"*. Jawoll, das musste doch mal gesagt werden. Dass die eigentlichen Nichtlinearitäten zwei antiparallele LEDs sind, nein, das sagt man lieber nicht. Und dass die Endstufe, früher unangefochtenes Terrain der EL34, jetzt von einem Leistungs-IC dominiert wird, der *"for use as audio class AB amplifier in HiFi field applications (Home Stereo, Top Class TV)"* entwickelt wurde, das, ja das sagt nur das IC-Datenblatt. Marshall sagt (bzw. schreibt) eigentlich nur, dass die AVT-Endstufe einzigartig ist. Was wir gern glauben wollen. Marshall hätte im Prospekt auch noch schreiben können, dass die typischen Klirrfaktoren dieses Endstufen-ICs bei rekordverdächtigen THD = 0.005% liegen [IC-Datenblatt], doch hielt man das anscheinend für selbstverständlich – das bleibt unerwähnt. Dass hingegen der Boucherot-Widerstand der AVT-Endstufe gerne abraucht, das ist bekannt, das erfährt man übers www. Es scheint wohl gar nicht so einfach zu sein, dieser Marshall-Endstufe über die Serie hinweg die HF-Oszillationen auszutreiben ... klingt vertraut, wird da so mancher Service-Techniker denken.

Glaubt man Marshall, so reicht eine einzige ECC83 für authentische Röhrensounds. Eine *ECC83 Vorstufenröhre*, was aber nicht heißt, dass diese Röhre in der Vorstufe arbeitet. Denn im Verstärkereingang steckt ein NMJ072, gefolgt von einem M5201. Der M5201 ist ein sog. "Switching-OP", ein umschaltbarer Operationsverstärker, der wahlweise den Clean- oder den Overdrive-Kanal durchschaltet. Mit recht mäßigen 2V/µs, aber da weiß die Fangemeinde Rat: Gegen den NJM2121 auswechseln, der hat 4V/µs. Auch nicht viel, aber egal, die Prioritäten scheinen wo anders zu liegen. Z.B. bei den im Gegenkopplungszweig liegenden antiparallelen Leuchtdioden: **3mm, rot**. Würde gelb anders klingen? Bestimmt! Von grün oder blau erst gar nicht zu reden. Marshall: Nur echt mit den roten Verzerrer-LEDs. Danach darf die ECC83 ran, mit ehrfurchtgebietenden 109V Versorgungsspannung befeuert, und mit serieller 13.5-V-Heizung. 13.5 Volt? Ja – bei Marshall mussten Röhren schon immer leiden. Das ist nun aber nicht der berüchtigte Kathodenfolger-Verzerrer, der seit JTM45-Zeiten bei Marshalls, also bei echten Marshalls, nicht wegzudenken ist. Nein, beide Trioden arbeiten in Kathoden-Basis-Schaltung, ohne Kathoden-Elko, also ganz brav. *"Authentisch"*, wie der Prospekt anmerkt. Dann kommt wieder ein OP, also viele Transistoren, warum auch nicht, nochmals zwei antiparallele Lummies (3mm, rot), nochmals zwei OPs (der Reverb will ja auch standesgemäß eingeschleift[♣] werden), und dann geht's ab zum Power-Modul, also zum Leistungs-IC. War sicher nicht einfach, all das HF-stabil auf die Platinen zu bekommen: Wenn's einen C93 gibt, wird's vermutlich mit nur 92 Kondensatoren nicht zu schaffen gewesen sein. Und inmitten: Die Röhre, deren Foto im Prospekt ganz oben steht. Röhrenamp, advanced technology! Wenn man diese ECC83 nun auch noch durch zwei FETs ersetzen ÿÿÿÆ¿¿ÐþĄĦĶŦǿǿ .... nein, da wird's selbst Word zuviel. Marshall, nur mit Transistoren ... brrr.

Over the years many manufacturers have tried to emulate that sought after all-valve sound using solid state technology. All such attempts failed miserably up to now. Enter Marshall's Valvestate technology [Marshall].

[♣] "eingeschliffen", um auch einmal die Sprache der Bachelor-Arbeit zu pflegen.

© M. Zollner 2011

10.11 Röhrendaten

10.11.1 Röhren-Nomenklatur

Verstärkerröhren werden mit Buchstaben und/oder Zahlen gekennzeichnet, z.B. ECC83. Zur groben Klassifizierung taugt dieses System, präzise Aussagen zur Funktion darf man hiervon aber nicht erwarten. Selbst innerhalb einer Charge gibt es fertigungsbedingte Streuungen, dann gab es Weiterentwicklungen, die nicht immer zu einer Änderung der Kennzeichnung führten, und dann wollten Wettbewerber ja mit Verbesserungen Kunden gewinnen. Heute ist das Bezeichnungssystem vollends aus dem Ruder gelaufen, weil schon fast jeder "Retailer" irgendwelche Phantasiebezeichnungen erfindet, um "seine" Röhren interessanter zu machen. Das klassische System für europäische bzw. amerikanische Röhren spezifiziert wie folgt:

Die **erste Stelle** kennzeichnet die Heizspannung: **G** bzw. **5** für 5.0 Volt, **E** bzw. **6** für 6.3 Volt, **12** für 12.6 Volt. Die 12AX7 kann (wie viele ähnliche Doppeltrioden) auch an 6.3 V betrieben werden, wenn die beiden Heizdrähte nicht in Reihe, sondern parallel geschaltet werden.

Die **zweite Stelle** kennzeichnet im europäischen System den Röhrentyp: **C** für Triode, **F** für Pentode, **L** für Leistungspentode, **Y** für Einweggleichrichter, **Z** für Zweiweggleichrichter. Im amerikanischen System werden die Buchstaben dieser Stelle fortlaufend zugeordnet.

Die **dritte Stelle** kennzeichnet im europäischen System den Röhrensockel: **3** = Oktalsockel, **8** = Novalsockel. Im amerikanischen System kennzeichnet die Ziffer dieser Stelle den Röhrentyp: 4 = Triode, 7 = Doppeltriode, 6 = Tetrode/Pentode im Oktalsockel.

Die im amerikanischen System nach dem **Bindestrich** folgenden Buchstaben kennzeichnen den Glaskolben: G für den großen, bauchigen Kolben, GT für den kleinen, zylindrischen. Ein vorangehendes W weist auf Mil-Specs hin. Der letzte Buchstabe kennzeichnet die Produktionsversion, beginnend bei A.

Beispiele:

ECC81, ECC82, ECC83: Doppeltriode, Novalsockel, 6.3 V (oder 12.6 V) Heizung.

EF86: Vorstufenpentode, Novalsockel, 6.3 V Heizung.

EL34: Leistungspentode, Oktalsockel, 6.3 V Heizung.

EL84: Leistungspentode, Novalsockel, 6.3 V Heizung.

GZ34: Zweiweg-Gleichrichterröhre, Oktalsockel, 5.0 V Heizung.

EZ81: Zweiweg-Gleichrichterröhre, Novalsockel, 6.3 V Heizung.

12AT7, 12AU7, 12AX7, 12AY7: Doppeltriode, Novalsockel, 12.6 V (oder 6.3 V) Heizung.

6L6-G: Leistungspentode, Oktalsockel, 6.3 V Heizung, bauchiger Glaskolben.

6L6-GA, 6L6-GB, 6L6-GC: Weiterentwicklungen der 6L6-G.

6L6-WGC: 6L6 mit Military Specifications.

6V6-GT: Leistungspentode, Oktalsockel, 6.3 V Heizung, Glaszylinder.

5Y3-GT: Zweiweg-Gleichrichterröhre, Oktalsockel, 5.0 V Heizung, Glaszylinder.

© M. Zollner 2007

10.11.2 Doppel-Trioden

Welchen Ruhestrom, welchen Innenwiderstand hat die ECC83? Derartige Daten findet man in **Röhrentabellen**. Die aber u.U. schon vor 50 Jahren geschrieben wurden, als Hersteller wie RCA, General Electric, Telefunken, Sylvania, u.v.a. noch Röhren produzierten. Heute gibt es weltweit nur noch wenige Röhrenhersteller, die unter unterschiedlichem Label produzieren. Wenn also auf einer Röhre "Röhrtron" draufsteht, kommt sie möglicherweise aus derselben chinesischen Fabrik wie eine "Tubitronics". Ihre Daten können mit den in Röhrentabellen zu findenden Werten übereinstimmen, oder nicht. Zur Orientierung sind diese **Tabellenwerke** durchaus brauchbar, sie spezifizieren aber zumeist charakteristische Mittelwerte für typische HiFi-Arbeitspunkte – die für Gitarrenverstärker u.U. nicht zutreffen. Mehr Informationen liefern Datenblätter mit **Kennlinien** – diese haben aber u.U. einen "Mittelungsprozess" durchlaufen (wurden geschönt), oder liegen in der dritten abgezeichneten Generation vor.

Wenn also die ausgepackte Röhre nicht zum Datenblatt passt, kann das an diesem liegen. Oder an der Röhre, denn aufgrund mangelnder Verfügbarkeit bietet der Handel oft ähnliche – aber eben nicht identische – Röhren unter derselben Bezeichnung an: So steht z.B. auf der Verpackung "5751 = ECC83 = 7025", obwohl die 5751 etwas andere Daten hat als die ECC83. Da denkt man unwillkürlich an den Schokoladen-Nikolaus, dessen brauner Körper nach dem Auswickeln plötzlich wie ein Osterhase aussieht. Marketing-driven ...

Die Angabe ECC83 = E83CC ist auch nicht ganz korrekt, denn bei der E83CC handelt es sich um eine sog. **Spezialröhre**[⊕] (Langlebensröhre, Weitverkehrsröhre). Derartige Röhren haben oft vergoldete Gitter oder zirkonisierte Elektroden, und der Kathodenaufbau ist speziell, um das Ausbilden einer störenden Zwischenschicht zu unterbinden. Zahlenmagie: Die 7025 soll die Spezialversion der 12AX7 sein, die der ECC83 entspricht, deren Spezialversion die E83CC ist, die nun aber im Datenbuch nicht der 7025, sondern der 6681 entspricht…

Europäische Bezeichnung		**ECC 81**	**ECC 82**	**ECC 83**	**-**	**-**
Alternative Bezeichnungen		12AT7 6201[⊕]	12AU7 6189[⊕]	12AX7 7025[⊕]	**5751**[⊕]	**12AY7** 6072[⊕]
Anodenspannung	V	250	250	250	250	250
Gitter/Kathode-Spannung	V	-2,0	-8,5	-2,0	-3,0	-4,0
Anodenstrom	mA	10	10,5	1,2	1,1	3,0
Steilheit	mA/V	5,5	2,2	1,6	1,2	1,75
Leerlaufverstärkung	-	60	17	100	70	44
Innenwiderstand	kΩ	11	7,7	62,5	58	25
Gitter/Anode-Kapazität	pF	1,6	1,5	1,6	1,4	1,3
Max. Anodenspannung	V	300	300	300	300	300
Max. Anodenverlustleistung	W	2,5	2,75	1,0	1,0	1,5

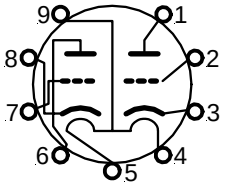
Tabelle: Röhrendaten (typische Richtwerte). Alle Betriebswerte hängen vom jeweiligen Arbeitspunkt ab, und unterliegen interindividuellen Streuungen. Heizspannung: 6,3V, Heizstrom: 0,30...0,37A. Novalsockel.
ECC81 ≈ 6060 ≈ 6201 ≈ 6679 ≈ 7492 ≈ 7728. **ECC82** ≈ 5814 ≈ 6189 ≈ 6680 ≈ 7489 ≈ 7730.
ECC83 ≈ 5721 ≈ 6057 ≈ 6681 ≈ 7025 ≈ 7729.

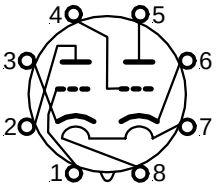
[⊕] Diese Bezeichnung soll auf Spezialröhren hinweisen, siehe Datenbücher.

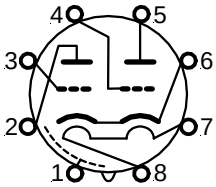
© M. Zollner 2007

Die folgende Tabelle listet alte Oktalröhren auf, die in den Verstärkern der Gründerzeit zum Einsatz kamen (ungefähr bis zur Mitte der Fünfzigerjahre).

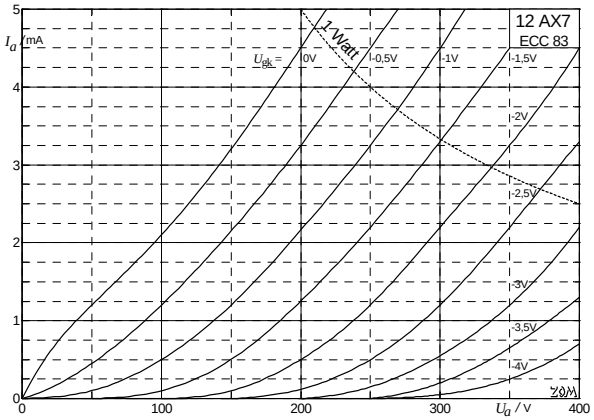
Oktalröhren		**6 SC7**	**6 SJ7**	**6 SL7**	**6 SN7**	
System(e)		3 + 3	5	3 + 3	3 + 3	
Anodenspannung	V	250	250	250	250	
Gitter/Kathode-Spannung	V	-2	-3	-2	-8	
Anodenstrom	mA	2	3	2.3	9	
Steilheit	mA/V	1.33	1.65	1.6	2.6	
Leerlaufverstärkung	-	70		70	20	
Innenwiderstand	kΩ	53	1 M	44	7.7	
Gitter/Anode-Kapazität	pF	2	0.005	2.8	4	
Max. Anodenspannung	V	250	300	300	300	
Max. Anodenverlustleistung	W		2.5	1	3.5	

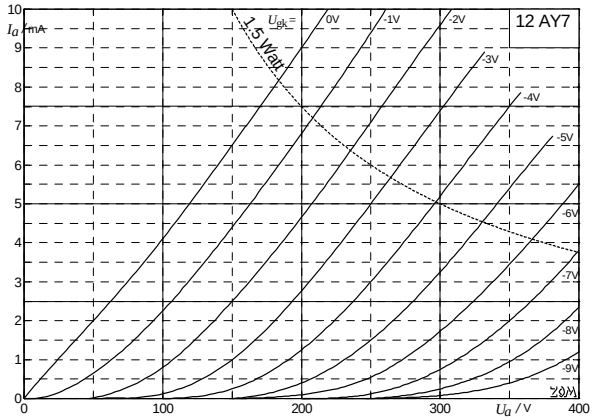


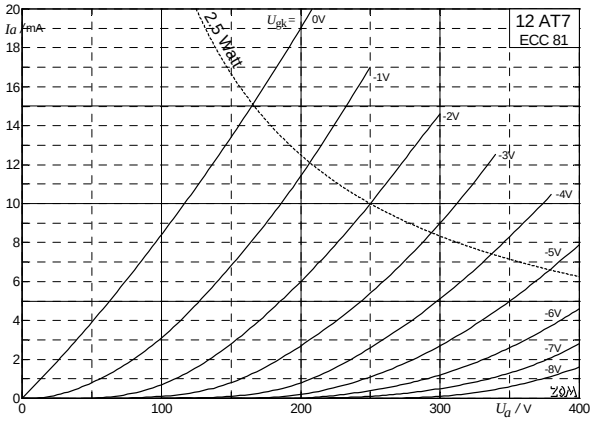




Sockelbeschaltung:
links Novalsockel, Mitte und rechts Oktalsocket (von unten gesehen).







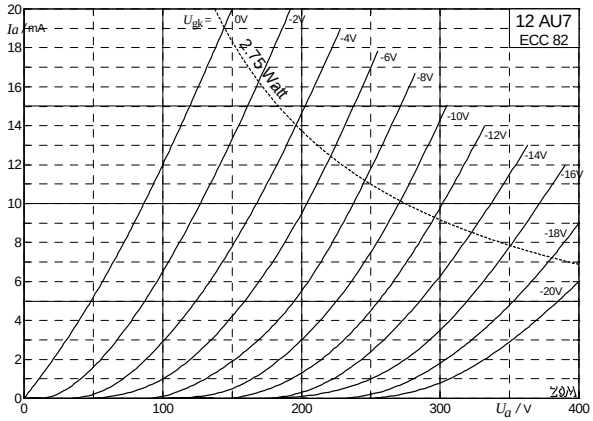


Abb. 10.11.1: Trioden-Ausgangskennlinien (Datenblatt-Angaben).

© M. Zollner 2007

Als Vorstufenröhre empfehlen Datenbücher die **ECC83**, wenn hohe Verstärkung gefordert wird. Der europäischen ECC83 entspricht die amerikanische **12AX7**, die Anfang der 60er durch die leicht verbesserte **12AX7A** abgelöst wird. Die Verbesserungen betreffen die Belastbarkeit (1,2 W statt 1,0 W), die maximale Anodenspannung (330 V statt 300 V), und die auf den Eingang bezogene typische Störspannung (Rauschspannung), die erstmals limitiert wird: (1.8 μV_{eff}, 25 Hz – 10 kHz). Über die äquivalente **7025** schreibt das RCA Receiving Tube Manual: *The 7025 is identical with 12AX7A except that it has a controlled equivalent noise and hum characteristic;* das Datenblatt begrenzt zusätzlich auch noch die maximal auftretende Störspannung. Wenn die Verstärkung nicht ganz so groß sein soll, wird die **5751** empfohlen, für noch geringere Verstärkung die **12AY7**.

Die **ECC81** (**12AT7**) und die **ECC82** (**12AU7**) werden in Datenblättern bei 10 mA Anodenstrom spezifiziert, und nicht für Vorstufen, sondern für Treiber- und Hallverstärker eingesetzt. Dies schließt jedoch nicht aus, dass eine ECC81 mit nur 1 mA Anodenstrom betrieben wird, dann darf aber nicht mehr der für 10 mA spezifizierte niedrige Innenwiderstand erwartet werden. Die nachfolgende **Tabelle** listet Röhrendaten für folgende Betriebsbedingungen auf: Anode über 100 kΩ mit 300 V verbunden, Kathode über 1.5 kΩ auf Masse, Kathodenwiderstand kapazitiv überbrückt, Gitter auf 0 V.

Europäische Bezeichnung		**ECC 83**	**-**	**ECC 81**	**-**	**ECC 82**
Alternative Bezeichnungen		12AX7	**5751**	12AT7	**12AY7**	12AU7
Anodenspannung	V	195	176	140	140	85
Gitter/Kathode-Spannung	V	-1,6	-1.8	-2,4	-2,4	-3,3
Anodenstrom	mA	1,05	1,2	1,6	1,6	2,2
Steilheit	mA/V	1,6	1,4	1.5	1,3	0,8
Leerlaufverstärkung	-	100	72	42	41	15
Innenwiderstand	kΩ	70	52	27	30	18

Tabelle: Röhrendaten, gerundete Richtwerte für kleinen Anodenstrom.

Zwischen Steilheit *S*, Leerlaufverstärkung μ und Innenwiderstand R_i sollte die **Barkhausen**-Beziehung gelten (siehe Kap. 10.11.4): $S \cdot R_i = \mu = 1/D$. Die Auswertung der Hersteller-Tabellen und -Datenblätter zeigt jedoch häufig, dass diese Beziehung nicht genau eingehalten wird. Als Grund ist nicht mangelhafte Theorie zu vermuten, sondern gerundete bzw. ungenaue Werte. Die hier und im Folgenden dargestellten Röhren-Parameter wurden Herstellerangaben entnommen und **nicht korrigiert** – auch wenn dabei kleine Fehler zutage traten.

In **Abb. 10.11.2** sind die Ausgangskennlinien häufig verwendeter Doppel-Trioden dargestellt. Bei allen Diagrammen wurde der Ordinatenbereich zu 0 – 4 mA gewählt, um vorstufentypische Betriebsbedingungen zu schaffen. Gestrichelt ist für R_a = 100 kΩ eine Lastkennlinie eingezeichnet, welche die Abszisse bei 300V (Betriebsspannung) schneidet. Bei hochohmiger Ansteuerung (typisch im Gitarrenverstärker) sind positive Gitterspannungen nicht erreichbar, die minimale Anodenspannung ist deshalb u.U. ziemlich hoch (z.B. ECC83 ca. 90 V).

© M. Zollner 2007

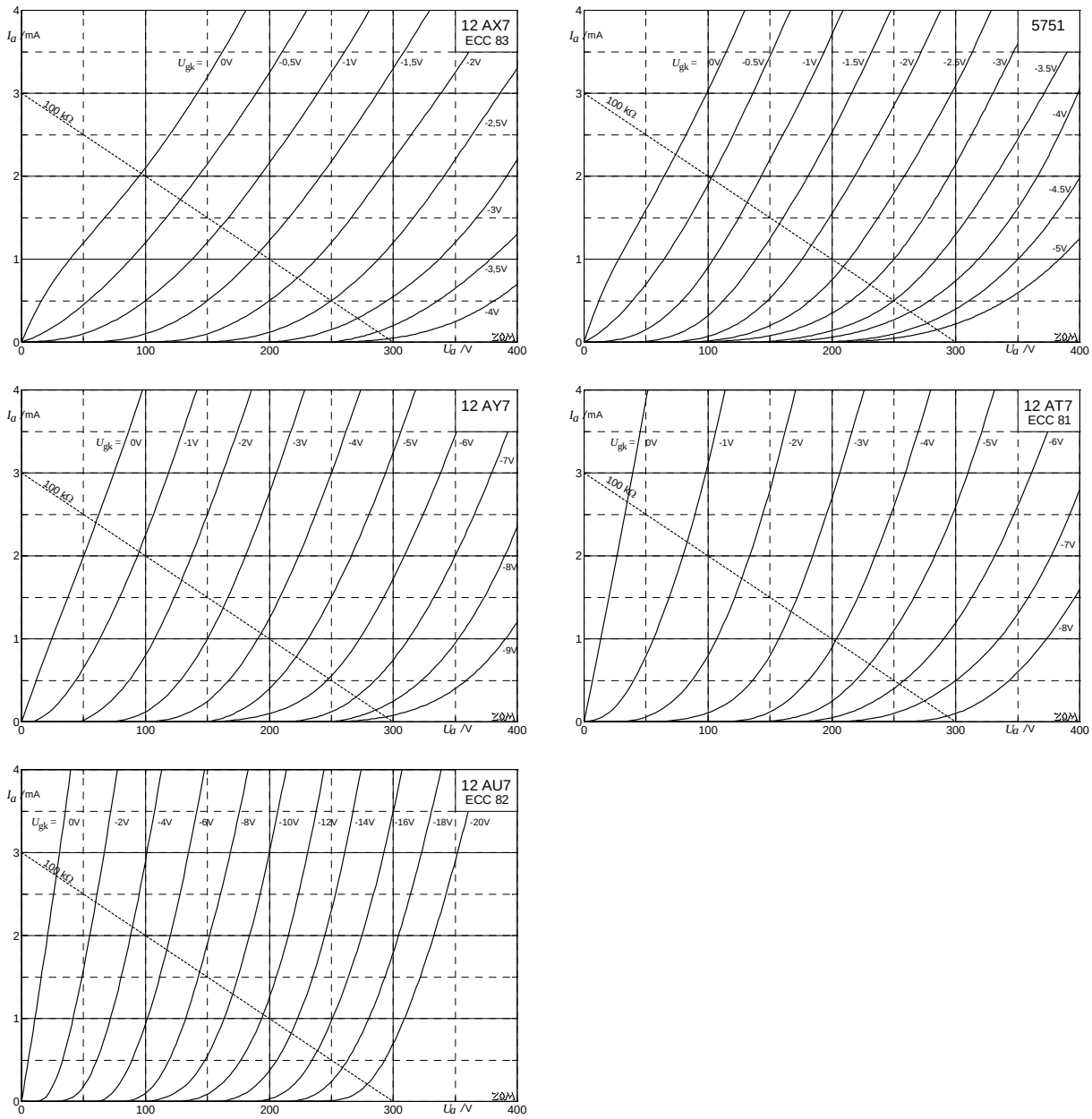


Abb. 10.11.2a: Trioden-Kennlinien bei kleinen Anodenströmen (aus Hersteller-Datenblättern).

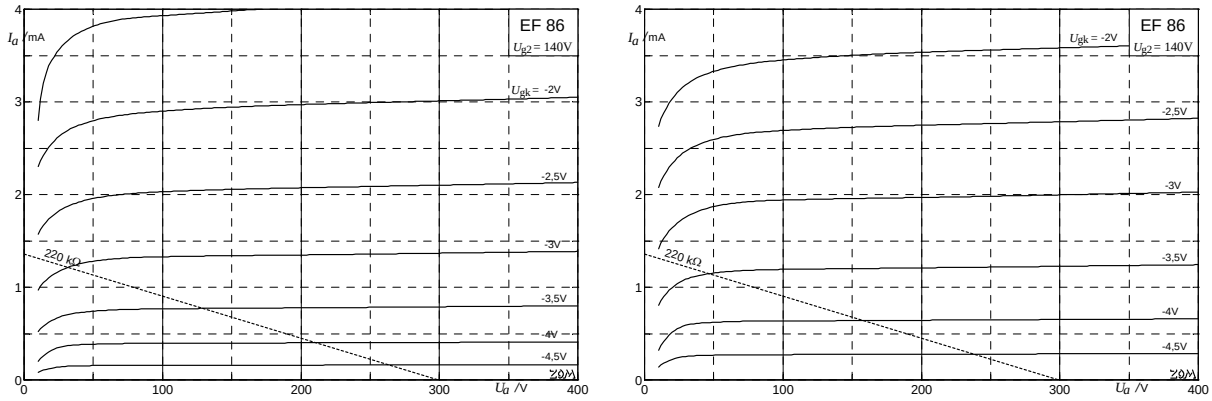


Abb. 10.11.2b: Pentoden-Kennlinien zum Vergleich; links Telefunken, rechts Svetlana.

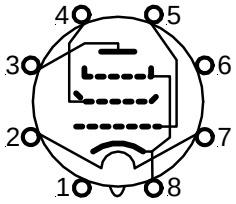
© M. Zollner 2007

10.11.3 Endröhren

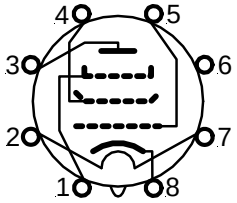
Endröhren liefern die zum Lautsprecherbetrieb nötige hohe Leistung. Sie sind größer als Vorstufenröhren, brauchen mehr Heizleistung als diese, und geben mehr Wärme ab. Im Gitarrenverstärker kommen als Endröhren praktisch nur Pentoden oder Tetroden zum Einsatz, Trioden als Endröhren findet man hingegen bei HiFi-Endstufen.

Die maximal zulässige Verlustleistung ist, wie schon in Kap. 10.5.1 erläutert wurde, nicht zu verwechseln mit der Ausgangsleistung. Wie stark eine Röhre belastet werden darf, steht in Datenblättern, aber ziemlich uneinheitlich: Die verschiedenen "**Rating Systems**" erschweren einen Vergleich. Da gibt es *Design Center Werte*, *Design Maximum*, *Absolute Maximum*, *Système des limites hybrides*, oder einfach nur *Grenzdaten*. Zwar finden sich Hinweise, wie diese Definitionen gemeint sind (Kap. 10.5.9), und auch ungefähre Umrechnungsfaktoren kann man entdecken, das alles ist aber reichlich unpräzise. Beispielsweise spezifiziert das Siemens-Datenbuch 1972 die "Grenzdaten" als "mittlere Grenzwerte", die bis maximal 10% überschritten werden können; sie wurden in der Tabelle als "Design Center" interpretiert, um einen Vergleich zur amerikanischen Nomenklatur zu ermöglichen. Auf Kosten der Lebensdauer dürfen diese Grenzwerte auch überschritten werden, und das werden sie auch im Gitarrenverstärker, jedoch ist nirgends spezifiziert, wie sich z.B. eine 50%ige Überlastung auf die Lebensdauer auswirkt. Die folgende **Tabelle** sollte deshalb nur als grobe Orientierungshilfe verstanden werden – der professionelle Anwender tut gut daran, beim Lieferant seiner Röhren nach verbindlichen Daten zu fragen.

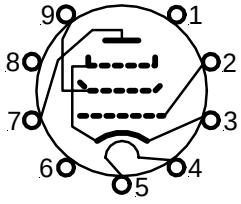
	Design Center	Design Max.	Absolute Max.	z.B.	ähnlich
EL-84	12W / 2W			Philips	6BQ5
6V6-GT(A)	12W / 2W	14W / 2.2W		General Electric	7184
EL-34	25W / 8W			Siemens	KT-77
5881	23W / 3W			Tung-Sol	6L6-WGB
6L6-G (B)	19W / 2.5W	22W / 2.8W		Tung-Sol	
6L6-WGB			26W / 3.5W	Tung-Sol	5881
6L6-GC		30W / 5W		General Electric	
KT-66		25W / 3.5W	30W / 4.5W	Marconi, MOV	
KT-88		35W / 6W	42W / 8W	Genalex	6550



6L6, 6V6, 5881
6550, KT-66, KT-88



EL-34
KT-77



EL-84
6BQ5

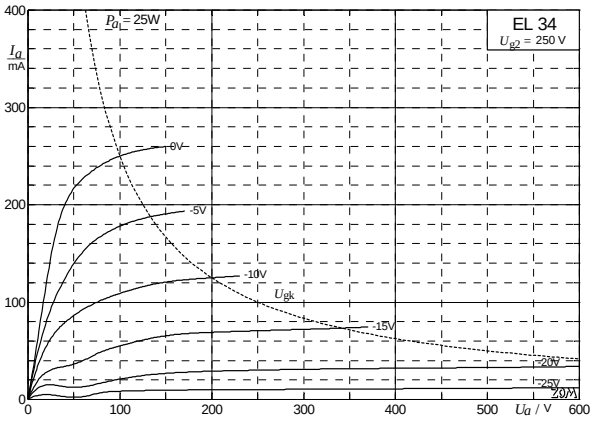
Sockelbeschaltungen
(von unten gesehen)

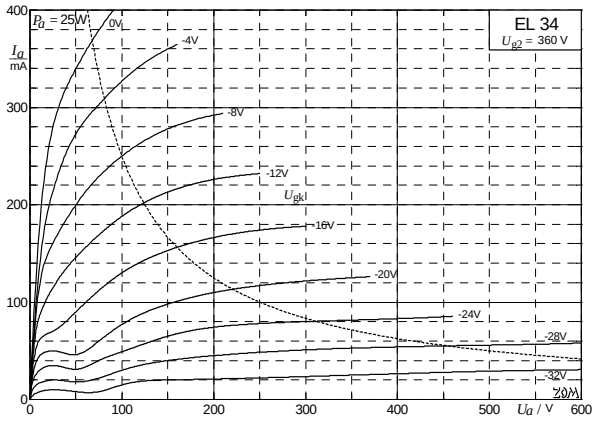
© M. Zollner 2007

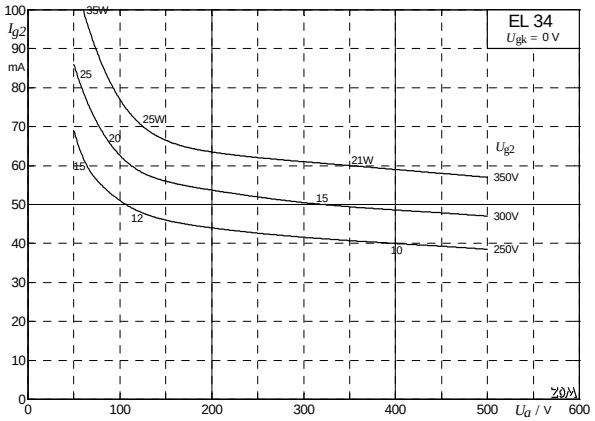
EL 34

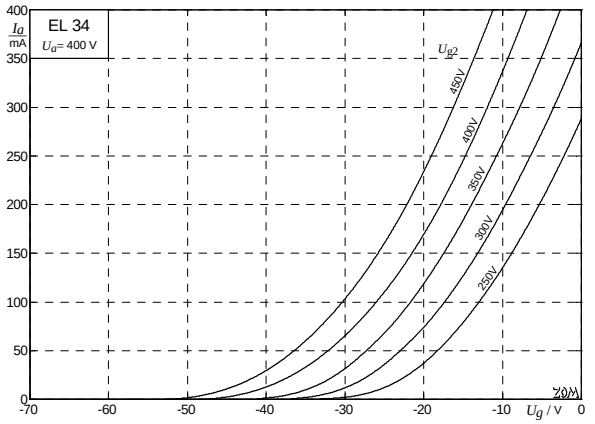
Pentode, Oktalsockel, 6.3 V, 1.5 A. $P_{a,\max}$ = 25 W, $P_{g2,\max}$ = 8 W.

Datenblattdiagramme:

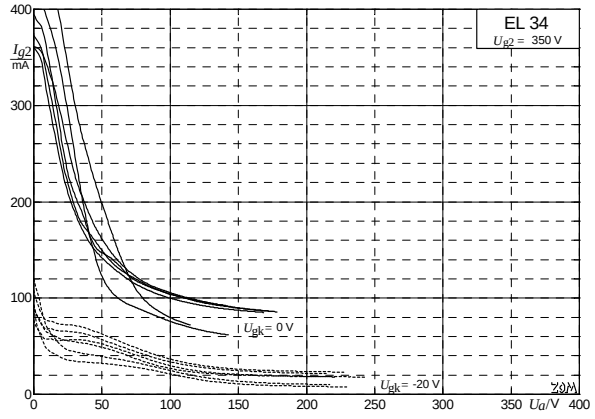


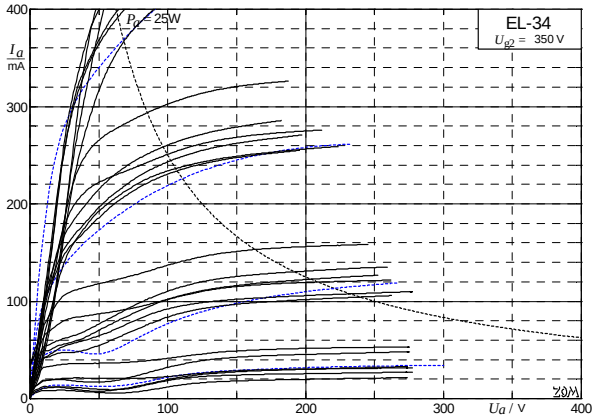






Messergebnisse:



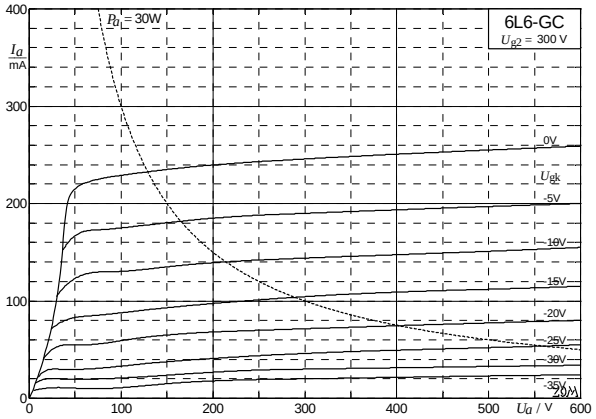


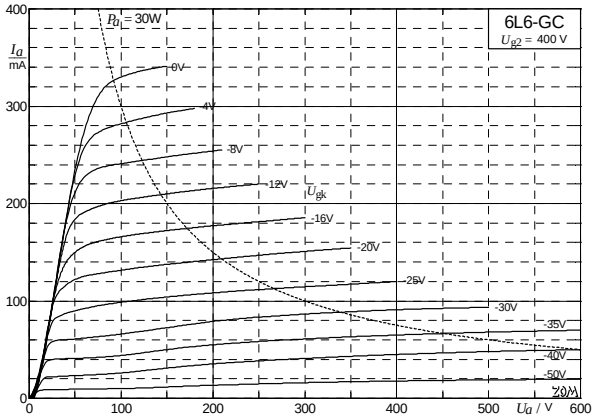
© M. Zollner 2007

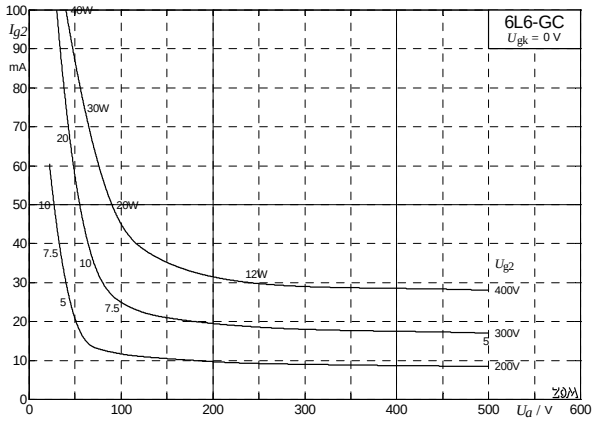
6L6-GC

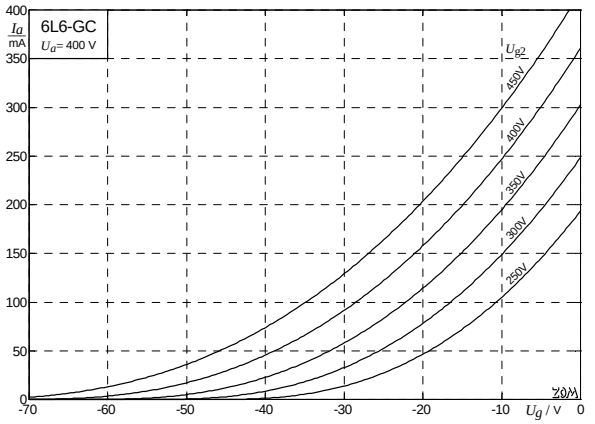
Strahl-Tetrode, Oktalsockel, 6.3 V, 0.9 A; $P_{a,\max}$ = 30 W, $P_{g2,\max}$ = 5 W.
Ähnliche Übertragungswerte erreicht die 5881.

Datenblattdiagramme:

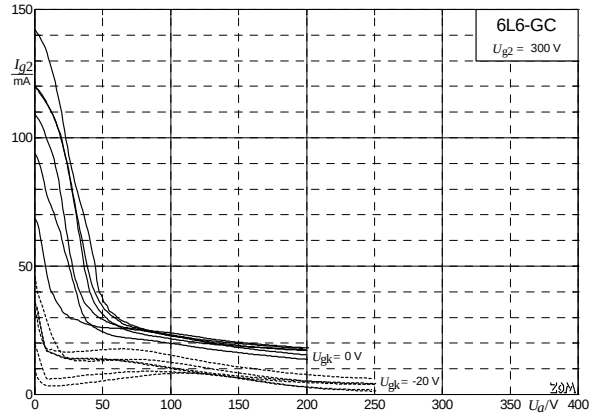


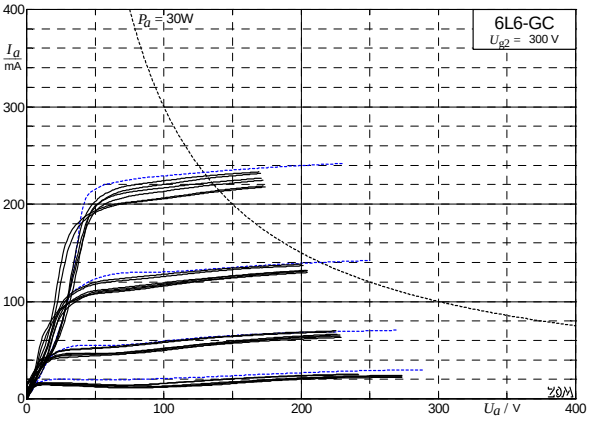






Messergebnisse:



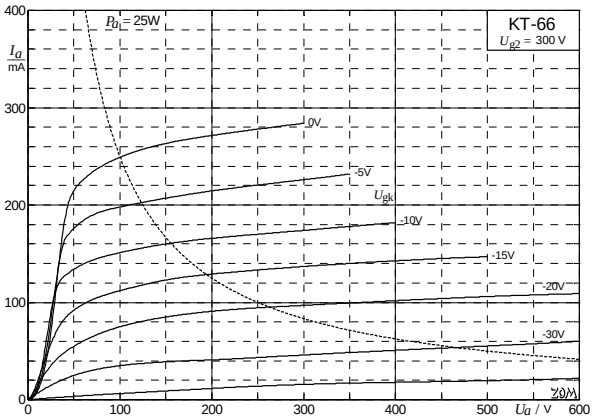


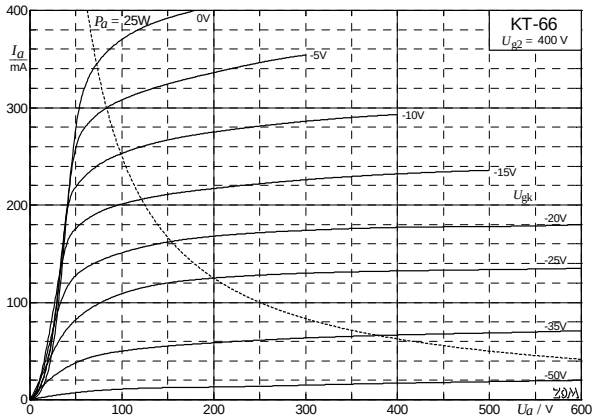
© M. Zollner 2007

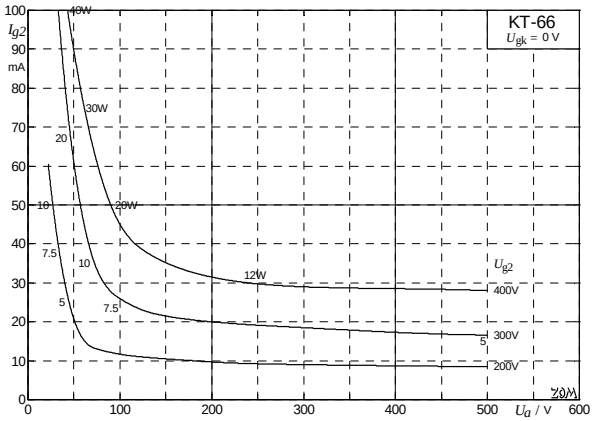
KT-66

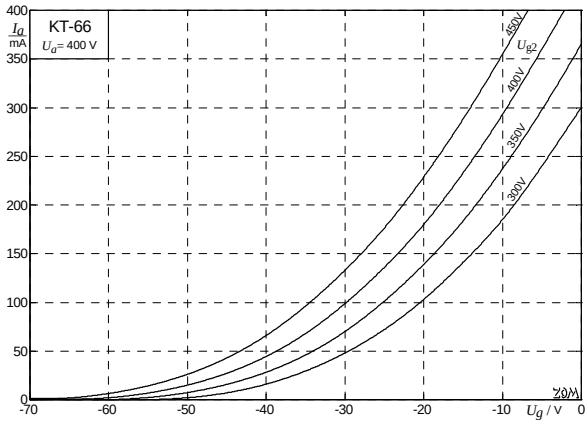
Strahl-Tetrode, Oktalsockel, 6.3 V, 1.3 A. $P_{a,\max}$ = 25 W, $P_{g2,\max}$ = 3.5 W.

Datenblattdiagramme:

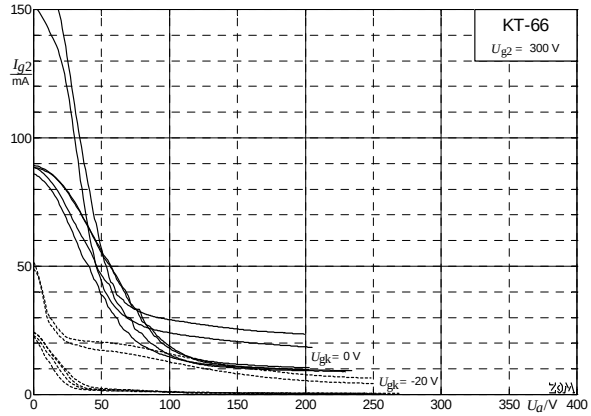


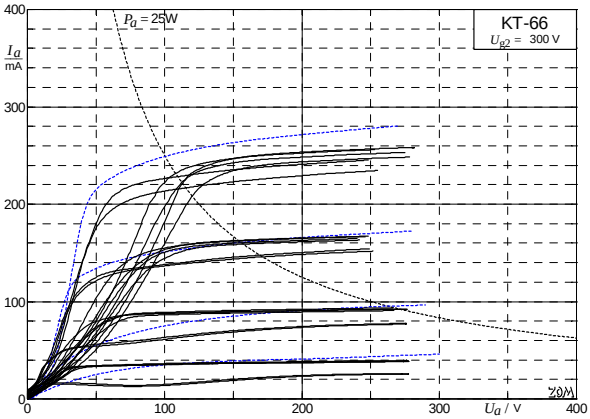






Messergebnisse:



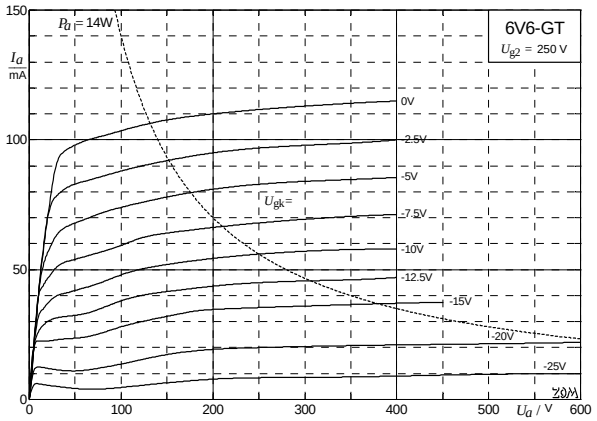


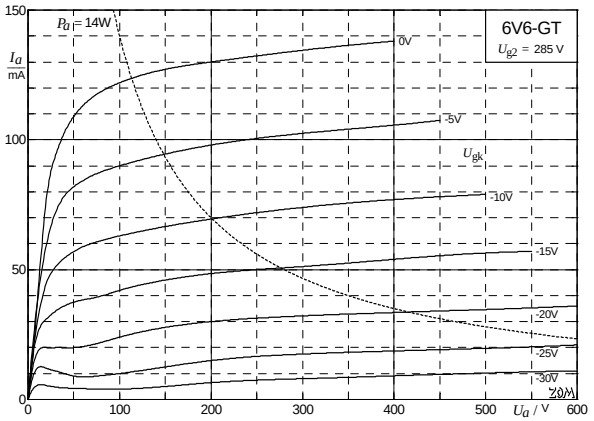
© M. Zollner 2007

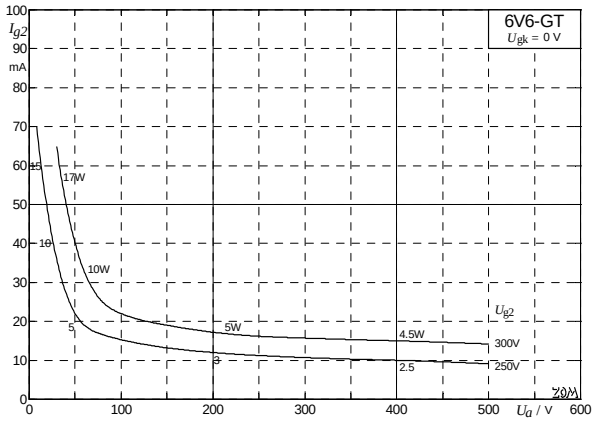
6V6-GT

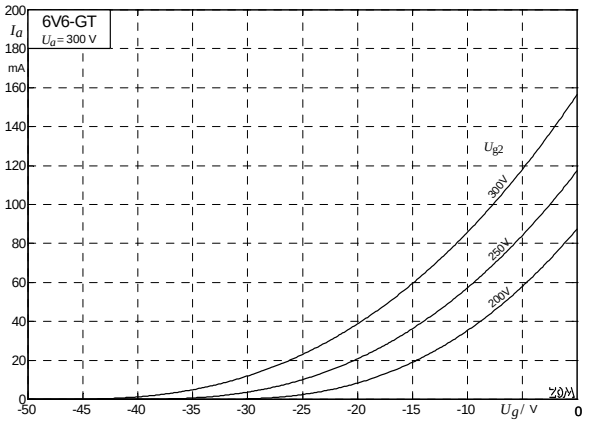
Strahl-Tetrode, Oktalsockel, 6.3 V, 0.45 A. $P_{a,\max}$ = 14 W, $P_{g2,\max}$ = 2.2 W.

Datenblattdiagramme:

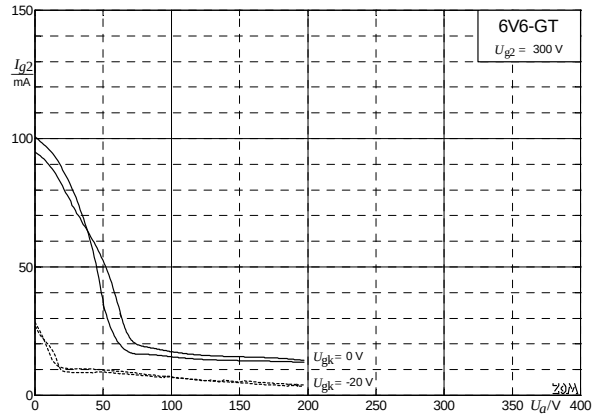


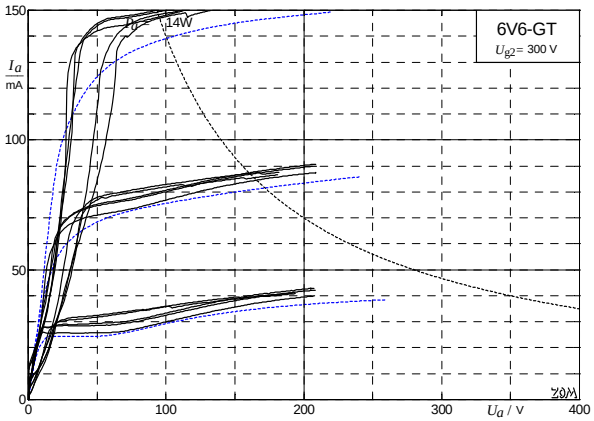






Messergebnisse:



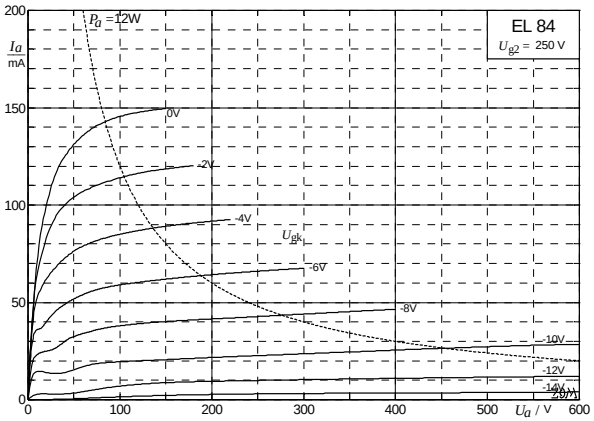


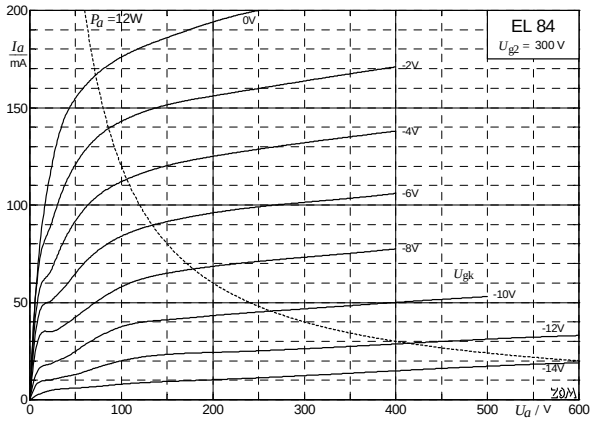
© M. Zollner 2007

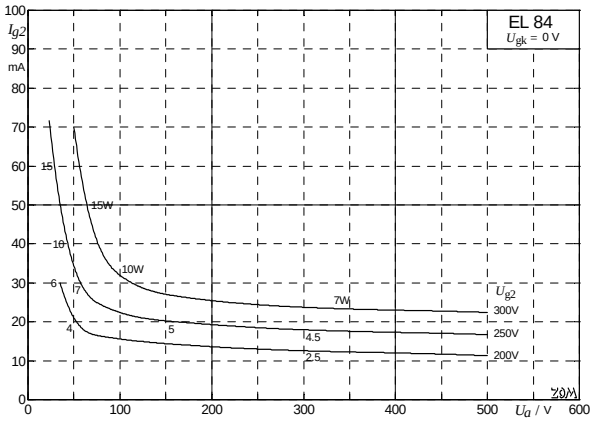
EL 84

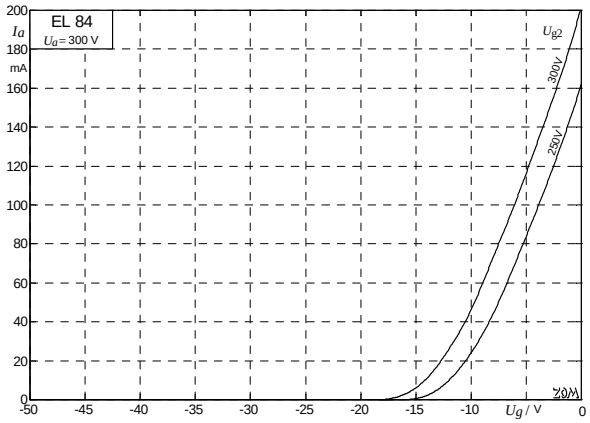
Pentode, Novalsockel, 6.3 V, 0.76 A. $P_{a,\max}$ = 12 W, $P_{g2,\max}$ = 2 W.

Datenblattdiagramme:

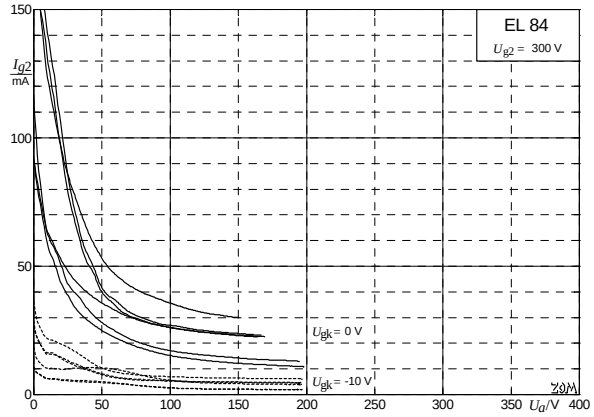


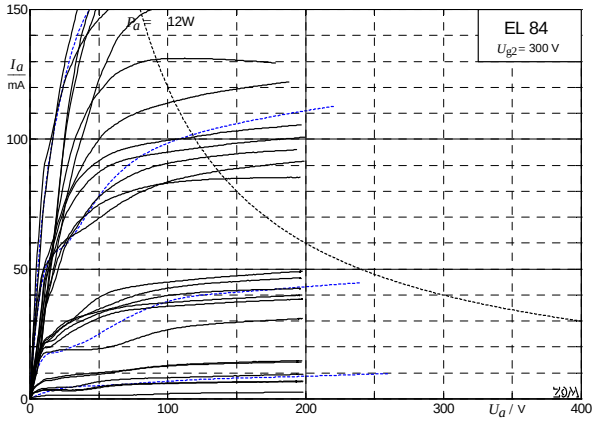






Messergebnisse:



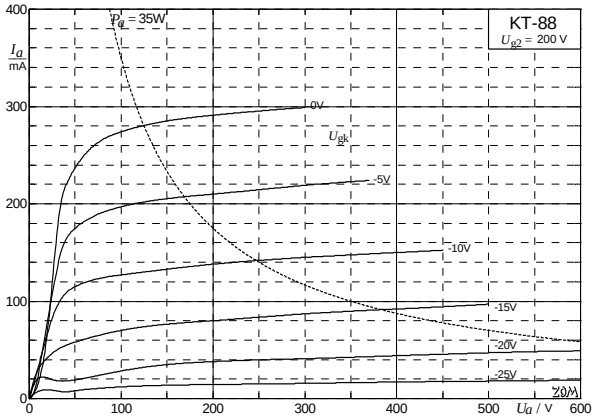


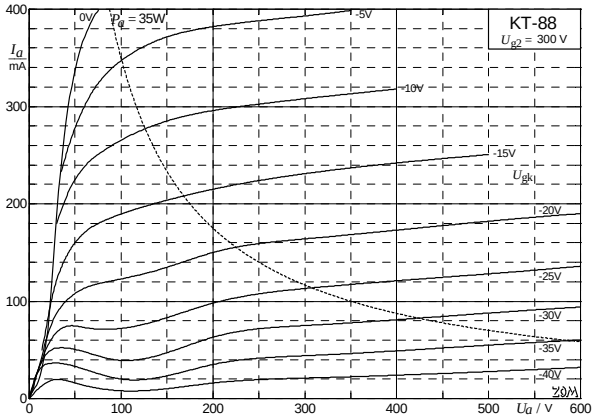
© M. Zollner 2007

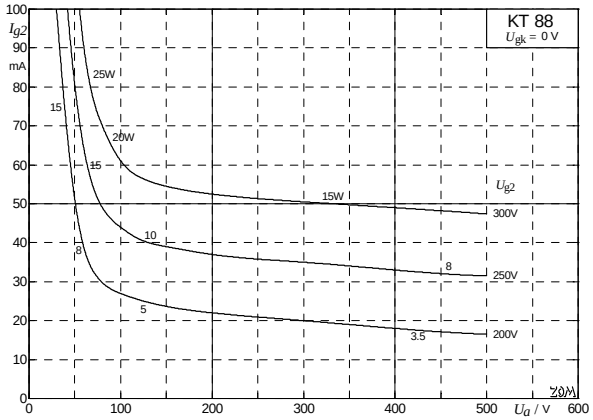
KT-88

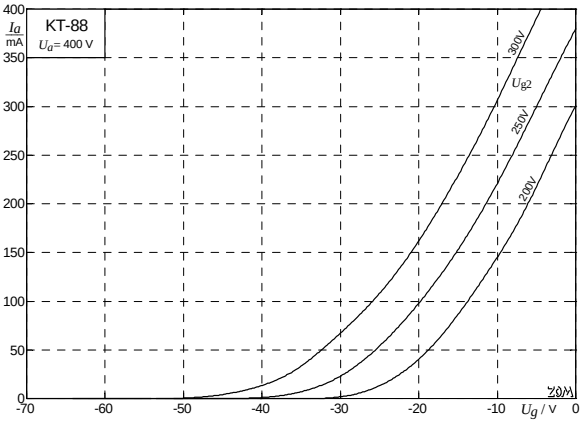
Strahl-Tetrode, Oktalsockel, 6.3 V, 1.6 A. $P_{a,\max}$ = 35 W, $P_{g2,\max}$ = 6 W.
Ähnliche Übertragungswerte erreicht die 6550.

Datenblattdiagramme:

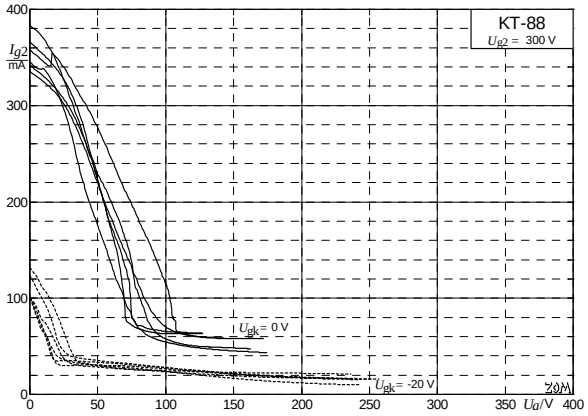


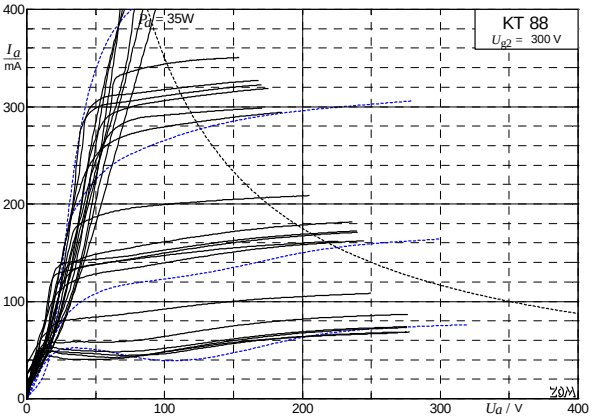






Messergebnisse:



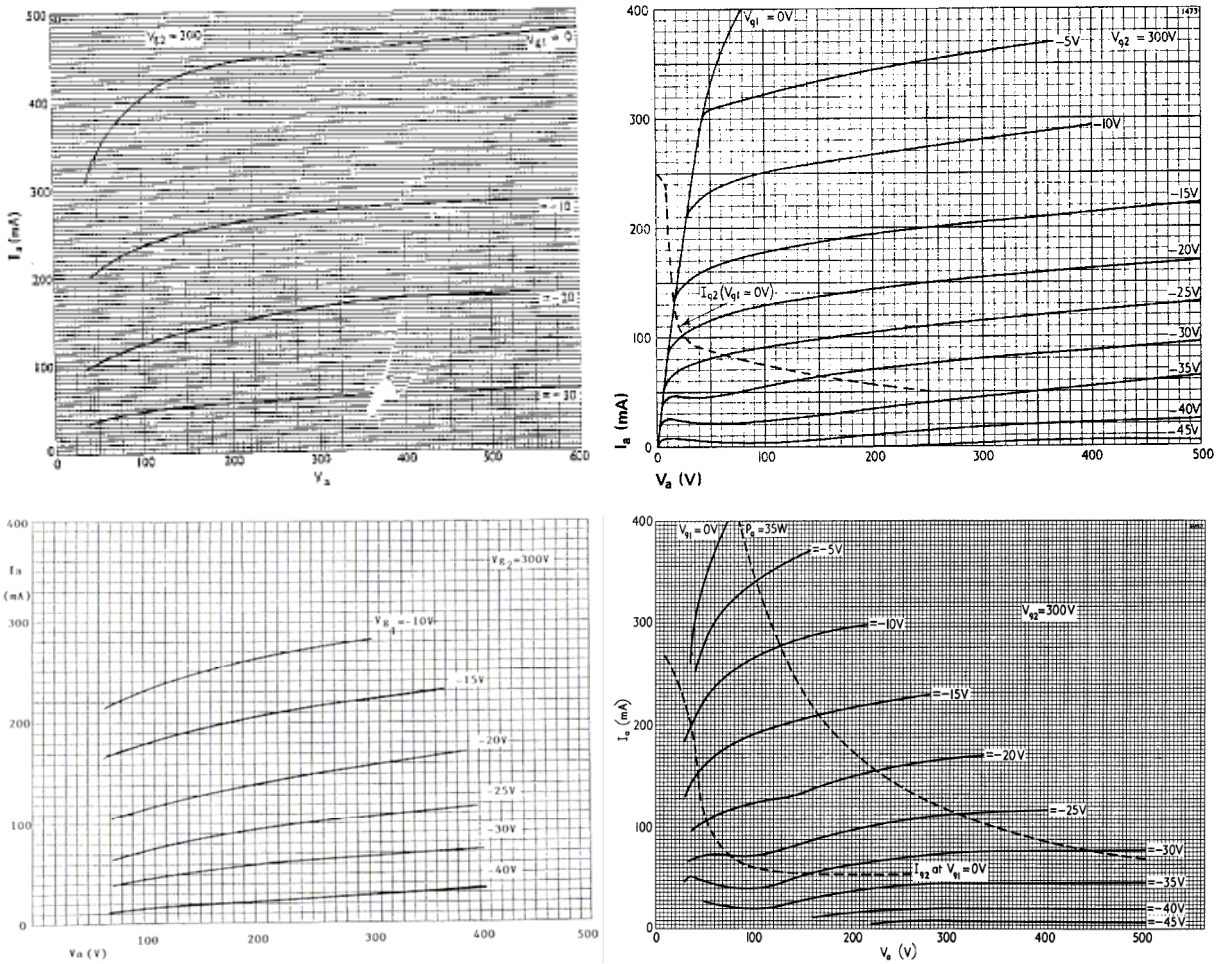


© M. Zollner 2007

Anmerkungen

Röhren-Diagramme können sehr unterschiedlich ausfallen, wie die unten dargestellten Bilder zeigen. Obwohl alle vier Kurvenscharen Ausgangskennlinien der KT-88 sein sollen, ist die Übereinstimmung nur mäßig. Das mag an der Sorgfalt liegen, mit der diese Kurven gezeichnet wurden (1956 gab's noch keinen PC), oder am Entwicklungsfortschritt (1956 – 1974). Wie gut die vor 50 Jahren produzierten Röhren die damaligen Datenblattangaben erfüllten, ist heute kaum mehr ermittelbar – selbst wenn eine dieser Röhren tatsächlich erst heute erstmalig zum Einsatz käme, könnte sich ihr Verhalten ja geändert haben. Inwieweit die heute zum Verkauf angebotenen Röhren die historischen Datenblattangaben erfüllen, könnte durch Messungen ermittelt werden, wird aber meisten nicht. Wenn der Cheftechniker eines großen Röhrenhändlers auf die Frage nach der viel zu hohen Restspannung mit der Gegenfrage antwortet "was meinen Sie mit Restspannung?", wird klar, dass er noch nie Leistungsmessungen durchgeführt hat.

Die auf den vorhergehendem Seiten dargestellten Diagramme orientieren sich an alten Datenblättern, mit all den damit verbundenen Unsicherheiten. Die Messprotokolle wurden zumeist an neuen Röhren ermittelt, die z.T. erheblichen Streuungen zeigen, dass dem Begriff "selected tube" sehr uneinheitliche Selektionsprozesse zugrund liegen. Man kann sich des Eindrucks nicht erwehren, dass bei so manchem Röhren-Händler "selected" nichts anderes bedeutet, als "unzerbrochener Glaskolben". Immerhin – ist ja auch wichtig.



Vier verschiedene historische Datenblätter zur KT-88 (Ausgangskennlinien).

© M. Zollner 2007

10.11.4 Röhren-Parameter

Der Anodenstrom I_a hängt bei Trioden von der Gitterspannung U_g und von der Anodenspannung U_a ab. Diese bivariate Abhängigkeit lässt sich in einem Pseudo-3D-Bild darstellen, zu dem aber wegen der perspektivischen Verzerrung ergänzende Schnittbilder erforderlich sind. **Abb. 10.11.3** zeigt die Zusammenhänge anhand eines idealisierten Kennlinienfeldes. Die gekrümmte "Kennfläche" wird einmal für konstante Anodenspannung geschnitten (U_a = const), einmal für konstante Gitterspannung (U_g = const), und einmal für konstanten Anodenstrom (I_a = const). In den Schnittbildern ergibt die Kurvensteigung (= die partielle Ableitung) die drei **Röhrenparameter** Steilheit (S), Innenwiderstand (R_i) und Verstärkungsfaktor (μ):

$$S = \left.\frac{\partial I_a}{\partial U_g}\right|_{U_a=const} \qquad R_i = \left.\frac{\partial U_a}{\partial I_a}\right|_{U_g=const} \qquad \mu = -\left.\frac{\partial U_a}{\partial U_g}\right|_{I_a=const}$$

Die Steilheit nimmt (für U_a = const) mit wachsender Gitterspannung zu; der Innenwiderstand nimmt (für U_g = const) mit wachsender Anodenspannung ab; der Verstärkungsfaktor ist in diesem idealisierten Beispiel (für I_a = const) von der Gitterspannung unabhängig.

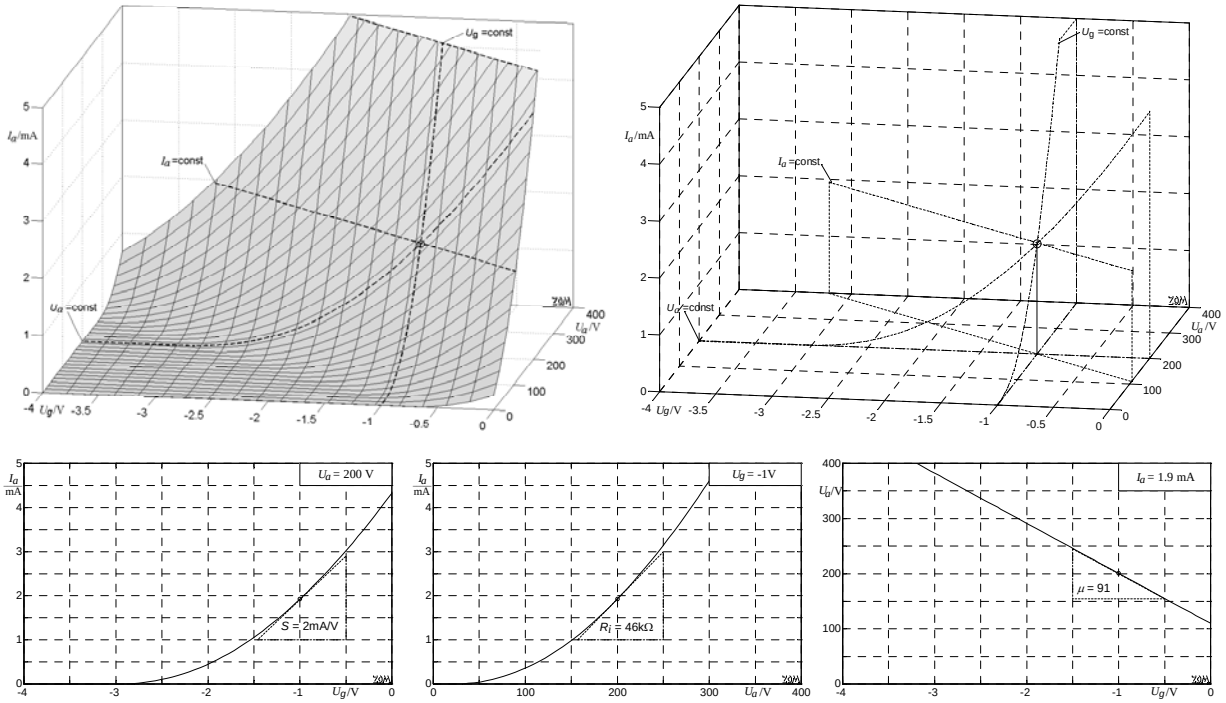


Abb. 10.11.3: Röhren-Parameter: Pseudo-3D-Bild (oben) mit Schnittbildern (unten).

Die **Vierpoltheorie** würde bei zwei Eingangs- und zwei Ausgangsklemmen eigentlich vier Vierpolparameter fordern, wegen des zumeist vernachlässigten Eingangsstromes reichen aber drei♣. Und diese drei Parameter (S, R_i, μ) hängen auch noch voneinander ab, sodass letztlich zwei dieser drei Parameter benötigt werden, um das Übertragungsverhalten zu beschreiben. Bei einigen Trioden ist darüber hinaus der Verstärkungsfaktor μ nahezu unabhängig vom Anodenstrom, und dann kann z.B. der Innenwiderstand aus der Steilheit berechnet werden:

$$S \cdot R_i = \mu = 1/D$$ Barkhausen-Formel, D = Durchgriff

♣ Dass der Gitterstrom nicht generell vernachlässigt werden darf, wurde schon in Kap. 10.1.3 und 10.2.2 gezeigt

© M. Zollner 2007

Vernachlässigt man den Gitterstrom, verbleiben drei statische Parameter (U_a, I_a, U_g), und drei dynamische bzw. differentielle (S, R_i, μ). Die statischen Parameter beschreiben das Verhalten im Arbeitspunkt, die dynamischen das linearisierte Verhalten bei kleiner Aussteuerung. Nur mit Linearisierung (d.h. Ersatz der gekrümmten Übertragungskurve durch die Tangente) kann ein lineares **Ersatzschaltbild** mit signalunabhängigen Bauteilen angegeben werden. Hierin wird die Röhre durch eine gesteuerte Quelle mit Innenwiderstand ersetzt (**Abb. 10.11.4**):

Abb.10.11.4: Zwei äquivalente Röhren-Ersatzschaltungen für kleine Aussteuerung (Kleinsignal-Modell)

Quellenspannung U_Q und Quellenstrom I_Q hängen über den Innenwiderstand R_i voneinander ab ($U_Q = I_Q \cdot R_i$), R_L ist der anodenseitige Lastwiderstand. In R_L wird die gesamte externe Anodenbelastung zusammengefasst, also Anodenwiderstand (von der Anode zur Versorgungsspannung), und parallel dazu der Eingangswiderstand der folgenden Stufe. Die Wechselgrößen U_Q und I_Q werden von der Gitterwechselspannung $\tilde{U}_g$ "gesteuert":

$$U_Q = -\mu \cdot \tilde{U}_g \qquad I_Q = -S \cdot \tilde{U}_g \qquad \tilde{U}_a = \frac{U_Q}{1 + R_i/R_L} = I_Q \cdot \frac{R_i \cdot R_L}{R_i + R_L}$$

Als Quotient von Anoden-Wechselspannung $\tilde{U}_a$ und Gitter-Wechselspannung $\tilde{U}_g$ erhält man die **Wechselspannungs-Verstärkung** v_U:

$$v_U = \frac{\tilde{U}_a}{\tilde{U}_g} = \frac{-\mu}{1 + R_i/R_L} = -S \cdot \frac{R_i \cdot R_L}{R_i + R_L}$$

Wechselspannungs-Verstärkung

Die Wechselspannungs-Verstärkung v_U, (auch Betriebsverstärkung genannt), ist vom Verstärkungsfaktor μ zu unterscheiden; μ wird gelegentlich auch Leerlaufverstärkung genannt. Im regulären Betrieb, d.h. mit Anodenbelastung R_L, ist die Verstärkung kleiner als bei (anodenseitigem) Leerlauf. Die beiden zur Berechnung von v_U angegebenen Formeln führen natürlich zum selben Ergebnis. Bei Röhren, deren μ nahezu stromunabhängig ist (die ECC83 gehört in diese Gruppe), bietet sich die Berechnung über die erste Formel an, weil hierbei nur mehr der Innenwiderstand als stromabhängige (d.h. arbeitspunktabhängige) Variable übrigbleibt. Je größer der Anodenstrom I_a, desto kleiner R_i, und desto größer die Verstärkung v_U. Mit größer werdendem Strom sinkt allerdings die (statische) Anodenspannung, und damit die maximal mögliche Anoden-Wechselspannung.

Nochmals zur Verdeutlichung: Ohne Aussteuerung ergeben sich die statischen Werte des Arbeitspunktes (U_a, I_a, U_g). Bei Aussteuerung werden den statischen Arbeitspunkt-Werten die kleinen dynamischen Wechselgrößen $\tilde{U}_a$, $\tilde{I}_a$, $\tilde{U}_g$ überlagert (hinzuaddiert). Anodenspannung meint hier immer Spannung zwischen Anode und Kathode, Gitterspannung dementsprechend Spannung zwischen Gitter und Kathode. Nichtlineares Verhalten (Klirrfaktor) kann mit dem Kleinsignal-Ersatzschaltbild nicht erfasst werden. Datenblätter geben oft nur die drei dynamischen Röhrenparameter für einen Arbeitspunkt an – der kann passen, oder nicht. So findet man z.B. für die **ECC83** Angaben bei I_a = 1.2 mA, das entspricht üblichen Eingangsstufen. Für die **ECC81** sind die Parameter im Datenblatt aber bei 10 mA spezifiziert, und das passt in der Regel nicht – Vor- und Zwischenstufen arbeiten zumeist bei kleineren Strömen.

© M. Zollner 2007

Abb. 10.11.5 vergleicht die Röhrenparameter im Bereich verstärkertypischer Anodenströme. Hierbei ist zu berücksichtigen, dass 1) die zugrunde liegenden Datenblätter z.T. sehr klein und ungenau gezeichnet sind, 2) die Sollkurven typgleicher Röhren verschiedener Hersteller nicht exakt zusammenpassen, und 3) erhebliche Fertigungsstreuungen auftreten. Rechts oben ist die Stromabhängigkeit der Leerlaufverstärkung dargestellt, darunter die Verstärkung bei 91 kΩ Belastung; dieser Wert ergibt sich, wenn zum 100-kΩ-Anodenwiderstand (über einen Koppel-Kondensator) ein 1-MΩ-Potentiometer geschaltet wird. Die größte Verstärkung erreicht die **ECC83** (12AX7, 7025), deshalb findet man diesen Typ häufig in Verstärker-Eingangsstufen. Weil mit empfindlichen Tonabnehmern diese Röhre aber schon übersteuert werden kann, ist gelegentlich auch die **12AY7** anzutreffen – sie braucht für gleichen Anodenstrom im Vergleich zur ECC83 aber eine negativere Gitterspannung. Aufgrund ihrer Parameter wäre alternativ zur 12AY7 auch die **ECC81** (12AT7) geeignet, das Datenblatt spricht ihr aber nicht die für Eingangsstufen geforderten (geringen) Brumm- und Rauschdaten zu.

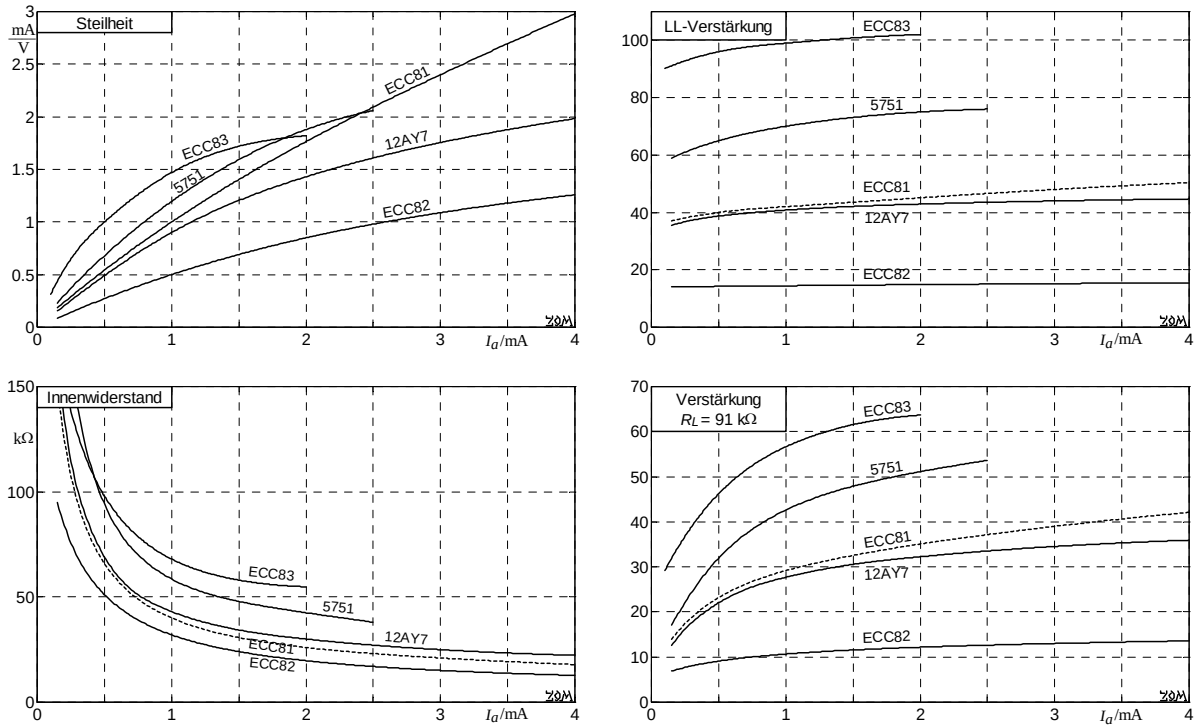


Abb.10.11.5: Röhren-Parameter im Vergleich, für 250 V Anodenspannung. Aus Hersteller-Datenblättern.

Außer vom Anodenstrom hängen die Röhrenparameter auch von der Anodenspannung ab, der Effekt ist aber nur schwach ausgeprägt (**Abb. 10.11.6**).

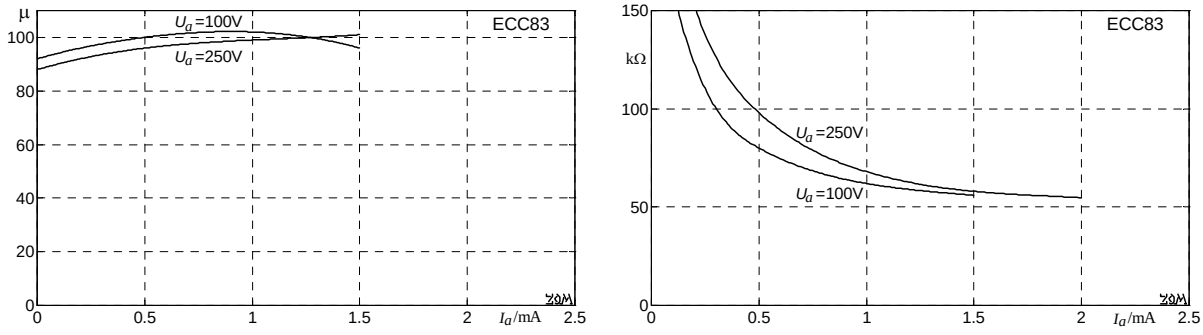


Abb.10.11.6: Röhren-Parameter in Abhängigkeit von der Anodenspannung. Aus Hersteller-Datenblättern.

© M. Zollner 2007

Die beiden Übertragungs-Parameter KS-Steilheit S und LL-Verstärkung μ sind für anodenseitigen Kurzschluss bzw. Leerlauf definiert, also für Betriebszustände, die in der Praxis nicht vorkommen. In realen Schaltungen verbindet der **Anodenwiderstand** R_a die statischen Werte Anodenspannung U_a, Anodenstrom I_a und Betriebsspannung U_B: $U_a = U_B - R_a \cdot I_a$ (dynamische Werte siehe Abb. 10.11.4). Die **Lastebene**, eine schräg stehende Fläche im 3D-Bild, schneidet die Kennfläche in einer (im Bild gestrichelten) Linie, deren Projektion auf die darunter liegende U_g/U_a-Ebene die Abhängigkeit der Anodenspannung von der Gitterspannung darstellt (**Abb. 10.11.7**). Noch ohne Unterscheidung zwischen statischer und dynamischer Anodenbelastung (nur R_a, ohne Koppelkondensator, ohne zusätzliche Last), aber immerhin über den ganzen Bereich gehend, also echtes **Großsignalverhalten**. Nun ja – fast echt, denn **Gitterstromfluss** ist nicht berücksichtigt. Und an dieser Stelle enden die schönen Röhrenmodelle, weil kein Datenblatt verbindliche Aussagen zum Gitterstrom macht – dieser streut zu sehr, als dass er in Datenblättern spezifiziert werden könnte. Und darum ist es nicht möglich, den U_g/U_a-Verlauf in der rechten Ecke (U_g > -0.5V) verbindlich zu beschreiben, deshalb bleiben Klirrfaktormodelle immer auf idealisierte Kennlinien beschränkt, deshalb klingt jede Röhre bei Übersteuerung anders. Oder etwas weniger emphatisch: deshalb unterscheiden sich typgleiche Röhren vor allem in ihrem nichtlinearen Verhalten. Die Unterschiede können sehr groß sein, Gitterströme typgleicher Röhren können sich um den Faktor 20 unterscheiden! Nur wenn man die Röhre mit dem niederohmigen Laborgenerator ansteuert, dürfen diese Streuungen vernachlässigt werden; bei hochohmiger Ansteuerung (Tonabnehmer, oder vorhergehende Röhre in Kathoden-Basis-Schaltung) ist der individuelle Gitterstrom wesentlich.

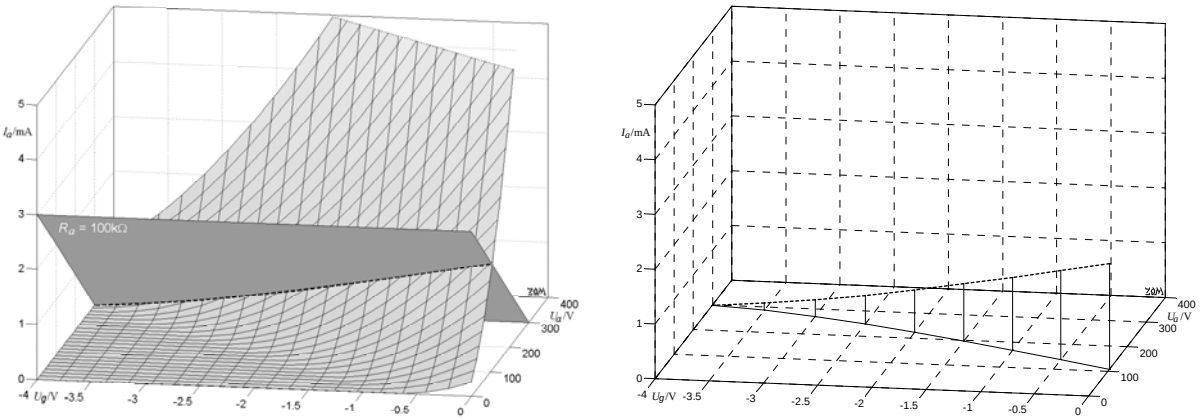


Abb.10.11.7: Lastebene für R_a = 100 kΩ (links); Projektion auf die U_g/U_a-Ebene (rechts).

Abb. 10.11.8 zeigt anhand von Messkurven, wie sehr sich Gitterströme unterscheiden können. Das Bild darf allerdings nicht so interpretiert werden, dass z.B. Siemens-Röhren generell einen hohen Gitterstrom haben; bei einer anderen Siemens-ECC83 könnte er auch klein sein.

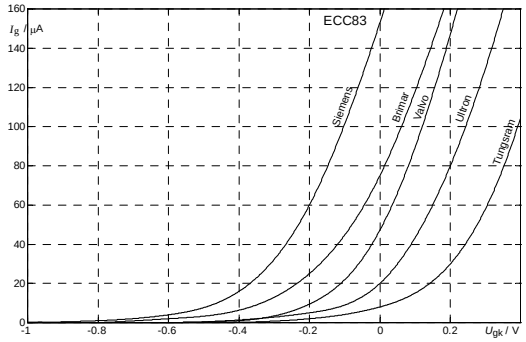


Abb.10.11.8: Gitterströme fünf verschiedener ECC83.

© M. Zollner 2007

Datenblätter spezifizieren zumindest einen Arbeitspunkt mit zugehöriger Steilheit. Das hilft aber nicht viel, wenn die Röhre in einem anderen Arbeitspunkt betrieben wird, deshalb gibt es ergänzende Diagramme. Bei der Triode definieren Gitter und Kathode das Eingangstor, Anode und Kathode das Ausgangstor. **Eingangssignale** sind Gitterspannung und Gitterstrom, **Ausgangssignale** sind Anodenspannung und Anodenstrom. **Abb. 10.11.09** zeigt eine Kennfläche, ausgewählte Kennlinien (für U_g = const), sowie die Projektion dieser Kennlinien auf die rechte Begrenzungsfläche. Die Achsen dieser Begrenzungsfläche sind die Ausgangssignale der Röhre, deshalb heißen diese Kennlinien "**Ausgangskennlinien**".

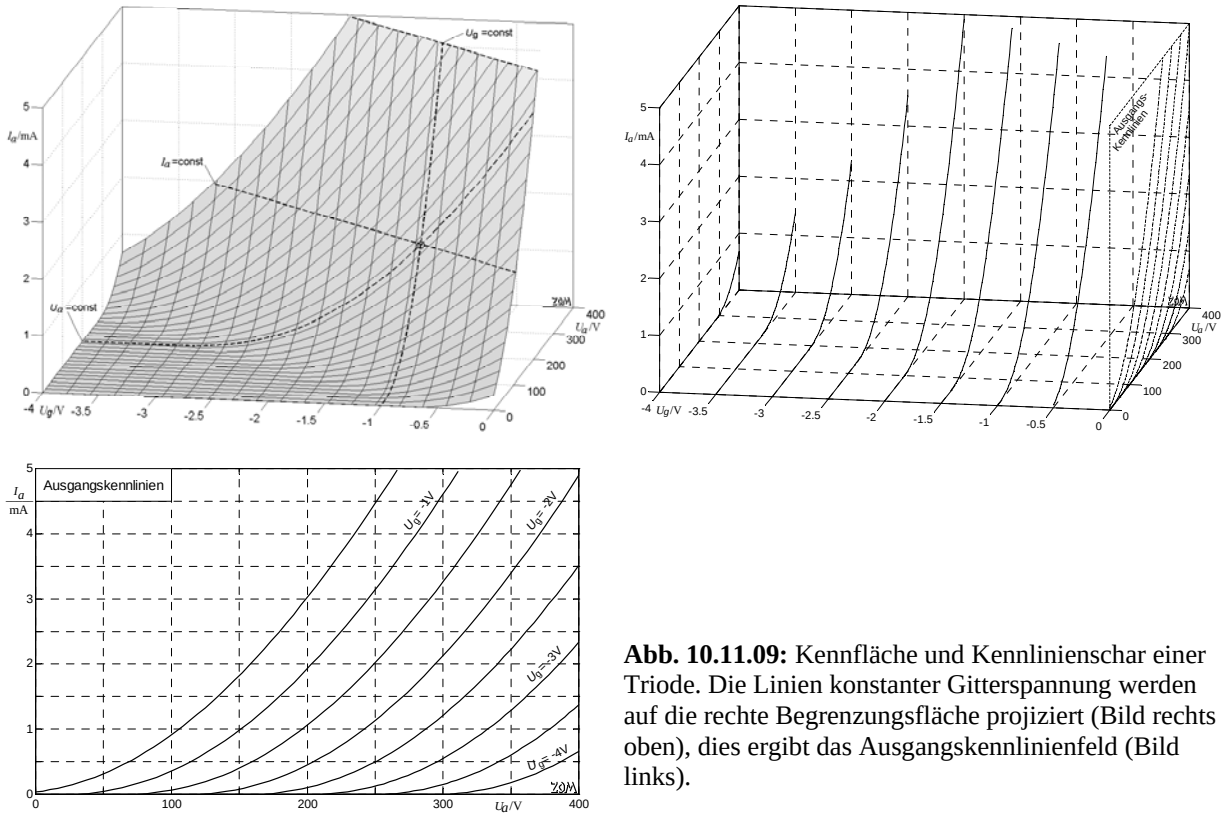


Abb. 10.11.09: Kennfläche und Kennlinienschar einer Triode. Die Linien konstanter Gitterspannung werden auf die rechte Begrenzungsfläche projiziert (Bild rechts oben), dies ergibt das Ausgangskennlinienfeld (Bild links).

Alternativ können aber auch die Kurven für konstante Anodenspannung auf die hintere Begrenzungsfläche projiziert werden (**Abb. 10.11.10**). Da hierbei die eine der Achsen zu den Eingangsgrößen gehört, die andere aber zu den Ausgangsgrößen, heißen dieses Kennlinien "**Übertragungskennlinien**" oder Transferkennlinien. Ergänzend sind weiter Kennlinienfelder üblich, z.B. mit spezieller Anodenbelastung (vergl. Abb. 10.11.7).

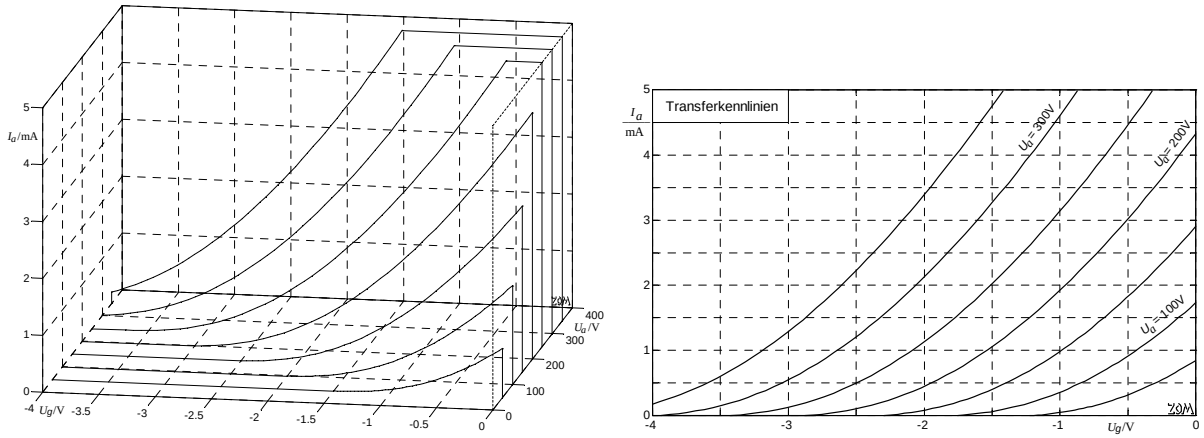


Abb. 10.11.10: Übertragungskennlinien für konstante Anodenspannung.

© M. Zollner 2007

11. Lautsprecher

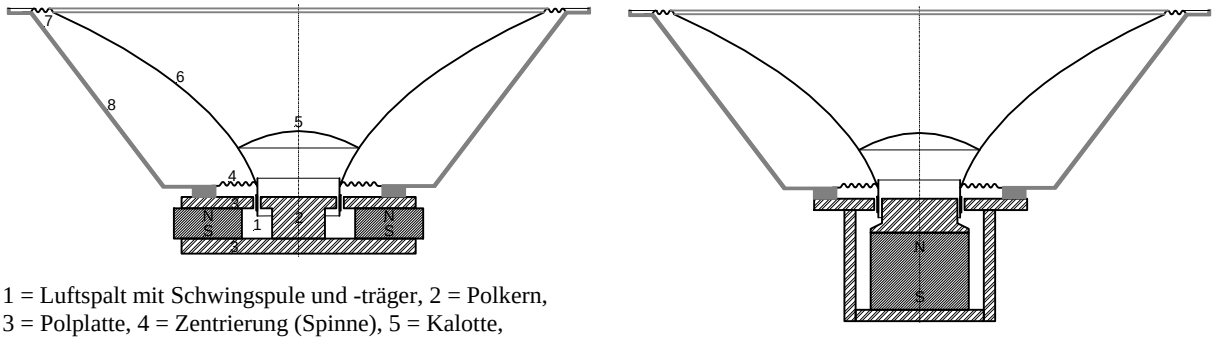
Wer Musik machen will, muss Luft bewegen. Bei der Akustik-Gitarre erzeugt vor allem der schwingende Korpus diese bewegte Luft, vulgo Schallwelle, bei der Elektro-Gitarre ist's der Lautsprecher. Der dynamische Lautsprecher, denn andere Wandlerprinzipien [3] kommen beim Gitarren-Lautsprecher nicht zum Einsatz. Der Durchmesser dieser Lautsprecher wird international in Zoll (engl. INCH) angegeben, 1" = 2.54 cm. Die meisten Gitarren-Lautsprecher haben 10" oder 12", gelegentlich auch 15"; in Übungsverstärkern sind auch 8"-Lautsprecher üblich. Der Gitarren-Lautsprecher ist Teil des Instruments – er soll klangformend wirken, was man auch so ausdrücken kann: Gitarren-Lautsprecher müssen einen grauenhaften Frequenzgang haben und sollen fürchterlich verzerren. Nun gut, vielleicht nicht gerade fürchterlich; aber zumindest "adäquat verzerren". Spielt man eine Elektrogitarre über eine HiFi-Anlage, entsteht ein sehr spezieller Klang, der zwar nicht gänzlich unbrauchbar ist, jedoch nicht im Entferntesten nach Hendrix, Clapton, Beck und Page klingt. Am typischen E-Gitarrensound ist neben dem Gitarristen (ja, auch der macht mit), neben der Gitarre und dem Verstärker auch der Lautsprecher beteiligt. Die "Physik der Elektrogitarre" hat vor allem diese zum Thema, in Folgenden soll aber auch dem Lautsprecher und seinem Gehäuse Platz eingeräumt werden.

11.1 Aufbau und Funktion

Physikalische Grundlagen des dynamischen Wandlungsprinzips sind zwei einfache lineare Abbildungen: 1) In einem Magnetfeld ist die auf einen stromdurchflossenen Draht einwirkende Kraft $F = B \cdot l \cdot I$, mit B = magnetische Flussdichte (Induktion), I = Stromstärke, und l = Drahtlänge. 2) Bewegt man diesen Draht (im Magnetfeld), wird in ihm eine elektrische Spannung induziert: $U = B \cdot l \cdot v$, mit v = Geschwindigkeit. Die Kraft wird **Lorentz-Kraft** genannt, nach dem niederländischen Physiker HENDRIK ANTOON LORENTZ (1853 – 1928), die **Induktionsspannung** wird zumeist mit dem englischen Naturwissenschaftler MICHAEL FARADAY (1791 – 1867) in Verbindung gebracht. Man sollte aber auch des amerikanischen Physikers JOSEPH HENRY (1797 – 1878) gedenken, der unabhängig von Faraday Induktionsvorgänge beschrieb.

Die o.a. Abbildung elektrischer Größen (U, I) in mechanische (v, F) bzw. umgekehrt ist eine lineare Abbildung, zumindest, solange die Systemgrößen B und l signalunabhängig sind – was natürlich bei großer Aussteuerung nicht mehr der Fall sein wird. Trotzdem erhält man mit einem linear/zeitinvarianten Modell einen guten Einstieg in die Beschreibung des Übertragungsverhaltens dynamischer Lautsprecher. Dass gerade beim Gitarren-Lautsprecher auch die Nichtlinearitäten wesentlich sind, dass die Übertragung ja nicht nur zu einem Raumpunkt, sondern zu unendlich vielen erfolgen muss, dass letztendlich auch Zeitinvarianz nicht mehr gegeben ist – all das lässt ahnen, wie kompliziert ein Lautsprechermodell werden kann, wenn man "alle" Eigenschaften beschreiben möchte. Man möchte nicht – allein der Umfang einer profunden Literaturrecherche würde den gesetzten Rahmen sprengen. Die im Folgenden vorgestellte Theorie ist deshalb auf das Grundsätzliche beschränkt, die angeführten Beispiele und Messprotokolle wurden mit Bedacht ausgewählt, sind aber nicht statistisch repräsentativ.

Abb. 11.1 stellt einen Querschnitt durch einen Membranlautsprecher dar. Die im rechten Bild gezeigte Bauform kommt bei Alnico-Magneten (sehr hohe Flussdichte) zur Anwendung, die links abgebildete Bauform eignet sich für Keramikmagnete – sie brauchen wegen ihrer nicht ganz so großen Flussdichte eine größere Fluss-Querschnittsfläche.



1 = Luftspalt mit Schwingspule und -träger, 2 = Polkern,
3 = Polplatte, 4 = Zentrierung (Spinne), 5 = Kalotte,
6 = Membran, 7 = Aufhängung, 8 = Korb. N/S = Magnet.

Abb. 11.1: Querschnitt durch einen Membranlautsprecher. Links: Keramik-Magnet, rechts: Alnico-Magnet. Die Gestalt ist weitgehend rotationssymmetrisch, der Keramikmagnet ist eine Scheibe, der Alnico- ein Zylinder.

Der Dauermagnet erzeugt im Luftspalt ein radiales Magnetfeld, ringförmiger Stromfluss in der Schwingspule bewirkt eine axiale Antriebskraft auf die Membran. Die im Luftspalt erreichbare Flussdichte ist hoch, typischerweise 1 – 1.6 Tesla, gelegentlich sogar noch knapp darüber. Sowohl beim Induktionsgesetz als auch bei der Lorentz-Kraft wird als Systemgröße das Produkt aus Flussdichte B und Drahtlänge l benötigt; dies ist die **Wandlerkonstante** Bl. Beim 8-Ω-Lautsprecher liegt Bl häufig zwischen 10 – 20 N/A, das bedeutet, dass der Gleichstrom I = 3 A in die Kraft F = 30 – 60 N umgewandelt wird. Mit 60 N hält man ein 6-kg-Gewicht – erstaunlich, angesichts der Fragilität der verwendeten Materialien: Die Membran ist aus Papier, die Schwingspule aus dünnem Kupferdraht. Die geometrischen Daten dieser **Schwingspule** sind ihr Durchmesser D", zumeist in Zoll angegeben, ihre axiale Länge H, ihre Windungszahl N, ihre Drahtlänge l und ihr Drahtdurchmesser d, der häufig als Leiterdurchmesser angegeben wird; mit Isolation vergrößert sich d um ca. 10%. Der elektrische Spulenparameter ist der Widerstand R, zumindest, solange man bei tiefen Frequenzen bleibt. **Abb. 11.2** zeigt für eine zweilagige Wicklung die Abhängigkeit des Drahtdurchmessers d, der Drahtlänge l und der Windungszahl N von Schwingspulendurchmesser D und -länge H unter der Voraussetzung, dass der Kupferwiderstand immer R = 6 Ω beträgt. Für eine 10 mm lange 1.5"-Spule benötigt man 11 m Draht (∅ = 0.22 mm), daraus ergibt sich mit B = 1.5 T die Wandlerkonstante zu Bl = 16 N/A.

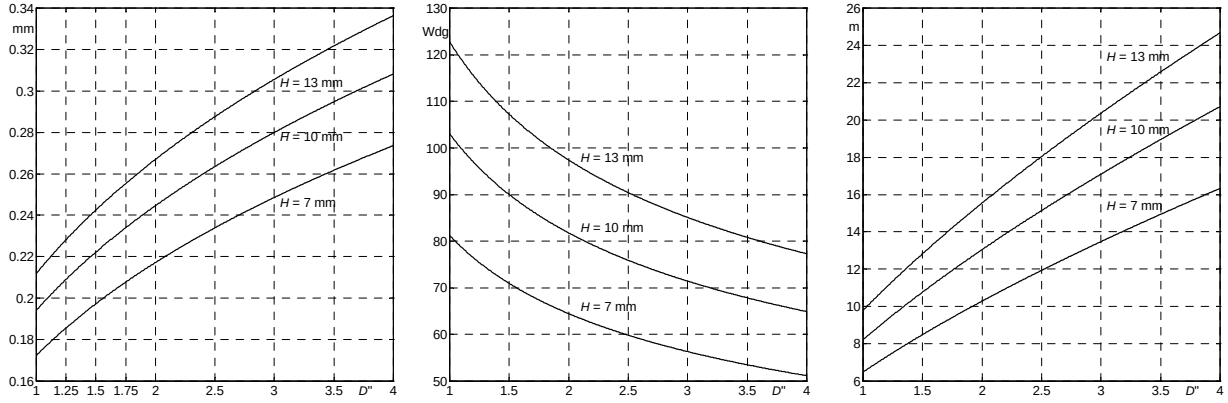


Abb. 11.2: Drahtdurchmesser d (links), Windungszahl N (Mitte) und Drahtlänge l (rechts) in Abhängigkeit vom Schwingspulen-Durchmesser. Gleichstromwiderstand R = 6 Ω. Scharparameter: H = axiale Spulenlänge.

© M. Zollner 2008

Die Drahtlänge lässt sich leicht aus Windungsumfang und Windungszahl berechnen, für das *Bl*-Produkt ist aber die magnetisch **effektive Drahtlänge** von Bedeutung, nicht die geometrische. In **Abb. 11.3** sind drei verschiedene Fälle dargestellt: Spulenlänge = Luftspaltlänge, sowie eine relativ längere und eine relativ kürzere Variante. Das Magnetfeld ist auf den Luftspalt fokussiert, nach außen hin wird es schwächer. Eine Spule, die gleich lang ist wie der von der oberen Polplatte gebildete Luftspalt, verlässt den (einigermaßen) homogenen Feldbereich, sobald Stromfluss die Spule auslenkt. Dies kann man formal berücksichtigen, in dem man entweder die Flussdichte oder die Spulenlänge auslenkungsabhängig definiert. Im zweiten Fall ist die Spule länger als der Luftspalt, als magnetische Spulenlänge müsste man hier ungefähr die Luftspaltlänge ansetzen. Im dritten Beispiel entsprechen sich geometrische und magnetische Spulenlänge. Für linearen Betrieb sind b) oder c) zu wählen, da hierbei der die Spule durchdringende Fluss auch bei Auslenkung näherungsweise konstant bleibt. Nachteilig macht sich mit Blick auf den Wirkungsgrad bei b) bemerkbar, dass eine Spulenteilmasse bewegt werden muss, die – da im schwachen Randfeld – nur wenig Kraft aufbringen kann. Bei c) ist zwar immer die ganze Spule im starken Feld, zur Erzeugung des (wenig genutzten) Randfeldes ist aber zusätzliche Magnetenergie nötig. Bei a) liegt offenbar ein effizienter Optimalfall vor, solange man nicht auf die nichtlinearen Verzerrungen schaut. Da deren Minimierung bei Gitarren-Lautsprechern aber nicht an erster Stelle steht, findet man hierbei oft Spulenlängen, die in etwa der Luftspaltlänge entsprechen, währen bei HiFi-Lautsprechern der Fall b) häufig anzutreffen ist.

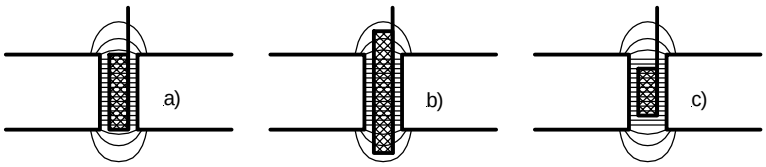


Abb. 11.3: Verschieden lange Schwingspulen im Luftspalt.

Für eine große Wandlerkonstante *Bl* müssen Flussdichte und Drahtlänge groß sein. Die Flussdichte kann aber nicht beliebig groß gemacht werden, da die flussführenden Polstücke in die Sättigung kommen. Bei der Drahtlänge scheint sich hingegen eine einfache Lösung anzubieten: Großer Schwingspulendurchmesser, und große (effektive) -länge. Beide Maßnahmen bewirken aber eine Vergrößerung der schwingenden Masse, und damit eine Verringerung des Wirkungsgrades. Andererseits vergrößert eine hohe Wandlerkonstante die Antriebskraft, und damit den Wirkungsgrad. Der wichtig ist, aber nicht das alleinige Kriterium: Belastbarkeit und Hochfrequenzverhalten sollen ja auch zur Gesamtperformance passen. Die Hersteller haben ihre eigenen Wege gefunden, um marktgängige Lautsprecher zu entwickeln. Da gibt es die britische Philosophie, dass Gitarrenlautsprecher 12" Membrandurchmesser, und maximal 2" Schwingspulendurchmesser haben sollen. Und daneben gibt es den American way of life, der u.a. fordert, sich von niemand, und schon gar nicht von den Briten, etwas vorschreiben zu lassen. Und deshalb stellt man überlegen lächelnd 12"-Lautsprecher mit 4"-Spulen her. Britware wird zwar nicht mehr bei Boston ins Meer gekippt, ist aber doch irgendwie trashy. In der Werbung. Die Ussis, so sie E-Gitarre spielen, suchen dann aber doch trotz heimischer 600-W-Boliden (4"-Voicecoil, proud and loud) im Internet nach dem legendären blauen britischen Celestion, der mit seinem papierenen Schwingspulenträger gerade mal 15 W verträgt. Acht Stück davon in einem Marshall-Turm vertragen aber auch 120 W. Und wenn man die ganz originalen Blauen nicht mehr bekommen kann: Celestion hat angeblich die alten Maschinen wieder ausgegraben, und fertigt darauf *Original-Replikate*. Die anno 2000 mit 584 Euro angeboten wurden. Nein, nicht DM, Euro! Pro Stück! 8 x 584 = 4672 Euro, das kann man sicher noch auf 4500 runterhandeln. Dann nur noch aufpassen, dass der Roadie nach einer durchräucherten Nacht nicht aus Versehen ein Netzkabel dranlötet ...

© M. Zollner 2008

12"-Lautsprecher werden mit sehr unterschiedlichen Schwingspulen hergestellt: Die üblichen Durchmesser liegen zwischen 1" – 4", woraus bewegte Massen von 25 – 75 g resultieren. Denn natürlich ist eine große Schwingspule schwerer – sie ermöglichst aber auch eine größere Wandlerkonstante, und sie kann mehr Wärme dissipieren. Tieffrequent sind das schon die wesentlichen Parameter, im Bereich höherer Frequenzen beeinflusst die Schwingspule auch die Partialschwingungen der Membran (Chladni[♣]).

Ein **Beispiel** soll die Größen veranschaulichen: Ein 12"-Lautsprecher wird bei 200 Hz betrieben, das ist über der Resonanzfrequenz, somit Massehemmung, und unter der Abstrahlungs-Grenzfrequenz, somit Massebelastung [3]. Nimmt man den Lautsprecherwiderstand vereinfachend zu 8 Ω an, ist zum 1-W-Betrieb ein Strom von 0.35 A erforderlich. Mit der Wandlerkonstante Bl = 14 N/A ergibt sich eine Antriebskraft von 5 N. Diese Kraft erzeugt zusammen mit der bewegten Masse (z.B. 28 g) die Membranbeschleunigung a = 177 m/s^2 – immerhin die 18-fache Erdbeschleunigung! Für einen Lautsprecher aber nichts Besonderes, bei Volllast wird's noch wesentlich mehr. Aus der Beschleunigung erhält man durch Integration die Membranschnelle (0.14 m/s), nochmaliges Integrieren ergibt die Auslenkung: 0.11 mm. Da es sich bisher um Effektivwerte handelte, muss für die Auslenkungs-Amplitude mit 1.4 multipliziert werden: Maximalauslenkung 0.16 mm. Erhöht man den Strom auf das Zehnfache (3.5 A), so steigt die Leistung von 1 W auf 100 W, und die Auslenkung auf 1.6 mm (Linearität vorausgesetzt). Ehe man nun aber die Auslenkung als unproblematische Größe einordnet, sollte man kurz in Erinnerung rufen, dass die Auslenkung (bei Stromeinprägung) Tiefpasscharakter hat: Reduziert man die Frequenz, erhöht sich die Auslenkung. Quadratisch! Schon bei 100 Hz ergeben sich damit 6.3 mm, bei 20 Hz sind's 16 cm. Nein, nicht wirklich, nun kommt die Resonanz ins Spiel: Hätte der Lautsprecher seine Hauptresonanz bei 100 Hz, wäre er bei Betrieb unterhalb dieser Frequenz steifigkeitsgehemmt, mit Proportionalität zwischen Kraft und Federsteifigkeit. Zurück zu den 200 Hz: Aus der oben berechneten Schnelle kann hieraus mit der effektiven Membranfläche (530 cm^2) und dem Realteil der Strahlungsimpedanz die in einen Halbraum abgestrahlte Wirkleistung berechnet werden: P_{ak} = 48 mW. Verteilt man diese Schallleistung auf eine Halbkugel mit 1m Radius, so ergibt sich hieraus eine Intensität von 7.8 mW/m^2, und daraus ein **Schallpegel** von L = 99 dB. Dieser Wert gilt für nichtbündelnde Abstrahlung in einen Halbraum.

Abb. 11.2 hatte schon gezeigt, dass für einen gegebenen Gleichstromwiderstand (z.B. 6 Ω) Drahtlänge, -durchmesser und Windungszahl nicht unabhängig voneinander gewählt werden können. Ein Parameter ist die Schwingspulenlänge, ein anderer die Lagenanzahl. Abb. 11.2 wurde für eine **zweilagige Wicklung** berechnet, man könnte den Draht aber auch vierlagig wickeln, und würde dadurch Drahtlänge und -durchmesser vergrößern. Größere Länge käme der Wandlerkonstante zugute, und damit dem Wirkungsgrad. Gleichzeitig würde sich aber auch die zu bewegende Masse vergrößern, und der Luftspalt müsste breiter werden, um die doppelt so dicke Wicklung aufnehmen zu können. Verbreitern des Luftspaltes reduziert aber die magnetische Flussdichte, d.h. die Wandlerkonstante. Um die B-Abnahme zu kompensieren, müsste der Magnet vergrößert werden, die teuerste Komponente des Lautsprechers. Und auch bei der Belastbarkeit sind die Zusammenhänge nicht ganz trivial. Die der Schwingspule zugeführte Leistung muss größtenteils von deren Oberfläche durch Konvektion (= Wärmeübergang) abgegeben werden. Eine vierlagige Wicklung hat gegenüber einer zweilagigen bei gleicher Länge aber fast dieselbe Oberfläche – der diesbezügliche Gewinn wäre nicht nennenswert. Jeder Hersteller muss hier seine eigene Optimierungsstrategie finden, am Markt gibt es zwei- und vierlagige Spulen, und sogar solche aus gewickeltem Flachdraht, um noch ein Quäntchen mehr an Wirkungsgrad zu erzielen.

[♣] Ernst Chladni (1756 – 1827), Begründer der experimentellen Akustik.

© M. Zollner 2008

Es ist ja schon erstaunlich, dass eine 25 cm^2 große Drahtfläche 200 W aushält, dass durch einen dünnen Kupfer-Lack-Draht 5 A fließen können, ohne dass dieser schmilzt. Die Strombelastbarkeit entsprechender Drähte in einem Transformator liegt bei 3 – 5 A/mm^2, beim Lautsprecher übertrifft man leicht das zehnfache. Was üblicherweise als Belastungsgrenze angesehen wird, ist eine **Stromdichte**: Strom pro Querschnittsfläche – da scheint eine Grenze zu existieren, die nicht überschritten werden darf. Wenn durch einen Quadratmillimeter zu viele Ampere fließen, geht der Draht kaputt. So ist es aber nicht. Der Strom verursacht am Drahtwiderstand einen Spannungsabfall, der, multipliziert mit dem Strom, die aufgenommene Leistung darstellt. Z.B. (ohne Phasenverschiebung zwischen *U* und *I*): 2.83 V · 0.35 A = 1 W. Anstelle der Einheit Watt kann auch auf die in der Thermodynamik übliche Kilokalorie umgerechnet werden: 1 W = 0.86 kcal/h. Wird einem elektrischen Widerstand eine Stunde lang 1 W zugeführt, entspricht dies einer Energiezufuhr von 0.86 kcal. Diese zugeführte Energie kann nicht verschwinden; ein Teil davon wird an andere Objekte abgegeben, ein Teil führt zur Temperaturerhöhung des Widerstandes. Damit der Widerstand überhaupt Wärmeenergie abgeben kann, *muss* seine Temperatur erhöht sein: Aus der gegenüber der umgebenden Luft bestehenden Übertemperatur berechnet sich die durch **Konvektion** abgegebene Wärme-Energie (wichtig), aus der gegenüber benachbarten Objekten bestehenden Übertemperatur berechnet sich die durch **Strahlung** abgegebene Energie (eher unbedeutend). Ein Widerstand (bzw. ein Kupferdraht), der Wärme schlecht abgeben kann, erhitzt sich stark, und darin liegt die Gefahr: Wird er zu heiß, geht er kaputt. Zuerst verbrennen Isolierlack und Kleber, bei zu hoher Temperatur schmilzt sogar das Kupfer (Schmelzpunkt 1083 °C). Für die Wärmeabgabe ist also nicht primär die Draht-Querschnittsfläche von Bedeutung, sondern die Oberfläche des erwärmten Objektes (zusammen mit weiteren Parametern). Deshalb ist ein Stromdichtewert kein adäquater Parameter, um die Belastbarkeit abzuschätzen. Wie man auch bei den Kupferbahnen auf Leiterplatten sieht: Da sind 200 A/mm^2 keine Seltenheit.

Die Schwingspule muss die ihr zugeführte Energie zum größten Teil als Wärme abgeben; der als Schwingungsenergie bzw. Schall abgegebene Teil ist demgegenüber fast schon vernachlässigbar. Stromfluss erwärmt die Schwingspule, diese erwärmt die umgebende Luft, und diese muss ihre Wärmeenergie möglichst gut an die feldfokussierenden Polplatten abgeben können. Aus diesem Grund (und nicht nur für eine hohe Flussdichte) ist ein enger Luftspalt wünschenswert. Ist die Schwingspule länger als der Luftspalt (Abb. 11.3.b), so ist der überstehende Teil besonders überhitzungsgefährdet, weil hier der Abstand zur kühlenden Polplatte größer ist. Gute Dienste leistet hier eine aufgesetzte Verlängerung, die aber aus nichtmagnetischem Material (z.B. Aluminium) bestehen muss (**Abb. 11.4**). Für das statische Magnetfeld hat dieser Extender keine Bedeutung, für die Wärmeabfuhr schon. Für das dynamische Magnetfeld allerdings auch, was durchaus erwünscht sein kann: Die in ihm induzierten Wirbelströme verdrängen das Wechselfeld aus dem Magnetkreis (Tiefpass), und verringern die durch Feldmodulationen bedingten Nichtlinearitäten. Ob eine **Kernbohrung** hilfreich ist, kann nur im Einzelfall entschieden werden: mit luftdichter Staubschutzkappe (Kalotte) entsteht eine Pumpe, die Kühlluft durch den Luftspalt pumpt – aber auch eine nichtlineare Feder. Die Bohrung verringert die Nichtlinearität, und die Kühlung [Klippel W., JAES Vol 52, 2004].

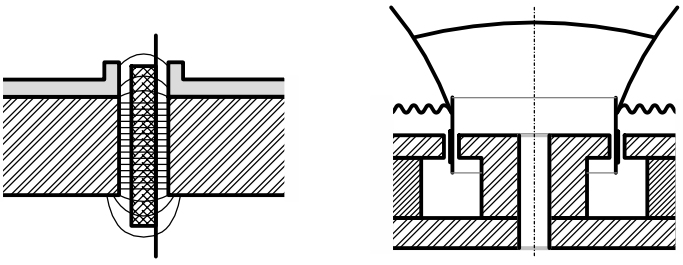


Abb. 11.4: Polplatte mit nichtmagnetischem Kühl-Extender (links), Polkern mit Lüftungsbohrung (rechts).

© M. Zollner 2008

Die Schwingspule wird im Betrieb sehr heiß, ihr Metall (zumeist Kupfer, gelegentlich Alu) kommt mit dieser Belastung aber ganz gut zurecht. Nicht so Isolierung/Kleber und Träger. Zu Beginn der Lautsprecher-Ära war der Schwingspulenträger aus Papier; dünn, leicht, aber nicht sehr temperaturbeständig: Ca. 100 – 120°C durfte im Dauerbetrieb nicht überschritten werden, dementsprechend waren für die ersten 12"-Lautsprecher auch nur 15 W Belastbarkeit spezifiziert. Mit der Entwicklung neuer Kunststoffe hielten höherbelastbare Materialien Einzug, so z.B. das aus Polyamidfasern bestehende **Nomex** (Meta-Aramid), das schon Temperaturen bis 220°C aushält. Noch höheren Temperaturen hält **Kapton** stand, der Hersteller (DuPont) gibt für diese Polyimid-Folie eine Dauertemperaturbeständigkeit von 230°C an, die Lautsprecher-Hersteller nutzen aber gerne den bis 400°C spezifizierten Kurzzeitbereich. Falls auch das nicht reicht: Spulenträger aus Aluminium wären noch höher belastbar, sie konnten sich bei typischen Gitarren-Lautsprecher aber nicht durchsetzen.

Kapton hat sich bei neueren Lautsprechern als Standardmaterial bewährt, aber auch Nomex und sogar Papier sind immer noch im Einsatz. Hauptgrund: Der Sound. Hersteller wie z.B. Eminence attestieren dem Papier-Schwingspulenträger einen etwas wärmeren Sound, Kapton produziert demzufolge einen etwas brillanteren Sound, Nomex liegt dazwischen. Groß sind die Unterschiede aber nicht, Form und Aufbau der Membran haben diesbezüglich Priorität. So gibt es bei Eminence einen 12"-Lautsprecher (L-122) wahlweise mit Papier- oder Kapton-Schwingspulenträger. Die Belastbarkeit unterscheidet sich natürlich auch: 20 W oder 35 W, ein üblicher Wert für 1"-Schwingspulen. Daneben bietet Eminence aber noch 5 weitere 12"-Gitarren-Lautsprecher an, darunter auch einen 100-W-Lautsprecher mit 2"-Spule auf einem Kapton-Träger. Falls gewünscht aber auch 'britische' Membranen, auf Papier- oder Kapton.

Temperaturbeständigkeit und Wirkungsgrad sind sicherlich wichtige Größen eines Lautsprechers, das Hauptkriterium ist aber der Sound. Auch wenn die Schwingspule daran einen kleinen Anteil haben mag, abgestrahlt wird der Schall von der Membran, sie ist die für den Sound wichtigste Komponente. Nach der einfachen Kolbenmembran-Theorie erfolgt zwischen der Resonanz- und der Grenzfrequenz (z.B. 90 – 600 Hz) eine frequenzunabhängige Leistungsabstrahlung, im darüber liegenden Frequenzbereich nimmt die abgestrahlte Leistung mit $1/f^2$ ab. Tieffrequent strahlt der Lautsprecher die Schallleistung (nach der Kolbenmembran-Theorie) in einen Halbraum ab, ab ca. 600 Hz setzt Bündelung ein, und die mit $1/f^2$ abnehmende Leistung wird auf einen immer kleineren Raumbereich gebündelt. Die Kolbenmembran-Theorie gilt aber nur für die ideal formstarr schwingende Membran; die reale Membran schwingt hingegen bei mittleren und höheren Frequenzen nicht mehr formstarr, sondern "bricht auf", d.h. schwingt in **Eigenmoden** (stehende Wellen, Partialschwingungen). Dieses Eigenleben der Membran, das sich der einfachen Theorie zunächst entzieht, ist beim HiFi-Lautsprecher unerwünscht, beim Gitarren-Lautsprecher aber durchaus willkommen, reichert es den Gitarrenklang doch mit belebenden Hochton-Interferenzen an. Wie schon eingangs erwähnt: Eine neutrale, verfärbungsfreie Wiedergabe ist beim Gitarren-Lautsprecher nicht das Ziel der Entwicklung. Und so verbeult der Lautsprecher-Konstrukteur die Membran mit vielen Rippen (engl. CORRUGATIONS), auf dass sie bis ca. 5 kHz möglichst viele, charakteristische Partialschwingungen erzeugen möge. In **Abb. 11.5** ist eine dieser umlaufenden Rippen in eine aufgeschnittene Membran eingezeichnet. Bei den in Gitarrenverstärkern häufig eingesetzten Celestion-Lautsprechern sind's meistens deren 8, bei Jensen-Lautsprechern auch bis zu 12. Mehr Details zu Membranschwingungen folgen in Kap. 11.3.

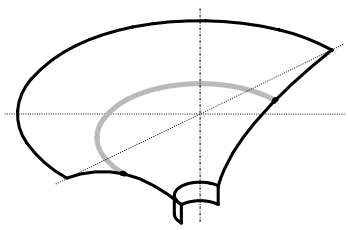


Abb. 11.5: Membran mit Rippe

© M. Zollner 2008

11.2 Elektrische Zweipolcharakteristik

Jeder Lautsprecher ist ein elektroakustischer Wandler, d.h. ein Zweitor mit einem elektrischen und einem akustischen Tor [3]. Das elektrische Tor, also die beiden Anschlussklemmen, stellt einen relativ einfachen komplexen elektrischen Widerstand dar, der durch seine **Impedanz** $\underline{Z}$ beschrieben werden kann. In grober Näherung besteht $\underline{Z}$ aus der Reihenschaltung eines reellen Widerstandes R und eines imaginären Spulenwiderstandes pL , mit Induktivität L und imaginärer Frequenz $p = j\omega$. Beide Komponenten ergeben sich aus der **Schwingspule**, einem zylinderförmig aufgewickelten Kupfer- oder Aluminiumdraht, der im Luftspalt eines starken Magneten für die Antriebskraft der Membran sorgt. Die Membranbewegung bewirkt aber, dass in der Schwingspule eine (zusätzliche) Spannung induziert wird, und deshalb müssen in einem genaueren Modell auch die auf die elektrische Seite transformierten mechanischen Elemente berücksichtigt werden. Membranbewegung und -auslenkung sind ja Faktoren mechanischer Energie, die nicht aus dem Nichts, sondern nur von der elektrischen Seite des Wandlers kommen kann – deshalb müssen diese auch als Größen der elektrischen Impedanz erscheinen [3].

Das einfachste Wandler-Ersatzschaltbild berücksichtigt auf der mechanische Seite eine Masse (Membran incl. Aufhängung und Schwingspule), eine Feder (Membranaufhängung), sowie einen Reibwiderstand, der die durch Verformungen von Membran und -aufhängung entstehenden Energieverluste nachbildet; die Belastung durch die Strahlungsimpedanz kann im einfachen Zweipol-Modell vernachlässigt werden. **Abb. 11.6** zeigt den Impedanzfrequenzgang zweier typischer, nicht eingebauter 12"-Gitarrenlautsprecher.

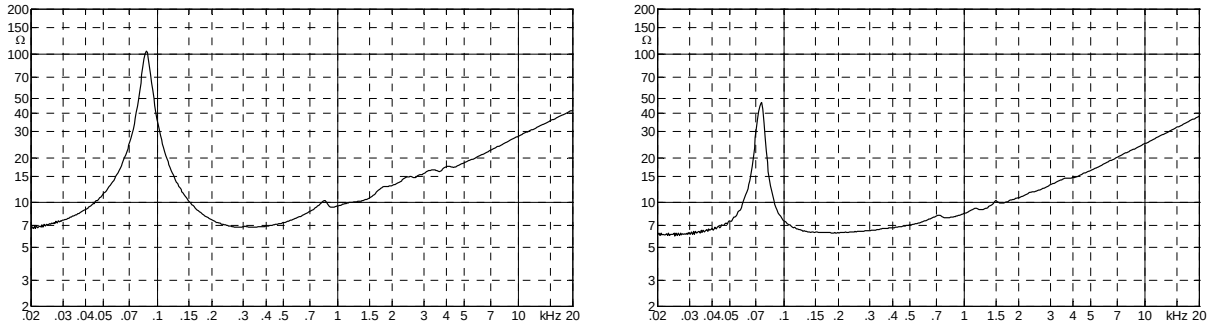


Abb. 11.6: Betragsfrequenzgang der elektrischen Impedanz; links: Celestion blue, rechts: Eminence L122.

Beide Frequenzgänge weisen tieffrequent ein charakteristisches Maximum auf: Hier bildet die Masse m zusammen mit der Federsteifigkeit s eine Schnelle-Resonanz, die über die Wandler-Kopplung ($U = \alpha \cdot v$, [3]) eine große Gegenspannung erzeugt – der Strom nimmt ab, der Lautsprecher ist bei dieser Frequenz hochohmig. Bei den meisten Gitarren-Lautsprechern liegt diese Resonanz zwischen 70 und 110 Hz; bei Bass-Lautsprechern auch noch etwas tiefer. Aus dem Impedanzanstieg bei hohen Frequenzen erkennt man die induktive Komponente der Schwingspule, allerdings nicht in einfacher, frequenzproportionaler Art, sondern flacher. Die Schwingspulen-Induktivität wird nämlich zum wesentlichen Teil vom Magnetkreis verursacht, und darin fließen induzierte Wirbelströme, die eine $\sqrt{f}$ -Charakteristik bewirken. Aus diesem Grund kann bei genauer Modellierung der induktive Anstieg nicht mit einer einzigen Induktivität nachgebildet werden, vielmehr ist ein RL-Netzwerk erforderlich. Bei geringen Anforderungen reicht allerdings eine Induktivität, die häufig mit ca. 1 mH angesetzt wird. Die kleinen Impedanzschwankungen um 1 kHz kommen von Partialschwingungen der Membran, also stehenden Wellen, die dafür sorgen, dass die Membran nicht mehr formstarr schwingt. Bei HiFi-Lautsprechern versucht man dieses Verhalten zu vermeiden, bei Gitarren-Lautsprechern ist es nicht unerwünscht.

© M. Zollner 2008

In **Abb. 11.7** ist eine Ersatzschaltung für eine Lautsprecherimpedanz dargestellt. Der mit R_{Cu} bezeichnete Widerstand steht für den ohmschen Schwingspulenwiderstand, das LR-Array bewirkt den hochfrequenten Impedanzanstieg, und der Parallelschwingkreis bildet die drei mechanischen Membranelemente nach. Bei Bedarf kann die Schaltung ohne großen Aufwand erweitert oder modifiziert werden. Bei Resonanz ist die Impedanz des mechanischen Membran-Resonators reell (W), sie wird mit $(Bl)^2$ in den entsprechenden reellen Widerstand des Parallelschwingkreises abgebildet: $R_W = (Bl)^2 / W$. Hierbei ist Bl die Wandlerkonstante, gebildet aus der Magnetflussdichte B und der Schwingspulen-Drahtlänge l. Das Resonanzmaximum der Lautsprecherimpedanz wird somit vor allem von zwei Parametern bestimmt: Der Membranbedämpfung, und der Wandlerkonstante. Aus diesem Grund findet man große Resonanzwiderstände häufig bei Lautsprechern mit starken Magneten.

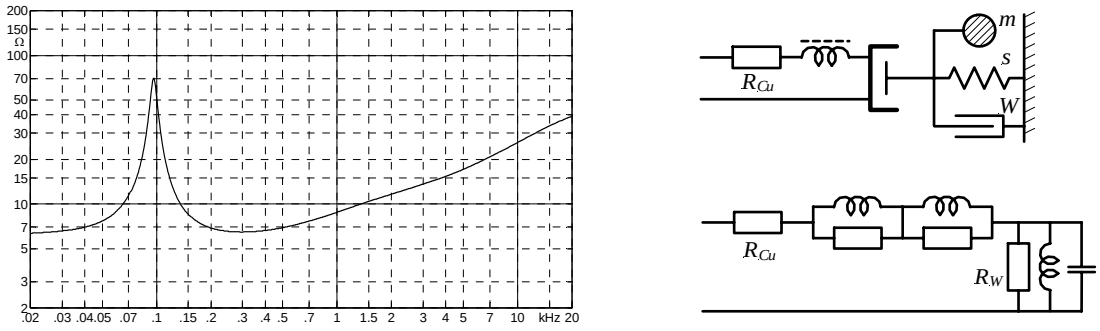


Abb. 11.7: Impedanz-Frequenzgang und Schaltbild einer Lautsprecher-Ersatzschaltung [3].

Es wurde schon erwähnt, dass die Membranbewegung eine Gegenspannung induziert, und deshalb muss in einem genaueren Modell der mechanischen Impedanz, und hier insbesondere der Strahlungsimpedanz, größere Aufmerksamkeit geschenkt werden. Tieffrequent ist die Membran hauptsächlich durch eine **mitschwingende Luftmasse** belastet, die beim (ohne Schallwand betriebenen) 12"-Lautsprecher ungefähr 7 g ausmacht. Nicht viel, aber in Relation zur Membranmasse (20 – 50 g) beachtlich. Ändert man die Einbaubedingung, ändert sich diese Luftmasse, und verstimmt die Resonanz (**Abb. 11.8**). Wenn man nur eine Schallwand hinzufügt, ist dieser Effekt wenig ausgeprägt (die Luftmasse verdoppelt sich in etwa); baut man den Lautsprecher aber in ein **Gehäuse** ein, ändert sich die Impedanz wesentlich. Natürlich ändert sich hierbei nicht nur die Impedanz – auch das Abstrahlverhalten wird erheblich verändert. Prinzipiell muss jegliche Änderung des elektroakustischen Wirkungsgrades ihr Abbild im elektrischen Impedanzfrequenzgang finden, in der Praxis wird man aber vor allem im hochfrequenten Bereich hiervon nichts mehr bemerken, weil die diesbezüglichen Änderungen der Strahlungsimpedanz klein gegenüber der Membranmasse werden. Und auch der ohmsche Schwingspulenwiderstand sorgt dafür, dass diese kleinen Laständerungen im Impedanzfrequenzgang praktisch nicht mehr zu sehen sind.

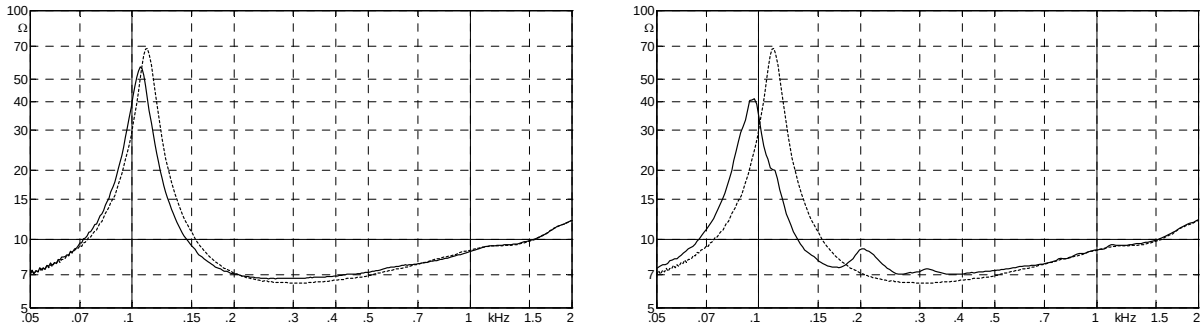


Abb. 11.8: Impedanz: Lautsprecher ohne (----) bzw. mit Schallwand (——); rechts: mit offenem Gehäuse.

© M. Zollner 2008

Aus dem *elektrischen* Impedanzfrequenzgang lassen sich leicht die wichtigsten Membranparameter ableiten – ohne mechanische Messungen. Der Resonator besitzt mit *s* und *m* zwei Freiheitsgrade, mit f_{Res} aber nur eine bekannte Größe. Beim Verstimmen der Resonanz durch das Auflegen einer kleinen Zusatzmasse erhält man aber zwei weitere bekannte Größen, und nur eine zusätzliche Unbekannte – das System ist somit lösbar [3]. Allerdings können sich in der Praxis Schwierigkeiten ergeben, wenn (z.B. wegen einer großen Kalotte) ein relativ großer Massering auf die Membran gelegt werden muss; die zwischen Schwingspule und Zusatzmasse liegende Membransteifigkeit wirkt dann u.U. bereits störend, sodass sich im Impedanzfrequenzgang nicht einfach ein verschobenes Maximum zeigt, sondern zwei Maxima. In diesem Fall muss das Ersatzschaltbild erweitert werden, gegebenenfalls hilft es auch, mit zwei verschiedenen Zusatzmassen zu arbeiten. Typische **Membranmassen** (incl. Luft) liegen beim 12"-Lautsprecher im Bereich 20 – 35 g, typische **Steifigkeiten** (ohne Gehäuse) bei 5000 – 10000 N/m; in Einzelfällen auch etwas darüber.

Um die **Wandlerkonstante** (*Bl*) zu ermitteln, ist die Messung einer Übertragungsgröße erforderlich. Relativ gut kann die Membranbeschleunigung für $\ddot{x} = g$ ermittelt werden: Übersteigt $\ddot{x}$ die Erdbeschleunigung auch nur geringfügig, beginnen kleine, auf die Membran gelegte Partikel (Sand) zu tanzen. Typische Wandlerkonstanten liegen im Bereich *Bl* = 10 – 20 N/A.

Der Gleichstromwiderstand eines 8-Ω-Lautsprechers beträgt, wie die bisherigen Abbildungen zeigen, nicht 8 Ω, sondern weniger: ca. 6 – 7 Ω kann man als handelsüblich annehmen. Bei Zimmertemperatur! Im Betrieb **erwärmt sich die Schwingspule** auf u.U. über 200°C, und damit steigt der Widerstand um bis zu 80%, also z.B. von 6.5 Ω auf bis zu 12 Ω. Wird der Lautsprecher mit Spannungseinprägung betrieben, verringert sich im relevanten Frequenzbereich die Leistungsaufnahme, und entsprechend auch die -abgabe um ca. ein Drittel[♣]! Auch beim nicht gegengekoppelten Röhrenverstärker, der ja eher einer Stromquelle ähnelt, nimmt die Leistungsaufnahme bei Erwärmung ab, wenn der Verstärker an der Aussteuerungsgrenze betrieben wird. Dieses erwärmungsbedingte Leiserwerden hochbelastbarer Lautsprecher ist systemimmanent, unerwünscht, aber unvermeidlich. Bei Keramikmagneten kann noch ein weiterer Effekt hinzukommen: Ihre Flussdichte nimmt mit steigender Temperatur u.U. merklich ab. Alnico-Magnete zeigen dieses Verhalten erst bei Temperaturen, die erheblich über dem Arbeitsbereich eines Gitarrenlautsprechers liegen, ihre Flussdichte ist praktisch temperaturunabhängig.

Es versteht sich von selbst, dass ein Verstärker nicht nur am reellen Nennwiderstand, sondern auch an der komplexen Lautsprecherlast stabil (d.h. ohne HF-Schwingungen) arbeiten muss. Messungen am Verstärkerausgang müssen also nicht deshalb unter echter Lautsprecherbelastung erfolgen, weil sonst Instabilitäten nicht erfasst würden, sondern, weil nur hierbei die typischen Ausgangssignale entstehen. Die elektrische Impedanz eines Lautsprechers ist, egal ob Spannungs- oder Stromeinprägung, für sein Übertragungsverhalten wesentlich. Die vom Verstärker an den Lautsprecher abgegebene Leistung ist von der tatsächlichen Lautsprecherimpedanz abhängig, der Nennwiderstand (z.B. 8 Ω) bietet hier nur einen Orientierungswert. Beim Röhrenverstärker, mit seiner ausgangsseitigen Übertragerkopplung, ergibt sich ein besonders kompliziertes System mit nichtlinear/komplexer Quell- und Lastimpedanz. Tauscht man den Lautsprecher aus, kann es vor allem im Bereich um 100 Hz zu erheblichen Veränderungen des Übertragungsverhaltens kommen, die bereits an der Schnittstelle Ausgangsübertrager/Lautsprecher entstehen. Hinzu kommen dann noch die abstrahlungsbedingten Charakteristika der individuellen Lautsprecher.

[♣] Der genaue Wert hängt vom Netzteil-Innenwiderstand ab

© M. Zollner 2008

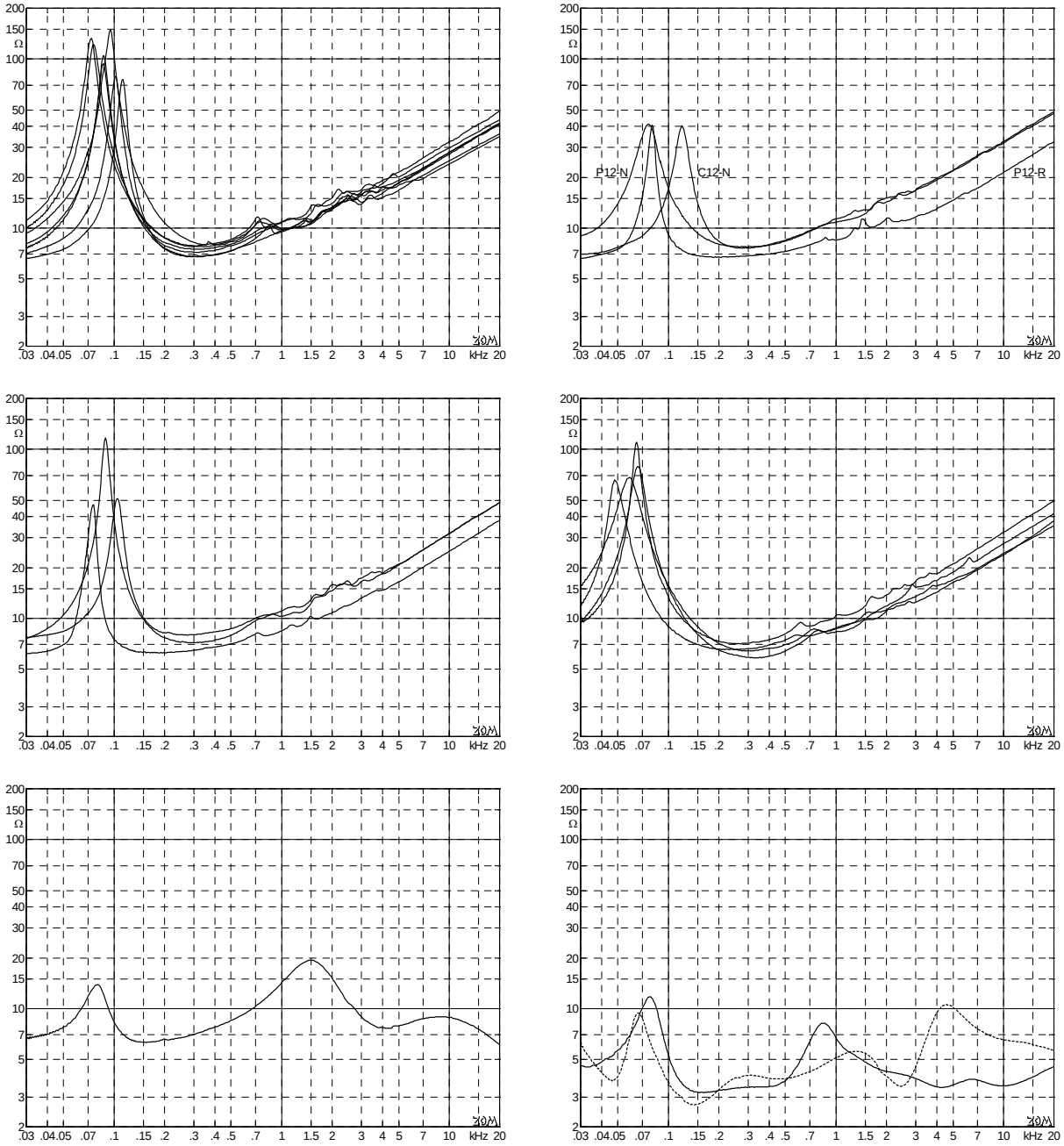


Abb. 11.9: Impedanzfrequenzgänge von 8-Ω-Lautsprechern. Oben links: Celestion, oben rechts: Jensen.
Mitte links: Eminence, Mitte rechts: 12"-Lautsprecher mit Resonanzfrequenzen unter 70 Hz.
Unten links: 2-Weg-Box (Canton, 8 Ω), unten rechts: 3-Weg-Boxen (Canton, 4Ω).

In **Abb. 11.9** sind die Impedanzfrequenzgänge mehrerer 12"-Lautsprecher dargestellt. Alle Messungen erfolgten im Reflexionsarmen Raum am nicht eingebauten Lautsprecher. Der grundsätzliche Verlauf ist in allen Fällen ähnlich, im Detail sieht man vor allem im Bereich der Hauptresonanz Unterschiede. Die untere Bildzeile zeigt zum Vergleich die Impedanzfrequenzgänge von HiFi-Boxen. Alle diese Impedanzkurven wurden mit kleiner Spannung, d.h. im linearen Bereich, ermittelt. Dass der Strom/Spannungs-Zusammenhang auch nichtlinear sein kann, wird in Kap. 11.6 ausführlicher dargestellt.

© M. Zollner 2008

11.3 Schallpegel-Frequenzgang

Ein linear/zeitinvariantes System wird durch seinen Betrags- und Phasengang eindeutig beschrieben. Nimmt man das Übertragungsverhalten eines Lautsprechers näherungsweise als linear/zeitinvariant an, was bei nicht allzu großen Aussteuerungen durchaus zulässig ist, so ist *ein* Betrags-/Phasengang trotzdem völlig unzureichend: Der Lautsprecher ist kein Element der *elektrischen* Zweitorsysteme! Zwar weist er ein elektrisches Eingangstor auf (Anschlussklemmen), ausgangsseitig beschallt er aber ein spezielles Feld, das vom Schalldruck (Skalar) und von der Schallschnelle (Vektor) gebildet wird; beide Größen sind im dreidimensionalen Raum ortsabhängig, und deshalb existieren unendlich viele Übertragungsfunktionen.

Um diese Problematik einigermaßen übersichtlich handhaben zu können, reduziert man das Übertragungsverhalten auf Spezialfälle (Untermengen): Frequenzganganalysen in einer Richtung, und/oder Richtungsanalysen bei einer Frequenz. Zur ersten Gruppe zählen insbesondere die Frequenzgangmessungen "auf Achse", also: Mikrofon zentriert vor dem Lautsprecher, zur zweiten Gruppe gehören die Richtdiagramme.

Bei Würdigung aller Details ist ein Lautsprecher-Frequenzgang unendlich kompliziert, deshalb wird rigoros vereinfacht: Der Ausgangspunkt vieler Betrachtungen ist ein in eine sehr große Schallwand eingebauter Lautsprecher, dessen Membran zunächst zur ebenen Platte (sog. Kolbenmembran) vereinfacht wird [3]. Unter der Annahme linearen Verhaltens wird der Strom proportional in eine Kraft abgebildet, die auf die Membran einwirkt und sie bewegt. Die federnde Membranaufhängung und die Membranmasse bilden zusammen einen Resonator, dessen Polfrequenz im Bereich 70 – 110 Hz liegt. Unterhalb dieser Pol- oder Resonanzfrequenz wirkt die Membran näherungsweise als Feder, überresonant als Masse. Man sagt auch: Unterresonant ist die Membran federgehemmt, überresonant ist sie massegehemmt. Bei sinusförmigem Stromfluss entstehen die drei Bewegungsgrößen Auslenkung, Schnelle und Beschleunigung, die durch Differentiation bzw. Integration ineinander umgerechnet werden können. Da die Membran überresonant massegehemmt ist, wird für Stromeinprägung in diesem Frequenzbereich die Beschleunigung eingeprägt (Newton: $F = m \cdot a$). Dass Lautsprecher nicht immer mit Stromeinprägung betrieben werden, stellt im linearen Modell kein Problem dar: Die elektrische Lautsprecher-Impedanz verknüpft Spannung und Strom.

Integration der Membranbeschleunigung liefert die Membranschnelle, aus der mit dem Realteil der Strahlungsimpedanz die abgestrahlte Schall-**Wirkleistung** berechnet werden kann [3]. Im einfachen Modell ist die abgestrahlte Wirkleistung zwischen der Resonanzfrequenz und der durchmesserabhängigen oberen Grenzfrequenz frequenzunabhängig; die **Grenzfrequenz** liegt beim 12"-Lautsprecher ungefähr bei 600 Hz, darüber fällt die abgestrahlte Leistung mit $1/f^2$. Sagt die einfache Theorie. Auf Achse gemessene Frequenzgänge zeigen aber, dass der typische Gitarren-Lautsprecher auch noch 5 kHz mit respektablem Pegel abstrahlt – erst darüber fällt die Frequenzgangkurve ziemlich abrupt ab. Dies ist jedoch kein Widerspruch zur einfachen Theorie, da Schallpegel und -leistung nicht äquivalent sind: Ab 600 Hz nimmt zwar die abgestrahlte Leistung ab, sie wird aber mit zunehmender Bündelung auf den Bereich vor der Membran fokussiert. Im einfachen Modell kompensieren sich sogar Leistungsabfall und Bündelung, so dass auf Achse gar kein hochfrequenter Pegelabfall stattfindet. Doch hier beginnen gravierende Unterschiede zwischen Theorie und Realität sichtbar zu werden: Die reale Membran weicht in ihrem Schwingungsverhalten vor allem im hochfrequenten Bereich von der idealisierenden Theorie ab. Während die Theorie der axial schwingenden Kolbenmembran eine formstarre Membran voraussetzt, zeigt die reale Membran formändernde Partialschwingungen; sie "bricht auf" und bildet Knotenlinien mit gegenphasig strahlenden Teilflächen.

© M. Zollner 2008

In **Abb. 11.10** sind Messungen dargestellt, für die ein Lautsprecher in eine **Schallwand** eingebaut war. Keine unendliche Schallwand, wie die Theorie der Kolbenmembran fordert, sondern eine quadratische (3m x 3m) bzw. kreisförmige Schallwand (∅ = 1m). Deren endliche Größe bewirkt, dass an ihrem Rand eine **Beugungswelle** erzeugt wird, die u.a. zum Mikrofon läuft und sich der vom Lautsprecher abgestrahlten Direktschallwelle überlagert. Das Ergebnis sind Interferenzen, d.h. frequenzabhängige Verstärkungen (gleichphasige Überlagerung) bzw. Abschwächungen (gegenphasige Überlagerung) des Schalldrucks. Bei der runden Schallwand ist der Abstand aller Randpunkte zum Membranzentrum gleich, es entsteht eine ausgeprägte *Kammfilterung*. Bei der quadratischen Membran sind die Schallumwege (um die Schallwand herum) richtungsabhängig, außerdem muss die um die Schallwand herum gebeugte Welle gegenüber dem Direktschall einen größeren Weg zurücklegen – ihre Amplitude ist deshalb viel geringer als die des Direktschalls, die Interferenzen sind nur schwach ausgeprägt.

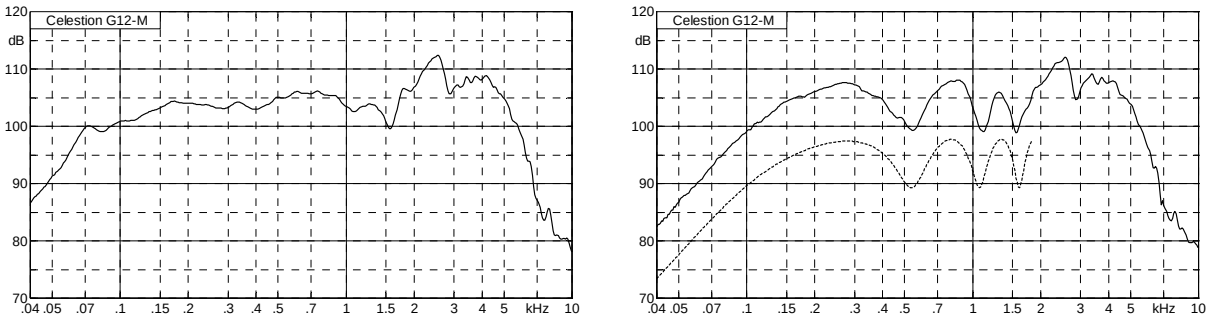


Abb. 11.10: Frequenzgang eines in eine Schallwand eingebauten 12"-Lautsprechers. Mikrofon 0.5 m vor dem Lautsprecher (auf Achse), Schallwand 3m x 3m (links), bzw. ∅ = 1m (rechts). Theoretische Interferenz (----).

Im einfachen Modell breiten sich auf beiden Seiten der Schallwand zwei zueinander gegenphasige Halbkugelwellen aus (**Abb. 11.11**). Sobald die Wellenfront den Rand der Schallwand erreicht hat, ändert sich ihre Form, weil nun eine Beugungswelle in den Bereich hinter der Schallwand eindringt. Diese Beugung hat Tiefpasscharakter: Tieffrequente Schalle laufen ohne wesentliche Abschwächung um die Schallwand herum, mit zunehmender Frequenz verringert sich jedoch die Amplitude der Beugungswelle, sodass im hochfrequenten Bereich praktisch nur mehr der Primärschall vorherrscht, ohne Interferenz.

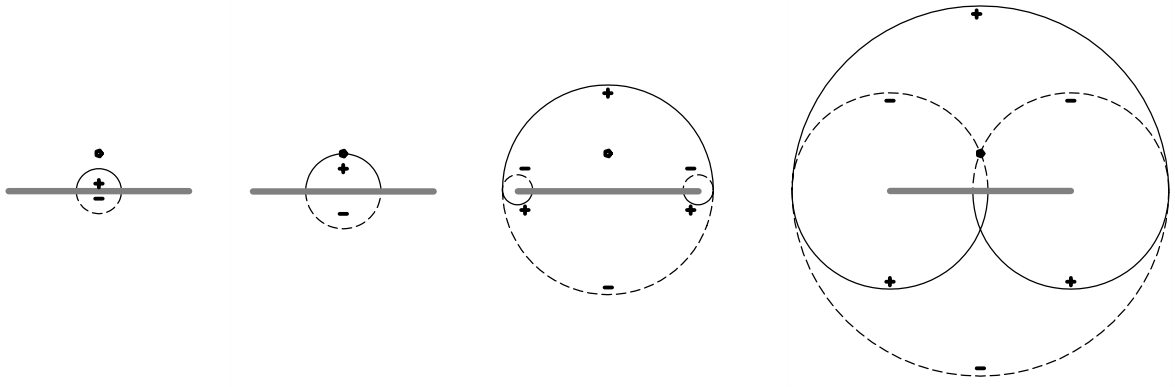


Abb. 11.11: Entstehung einer gegenphasigen Beugewelle am Rand der Schallwand. Der Punkt über der Schallwand kennzeichnet die Mikrofonposition; auf die Primärwelle folgen die beiden gegenphasigen Beugewellen.

In Abb. 11.11 ist eine Welle zu vier aufeinanderfolgenden Zeitpunkten gezeichnet. Im zweiten Bild erreicht die Primärwelle gerade das Mikrofon, im dritten Bild ist die Welle ein kleines Stückchen über die Schallwand hinaus gelaufen, es beginnt die Beugungswelle. Im vierten Bild erreicht die gegenphasige Beugungswelle das Mikrofon.

© M. Zollner 2008

Wie Abb. 11.10 gezeigt hat, verhindert eine *große* Schallwand den akustischen Kurzschluss zwischen den von Membran-Vorder- und -Rückseite abgestrahlten gegenphasigen Schallwellen – diese Maßnahme ist aber nicht bühnentauglich. Alternativ kann die von der Rückseite abgestrahlte Welle auch dadurch an der Ausbreitung gehindert werden, dass der Lautsprecher in ein luftdichtes **Gehäuse** eingebaut wird. Mit drei Haupteffekten: 1) Die rückwärtige Welle wird nicht abgestrahlt, 2) im Gehäuse entstehende Resonanzen verändern die Membranschwingung und damit auch den nach vorne abgestrahlten Schall, 3) die Steifigkeit der im Gehäuse eingeschlossenen Luft erhöht die Hauptresonanz. Ehe auf diese Gehäuse-Spezifika genauer eingegangen wird, muss aber noch der bei Schallwandmontage gemessene Frequenzgang genauer betrachtet werden.

Nach der Kolbenmembran-Theorie steigt der auf Achse gemessene Schallpegel tieffrequent mit 40 dB/Dek bis zur Resonanz (z.B. 100 Hz), überresonant bleibt der Pegel dann frequenzunabhängig konstant. Abb. 11.10 hatte schon gezeigt, dass dies nicht der Realität entspricht: Ab 1.5 kHz sind Welligkeiten unübersehbar, ab 5 kHz knickt die Kurve nach unten ab. Der Grund für diese Abweichung von der idealisierenden Theorie sind **Partialschwingungen** der Membran, die eben nicht formstarr bleibt, sondern ein ortsabhängiges Schwingungsmuster entwickelt. **Abb. 11.12** zeigt eine typische Lautsprecher-Membran im Schnitt. An den zylindrischen Schwingspulenträger (im Bild unten) schließt die leicht gekrümmte Membran an, auf die nach wenigen Millimetern die Staubschutzkalotte aufgeklebt ist. In der oberen Hälfte weist die Membran umlaufende, ziehharmonika-ähnliche Falten (Rippen, Corrugations) auf, die ein mechanisches Filter darstellen, das die peripheren Membranteile hochfrequent abkoppeln soll. An den mit Zahlen versehenen Messpunkten wurde die axiale Membranschnelle mit einem **Laser-Vibrometer** in Abhängigkeit von der Frequenz gemessen, siehe **Abb. 11.13**.

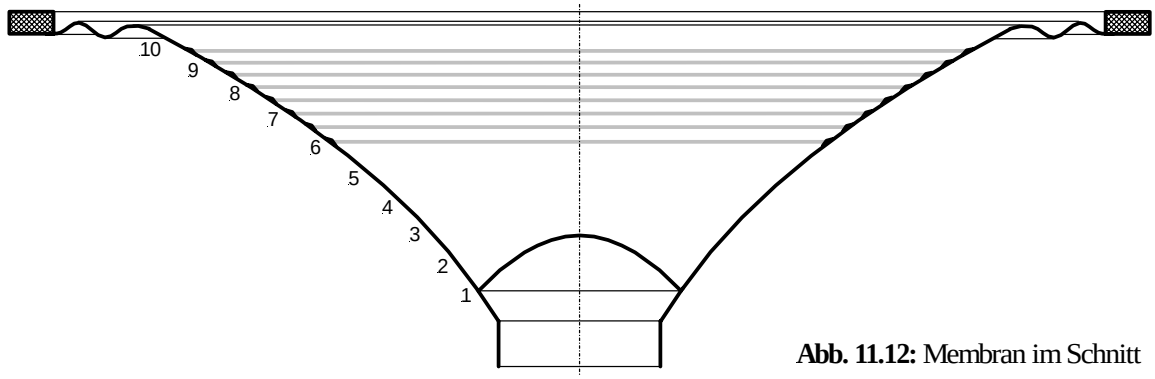


Abb. 11.12: Membran im Schnitt

Die Schnelle-Analyse zeigt, dass nur im Frequenzbereich bis ca. 300 Hz die Membran formstarr schwingt; in diesem Bereich folgt der Schnellefrequenzgang der theoretischen Bandpass-Kurve. Darüber zeigt sich eine unüberschaubare Vielfalt von Membran-Eigenschwingungen.

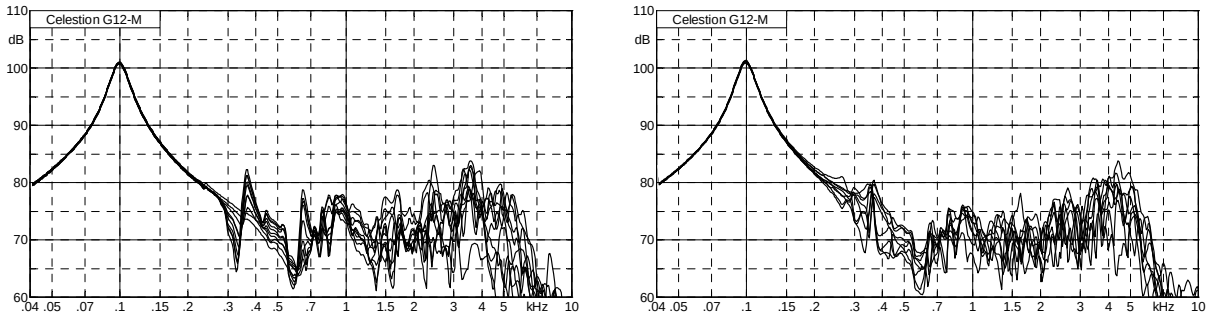


Abb. 11.13: Schnelle-Frequenzgänge an verschiedenen Membranpunkten; radial (links), zirkulär (rechts).

© M. Zollner 2008

Besonders auffällig ist aber, dass die Membran-Rippen gar keinen Tiefpass bilden! In den Randbereichen schwingt die Membran keinesfalls schwächer als in Zentrumsnähe, ganz im Gegenteil: Der Rand schwingt sogar stärker. Die **Tiefpass-Theorie** ist schon ziemlich alt, sie entstammt einer Zeit, als die Membran nicht mal schnell mit dem Scanning-Vibrometer abgetastet werden konnte. Es ist durchaus vorstellbar, dass die damals mit einfachen Methoden untersuchten Lautsprecher so effiziente Rippen und Rillen hatten, dass tatsächlich mit steigender Frequenz der effektive Membrandurchmesser kleiner wurde – dies war wünschenswert, um Bündelung und Wirkungsgrad zu optimieren. Bei dem untersuchten Gitarren-Lautsprecher entsteht jedoch eine Vielzahl relativ schwach bedämpfter Eigenschwingungen, deren Amplitude größer als die des Antriebs ist. In **Abb. 11.14** sind je zwei der Schnellefrequenzgänge aus Abb. 11.13 dargestellt: Einmal für einen Messpunkt am Klebefalz der Kalotte (----), einmal für einen randnahen Messpunkt. Von Tiefpassfilterung kann hierbei nicht gesprochen werden, weder beim Celestion (8 umlaufende Rippen), noch beim Fane (glatte Membran).

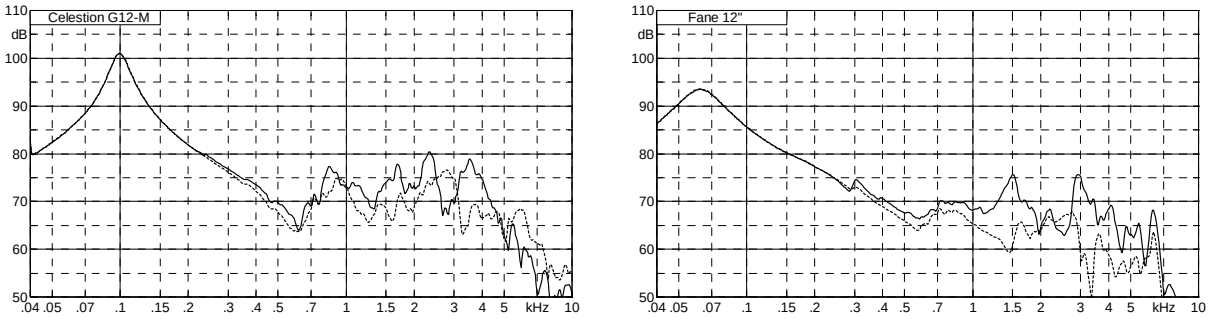


Abb. 11.14: Vergleich der Membranschnellen: Zentrumsnahe Bereiche (----), Randbereiche (——).

Beim Vergleich der beiden Lautsprecher drängt sich die Vermutung auf, dass die verrippte Membran sogar noch resonanzfreudiger ist als die glatte. Überraschend wäre es nicht: Jede von der Schwingspule (bzw. von der Magnetkraft) hervorgerufene Bewegung beginnt am inneren Ende der Membran und breitet sich als Biegewelle über diese aus. Bei jeder Änderung des Wellenwiderstandes, wie dies z.B. bei Rippen oder am Rand geschieht, kommt es zu Reflexionen, sodass letztlich eine Vielzahl primärer und reflektierter Wellen über die Membran laufen. In bestimmten Membranbereichen überlagern sich viele Wellen gleichphasig, was zu besonders starken Schwingungen führt (Schwingungsbauch), in anderen Bereichen löschen sich die Wellen hingegen weitgehend aus, was einen Schwingungsknoten bzw. eine **Knotenlinie** ergibt. Diese Knotenlinien können konzentrische Kreise sein, was bei einer Messung über einem Radiusstrahls als Minimum erfasst wird (Abb. 11.13 links), sie können aber auch radial verlaufen, was eine zirkuläre Messstrecke erfordert (Abb. 11.13 rechts).

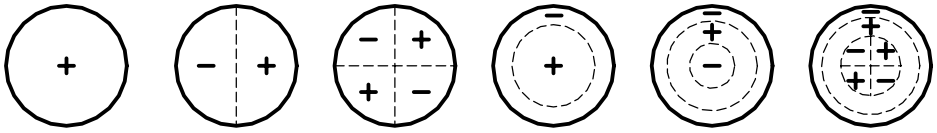


Abb. 11.15: Schwingungsmoden der Membran

In **Abb. 11.15** sind einige typische Membran-Schwingungsbilder dargestellt. Das linke Bild steht für die formstarre Membranschwingung; alle Punkte bewegen sich in dieselbe Richtung. Im zweiten Bild trennt eine Knotenlinie die linke und rechte Hälfte; während die Punkte der einen Hälfte in die eine Richtung schwingen, bewegen sich die Punkte der anderen Hälfte in Gegenrichtung. Diese stehende Welle muss nicht vollständig ausgeprägt sein, es kann auch durchaus noch zusätzlich eine fortschreitende Welle überlagert sein. Die weiteren Bilder zeigen Schwingungsmoden zunehmender Komplexität, die durchaus schon um 1 kHz auftreten.

© M. Zollner 2008

Die Vielzahl der in Abb. 11.13 dargestellten Maxima und Minima, sowie deren extreme Ortsabhängigkeit, belegt, dass im Mittel- und Hochtonbereich eine Vielfalt unterschiedlicher Moden entsteht, deren genaue Berechnung und Verifikation nicht Gegenstand dieser Untersuchungen sein sollte. Lediglich in einem Bereich erfolgte eine genauere Analyse: Beim G12-M entsteht schon zwischen 300 – 400 Hz eine stark ortsabhängige Membranbewegung, als deren Ursache zwei 21-Moden zu vermuten sind. **Abb. 11.16** zeigt Schwingungsbilder, die für zwei relativ ähnliche Frequenzen entstehen. Dieses Verhalten, von Fleischer[♣] 1994 anschaulich erläutert, ist bei annähernd rotationssymmetrischen Strukturen häufig zu finden. Die bei *ideal* rotationssymmetrischer Form stets doppelt auftretenden Eigenwerte antimetrischer Schwingungsformen (z.B. 21-Mode) spalten sich bei annähernder Rotationssymmetrie in zwei unterschiedliche Werte auf, denen zwei leicht unterschiedliche Eigenfrequenzen zugewiesen werden können. Die zugehörigen Eigenformen sind vom selben Typ, unterscheiden sich aber in der Winkellage ihrer Knotendurchmesser. Genau das ist in Abb. 11.16 zu sehen: Die bei 350 Hz bzw. 374 Hz auftretenden Eigenformen sind um 45° zueinander verdreht.

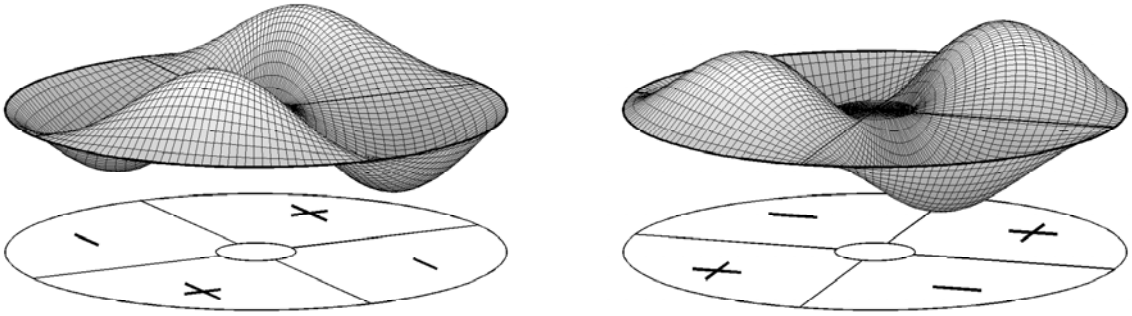


Abb. 11.16: Schwingungsmoden der Celestion-Membran. Die links dargestellte Mode tritt bei 350 Hz auf, die rechts dargestellte bei 374 Hz. Diese beiden Moden sind die tiefstfrequenten dieser 12"-Membran.

Die Membran schwingt, insofern besteht Übereinstimmung zwischen Theorie und Praxis, aber sie schwingt auf derart vielfältige Weise, dass eine Verfeinerung der Theorie-Modelle nicht Gegenstand der geplanten Arbeiten sein konnte. Also Messungen. Im Reflexionsarmen Raum (RAR), zumeist in 3 m Abstand, bei Spannungseinprägung (2.83 V beim 8-Ω-Lautsprecher), oder im Hallraum (HR), ebenfalls Spannungseinprägung (Rosa Rauschen, 2.83 V pro Terz beim 8-Ω-Lautsprecher). Für die ersten Messungen wurde ein 12"-Lautsprecher in ein kleines Holzgehäuse (39x39x25 cm^3) und ein etwas größeres Holzgehäuse (39x75x25 cm^3) eingebaut. **Abb. 11.17** zeigt die hierzu gehörenden Impedanzfrequenzgänge: Wie erwartet erhöht sich durch die hinzukommende Luftsteifigkeit die Hauptresonanzfrequenz, beim kleinen Gehäuse relativ stark, beim größeren Gehäuse weniger stark.

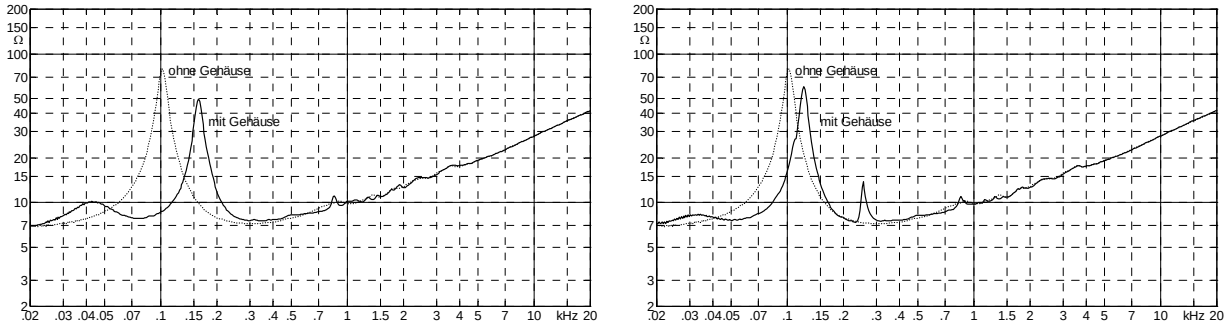


Abb. 11.17: G12-M, Impedanzfrequenzgänge; dichtes Gehäuse 39x39x25 cm^3 (links), 39x75x25 cm^3 (rechts).

[♣] H. Fleischer: Spinning Modes. Forschungsbericht UniBW München, ISSN 0944-6001.

© M. Zollner 2008

Die Zunahme der Resonanzfrequenz beträgt beim kleinen Gehäuse etwas mehr als 41%, beim großen etwas weniger. Somit ist die **Luftsteifigkeit** im ersten Fall etwas größer als die Membransteifigkeit[♣], im zweiten Fall etwas kleiner. Für adiabate Zustandsänderungen ergibt sich die Luftsteifigkeit zu $s_L = 1.4 \cdot 10^5\,\text{Pa} \cdot S^2 / V$. Hierbei ist S die effektive Membranfläche, und V das Nettovolumen des Gehäuses. Die **Resonanzfrequenz** berechnet sich aus effektiver Membranmasse m und Gesamtsteifigkeit $s = s_L + s_M$ zu: $f_{Res} = \sqrt{s/m}/2\pi$. Durch den Einbau in ein dichtes Gehäuse verschiebt sich aber nicht nur die Resonanzfrequenz zu höheren Werten, es entsteht zusätzlich ein Nebenmaximum bei ca. 45 Hz, das auf Undichtigkeiten zurückzuführen ist. Diese "**Leakage-Resonanz**", wie das Nebenmaximum gerne genannt wird, kommt von der in den Spalten bewegten Luftmasse, und von der Luftsteifigkeit s_L. Und natürlich – streng genommen – von der immer mitschwingenden Membran. Mit völlig dichtem Gehäuse müsste die Leakage-Resonanz verschwinden. Müsste sie? Nicht generell, nur mit dichtem Lautsprecher! Jegliche Lüftungs-Bohrung verändert nämlich auch die Leakage-Resonanz.

Über der Hauptresonanzfrequenz sind im Impedanzverlauf weitere Maxima zu sehen, so z.B. beim größeren Gehäuse um 250 Hz. Sie lassen sich Hohlraum-Resonanzen zuordnen, die als Folge der im Gehäuse auftretenden Reflexionen entstehen (stehende Wellen, Kap. 11.8). Im höherfrequenten Bereich, so ab ca. 1 kHz, hat das Gehäuse keinen Einfluss mehr auf die elektrische Impedanz – der Anstieg kommt überwiegend von der Schwingspulen-Induktivität.

Aus Abb. 11.17 wurde deutlich, dass das Gehäuse einen wesentlichen Einfluss auf den Impedanz-Frequenzgang ausübt, für den Klang ist aber der Schallpegel-Frequenzgang maßgeblich. **Abb. 11.18** zeigt hierzu die Unterschiede zwischen Schallwand- und Gehäuse-Montage. Es fallen vor allem zwei Charakteristika auf: Das geschlossenen Gehäuse kann den Bassbereich nicht gut abstrahlen, und es erzeugt zwischen etwa 200 – 2000 Hz eine Reihe von Resonanz-Zacken, die auf **stehende Wellen** zurückzuführen sind. Besonders gut im rechten Bild ersichtlich: Zu 240 Hz gehören 1.43 m Wellenlänge, ins Gehäuse (Innenlänge 72 cm) passt somit genau eine halbe Wellenlänge. Die bei beiden Gehäusen zu findende 800-Hz-Zacke lässt sich der Gehäusetiefe (Innenmaß 21 cm) zuordnen.

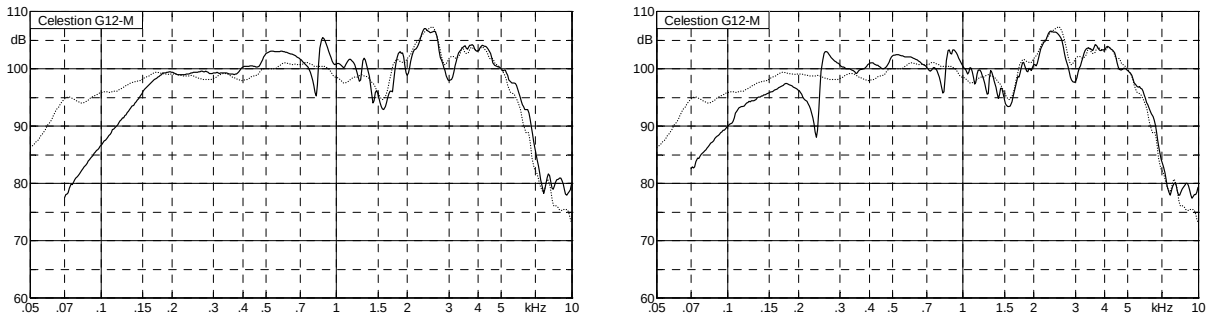


Abb. 11.18: 12"-Lautsprecher. Links: Schallwand vs. 39x39x25-Box; rechts: Schallwand vs. 39x75x25-Box.

Gegen **Hohlraum-Resonanzen** gibt es ein erprobtes Mittel, ohne das keine HiFi-Box auskommt: Dämmmaterial, z.B. Polsterwatte oder Glas- bzw. Steinwolle. Locker ins Gehäuse gefüllt, werden stehende Wellen gut bedämpft, der Frequenzgang glättet sich. Allerdings verliert man hierdurch an Wirkungsgrad, und das ist bei Gitarren-Lautsprechern in aller Regel unerwünscht, weshalb da zumeist auf jegliche Dämpfung verzichtet wird. Im Gegensatz zur Akustik-Gitarre hat die Elektro-Gitarre ja keinen adäquaten Korpus, der für Hohlraum-Resonanzen sorgen würde – da sind Lautsprecher-Resonanzen durchaus willkommen.

♣ Gemeint ist mit diesem Begriff immer die Steifigkeit der Membranaufhängung

© M. Zollner 2008

Abb. 11.19 zeigt Frequenzgänge von bedämpften Gehäusen. Die ins Gehäuse eingebrachten porösen Absorber stellen für die Membran einen reellen Lastwiderstand dar, der Wirkleistung in Wärme umwandelt. Unerwünscht, denn durch diese rückseitige Membranbedämpfung reduziert sich die Membranbewegung, und dadurch auch die Schallabstrahlung.

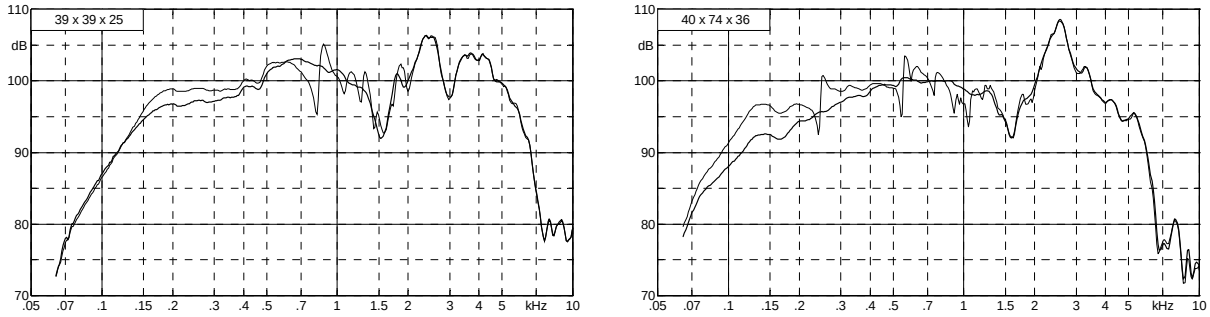


Abb. 11.19: Zwei unterschiedliche Lautsprecher in Gehäusen mit (——) bzw. ohne (——) Absorber.

Neben der Absorption gibt es aber noch eine weitere Möglichkeit, die Ausprägung von Resonanzen zu verringern: Das **offene Gehäuse**. Im unbedämpften geschlossenen Gehäuse wird die von der Membranrückseite erzeugte Schallwelle effizient hin- und herreflektiert, es können sich stehende Wellen hoher Güte bilden. Beim (hinten) offenen Gehäuse hat hingegen ein Großteil der von der Membranrückseite erzeugten Schallenergie nach wenigen Reflexionen das Gehäuse verlassen. Erwünschter Nebeneffekt: Beide Seiten der Membran tragen zur Beschallung der Zuhörer bei. Unerwünschter Nebeneffekt: Desgleichen. Denn natürlich werden sich diese beiden Schallwellen nicht grundsätzlich gleichphasig überlagern, da sind destruktive Interferenzen (Auslöschungen) vorprogrammiert. Die Membran wirkt ja als **Dipol**: Wenn die eine Seite der Membran einen Überdruck erzeugt, entsteht gleichzeitig an der anderen Seite ein Unterdruck. Das ist aber auch beim Bassreflex-Gehäuse so, und trotzdem funktioniert dieses. Grund: Phasendrehungen [z.B. 3], durch Schallumwege und akustische Filter verursacht. Für den Tiefbassbereich ist ein offenes Gehäuse sicher nicht optimal, da löschen sich die von Membran-Vorder- und -Rückseite erzeugten Schallwellen weitgehend aus. Diese Auslöschung wird beim geschlossenen Gehäuse unterbunden, aber auch das hat im Tiefbassbereich seine Probleme, weil hierbei die hohe Luftsteifigkeit die Resonanzfrequenz erhöht. Glücklicherweise ist der Tiefbassbereich für Gitarrenlautsprecher eher unwichtig, zumeist sogar direkt unerwünscht. Und deshalb hatten nicht nur die ersten Gitarren-Combos offene Gehäuse – das ist auch heute noch eine bewährte Standard-Variante.

Abb. 11.20 zeigt Impedanzfrequenzgänge für offene Gehäuse. Durch die Schallführung vergrößert sich die rückseitige Massenbelastung der Membran, die Resonanzfrequenz sinkt geringfügig. Hohlraumresonanzen sind vorhanden, aber stärker bedämpft als bei Abb. 11.19.

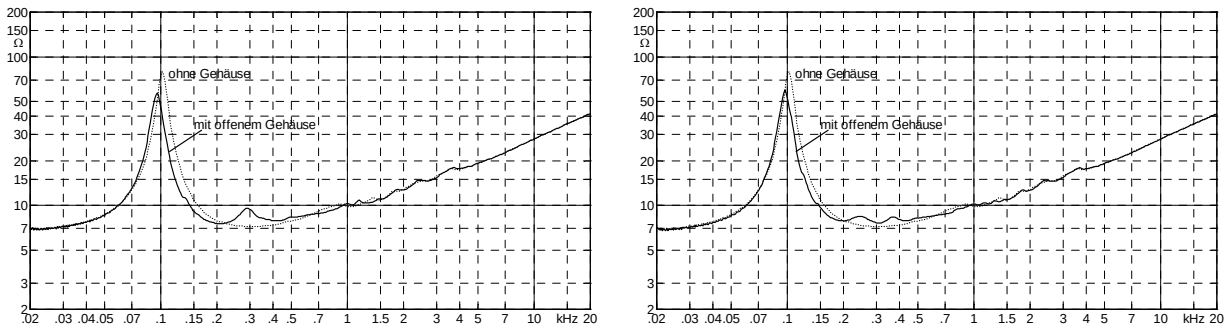


Abb. 11.20: G12-M, Impedanzfrequenzgänge; offenes Gehäuse 39x39x25 cm^3 (links), 39x75x25 cm^3 (rechts).

© M. Zollner 2008

In **Abb. 11.21** sind die zu Abb. 11.20 gehörenden Schallpegel-Frequenzgänge dargestellt. Gegenüber der Schallwand-Wiedergabe nehmen die Welligkeiten deutlich zu, haben aber eine andere Charakteristik als beim geschlossenen Gehäuse: Nicht mehr so schmalbandig, sondern globaler, in größeren Bögen verlaufend. Über die in das Diffusfeld abgestrahlte Schalleistung geben die Bilder der zweiten Bildzeile Auskunft: Ab 200 Hz bzw. 160 Hz strahlen die offenen Gehäuse mehr Schall ab, nur im darunter liegenden Frequenzbereich kommt es zu selektiven Abschwächungen. **Fazit:** Das offenen Gehäuse ist lauter, aber etwas bassschwächer als das geschlossene. Welches man bevorzugt, ist – wie immer – Geschmackssache.

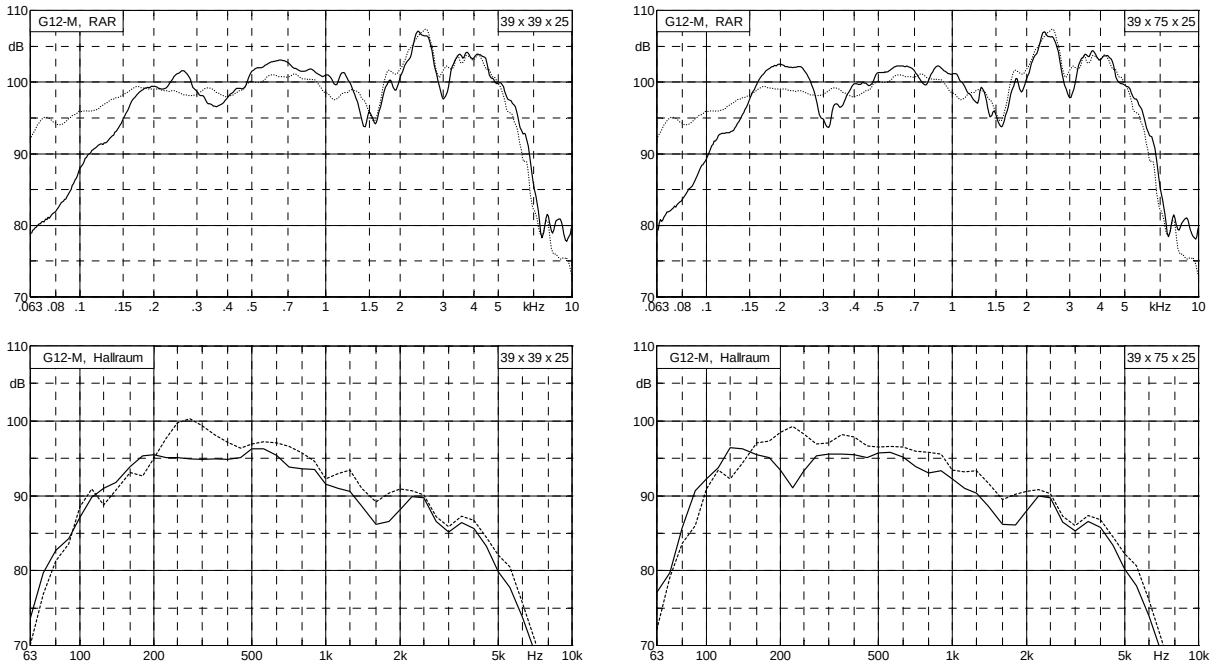


Abb. 11.21 oben: Schallwand vs. offenes 39x39x25-Gehäuse (links) bzw. offenes 39x75x25-Gehäuse (rechts). In der zweiten Bildzeile sind Diffusfeld-Frequenzgänge dargestellt, mit Gehäuse-Rückwand (—) bzw. ohne (---).

Nun könnte man einwenden, dass im Zeitalter MOPS-starker Signalprozessoren der Lautsprecher-Frequenzgang doch gar keine Bedeutung mehr habe, weil sich mit wenigen Programmzeilen jeder beliebige Frequenzgang "designen" lasse. Und wieder fällt der Gitarrenverstärker aus der Rolle: Sofern Endstufen-Verzerrungen gewünscht werden (und viele Gitarristen sind gerade daran interessiert), ist keine digitale Filterung mehr möglich. Denn nach der Endstufe kommt direkt der Lautsprecher, und wie schon in der Systemtheorie unumstößlich verankert: Bei nichtlinearen Systemen darf die Reihenfolge nicht vertauscht werden. Die von der Endstufe abgegebenen elektrischen Signale können nur noch im Lautsprecher und im Gehäuse gefiltert werden, dann kommt der Raum mit seinen unendlichen Weiten. Der Lautsprecher filtert mechanisch mit seiner Membran, das Gehäuse filtert akustisch, und wie man sieht, nicht wenig. Der Konstrukteur hat mit den Gehäuseabmessungen somit wirksame Parameter, um den Frequenzgang letztmalig zu verbiegen – dann verlässt der Schall seine Produktionsstätte. Bei den ersten Gitarren-Combos war vermutlich die Größe des darin unterzubringenden Lautsprechers das Hauptkriterium für die Gehäuse-Abmessungen, und auch bei Jim Marshalls 4x12-Box war's nicht anders: Das Gehäuse war in erster Linie Halterung und Schutz für die Lautsprecher, akustisches Filterdesign war später – wenn überhaupt. Vielleicht ist es ja eine glückliche Fügung, dass die Abmessungen der zu Legenden verklärten frühen Klein-Combos gar nicht allzu weit von Gitarren-Abmessungen abweichen. Hohlraumresonanzen werden durch die Form des Hohlraums bestimmt – was bei der Gitarre gut klingt, könnte ja auch beim Lautsprechergehäuse für die richtige Klangfarbe sorgen.

© M. Zollner 2008

Die tiefste Korpus-Resonanz (sog. Helmholtz-Resonanz♣) der Akustik-Gitarre liegt zwischen Fis2 und A2, also bei 92 – 110 Hz. Das ist genau der Bereich, im dem die meisten Gitarren-Lautsprecher ihre Hauptresonanz haben – wenn man sie nicht in ein kleines, dichtes Gehäuse einbaut. Denn damit kann, wie aus Abb. 11.17 ersichtlich, die Resonanz auf 160 Hz steigen, und das entspricht schon fast einem E. Aber nicht dem E2 der tiefen E-Saite, sondern dem eine Oktave höher liegenden E3. Kombiniert man nun diese hochabgestimmte Box mit einem der legendären Verstärker-Ahnen (z.B. Tweed Deluxe oder AC-15), entstehen ganz andere Frequenzgänge als in Abb. 11.18 abgebildet. Diese frühen Verstärker hatten nämlich Röhren-**Endstufen ohne Gegenkopplung**, und damit einen sehr speziellen Innenwiderstand: Im Kleinsignalbereich kann man fast schon von Stromeinprägung sprechen, bei Übersteuerung (Clipping) ist näherungsweise die Spannung eingeprägt. Alle bisher in diesem Kapitel dargestellten Schallpegel-Frequenzgänge wurden mit Spannungseinprägung gemessen; wechselt man zur Stromeinprägung, multipliziert sich der Impedanzfrequenzgang auf den Übertragungsfaktor. Wenn nun also die Impedanz bei 160 Hz von 7 Ω auf 50 Ω steigt, erhält man beim Schallpegel 17 dB Anhebung! Nicht alle Endstufen verzichten auf Gegenkopplung, bei Fender gehört sie z.B. ab den 60ern zur Standardausrüstung. Bei VOX indes nicht, der AC-30 wird auch heute noch ohne Gegenkopplung gebaut. Endstufen ohne Gegenkopplung sind hochohmig, 200 Ω Innenwiderstand sind damit leicht erreichbar. Mit Gegenkopplung sinkt der Innenwiderstand, aber nicht auf null, denn zum einen verringert ein zu hoher Gegenkopplungsfaktor die Verstärkung (und die steht bei Röhrenverstärkern nicht beliebig zur Verfügung), zum andern verursachen Phasendrehungen sehr leicht Instabilitäten. Somit kann eine gegengekoppelte Endstufe leicht 20 Ω Innenwiderstand aufweisen, und beim o.a. Beispiel zwar nicht mehr 17 dB, aber immer noch 9 dB Resonanzüberhöhung bewirken.

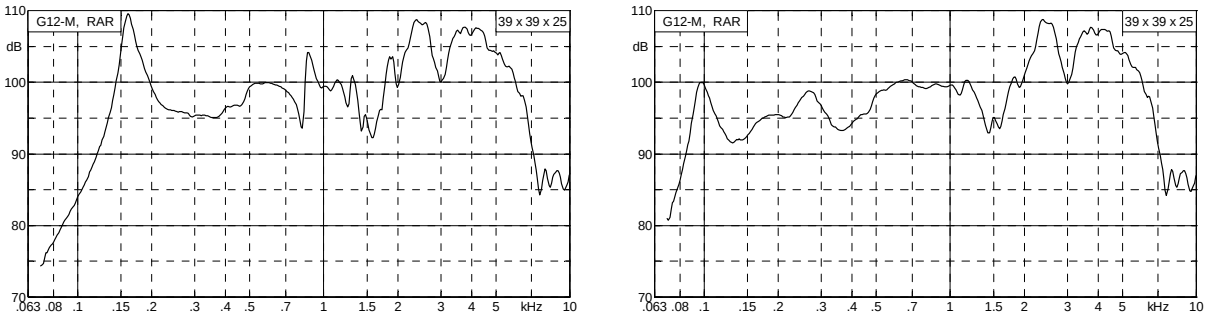


Abb. 11.22: Schallpegel-Frequenzgänge bei Stromeinprägung, 39x39x25-Gehäuse; geschlossen (li.), offen (re.)

Abb. 11.22 zeigt für das kleine Gehäuse Frequenzgänge, die bei **Stromeinprägung** entstehen. In dieser Betriebsart kann keine Rede mehr vom bassschwachen geschlossenen Gehäuse sein, die (gegenüber dem offenen Gehäuse) tiefere Resonanzfrequenz sorgt für die nötige Tiefenanhebung. Im linearen Betrieb, muss man immer ergänzen, denn bei hoher Aussteuerung wird die Endstufe niederohmiger, und zusätzlich bewirken Nichtlinearitäten des Ausgangsübertragers eine ziemlich komplizierte Signalformung. Hier ist Raum für den Entwickler, der aus der Kombination Endstufe/Übertrager/Lautsprecher/Gehäuse ein überzeugendes Produkt schaffen kann, dessen Eigenschaften mit einigen wenigen Diagrammen sicher nicht vollständig beschreibbar sind. Frequenzgänge helfen, Übertragungsfunktionen objektiv zu dokumentieren. Nicht mehr, nicht weniger. Die endgültige Entscheidung fällt aber beim Hörtest, und nicht im Reflexionsarmen Raum. Und nicht vergessen: Auch die Augen "hören" mit! Nicht selten hat ein Combo seine finale Prüfung im Musikgeschäft nur deshalb nicht bestanden, weil der falsche Name drauf stand.

♣ Diese Resonanz wird nicht alleine vom Hohlraum, sondern auch von mitschwingenden Wänden definiert.

© M. Zollner 2008

Einen Eindruck von der Vielfalt der Gestaltungsmöglichkeiten, die sich alleine mit dem Lautsprecher-Gehäuse bieten, gibt **Abb. 11.23**. Der G12-M wurde hierzu in 5 verschiedene typische Gehäuse eingebaut, deren Rückwand entweder offen, halboffen oder geschlossen war. Die verschiedenen Zacken, die je nach Gehäuse bei unterschiedlichen Frequenzen entstehen, sind Auswirkungen der geometrie-spezifischen Hohlraumresonanzen. Die Holzart des Gehäuses spielt demgegenüber keine Rolle, solange dieses nicht untypisch fragil gebaut ist.

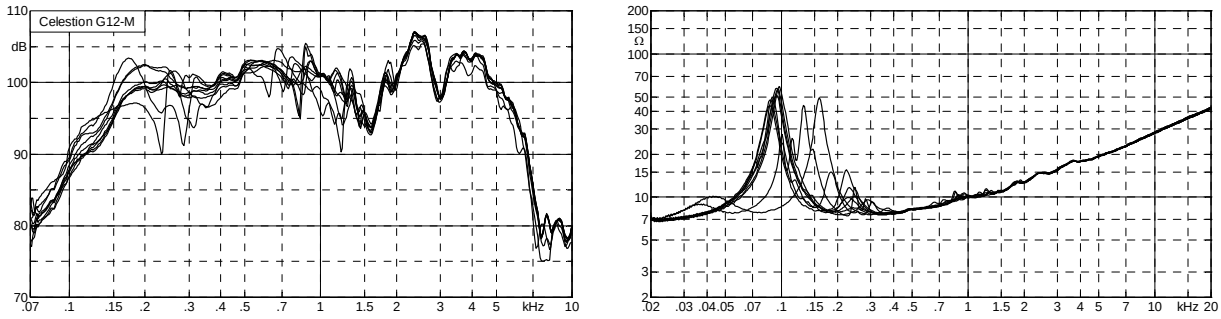


Abb. 11.23: Schallpegel-Frequenzgänge bei Spannungseinprägung, RAR, auf Achse, diverse Gehäuse. 1W/1m. Im rechten Bild sind die hierzu gehörenden Impedanz-Frequenzgänge dargestellt.

Um nochmals die **DSP-Filterung** aufzugreifen: Natürlich können die in dieser Abbildung dargestellten Frequenzgänge per Software approximiert werden. Die Verstärker/Lautsprecher-Schnittstelle verbindet aber zwei nichtlineare, interagierende Systeme – mit einfachem Pol-Nullstellellen-Design kommt man da nicht ans Ziel. Und nicht zu vergessen: Der Lautsprecher filtert richtungsabhängig, das kann ein DSP-bestückter Modeling-Amp nie simulieren. Denn die vom DSP berechnete Filterung wirkt für alle Abstrahlrichtungen in gleicher Weise, wohingegen jedes Gehäuse seine geometrie-spezifische Richtcharakteristik hat (Kap. 11.4).

Die beiden für Abb. 11.21 verwendeten Gehäuse waren ganz bewusst mit speziellen Abmessungen gebaut worden, um deutliche Resonanzeffekte zu erzeugen – direkt genretypisch sind sie aber nicht. Deshalb folgen nun Messungen in einem VOX-Gehäuse. Nicht im AC-30, denn hier interferieren *zwei* Lautsprecher, sondern im AD60-VT, einer modernen Behausung für einen VOX-typischen Celestion-12-Zöller. Seit den späten 50ern war Celestion bei VOX Hoflieferant, trotz aller Versuche von Goodmans und Fane. In dieses AD60-VT-Gehäuse eingebaut wurden: G12-80, G12-M, G12-H, G12-S, Vintage-30, G12-Century, Celestion blue, und der Original-Lautsprecher dieses Verstärkers. **Abb. 11.24** zeigt die gemessenen Frequenzgänge, wieder auf 1W / 1m normiert.

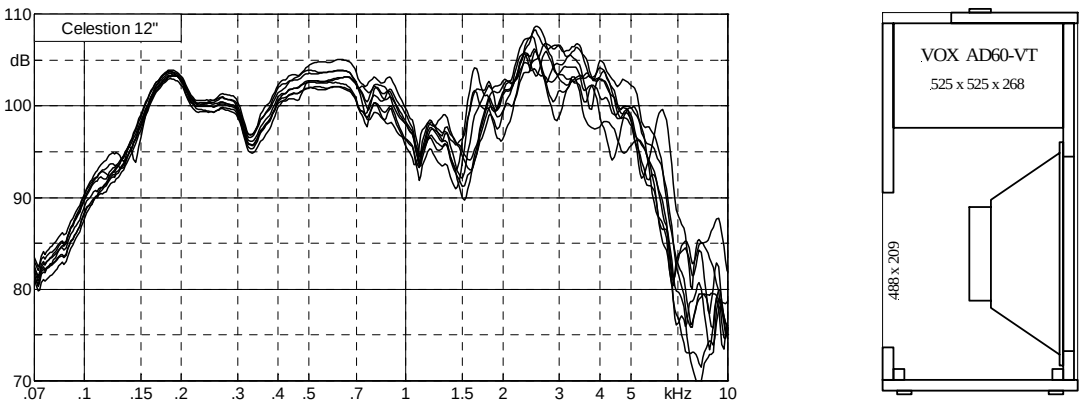


Abb. 11.24: Schallpegel-Frequenzgänge, diverse Celestion-12"-Lautsprecher im AD60-VT-Gehäuse; 1W / 1m.

© M. Zollner 2008

Die in Abb. 11.24 dargestellten Kurven haben viele Gemeinsamkeiten, aber auch selektive Abweichungen, die im relevanten Frequenzbereich schon mal 5 dB überschreiten. Es sind ja auch sehr unterschiedliche Lautsprecher, mit Belastbarkeiten von 15W – 80W, und Preisen von 127 – 584 Euro (Anno 2000, offensichtlich ernst gemeint). Details zeigt **Abb. 11.24**, und plötzlich ist man sich nicht mehr so sicher, ob nicht irrtümlich derselbe Lautsprecher zweimal vorkommt. Doch nein, das sind alles unterschiedliche, bei genauer Betrachtung der kleinen Zacken sieht man die Abweichungen. Die den ganzen Aufwand rechtfertigen, denn es muss ja einen Grund geben, dass Celestion so viele verschiedene 12-Zöller baut. Wobei *viele* irreführend sein könnte, denn dieser kleine Ausschnitt ist ja erst ein winziger Bruchteil der angeblich weit über 100 verschiedenen Varianten. Wenn Dir der Vintage-30 Deines Amps nicht gefällt: Hol Dir den Celestion blue, inzwischen ist der Preis auf leckere 349 Euro gefallen.

Abb. 11.25: Vergleich verschiedener Celestion-12"-Lautsprecher. RAR, AD60-VT-Gehäuse, 1W/1m.
Diese Abbildungen bleiben der Druckversion vorbehalten

In der oben erwähnten 2000er-Preisliste kostet der "blue" knapp viermal so viel wie der Vintage-30. Das macht irgendwie Sinn, denn der Vintage-30 ist mit 60 W ja auch viermal so hoch belastbar wie der "blue": Vertriebs-Mathematik kann ja so einfach sein: 155 Euro für 60W, 584 Euro für 15W. Das rechtfertigt einen genaueren Blick auf diese beiden Kandidaten: Tatsächlich gibt's neben vielen Gemeinsamkeiten auch Unterschiede (**Abb. 11.26**), aber: da ist (im rechten Bild) noch ein anderer Bewerber im Rennen – mit ähnlichem Pegelverlauf.

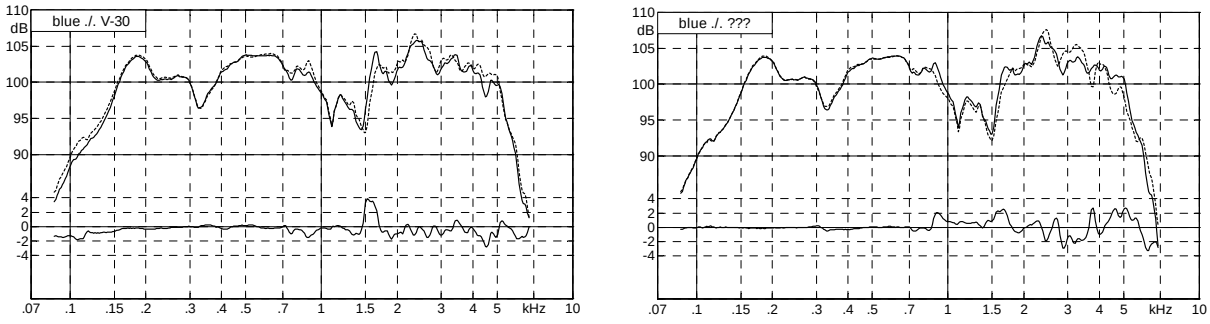


Abb. 11.26: Celestion "blue" (——), verglichen mit Celestion Vintage-30. RAR, AD60-VT-Gehäuse, 1W / 1m.

© M. Zollner 2008

Aus der untersten Kurve des linken Bildes kann entnommen werden, dass zwischen dem "blue" und dem Vintage-30 die Betrags-Unterschiede zumeist kleiner als 2 dB sind; nur eine Stelle zeigt etwas größere Abweichungen. Bei den im rechten Bild dargestellten Kurven sind die maximalen Abweichungen etwas kleiner, die mittlere quadratische Abweichung ist aber sogar noch größer als beim linken Bild. Was ist das für ein Lautsprecher? Aus Sicht eines Herstellers mag es als Unverschämtheit gelten, wenn da jemand trotz des abschreckend hohen Preises gleich zwei blaue Celestion kauft – und miteinander vergleicht. Tja, es war einfach zu reizvoll. Natürlich stellen zwei Exemplare immer noch nicht die Menge dar, die man für verlässliche Varianz-Analysen bräuchte. Deshalb ohne abgesicherte Signifikanz: **Nach den vorliegenden Messergebnissen liegen die Unterschiede zwischen einem Celestion "blue" und einem Vintage-30 in derselben Kategorie wie die Unterschiede zwischen zwei Celestion "blue".** Die Unterschiede zwischen "blue" und V-30 sind gerade eben hörbar, die zwischen den beiden Blauen aber auch. Wenn sich die Schallpegel zweier zufällig ausgewählter Celestion "blue" schon um ±3 dB unterscheiden, muss angenommen werden, dass über die "handgefertigte Serie" hinweg sogar noch größere Toleranzen auftreten – die Aussage "der Vintage-30 klingt mittiger als der blaue Celestion" ist damit nicht mehr haltbar. Erweitert man den Begriff *intraindividuell* vom Individuum auf die typgleiche Gruppe (alle Blauen), lautet die Erkenntnis: Bei derartig großen intraindividuellen Toleranzen sind die interindividuellen Toleranzen nicht signifikant; der Vintage-30 klingt im Mittel wie der Celestion "blue". Gewiss, das ist spekulativ. Die Stichprobe ist viel zu klein, es könnte auch sein, dass einer der beiden gekauften Blauen zufällig aus der Art schlägt. Nun denn, der Autor hat in bodenloser Impertinenz noch weitere Paare einer vergleichenden Messung zugeführt: **Abb. 11.27.** Und um falschen Vermutungen gleich zu begegnen: Alle Lautsprecher waren paarweise gekauft worden, keiner war "reconed", keiner war mal überlastet worden.

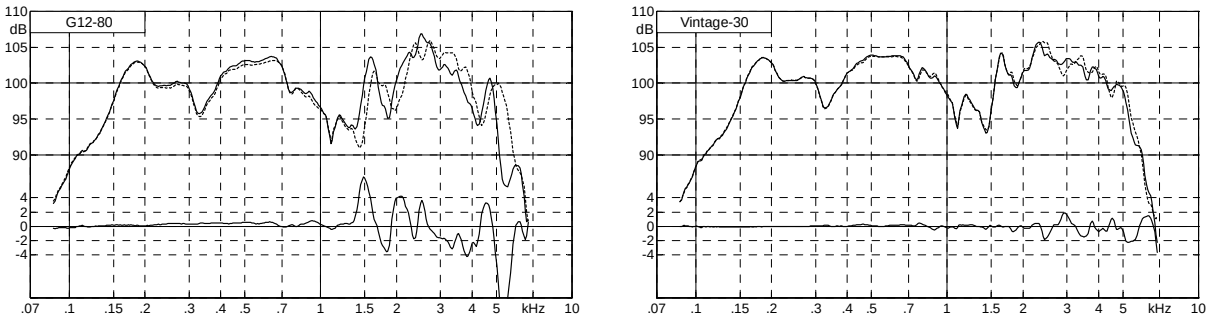


Abb. 11.27: Vergleich zweier typgleicher Celestion-Lautsprecher: 2 x G12-80 (links), 2 x Vintage-30 (rechts).

Was passieren kann, wenn ein Lautsprecher "reconed" wird, vulgo eine Austauschmembrane bekommt, zeigt **Abb. 11.28**: Da hatte jemand einen alten AC-30-Lautsprecher "reconed", aber mit der falschen Membran! So viel zum legendären Vintage-Sound.

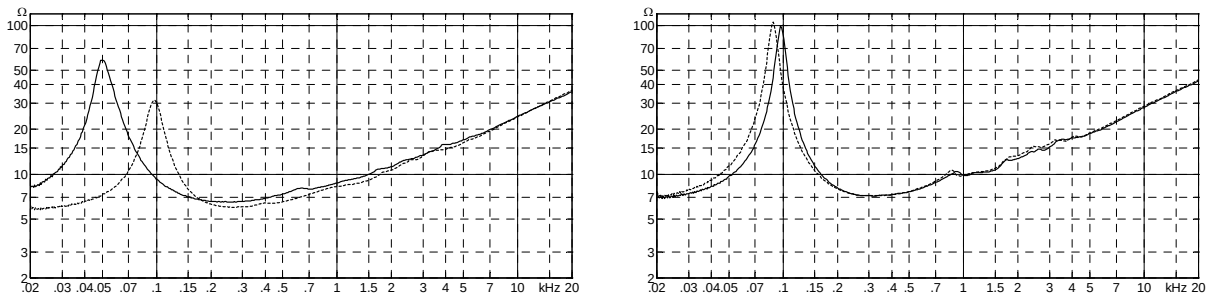


Abb. 11.28: Links: Impedanz-Frequenzgänge der beiden Celestion-Lautsprecher eines 60er-Jahre AC-30.
Rechts: Impedanz-Frequenzgänge der beiden Celestion "blue" aus Abb. 11.26 (ohne Gehäuse gemessen).

© M. Zollner 2008

Die Messergebnisse typ- bzw. bauartgleicher Lautsprecher mahnen zur Vorsicht: Auch wenn man unterstellt, dass Lautsprecher aus moderner Fertigung vernachlässigbare Toleranzen aufweisen – bei den heiligen Kühen der 60er oder gar der 50er sind diesbezüglich Zweifel angebracht. Klingt der für schlappe 4000 $ angebotene AC-30 (copper panel) so gut, weil seine Lautsprecher inzwischen lange genug "eingespielt" sind? Oder weil zwischenzeitlich mit No-Name-Membranen "reconed" wurde? Auf die der hilfsbereite Glang-Hi diskret T530 gestempelt hatte? Oder sind gar ungespielte NOS-Typen[♣] drin?? Die sollen jetzt ja immer häufiger zum Vorschein kommen. Gut möglich auch, dass *neue Nachbauten* drinstecken; auf den alten, im Keller entdeckten Originalmaschinen von britischer Hand mit Liebe gewickelt. Das wäre allerdings uncool, weil: Selbst wenn die von Murphy persönlich "ge-aged" worden wären, nix geht über the real stuff. Nur: Was ist real, wenn 2 originale G12-80 um ±5 dB differieren? Die Frage muss unbeantwortet bleiben, solange die Vita der meisten alten Lautsprecher im Dunkel der Geschichte liegt, und künstlich hochgehaltene Preise Mengenuntersuchungen erschweren.

Verweilen wir also bei den vorhandenen Lautsprechern, und gedenken der Beschränktheit des Seins im Allgemeinen und des Frequenzgangs im Besonderen. Eine RAR-Messung ist ein notwendiges, aber kein hinreichendes Kriterium. Natürlich muss auch die Bündelung berücksichtigt werden (kommt in Kap. 11.4), und die Nichtlinearitäten (Kap. 11.6). Um aber zumindest eine pauschale Aussage zur Richtcharakteristik machen zu können, stellt **Abb. 11.29** Hallraum-Messungen vor. Die keine Überraschung offenbaren: Einige dB Unterschied über alle gemessenen Celestion-Lautsprecher, und kleine Abweichungen zwischen dem Vintage-30 und dem Celestion "blue", die aber wieder nicht signifikant aus der (vermuteten) Produktionstoleranz herausragen. Es wäre sicherlich übertrieben, allen (gemessenen) Celestions denselben Sound zu attestieren; es gibt Unterschiede, und die sind hörbar. Bei aller Würdigung des einen oder anderen Dezibels, um das sich die Frequenzgänge hier und dort unterscheiden, darf aber nicht übersehen werden: Stellt man den Combo von den zwei übereinander gestapelten Bierträgern runter auf den Boden, gibt's Pegeländerungen in derselben Größenordnung. Gratis!

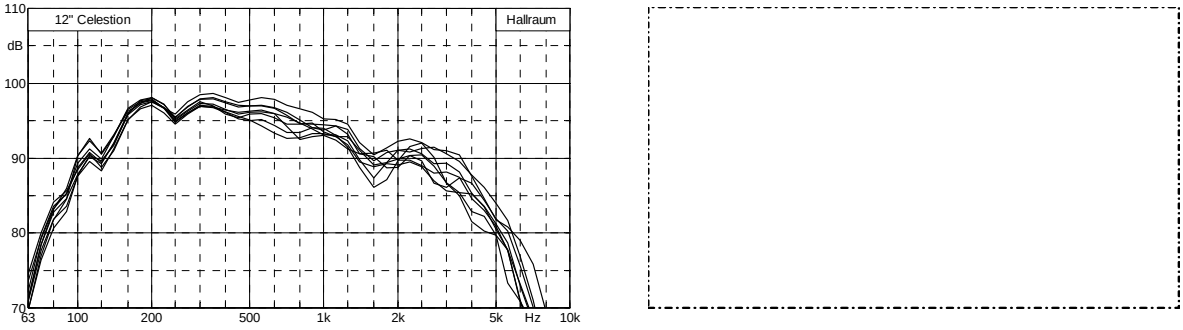


Abb. 11.29: Hallraummessung: Überlappende Terzanalyse, Rosa Rauschen, rotierendes Mikrofon. Im rechten Bild sind der Celestion "blue" (——) und der Vintage-30 (----) gegenübergestellt.

Damit sollte **Celestion**, dem Hersteller von *"the finest guitar loudspeakers that money can buy"* genügend Raum gewidmet worden sein – es gibt ja schließlich noch andere. Nein, nicht **Goodmans,** *"the largest UK manufacturer of loudspeakers"*. Auch nicht **Fan**e, *"Home of the greatest high power speakers in the world"*. Und auch nicht **JBL**, *"the leading loudspeaker manufacturer in the world"*. Sondern **Eminence**, *"the world's largest loudspeaker manufacturing company"*, und **Jensen**, schlicht Erfinder des Lautsprechers. Was Celestion für VOX und Marshall ist, war Jensen für Fender. Von den 40ern bis in die 60er wurden bei Fender Jensen Alnico-Lautsprecher eingebaut, bis ca. 1967 Jensen Keramik-Lautsprecher. Als Alternative gab es zwar auch die D-Serie von JBL, aber Jensen war der Standard.

[♣] NOS = New Old Stock = fabrikneue Lagerware. Angeblich seit Jahrzehnten gelagert.

© M. Zollner 2008

Schon der erste Blick auf eine P12-R-Membran offenbart eine andere Bauweise, die vom Celestion-Standard deutlich abweicht: Kleinere Staubschutzkalotte, mehr und anders geformte Membran-Rillen (Corrugations). **Abb. 11.30** verdeutlicht die Unterschiede: Der Jensen ist etwas leiser als der Celestion, aber höhenbetonter. Zumindest die zweite Eigenschaft dürfte ganz im Sinne der Fender-Gemeinde sein, die "silbrig glänzenden Höhen" erwartet.

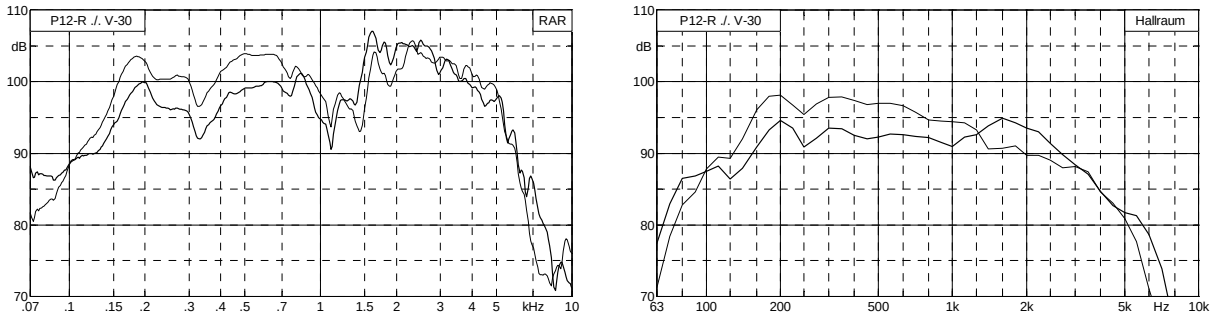


Abb. 11.30: Vergleich Celestion Vintage-30 (——) vs. Jensen P12-R (**——**) im AD60-VT-Gehäuse.

Man kann natürlich sofort die Frage stellen, wie sinnvoll es ist, einen typischen Fender-Lautsprecher in ein VOX-Gehäuse einzubauen. Nur: Wie sonst soll man vergleichen? Beide im Fender-Gehäuse? Das ginge dann aus denselben Gründen nicht. Jedem in seinem Gehäuse? Dann würde man nicht nur zwei Lautsprecher, sondern zusätzlich zwei unterschiedliche Gehäuse vergleichen. Jeden in der Schallwand? Das wäre absolut bühnen-untypisch. Aus der fast unendlichen Anzahl möglicher Gehäuse wurde sehr willkürlich der AD60-VT ausgewählt – irgendeiner musste es ja werden. Und um Vergleiche zu den bisher dargestellten Messungen zu ermöglichen, wurden auch alle anderen Lautsprecher in diesem Gehäuse analysiert.

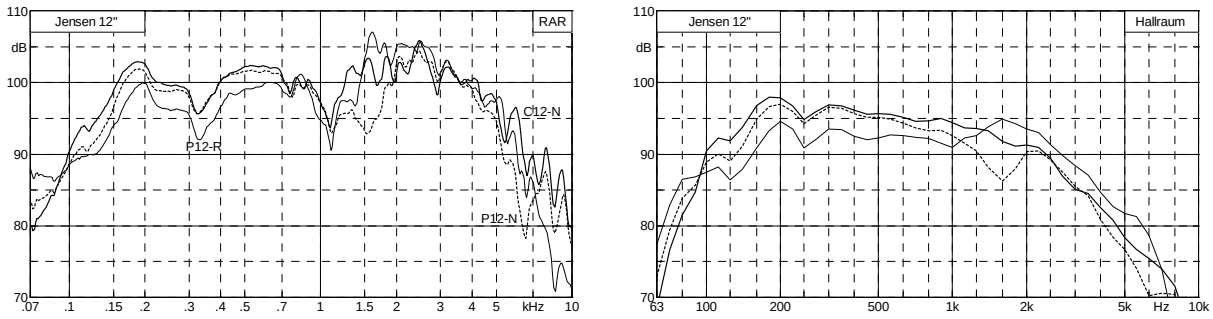


Abb. 11.31: Drei Jensen-Lautsprecher im Vergleich: P12-R, P12-N, C12-N im AD60-VT-Gehäuse.

In **Abb. 11.31** werden drei Fender-typische Jensen 12-Zöller verglichen. Anders als bei den untersuchten Celestions, deren Messkurven ja große Ähnlichkeiten zeigen, sind die Unterschiede bei den Jensens viel stärker ausgeprägt. Die unterscheiden sich nicht nur in der Belastbarkeit, da werden verschiedene Sound-Philosophien realisiert: Der höhenbetonte P12-R, der Celestion-ähnliche P12-N mit dem ausgeprägten 1.5-kHz-Loch, und der ausgeglichene C12-N. Sofern man bei ±6 dB Schwankungen noch von Ausgeglichenheit sprechen möchte. Aber diese Frequenzgang-Zacken sind genretypisch, keinen dieser Lautsprecher sollte man nur wegen seines Schallpegel-Frequenzgangs als "besser" oder "schlechter" bezeichnen. Man könnte sich beim P12-R einen etwas höheren Wirkungsgrad wünschen, das ist es dann aber auch, der Rest ist Geschmackssache. Gitarristen, die einen wenig-verzerrten, brillanten Sound schätzen, greifen gerne zu Jensen, Distortion-Rocker eher zu Celestion. Und dann gibt es natürlich noch die Gitarristen, die einen wenig-verzerrten, nicht ganz so brillanten Sound ... das ist wie bei Loriots Hunden.

© M. Zollner 2008

Nun zu **Eminence**, Fenders Lautsprecher-Wahl nach 1967. **Abb. 11.32** zeigt, dass auch diese Lautsprecher Eigenständigkeit beweisen, sowohl im Direktschall (RAR), als auch im Diffusschall (Hallraum). Sowohl von Jensen als auch von Eminence gibt es ca. ein Dutzend gitarren-geeigneter 12"-Lautsprecher; nur je drei wurden ausgewählt und analysiert.

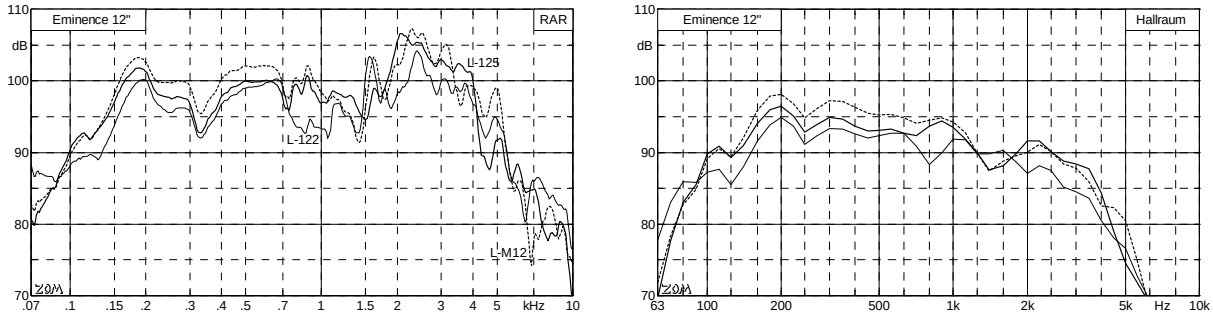


Abb. 11.32: Drei Eminence-Lautsprecher im Vergleich: L-122, L-125, L-M12 im AD60-VT-Gehäuse.

Ergänzend soll nun doch noch ein **Fender-Gehäuse** zum Einsatz kommen, um zumindest einmal Jensen und Eminence in ihrer angestammten Umgebung zu betreiben: Ein Tweed Deluxe (**Abb. 11.33**). Der kleine 14-W-Verstärker des Tweed Deluxe (5E3) würde keinen dieser Lautsprecher überfordern, authentisch wäre ein Jensen P12-R. Die Messungen (wie immer nicht am Gitarrenverstärker, sondern mit Spannungseinprägung) offenbaren Unterschiede, die in ganz ähnlicher Weise auch im AD60-VT-Gehäuse auftraten – insofern also keine Überraschungen. Bis etwa 2 kHz sind signifikante, gehäusetypische Unterschiede zu erkennen, die man je nach Mentalität und Sendungsbewusstsein als "Welten" oder "Petitessen" bezeichnen kann. Zumindest dem 190-Hz-Maximum in Abb. 11.32, dem ein 320-Hz-Loch folgt, sollte man Bedeutung beimessen – das ist schon sehr VOX-typisch.

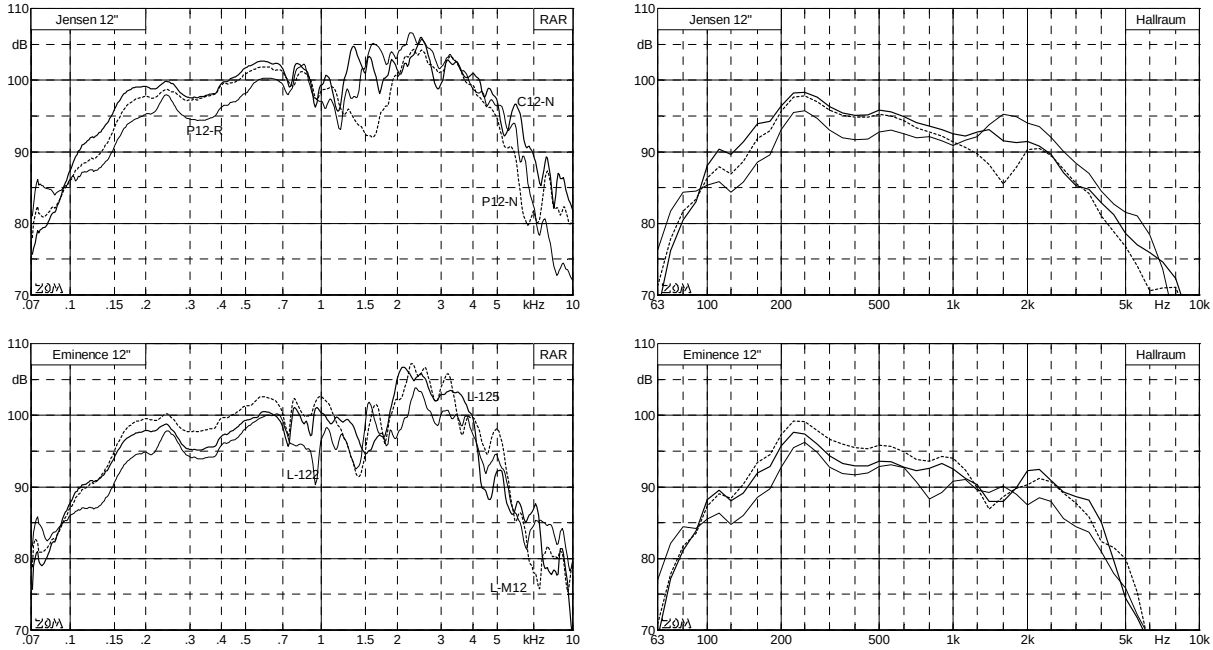


Abb. 11.33: Messungen im Tweed-Deluxe-Gehäuse: Jensen und Eminence 12"-Lautsprecher.

Den 12"-Lautsprechern war nun relativ viel Platz eingeräumt worden. Bevor jetzt etwas knapper die 10"- und 15"-Lautsprecher an die Reihe kommen, erst mal der Versuch einer Wertung, einer Klassifizierung signifikanter Unterschiede (Abb. 11.34):

© M. Zollner 2008

In **Abb. 11.34** sind drei verschiedene Merkmale herausgestellt. Sie wurden nicht mit aufwändiger Faktorenanalyse erarbeitet, sondern – hoffentlich nicht allzu willkürlich – aus den Frequenzgängen nach visuellen Kriterien erstellt. Das erste Kriterium ist der bis etwa 1 kHz erreichte Wirkungsgrad, also die Höhe (der dB-Wert) des Schallpegel-Frequenzgangs. Bei den untersuchten 12"-Lautsprechern finden sich hier Unterschiede bis maximal 4 dB, was schon erwähnenswert ist: Eine Pegelerhöhung um 4 dB entspricht einer Leistungssteigerung um 150%, also z.B. von 10 W auf 25 W. Beziehungen zur **Lautheit**, die von Seiten der Psychoakustik gerne hergestellt werden, sind erlaubt, bedürfen aber besonderer Vorsicht: Die einfache Regel "Lautheitsverdopplung erst bei 10 dB Pegelerhöhung" gilt für (ausreichend laute) 1-kHz-Töne, die nicht verdeckt sind! Ein Gitarrenton, der sich gegen breitbandige Konkurrenzschalle durchsetzen muss, fällt nicht in diese Kategorie! (Mehr unter "Lautheitsdrosselung" in den Standardwerken der Psychoakustik). 4 dB, das ist im Bühnenalltag (im "Stage Business") der Unterschied zwischen "immer etwas zu leise" und "jetzt passt's".

Als zweites Kriterium wurde der Mittenbereich ausgewählt, der für diesen Vergleich von ca. 600 Hz bis ca. 4 kHz definiert wird (also incl. Präsenzbereich). Hier gibt es Lautsprecher mit und ohne **Mittenloch**: Bei den Celestions ist es generell stark ausgeprägt, beim Eminence L-125 eher wenig. Als letztes Kriterium soll zwischen einem eher glatten Pegelverlauf bei mittleren und hohen Frequenzen, und einem **resonanten Verlauf** unterschieden werden. Zur ersten Gruppe zählen z.B. der G12-H oder der P12-N, zur zweiten der G12-80 und der Originallautsprecher der AD60-VT. Die Hauptunterschiede aller gemessenen Celestions zeigen sich bei diesen Resonanzzacken: Ihre Ausprägung (Dämpfung bzw. Güte) und ihre Frequenzen sind klangformend – aber eben auch starken Fertigungsstreuungen unterworfen, wie Abb. 11.26 und 11.27 deutlich gezeigt haben.

Die Antwort auf die Frage: "Was ist denn nun der beste Lautsprecher"? muss aus zwei Gründen unterbleiben: Wenn fertigungsbedingte Streuungen bei typgleichen Lautsprechern größer sind als typspezifische Unterschiede, ist Klassifizieren problematisch. Und: Abgesehen vom Wirkungsgrad sind Klangbewertungen subjektiv. There are more speakers between …

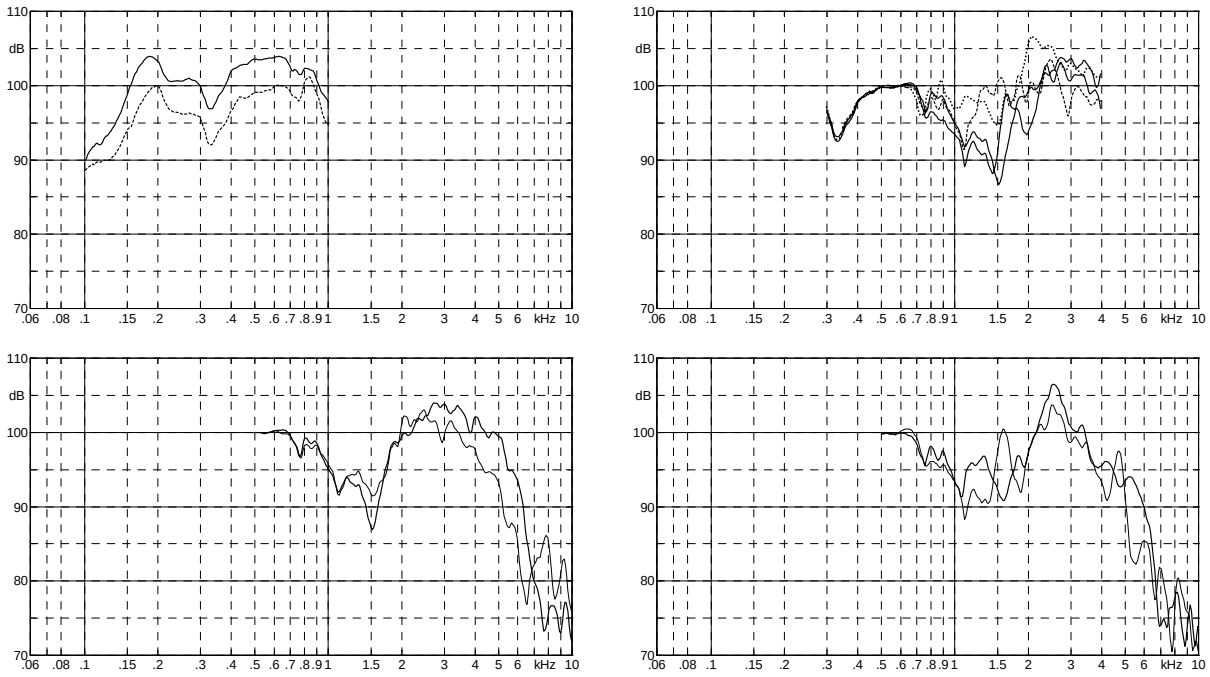


Abb. 11.34: Lautsprecher-Unterscheidungsmerkmale: 0.1 – 1 kHz (links oben), 0.6 – 4 kHz (rechts oben), relativ glatter Hochtonbereich (links unten), resonanter Hochtonbereich (rechts unten).

© M. Zollner 2008

Nun zu den **10"-Lautsprechern**, die einzeln in kleinen Combos (z.B. Princeton), aber auch als 4x10"-Variante in erwachsenen Verstärkern (Super Reverb, Bassman) zu finden sind. Im Vergleich zum 12"-Lautsprecher ist die Membranfläche des 10-Zöllers um 30% kleiner; die Membran kann daher (bei gleicher Schwingungsamplitude) weniger Luft in Bewegung setzen. Etwas präziser: Bei gleicher Membranbewegung strahlt die kleinere Membran weniger Schallleistung ab. Ein 10-Zöller muss (bei gleicher Leistungsaufnahme) nicht in jedem Fall leiser sein als ein 12-Zöller – in vielen Fällen ist er's aber. Die "goldene Regel": *Je größer der Lautsprecher, desto lauter* hat eine bestechende Begründung: Wenn die Membranfläche gegen null geht, muss der Wirkungsgrad ebenfalls null werden. In der Realität ist der Membrandurchmesser aber auch nicht annähernd null, die Begründung ist irreführend. Außer von der Membranfläche hängt der Wirkungsgrad nämlich auch noch von der Membranmasse und vom Kraftfaktor (Wandlerkonstante *Bl*) ab, und die unterscheiden sich in der Regel von Lautsprecher zu Lautsprecher. Bei Eminence ist der L-B102 (10") mit 101 dB (1W @ 1m) spezifiziert, der KAPPA-18 (18") mit 97 dB (1W @ 1m). Ein Gegenbeispiel desselben Herstellers: Der L-102 (10") ist mit 97 dB spezifiziert, der L-151 (15") mit 100 dB.

Zum Unterschied zwischen 12"- und 10"-Lautsprechern gibt es nur eine sichere Aussage: Der 10"-Lautsprecher ist kleiner. Der 10-Zöller ist nicht generell weniger belastbar, er ist nicht generell leiser, er ist nicht generell leichter, und er bringt nicht generell mehr Höhen. Zur Belastbarkeit: Jensens P12-R (12") und P10-R (10") sind beide mit 25 W spezifiziert, der C10-Q (10") steht mit 35 W in der Liste, der C12-R (12") mit 25 W, der NEO-10 (10") mit 100 W. Zum Gewicht (bzw. Masse): L-122 (12") = 2.5 kg, L-B102 (10") = 5.5 kg. Zur Höhenwiedergabe: Hier wird's etwas schwieriger, weil einerseits die obere Grenzfrequenz der Leistungsabstrahlung tatsächlich vom Membrandurchmesser abhängt, andererseits hierfür eine ideal formstarre Membran Voraussetzung ist. Völlig falsch ist die immer wieder auftauchende Begründung, eine große Membran sei zu schwer, um mit hohen Frequenzen schwingen zu können. Ganz grundsätzlich: Vergrößert man die Membranmasse, sinkt der Wirkungsgrad im ganzen Bereich oberhalb der Resonanzfrequenz (z.B. 100 Hz), und nicht erst bei hohen Frequenzen [3]. Dass die große Membran in vielen Fällen nicht so brillant klingt wie die kleine, hat andere Ursachen: Sie bündelt hochfrequent stärker, und erzeugt dadurch weniger Diffusschall. Letztlich ist immer die Membran im wahrsten Sinn des Wortes ausschlaggebend: Ihre Form und Dicke, ihre Verrippungen, ihre Dämpfung und ihre Kalotte entscheiden über die Übertragungseigenschaften. Eminence spezifiziert 3.5 kHz als obere Grenzfrequenz für den DELTA-10, für den größeren GAMMA-15 hingegen 4.5 kHz. Diesen Angaben liegen jedoch Axialmessungen zugrunde – die Leistungsbandbreite ist vermutlich beim DELTA-10 größer (das Datenblatt macht hierzu keine Angaben).

In **Abb. 11.35** sind die im RAR gemessenen Frequenzgänge eines 10"- und eines 12"-Lautsprechers dargestellt. Beide waren zur Messung in ein dichtes 39x39x25-Gehäuse eingebaut. Der P10-R erzeugt im Mittel einen kleineren Pegel, aber relativ mehr Höhen als der P12-R.

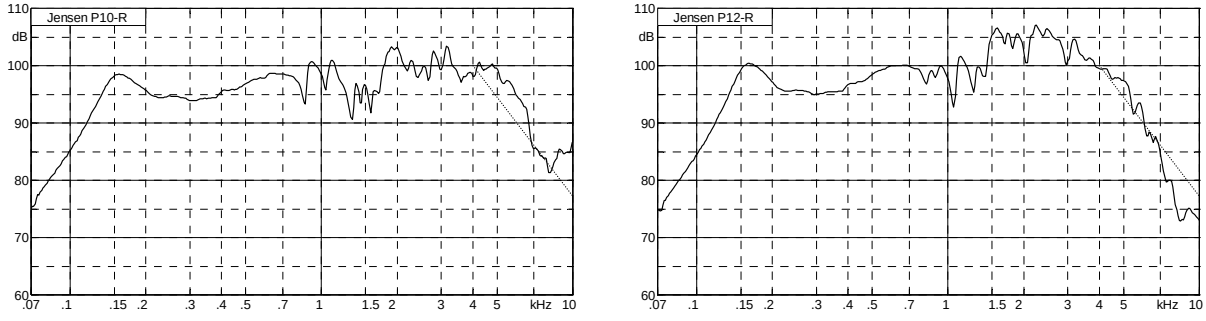


Abb. 11.35: Vergleich zwischen einem 10"-Lautsprecher (P10-R, links) und einem 12"-Lautsprecher (P12-R).

© M. Zollner 2008

Abb. 11.36 vergleicht **15"-Lautsprecher** (alle im 106-ℓ-Gehäuse, RAR, 1W/1m). Das Gehäuse wurde für diese Messung nicht bedämpft, die hierdurch verursachten Hohlraumresonanzen sind bei 230 Hz und 500 Hz klar zu erkennen. Ein 106-ℓ-Gehäuse ist für einen 15"-Lautsprecher relativ klein, bei Gitarrenanlagen ist aber vieles möglich: So stellt der Vibroverb seinem 15-Zöller gerade mal 88 ℓ brutto im offenen Gehäuse zur Verfügung, der Showman jedoch 163 ℓ im Bassreflexgehäuse. Der Fokus soll aber hier nicht auf dem Bassbereich liegen, sondern sich auf den Bereich ab ca. 300 Hz richten: G15-100 und Fane zeigen (abgesehen von der Gehäuseresonanz) einen ausgeglichenen Pegel-Verlauf, unterscheiden sich aber um mehr als 6 dB. Zur Erinnerung: Um den Pegel um 6 dB zu erhöhen, muss die Leistung vervierfacht werden! Der Powercell hingegen ist nicht auf einen ausgeglichenen Frequenzgang ausgelegt, sondern zeigt die typische S-Kurve eines Instrumentallautsprechers. Die Messungen belegen, dass ein 15"-Lautsprecher im Vergleich zu einem kleineren Lautsprecher nicht generell einen höheren Schallpegel erzeugt, und sie dokumentieren, dass (auf Achse gemessen) die obere Grenzfrequenz ohne weiteres bei 5 kHz liegen kann – wie beim 12"-Lautsprecher. Die Unterschiede im Bündelungsverhalten werden in Kap. 11.4 untersucht.

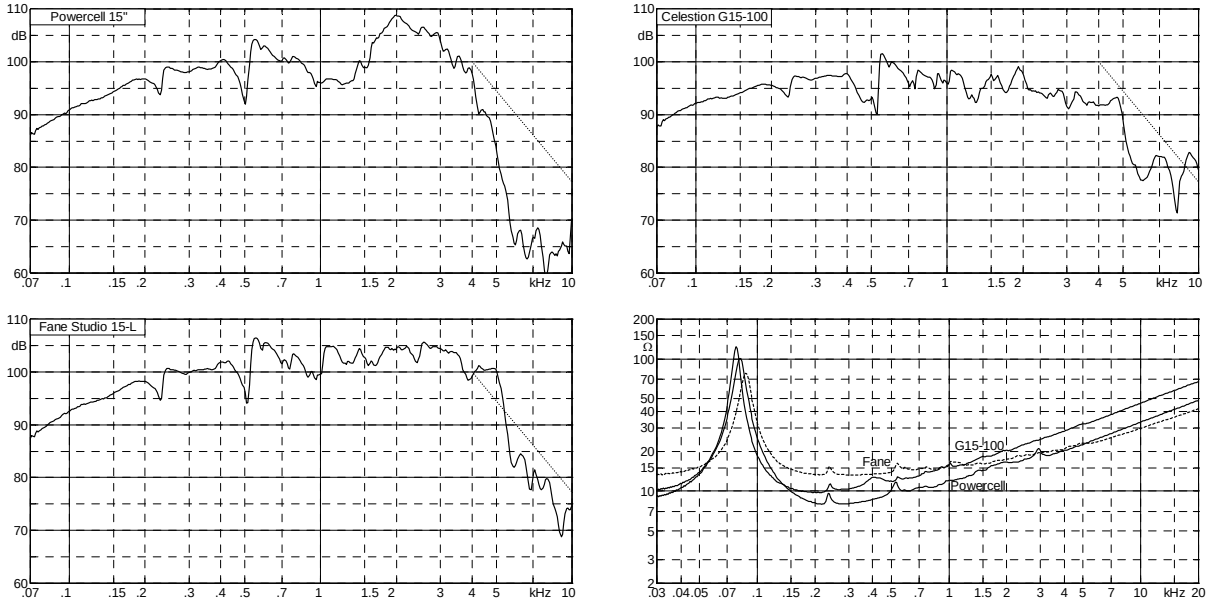


Abb. 11.36: Schallpegel- und Impedanzfrequenzgänge, 15"-Lautsprecher im abgedichteten 106-ℓ-Gehäuse, RAR, 1W @ 1m. Alle drei Lautsprecher sind von den Herstellern als 8-Ω-Typen spezifiziert.
Maximalleistung (Herstellerangaben): Celestion Powercell = 250 W, G15-100 = 100 W, Fane = 200 W.

Werden statt einem **zwei Lautsprecher** in ein Gehäuse eingebaut, verdoppelt sich theoretisch der axiale Schalldruck. Gegenüber der nun doppelten Leistungsaufnahme ist dies ein Gewinn von 3dB (**Abb. 11.37**). Der Wirkungsgrad steigt, allerdings nicht einfach proportional zur Anzahl der Lautsprecher, sondern in Abhängigkeit von der individuellen Geometrie.

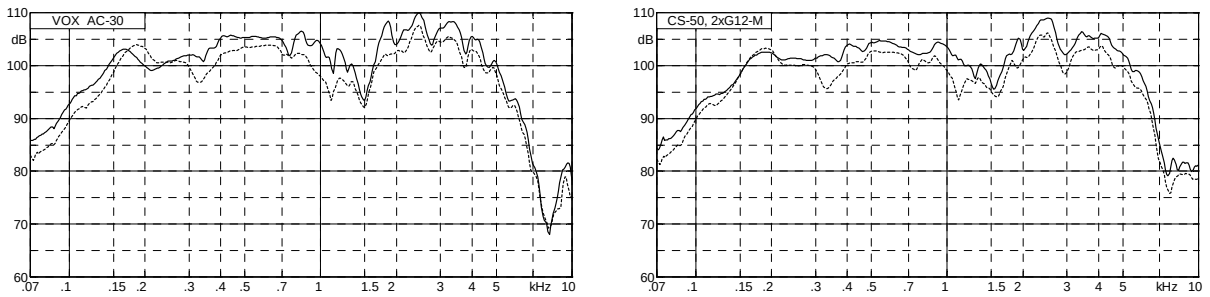


Abb. 11.37: Vergleich 1x12" (---) vs. 2x12" (——); Ordinatenwerte auf gleiche Leistungsaufnahme normiert.

© M. Zollner 2008

11.4 Richtcharakteristik

Wenn ein Lautsprecher Schall abstrahlt, entsteht um ihn herum ein **Schallfeld**, d.h. ein Raumgebiet, dem als Funktion von Raum und Zeit physikalische Größen zugeordnet werden. Beim Schallfeld sind diese Größen der Skalar *Schalldruck* (*p*) und der Vektor *Schallschnelle* (*v*). Beide Größen sind nicht nur zeit-, sondern auch ortsabhängig. In Lautsprecher-Frequenzgängen ist meistens der "auf Achse" gemessene Schallpegel angegeben, d.h. der Schallpegel, der z.B. 1 m vor der Membran entsteht. Weicht man mit dem Messpunkt um einen bestimmten Winkel (z.B. 30°) von der Achse ab, erhält man einen anderen Frequenzgang. Ursache für diese Frequenzgang-Unterschiede sind Laufzeitunterschiede (Interferenzen) zwischen den von verschiedenen Membrangebieten emittierten Schallwellen – Effekte, die unter dem Begriff **Bündelung** oder **Richtcharakteristik** zusammengefasst werden.

In einer ersten Vereinfachung beschreibt man eine Lautsprechermembran als formstarr schwingende Kreisplatte (Kolbenmembran), und wendet zur Erklärung der Richtcharakteristik das aus der Optik bekannte Huygenssche Prinzip an: Jede differentiell kleine Teilfläche der Membran emittiert eine Kugelwelle, alle diese Kugelwellen überlagern sich im freien Schallfeld zur abgestrahlten Schallwelle [3]. Für einen Messpunkt, der sich in großer Entfernung (im "Fernfeld") auf der Lautsprecherachse befindet, müssen alle Schallwellen in etwa denselben Weg zurücklegen – sie kommen gleichzeitig (gleichphasig) an. Für einen anaxialen Messpunkt unterscheiden sich jedoch die Schallwege, es kommt zu Phasenverschiebungen, damit zu Auslöschungen, und zur Strahlbündelung. Bei tiefen Frequenzen (= große Wellenlänge) ist der Wegunterschied relativ gering, die Bündelung ist schwach ausgeprägt. Mit zunehmender Frequenz wird aber die Wellenlänge kürzer ($\lambda = c / f$), und damit bewirken auch schon kleine Wegstrecken (z.B. 5 cm) eine merkliche Phasenverschiebung (genauer in [3]). Somit strahlt der Lautsprecher im tieffrequenten Bereich nicht bündelnd (kugelförmig) ab, mit wachsender Frequenz wächst auch die Bündelung. Als Grenze definiert man meistens die Frequenz, deren Wellenlänge gerade auf einen Lautsprecher-Umfang passt, das sind bei effektiven 27 cm Durchmesser $\rightarrow f_g$ = 400 Hz. Ein 12"-Lautsprecher hat somit *näherungsweise* (!) zwei verschiedene Abstrahlungscharakteristiken: Unter 400 Hz nicht bündelnd, über 400 Hz eine frequenzproportionale Bündelung. Sagt die einfache Kolbenmembran-Theorie.

Nun zeigen aber Lasermessungen (Kap. 11.3), dass die Membran schon ab 350 Hz nicht mehr formstarr schwingt, sie "bricht auf". Konsequenz: Die Kolbenmembran-Theorie bricht auch, und zwar zusammen. Etwas konzilianter formuliert: Ab 350 Hz verlässt man den Gültigkeitsbereich des Kolbenmembran-Modells. Nun ist es ein Leichtes, eine Theorie ad absurdum zu führen, und ein Schwieriges, anstelle ihrer eine bessere Theorie zu präsentieren. Natürlich gibt es sehr mächtige Formeln, deren globale Kraft kaum zu erschüttern ist, z.B. $\mathrm{rot}(\boldsymbol{v}) = 0$. Mit Kenntnis der (ortsabhängigen) Membranschnelle kann, nun schon etwas spezieller, die abgestrahlte Welle als Integral formuliert werden, das zumindest numerisch gelöst werden kann. Näherungsweise, versteht sich. Mit *einer* Integralgleichung ist es aber nicht getan, da sich das Partialschwingungsmuster der Membran schon bei kleinen Frequenzänderungen (z.B. +5 Hz) stark ändern kann. Und natürlich braucht man die Lösung nicht nur für *einen* Raumpunkt, wenn Richtcharakteristiken darzustellen sind. Weil nun die numerischen Verfahren zur Berechnung der Schallabstrahlung aufwändig sind (und noch aufwändigere Messungen voraussetzen), kann sich neben der analytischen Beschreibung die reine Messtechnik immer noch behaupten: Frequenzgänge für verschiedene Richtungen messen, Polardiagramme für verschiedene Frequenzen messen, frequenzabhängige Richtungsmaße im Reflexionsarmen Raum oder/und im Hallraum ermitteln. Die folgenden Darstellungen nehmen die Kolbenmembran-Theorie als Ausgangspunkt, und vergleichen ihre Aussagen mit Messergebnissen.

© M. Zollner 2008

Der Richtungsfaktor Γ der Kolbenmembran berechnet sich aus der Besselfunktion J_1 zu:

$$\Gamma(k,\Theta) = 2 \cdot J_1[ka\sin(\Theta)] \,/\, ka\sin(\Theta) \qquad \text{Richtungsfaktor [3]}$$

Γ hängt ab von der Wellenzahl $k = \omega/c$, vom effektiven Membranradius a, und vom gegen die Lautsprecherachse definierten Winkel Θ. Der zwanzigfache Logarithmus des Richtungsfaktors ist das **Richtungsmaß** D. Für tiefe Frequenzen ist D näherungsweise null, mit steigender Frequenz und/oder wachsendem Winkel Θ wird D negativ. In **Abb. 11.38** ist im linken Bild das Richtungsmaß dargestellt, im rechten Bild das Bündelungsmaß. Richtungsmaße sind bivariate Größen, sie hängen von der Frequenz und vom Winkel ab. Für das Bündelungsmaß wird das Hüllflächenintegral über alle Winkel gebildet ("gemittelt"), sie hängen deshalb nur mehr von der Frequenz ab. Da die Theorie der Kolbenmembran von einer unendlichen Schallwand ausgeht, wird nur ein Halbraum beschallt – deshalb d = 3 dB bei tiefen Frequenzen.

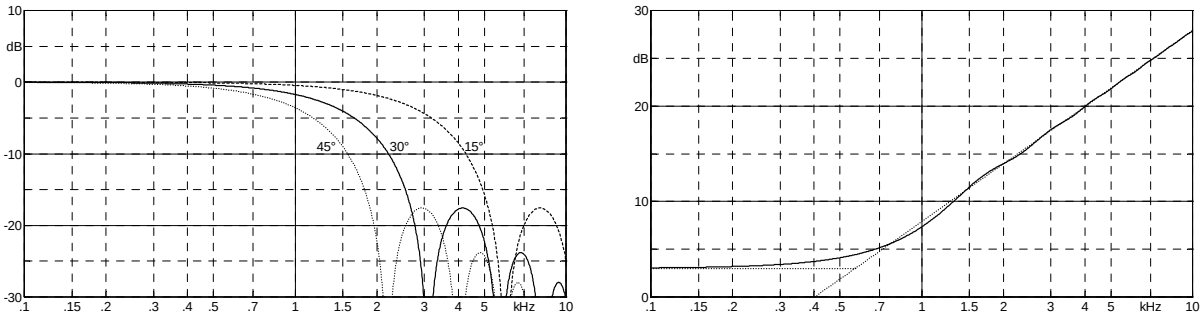


Abb.11.38: Richtungsmaß D der Kolbenmembran, a = 13.5 cm, Θ = 15°, 30°, 45°. Rechts: Bündelungsmaß d.

Soweit die einfache Theorie – was ergeben Messungen im Reflexionsarmen Raum? Hierzu wurde ein 12"-Celestion-Lautsprecher (G12-M) in ein kleines, luftdichtes Gehäuse eingebaut (39x39x25 cm^3), und damit erfolgten Schallpegel-Messungen unter 0° und 35° (**Abb. 11.39**). Man erkennt sehr schön den Gleichlauf der Kurven bis etwa 150 Hz, danach entfernt sich die 35°-Kurve immer mehr von der 0°-Kurve. Man erkennt aber auch, dass dieses Entfernen nur in sehr grober Näherung der Kolbenmembran-Theorie entspricht. Im rechten Bild ist hierzu gestrichelt das für 35° geltende Richtungsmaß eingezeichnet – die Messkurven verlaufen doch deutlich anders. Besonders deutlich: Im Bild sind drei Messkurven dargestellt, die mit ±90° gedrehtem Gehäuse erzielt wurden. Um die Lautsprecherachse gedreht, wie in der kleinen Skizze dargestellt. Nun erwartet man ja beim Einzellautsprecher ein rotationssymmetrisches Abstrahlverhalten, aber dafür dürfte die Membran nur rotationssymmetrische Schwingungsmoden haben. Hat sie zwar, aber nicht ausschließlich, wie Abb. 11.16 gezeigt hat. Vor allem im hochfrequenten Bereich entsteht eine Vielzahl komplizierter Moden, die sicher nicht alle rotationssymmetrisch sind. Dementsprechend kompliziert ist auch das Abstrahlverhalten.

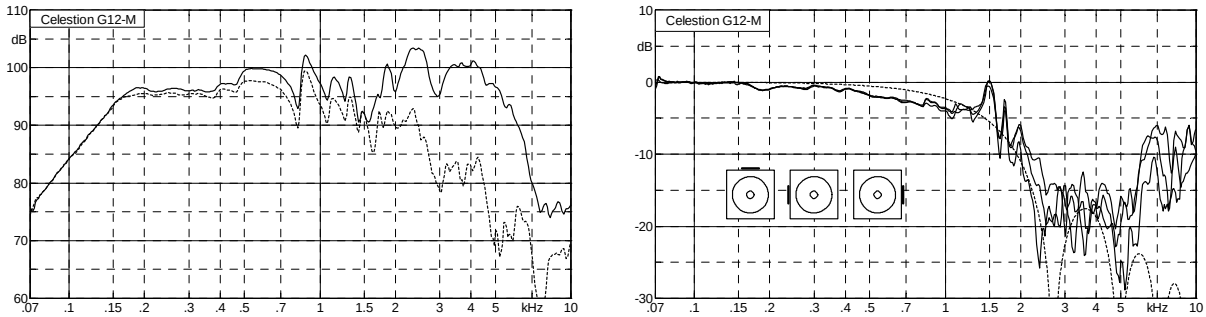


Abb. 11.39: Ein 12"-Lautsprecher im RAR, unter 0° (——) und 35° (---) gemessen. Rechts: Richtungsmaße.

© M. Zollner 2008

Die in Abb. 11.39 dargestellte Richtcharakteristik weicht deutlich von der einer idealen Kolbenmembran ab. Daraus darf aber nicht abgeleitet werden, dass sich nur der anaxial abgestrahlte Schall der Theorie widersetzt; einige Effekte (z.B. bei 1.5 kHz, aber auch im Hochtonbereich) haben ihre Ursache im axialen Schallpegel, der bei der idealen Kolbenmembran nämlich frequenzunabhängig sein sollte. Wie man sieht, ist er's nicht, und schon allein deshalb weicht das Richtungsmaß vom Sollverlauf ab.

Warum ist eigentlich die Richtcharakteristik des Abstrahlverhaltens so wichtig? Häufig ist zu hören, dass doch die meisten Zuhörer vor dem Lautsprecher säßen, und deshalb der zur Seite abgestrahlte Schall keine Bedeutung habe. Hat er schon, denn im Raum wird er ja an Boden, Decke und Wänden reflektiert, und erreicht als **Raumschall** mit nur wenig Verzögerung das Ohr des Zuhörers. Es ist unmöglich, im realen Raum alle Einzelreflexionen exakt zu beschreiben, da schon einfache Gegenstände (Stühle, Lampen) ein hochkompliziertes Reflexions- bzw. Absorptionsverhalten besitzen. Deshalb behilft man sich mit dem Bündelungsmaß, das als Näherung durchaus brauchbar ist: Großes Bündelungsmaß bedeutet viel Direkt- und wenig Diffusschall. Gewiss, der Raum. Und seine spezielle Absorberverteilung. Und die Position des Zuhörers. Und Vieles mehr – aber man muss vereinfachen, um zum Wesentlichen vorzustoßen. Betreibt man zwei Lautsprecher, deren Bündelungsmaße sich deutlich unterscheiden, gilt vereinfacht das oben Gesagte: Höhere Bündelung = weniger Raumschall.

Wie das Richtungsmaß berechnet sich auch das Bündelungsmaß d über die Besselfunktion erster Ordnung (J_1). Näherungsweise steigt d ab der Grenzfrequenz mit 20 dB/Dek, wobei die Grenzfrequenz wie oben definiert ist: $\lambda \mathrel{\hat{=}}$ effektiver Membranumfang (12" $\rightarrow$ 400Hz).

$$d = 10 \cdot \lg \frac{(ka)^2}{1 - J_1(2ka)/ka} \text{dB} \qquad \text{Bündelungsmaß [3]}$$

Je größer die Membran, desto tieffrequenter beginnt die Bündelung: Ein 15"-Lautsprecher bündelt stärker als ein 10"-Lautsprecher, aber vier 10"-Lautsprecher bündeln stärker als ein 15"-Lautsprecher, weil ihre äquivalente Membranfläche größer ist als die des 15-Zöllers. In **Abb. 11.40** sind Theorie und Messergebnisse gegenübergestellt. Wie schon erwähnt: Die Messung des Bündelungsmaßes ist schwierig, weil sich die "Artefakte" von Hallraum und Reflexionsarmem Raum addieren können. Wenn man das Bündelungsmaß aber nicht als systemimmanente Lautsprecher-Größe betrachtet (die es ja auch gar nicht ist), sondern umgebungsbezogen interpretiert, werden die Messergebnisse ausreichend belastbar, erscheint selbst ein negatives Bündelungsmaß durchaus sinnvoll: Tieffrequent hat der im Hallraum stehende Lautsprecher einen höheren Wirkungsgrad als im Reflexionsarmen Vollraum (Kap. 11.5). Sofern man 1-dB-Unterschieden keine Bedeutung beimisst, wird der grundsätzliche Verlauf gut interpretierbar, insbesondere beim raumgleichen Vergleich mehrerer Lautsprecher.

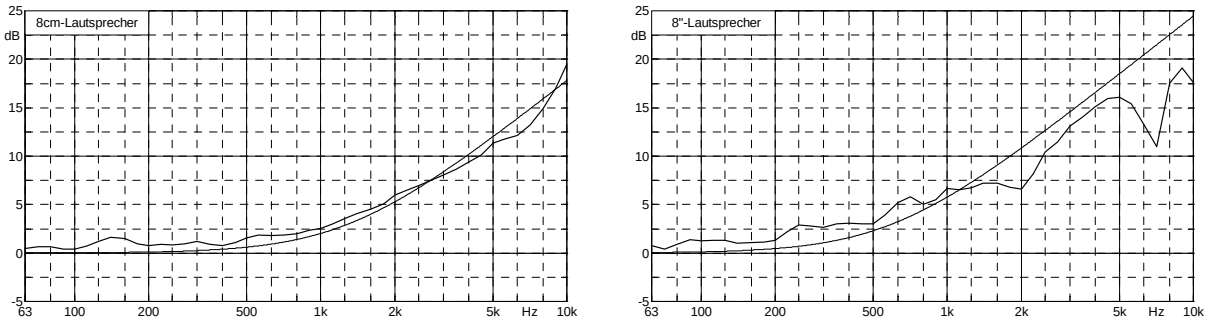


Abb. 11.40: Bündelungsmaße beim 8cm- bzw. 8"-Lautsprecher. Messung (**—**), einfache Modellrechnung (—).

© M. Zollner 2008

Dass der in Abb. 11.40 gemessene 8"-Lautsprecher eher schlecht zur Theorie passt, ist sicher nicht primär auf unzweckmäßige Messtechnik zurückzuführen: Die Theorie passt eben nicht zum Lautsprecher – die Membran schwingt im höherfrequenten Bereich nicht mehr formstarr. Das Bündelungsminimum bei 7 kHz hat seine Ursache in einer destruktiven Interferenz, die zu einem Minimum bei der *axialen* Abstrahlung führt. Die halbe Wellenlänge beträgt bei dieser Frequenz nur mehr 2.5 cm, da sind Auslöschungen vorstellbar. Die anaxiale Abstrahlung ist von dieser Interferenz nicht betroffen, und das bewirkt ein Minimum beim Bündelungsmaß. Das ja von zwei Größen abhängt: Vom Direktschall, und vom Diffusschall. Ein Minimum im Bündelungsmaß lässt sich somit auf zwei Arten erreichen: Durch effiziente Diffusschallabstrahlung, und/oder durch schlechte Direktschallabstrahlung.

Abb. 11.41 wendet sich nun wieder dem 12"-Lautsprecher zu, der schon bei den meisten vorhergehenden Messungen verwendet wurde: Dem Celestion G12-M. Im linken Bild sind Messungen mit einem geschlossenen Kleingehäuse dargestellt. Bis 1 kHz ist die Bündelung etwas größer als nach der einfachen Theorie berechnet, was vermutlich auf das Gehäuse zurückzuführen ist: Die 39cm x 39cm große Frontplatte ist zwar noch nicht ganz unendlich, aber doch schon größer als der effektive Membrandurchmesser (27cm). Der Verlauf über 1 kHz kann nicht mehr eindeutig der Anomalie *eines* Schallfeldes zugewiesen werden: Sowohl Direkt- als auch Diffusschall weichen deutlich von der einfachen Kolbenmembran-Theorie ab.

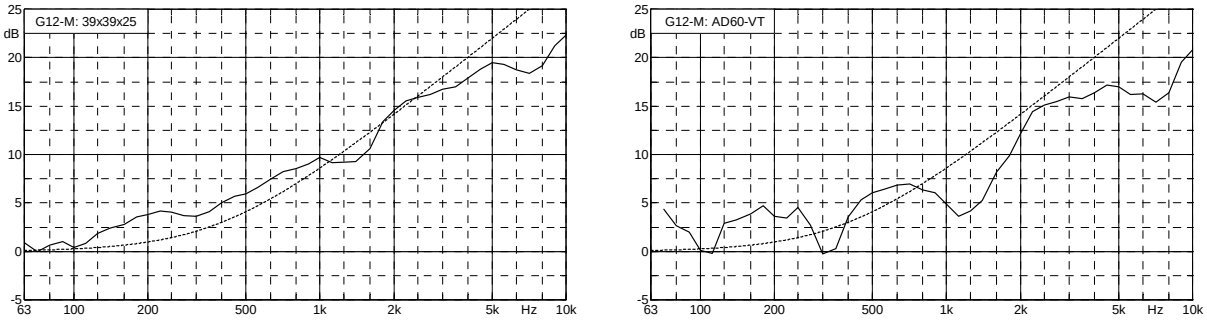


Abb. 11.41: Frequenzgang des Bündelungsmaßes: G12-M, in zwei verschiedene Gehäuse eingebaut.

Für das rechte Bild von Abb. 11.41 wurde der G12-M in das auch für Kap 11.3 verwendete, rückseitig offene VOX-Gehäuse eingebaut. Das alles andere als Dipol-Charakteristik besitzt! Als Haupteffekte erkennt man zum einen zwei Bündelungs-Minima (350 Hz, 1.2 kHz), zum anderen eine globale Aufweitung (Bündelungs-Reduktion) im Höhenbereich. Hochfrequent bündelt der Lautsprecher – da spielt es bei axialen RAR-Messungen keine Rolle, ob die Rückwand geschlossen oder offen ist. Bei Hallraummessungen schon, weil nun von der Rückseite in etwa noch mal dieselbe Leistung abgestrahlt wird (idealisiert: Diffusschallpegel +3dB). Tief- und mittelfrequent führt die Überlagerung der von Vorder- und Rückseite abgestrahlten Schallwellen zu kammfilterartigen Welligkeiten des Bündelungsmaßes. Und wieder ist es vor allem der nach vorne abgestrahlte Schall, der dem Bündelungs-Frequenzgang die Form aufzwingt: Die Minima bei 350 Hz und 1.2 kHz finden sich auch bei axialen RAR-Messungen, wie z.B. Abb. 11.24 für alle gemessenen Celestion-Lautsprecher belegt.

Form und Art des Gehäuses tragen wesentlich zum Lautsprechersound bei. Das gilt zwar auch bei HiFi-Boxen, doch sollte deren Direktschallpegel möglichst frequenzunabhängig sein, und ihr Bündelungsmaß gleichmäßig über der Frequenz ansteigen, sodass letztlich trotz der Gehäusespezifika der Lautsprecher gut, d.h. neutral klingt. Anders beim Gitarren-Lautsprecher: Hier ist das Gehäuse ein eigenständiges Filter, dessen Richtungsabhängigkeit nicht mit elektronischen Mitteln simuliert werden kann.

© M. Zollner 2008

Wie dominant der Gehäuseeinfluss gegenüber Lautsprechervariationen ist, zeigt **Abb. 11.42**. Hier sind die Bündelungsmaße mehrerer Celestion-Lautsprecher übereinander gezeichnet, die zur Messung in das VOX AD60-VT-Gehäuse eingebaut waren. Auf den ersten Blick verlaufen alle diese Kurven doch sehr ähnlich, auf den zweiten Blick fällt dann ein Lautsprecher bei 8 kHz aus dem Rahmen: Der Celestion "blue". Dies als späte Genugtuung für all jene, die hierfür noch immer ihre Schulden abbezahlen – endlich eine objektivierbare Begründung! Wie wichtig dieser Frequenzbereich ist, soll nicht näher hinterfragt werden (☺ Abb. 11.25).

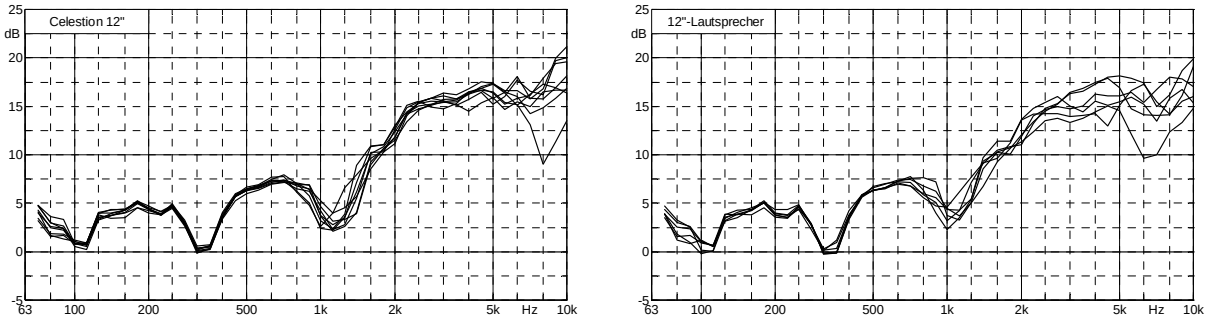


Abb. 11.42: Frequenzgänge der Bündelungsmaße verschiedener 12"-Lautsprecher: Celestion, Jensen, Eminence.

Im rechten Bild dann einige 12"-Lautsprecher, deren Bündelungsmaße sich etwas stärker unterscheiden: Jensen und Eminence. Der pauschale Grund ist schnell gefunden, ihre Membranen unterscheiden sich stärker als die der Celestion-Lautsprecher (Kalottengröße, Rippen, Membrantiefe, Schwingspulendurchmesser). Der Haupteffekt kommt jedoch vom Gehäuse – seine Rückwandöffnung sorgt für charakteristische Bündelungsminima. Ein Bündelungsmaß von 0 dB wird gerne als **kugelförmige Abstrahlung** interpretiert, was aber nicht generell zutrifft. Der Bündelungsgrad setzt die in Achsenrichtung abgestrahlte Intensität in Relation zu der über alle Richtungen gemittelten Intensität [3]. Wird in Achsenrichtung wegen einer Interferenzauslöschung (Nullstelle) kein Schall abgestrahlt, ist der Bündelungsgrad null, das Bündelungsmaß wird $-\infty$. Wird in Achsenrichtung wenig, in alle anderen Richtungen bündelnd abgestrahlt, kann sich $d = 0$ dB ergeben – obwohl keine Kugelcharakteristik vorliegt.

Hinweise auf die Richtungsabhängigkeit der Schallabstrahlung liefern **Richtdiagramme**. Zu ihrer Messung dreht sich das Messobjekt auf einem Drehtisch einmal um eine seiner Achsen, und in Abhängigkeit vom Drehwinkel wird der Schallpegel registriert und zumeist als Polardiagramm dargestellt. In **Abb. 11.43** sind drei Richtdiagramme abgebildet, die am AD60-VT gemessen wurden. Keines zeigt die dipoltypische Achtercharakteristik, was daran liegt, dass das Gehäuse für die rückseitige Welle als phasendrehendes Filter wirkt.

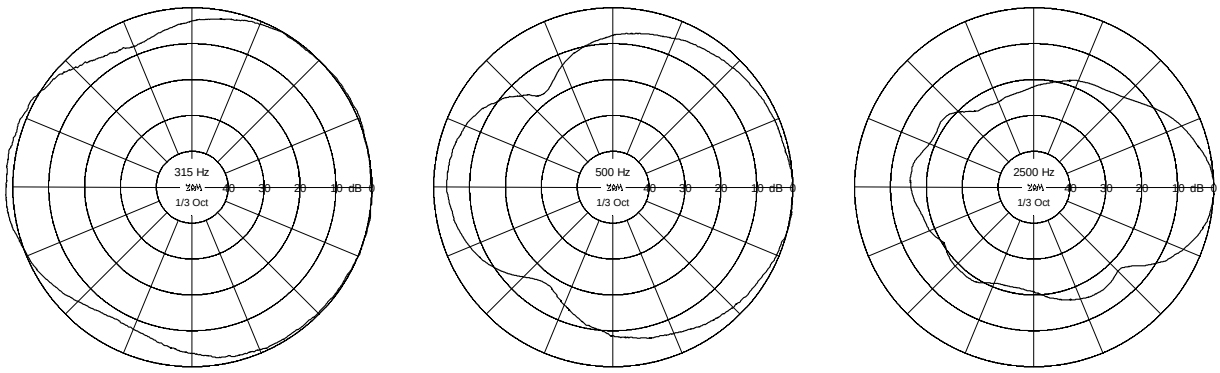


Abb. 11.43: Horizontal-Richtdiagramme, mit Terzrauschen gemessen. 12"-Lautsprecher im AD60-VT-Gehäuse.

© M. Zollner 2008

Richtdiagramme sind anschaulich, können aber immer nur für eine Ebene dargestellt werden; insofern ist ihre Aussagekraft begrenzt. Bei kreisförmigen Lautsprechermembranen unterstellt man deshalb gerne rotationssymmetrische Abstrahlung, und hofft, mit einer einzigen Messung (je Frequenz!) auszukommen. Häufig trifft diese Annahme auch zu, aber um sicher zu gehen, müsste man nachmessen. **Abb. 11.44** zeigt Horizontaldiagramme, im Gegensatz zu 11.4.6 jedoch mit Sinus gemessen. Bei 400 Hz ergibt sich eine perfekte Symmetrie, bei höheren Frequenzen erzeugen Membranresonanzen beliebig asymmetrische Formen. Da diese Formen in hohem Maße frequenzabhängig sind, muss, um einigermaßen anschaulich zu bleiben, die in der Richtcharakteristik enthaltene Informationsmenge drastisch reduziert werden. Häufig wird deshalb mit terz- oder oktavbreitem **Rauschen** gemessen, was eine Mittelung über dieses Frequenzintervall bewirkt. Die in den Richtdiagrammen enthaltenen kleinen Schwankungen sind dann nicht Ausdruck hoher Richtungsselektivität, sondern Auswirkungen stochastischer Prozesse. Mit optimierter Mittelungszeitkonstante sind Fehlinterpretationen aber kaum zu erwarten – falls nötig, lassen sich Schwankungen durch Mitteln über mehrere Umläufe reduzieren.

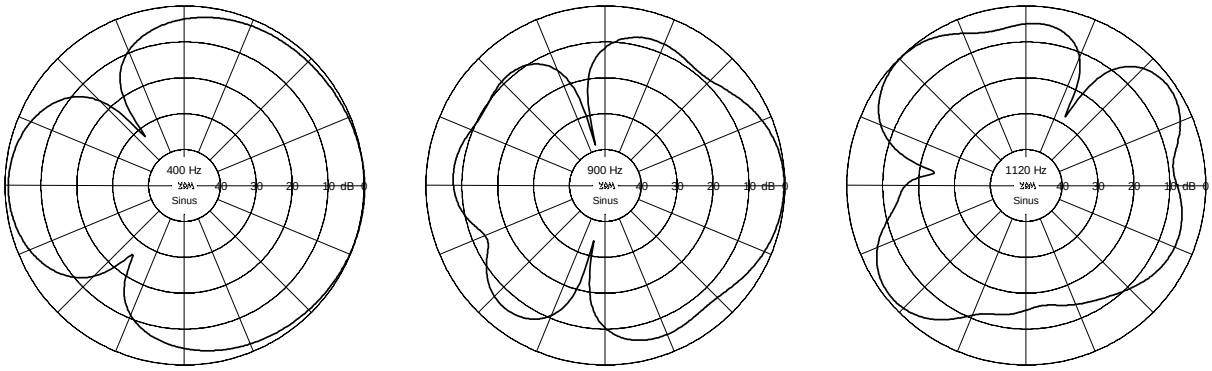


Abb. 11.44: Horizontal-Richtdiagramme, mit Sinus gemessen. 12"-Lautsprecher im AD60-VT-Gehäuse.

Der in ein luftdichtes Gehäuse eingebaute Lautsprecher wirkt tieffrequent als Kugelquelle, mit einer rückwärtigen Gehäuse-Öffnung entsteht ein Dipol. Die Federsteifigkeit der im Gehäuse enthaltenen Luft bildet aber zusammen mit der inerten (massedominierten) Strahlungsimpedanz der Öffnung ein phasendrehendes akustisches Filter, weshalb die Richtdiagramme nur im Bereich ganz tiefer Frequenzen die Form einer (logarithmierten!) Acht annehmen. Schon bei 200 Hz ist hiervon fast nichts mehr zu bemerken, das Horizontaldiagramm nähert sich der Kreisform. **Abb. 11.45** vergleicht den Original-VOX mit einer Variante, deren Gehäuse-Rückwand mit einem Brett verschlossen wurde. Vollkommen dicht ist diese Variante aber nicht: Die zur Verstärker-Belüftung vorgesehenen Schlitze lassen auch Schall durch. In **Abb. 11.46** sind Horizontaldiagramme gegenübergestellt (AD60-VT mit offener/geschlossener Rückwand, im RAR mit Terzrauschen gemessen).

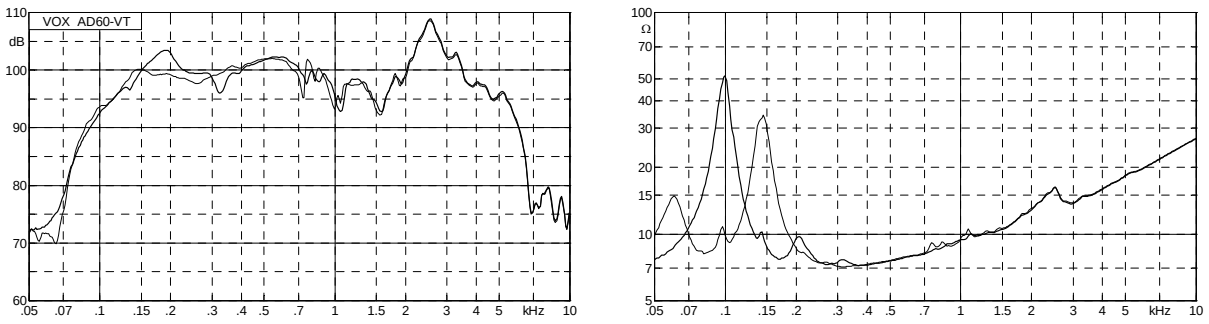


Abb. 11.45: VOX AD60-VT: Gehäuserückwand mit Brett verschlossen (——), Originalzustand (**——**).

© M. Zollner 2008

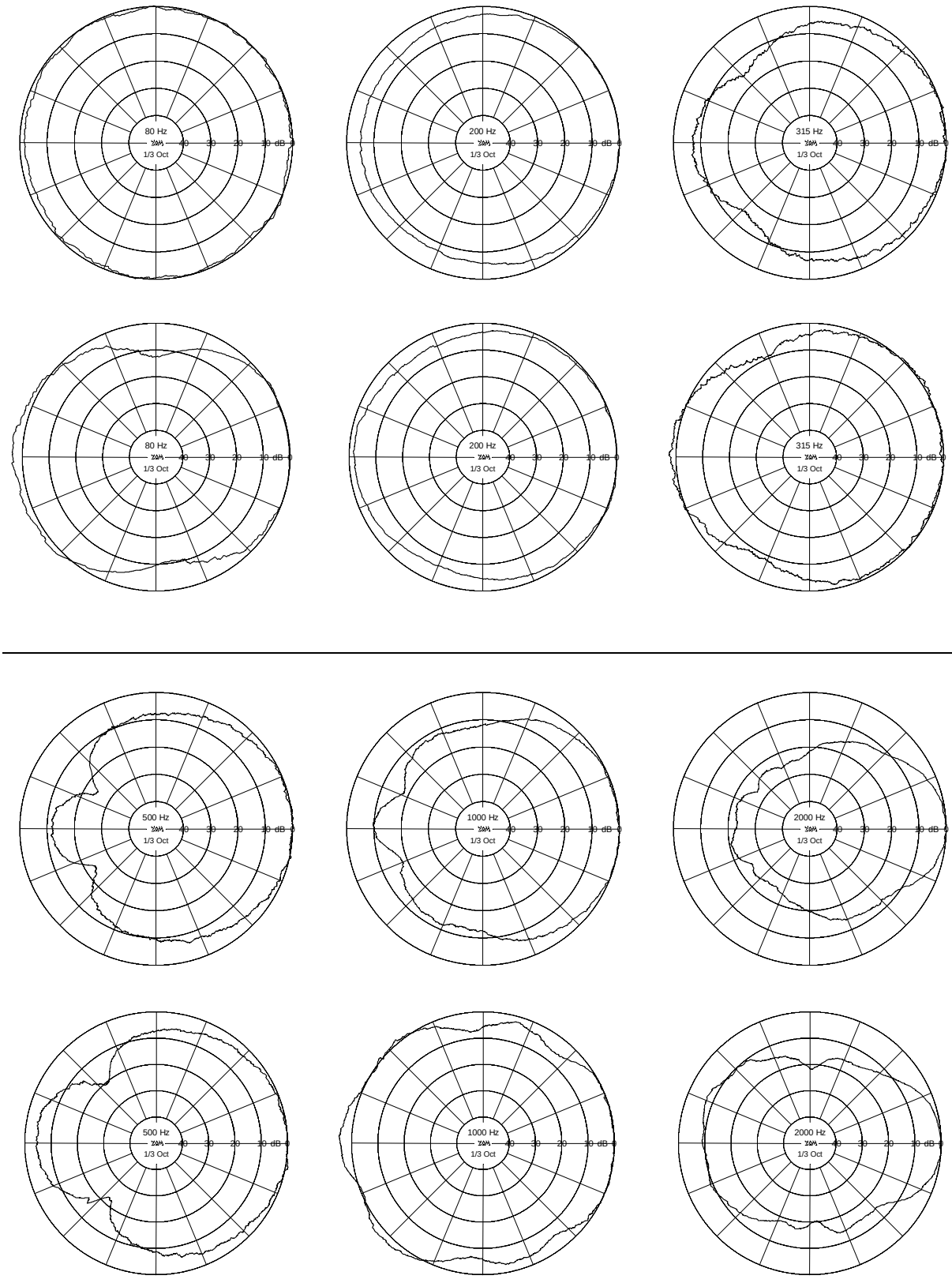


Abb. 11.46: Horizontal-Diagramme bei abgedichteter (1. und 3. Zeile) bzw. offener Rückwand des AD60-VT. Bei 80 Hz beginnt die Dipolcharakteristik sichtbar zu werden, bei 200 Hz sind hingegen kaum Unterschiede zu sehen. Bei 315 Hz strahlt das offene Gehäuse nach hinten 10 dB mehr ab als das geschlossene, eine Tendenz, die sich zu hohen Frequenzen hin fortsetzt. Teilweise wird beim offenen Gehäuse nach hinten mehr abgestrahlt als nach vorne, eine Eigenschaft, die auf einer Impedanztransformation (des Gehäusehohlraums) beruht.

© M. Zollner 2008

Wie stark das Gehäuse Einfluss auf die Schallbündelung nimmt, ist in **Abb. 11.47** dargestellt. Alle Messungen erfolgten im selben Gehäuse, einmal rückseitig offen, einmal geschlossen. Bei beiden Gehäuse-Varianten zeigt der 10"-Lautsprecher im Bereich höherer Frequenzen die geringere Bündelung – die gehäusespezifischen Unterschiede überwiegen aber bei weitem die lautsprecher- bzw. durchmesserspezifischen. Dass das Bündelungsmaß bei 315 Hz negativ wird, ist wieder dem nach vorne abgestrahlten Direktschall zuzuordnen, der bei dieser Frequenz ein Interferenz-Minimum (rückseitige Beugungswelle) aufweist.

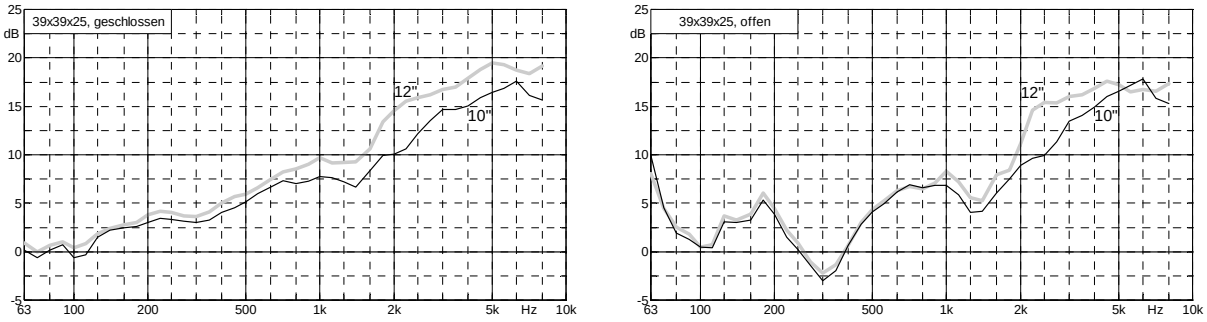


Abb. 11.47: Vergleich der Bündelungsmaße im geschlossenen bzw. im offenen Gehäuse; G12-M vs. P10-R.

Werden in ein Gehäuse mehr als ein Lautsprecher eingebaut, erhöht sich die Bündelung, weil damit die Membranfläche wächst. In **Abb. 11.48** sind hierzu Messungen dargestellt, die diese Pauschalaussagen im Prinzip bestätigen. Im Detail erkennt man aber auch Abweichungen, weil sich zum einen die Gehäuseformen unterscheiden, und zum anderen das Verhältnis zwischen der nach vorne bzw. nach hinten abgestrahlten Schallleistung lautsprecherspezifisch ist. **Abb. 11.49** schließlich stellt die Bündelungsmaße von Lautsprecherboxen vor, die den ganzen (für Musikübertragung relevanten) Frequenzbereich abstrahlen sollen ("Fullrange"). Ihr Bündelungsmaß sollte möglichst gleichmäßig ansteigen, was der Quinto gut gelingt.

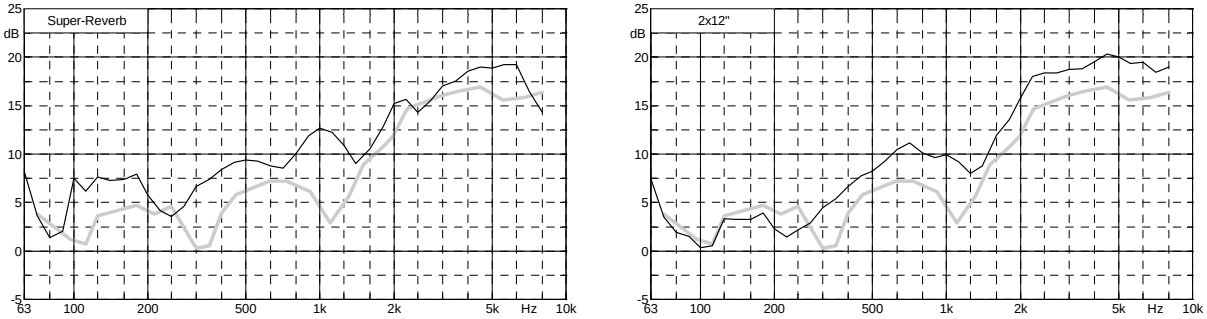


Abb. 11.48: Links: Fender Super-Reverb, 4x10", Jensen P10-R; rechts: typische 2x12"-Box, Celestion G12-M. Graue Kurve = VOX AD60-VT (1x12") zum Vergleich. Jeweils Bündelungsmaß als Funktion der Frequenz.

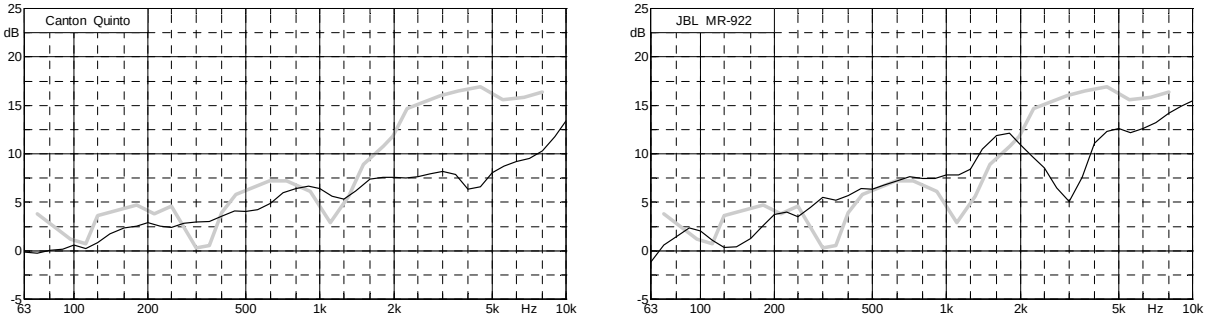


Abb. 11.49: Bündelungsmaß einer HiFi-Box (links) bzw. einer kleinen Bühnen-Fullrangebox (rechts).
Graue Kurve = VOX AD60-VT (1x12") zum Vergleich. Jeweils Bündelungsmaß als Funktion der Frequenz.

© M. Zollner 2008

Die großflächigen **15"-Lautsprecher** müssten eigentlich besonders stark bündeln – die Messungen bestätigen diese Hypothese aber nur zum Teil (**Abb. 11.50**). Sowohl beim Fane als auch beim Powercell nimmt das Bündelungsmaß im obersten Frequenzbereich wieder ab, was möglicherweise mit den großen Kalotten dieser Lautsprecher zusammenhängen könnte: Beide haben luftdichte, als Hochtonstrahler wirkende Staubschutz-Kalotten, deren Durchmesser natürlich nicht 38 cm, sondern nur ca. 10 cm beträgt. Zu dieser Vermutung wurden allerdings keine weitergehenden Messungen durchgeführt.

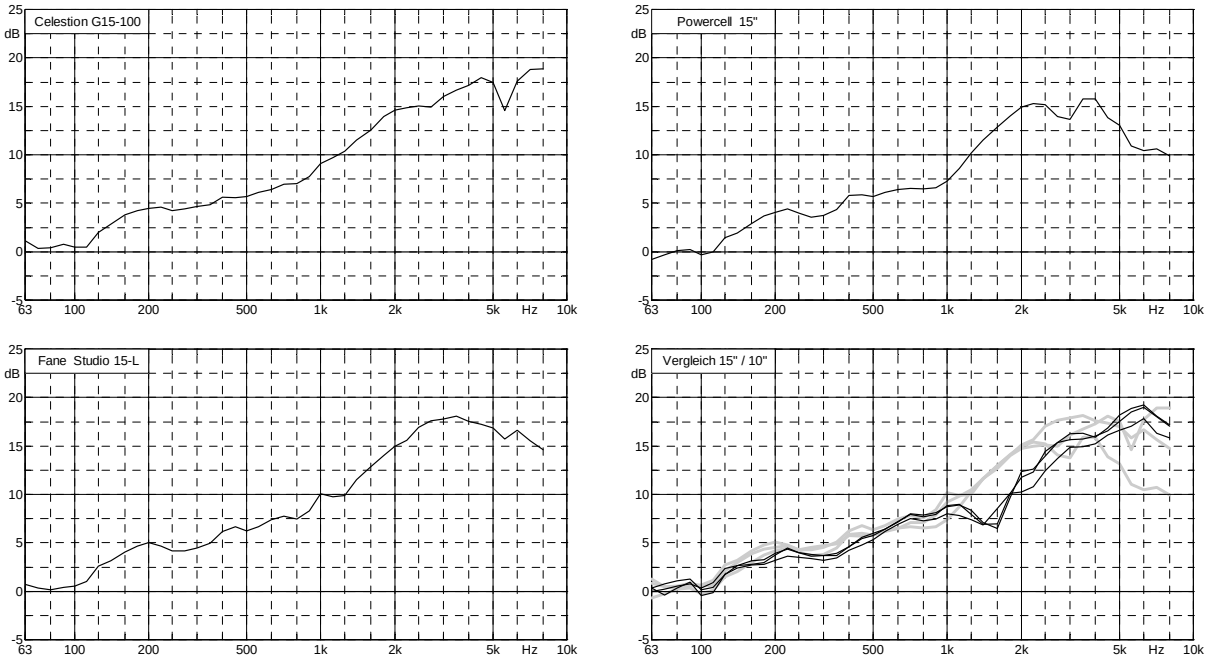


Abb. 11.50: Bündelungsmaße von 15"-Lautsprechern. Rechts unten: Vergleich 15"- gegen 10"-Lautsprecher.

Das letzte Bild in Abb. 11.50 zeigt einen Vergleich zwischen 15"- und **10"-Lautsprechern**. Bis 1 kHz halten sich die Unterschiede doch sehr in Grenzen, erst darüber kann von einem echten Spezifikum gesprochen werden. Nach der einfachen Kolbenmembran-Theorie müssten sich 3.5 dB Unterschied ergeben, allerdings: Da wird eine unendliche Schallwand vorausgesetzt, während die gemessenen Lautsprecher in unterschiedlich große luftdichte Gehäuse eingebaut waren (10" $\Rightarrow$ 39x39x25 cm^3, bzw. 15" $\Rightarrow$ 40x74x36 cm^3).

Abschließend soll noch kurz auf eine Besonderheit der 2x12"-Combos eingegangen werden: Fast immer sind in diesen Gehäusen die Lautsprecher horizontal *nebeneinander* angeordnet, während bei Beschallungsanlagen die Lautsprecher in einer Säule *übereinander* montiert werden. Die vertikal stehende Säule bietet den Vorteil, dass sich die vertikale Bündelung erhöht (weniger Schall an Decke und Boden), während horizontal eine breite Abstrahlung erhalten bleibt. Dass dies beim 2x12"-Combo genau anders herum realisiert wurde, dürfte zum einen der visuellen Anmutung, zum andern dem Verstärkereinschub zuzuschreiben sein: Man braucht ganz schön viel Platz, um (wie im Twin-Reverb) 11 Drehknöpfe nebeneinander anzuordnen. Fenders erster Versuch mit hohen Gehäusen und zweireihig platzierten Drehknöpfen ging bei der Solid-State-Serie allerdings kräftig daneben ("hässliche Kühlschränke"). Bezüglich der Bündelung hätte die hohe schlanke Bauform aber durchaus Vorteile.

© M. Zollner 2008

11.5 Wirkungsgrad und maximaler Schallpegel

Ist ein 100-W-Lautsprecher doppelt so laut wie ein 50-W-Lautsprecher? Eine häufig gestellte Frage – ein häufiges Missverständnis. Die Watt-Angabe eines Lautsprechers besagt lediglich, welche maximale Leistung dieser Lautsprecher aufnehmen darf, sie ist keine Aussage über die abgegebene Leistung. Wenn man in ein Lautsprechergehäuse vier 100-W-Glühbirnen einbaut, darf man "400-W-Box" draufschreiben – viel Schall entsteht dabei aber noch nicht.

Streng genommen müsste man bei der aufgenommenen Leistung nach Wirk-, Blind- und Scheinleistung unterscheiden, die Praxis vereinfacht hier aber: Jedem Lautsprecher sollte vom Hersteller ein **Nennwiderstand** *R* zugewiesen werden (z.B. 16 Ω), und daraus ergibt sich, zusammen mit der Maximalleistung, die **Maximalspannung**: $U = \sqrt{P \cdot R}$. Ein 16-Ω-Lautsprecher, dessen Maximalleistung 100 W beträgt, darf mit einer maximalen Effektivspannung von 40 V betrieben werden. Hierbei sind aber noch Einschränkungen zu beachten: 40 V Gleichspannung dürfen nicht anliegen, obwohl auch hiermit gerade 100 W erreicht werden – aber sie würden den Lautsprecher zerstören. (Für Gleichspannungsbetrieb geben die Hersteller gar keine Grenzwerte an). Typisch wären bei einem Gitarrenlautsprecher Gitarrentöne, jedoch ist diese Signaldefinition zu allgemein. Als Kompromiss wählt man deshalb häufig speziell gefilterte Rauschsignale, z.B. das **EIA-Rauschen** (RS-426-A, RS-426-B), oder das **IEC**-268-1-Rauschen, oder das **AES**-2-1984-Rauschen, oder das **DIN**-45573-Rauschen, oder andere, speziell definierte Signale. Die dann (je nach Spezifikation) 8 oder 100 oder 300 Stunden auf den Lautsprecher einwirken müssen, ihn aber nicht zerstören dürfen. Hält der Lautsprecher z.B. 100 W gemäß einer dieser Normen aus, schreibt der Vertrieb 100 W drauf. Oder 200 W. Denn auch das gibt es: Weil im praktischen Betrieb die Belastung angeblich geringer ist, wurde "CONTINUOUS PROGRAM POWER" definiert, eine Leistungsangabe, die um 100% über den mit Rauschen ermittelten Grenzleistungen liegt. Man sieht: Leistungsangaben sind firmenspezifisch, sie erschließen sich nicht mit *U=RI* und *P=UI*. Das ist ähnlich wie bei Endstufen: Sagt der französische Hersteller auf der Frankfurter Musikmesse leicht genervt auf die Frage, warum sein mit 90 W spezifizierter Verstärker nur 55 W bringt: "Das sind französische Watt." Ah oui, naturellement.

Auch der **Nennwiderstand** eines Lautsprechers erschließt sich dem Suchenden nicht auf den ersten Blick. Ist's der Gleichstromwiderstand, der Minimal-, der Maximalwiderstand? Nein, keiner dieser drei. Die Impedanz *Z*(*f*), also der Betrag des komplexen Widerstandes, hängt beim Lautsprecher stark von der Frequenz ab: Bei 0 Hz beträgt *Z* z.B. 6.5 Ω, bei der Resonanz (110 Hz) steigt *Z* auf z.B. 75 Ω, bei 300 Hz werden fast wieder 6.5 Ω erreicht, ab dann nimmt *Z* zu hohen Frequenzen hin kontinuierlich zu[♣] (**Abb. 11.51**). Mit einem Einzahlwert lässt sich diese Kurve nicht spezifizieren, deshalb entwickelt jeder Hersteller eine (andere?) Methode, um zu *einem* Wert zu gelangen. Da wird z.B. der Impedanzwert bei 1 kHz genommen. Warum gerade 1kHz? Weil das eine häufig verwendetet Normfrequenz ist. Oder bei 800 Hz. Weil da die empfohlene Übernahmefrequenz liegt. Oder bei 400 Hz, man will sich ja vom Wettbewerb distanzieren. Oder man schreibt gleich aufs Etikett: "Impedanz 4 – 8 Ω". Was nun nicht heißt, dass die Impedanz dieses Lautsprechers zwischen 4 und 8 Ω liegt, sondern dass er für Verstärker empfohlen wird, die ihrerseits Lautsprecher mit Impedanzen von 4 oder 8 Ω empfehlen. Ah ja. Da verwundert es auch nicht mehr, wenn bei den Janz Besonderen Lautsprechern unumwunden zugegeben wird: "The JBL 2215B Professional Series Loudspeaker is rated as 16 Ω, while the LE15A Home Loudspeaker, *which is the same unit*, carries an 8-Ω-rating". Thanks a lot, damit wären nun sowohl die erlaubte Maximalleistung als auch die Impedanz präzise definiert, und ein jeder kann hieraus die erlaubte Maximalspannung ausrechnen. Und bei Rauchzeichen empfiehlt JBL: Turn it down!

[♣] Gehäuse- und Membranresonanzen siehe Kap. 11.3 und 11.8.

© M. Zollner 2008

Wann geht eigentlich ein Lautsprecher kaputt? Die häufigsten Ausfallursachen sind zu hohe Schwingspulentemperatur (zu hohe Wirkleistung), oder zu große Membranauslenkung. Wobei diese beiden Effekte sich gegenseitig beeinflussen können: Große Membranauslenkung sorgt u.U. für verstärkte Kühlung der Schwingspule und ermöglicht eine etwas höhere Grenzleistung. Da bei Stromeinprägung die Auslenkung oberhalb der Resonanzfrequenz näherungsweise mit $1/f^2$ fällt, sind große Auslenkungen nur im Bassbereich zu finden – dies ist ein Grund, warum die Resonanzfrequenz des Gitarrenlautsprechers nicht bei 20 Hz, sondern bei 80 – 110 Hz liegt. Ein anderer Grund ist, dass man als Gitarrist nicht dem E-Bass in die Quere kommen möchte – dieser ist nun mal für das Low-End prädestiniert. Was aber nicht heißt, dass der Gitarrist damit generell dem High-End-Bereich zuzuordnen wäre.

Dem Musiker wird es in der Regel egal sein, was genau seinen Lautsprecher zerstört hat, nachdem er "das Volume" von 5 auf 10 aufgedreht hat. Aufdrehen *musste*, weil er sonst nicht mehr gehört worden wäre (die Keys waren nämlich kurz zuvor ebenfalls auf 10 gegangen). Und nun ist der Speaker kaputt, überlastet, wie der Roadie fachkundig attestiert. Das passiert, wenn der Verstärker mehr Leistung liefert, als der Lautsprecher verkraften kann. Und wie viel verkraftet der Lautsprecher? Das hatten wir schon, siehe oben. Andere Frage: Wie viel liefert eigentlich der Verstärker? Zumindest dieser Wert müsste sich doch mit ausreichender Genauigkeit messen lassen? Im Prinzip schon, aber: Beim Gitarrenverstärker wird oft auf Gegenkopplung verzichtet, eine Leistungsangabe bei z.B. 1% Klirrfaktor macht da keinen Sinn. Stattdessen wird häufig einfach die Verstärkung bis zum sichtbaren Clipping erhöht, und daraus wird ein Leistungswert berechnet. Gerne bei 1 kHz, gerne am Nennwiderstand. Welche Ausgangsleistung der Verstärker an einen realen Lautsprecher abgeben kann, was er insbesondere bei Übersteuerung erzeugt, bleibt unbekannt. Und so schreibt dann der Service-Techniker im Internet, er habe noch nie einen 100-W-Marshall gesehen, der 100 W erzeugt hätte; das waren immer 140 W, oder sogar 160 W. Andererseits kämpft sich aber auch die Frage nach oben, wie denn ein AC-30 mit seiner kontinuierlich überlasteten Endstufe 30 W erzeugen könne, wo doch die EL84 im Quartett nur mit 24 W spezifiziert ist. Halten wir also fest: Sowohl die erzeugte Verstärkerleistung , als auch die Lautsprecherbelastbarkeit könnten mit guter Genauigkeit gemessen werden – der Markt hat aber seine eigenen Standards gefunden, die "nicht immer" mit Messtechnik-Normen übereinstimmen.

Der Markt – das ist der Schlüssel zum Verständnis. Fenders Pro-Reverb hatte 40 Watt, das waren 5 Watt mehr als beim Vibrolux. Celestions G-12-Lautsprecher erhielten Ende der 60er den dringend erwarteten Leistungsschub von 25 auf 30 W. Endlich erwachsen! Man erkennt Parallelen zum Automarkt: Der 220er ist doch schon ganz was anderes als der 219er. Einerseits gibt es also klassifizierende Leistungsangaben, die einen 10%-igen Unterschied als relevant hinstellen – andererseits scheinen Unterschiede von 50% und mehr im Bereich reiner Willkür zu liegen. Man kann sich des Eindrucks nicht erwehren, dass der Vertriebsleiter vor der großen Musikmesse noch schnell die Reparaturstatistik studiert, und wenn dann der 12-50 fast keine Ausfälle zeigt, erhält er statt des grauen ein rotes Cover und mutiert zum 12-65-S. Wie meinte schon Cicero: O Tempora, o Mores (Wo ein Markt ist, ist auch ein Weg). Das soll nun nicht heißen, dass Leistungssteigerungen ausschließlich im Prospekt stattfinden. Von den 12 W der ersten 1,25"-Papier-Schwingspulenträger zu über 200W bei 3"-Polyimid-Trägern hat schon eine mächtige Entwicklung stattgefunden. Die im Einzelfall aber hinterfragt werden muss: Der Vintage-30 (12", 60 W) wird mit 100 dB "average Sensitivity" angegeben, der Powercell 12-150 (12", 150 W) mit 94 dB. Merke: "6 dB weniger" bedeutet, dass bei gleicher Leistungszufuhr nur mehr 1/4 der Schallleistung rauskommt. Für gleiche Leistungsabgabe müsste man dem Powercell also 240 W zuführen. Das ist jenseits des Power-Limits, also lieber zwei davon kaufen. Powercell? Eher Powersell!

© M. Zollner 2008

Verbleiben wir noch einen Moment beim Begriff "**average Sensitivity**". Es besteht – eher unüblich für die Branche – Einigkeit, dass man hiermit den Schallpegel spezifiziert, der in 1m Entfernung mit 1 W elektrischer Leistung erzeugt werden kann. Allerdings: Dieses eine Watt wird nicht wirklich erzeugt, stattdessen legt man die Spannung an den Lautsprecher, die am reellen Nennwiderstand 1 W erzeugen würde (4 V_{eff} bei 16 Ω). Hat der Lautsprecher nicht 16, sondern nur 12 Ω, bekommt man allein dadurch 1.25 dB geschenkt (was im Prospekt aus mickrigen 99 dB stattliche 100 dB macht). Und über welchen Frequenzbereich zu mitteln ist, wird im Zweifelsfall firmenspezifisch definiert. Lassen wir einen Hersteller zu Wort kommen:

The Sensitivity represents one of the most useful specifications published for any transducer. It is a representation of the efficiency and volume you can expect from a device relative to the input power. Gut so – das musste mal definiert werden. Weiter im Text geht's allerdings mit: *Loudspeaker manufacturers follow different rules when obtaining this information – there is not an exact standard accepted by the industry*. Ah ja. Verlassen wir also die Welt der Datenblätter und betrachten, was die theoretische **Elektroakustik** bietet. Eine Kugelquelle, die im freien Schallfeld in 1 m einen Schallpegel von 100 dB erzeugt, produziert eine Schallleistung von ca. 126 mW [3]. Gitarrenlautsprecher erreichen diese 100 dB @ 1m schon bei ca. 1 W Leistungsaufnahme, ihr Wirkungsgrad wäre damit 12.6% – wenn denn die Abstrahlung kugelförmig wäre. Im relevanten Frequenzbereich ist jedoch einerseits mit Bündelung zu rechnen, andererseits übertreffen viele Lautsprecher die 100 dB @ 1m, sodass in summa Wirkungsgrade bis etwa 10% die Grenze für einzelne Membran-Lautsprecher darstellen. HiFi-Boxen erreichen oft nur 0.1%, wohingegen Hornlautsprecher auf über 25% Wirkungsgrad kommen können[♣]. Somit wird also nur der kleinere Teil der zugeführten Leistung in Schall umgewandelt, der größere Teil ist **Wärme**. Kein Wunder, dass Schwingspulen zerstört werden, wenn von zugeführten 100 W über 90 W den dünnen Draht erhitzen. Wie allgemein bekannt, sorgt schon ein 30-W-Lötkolben für mächtig viel Hitze, die Schwingspule muss also viel aushalten können: 200° C (und mehr) entstehen bei Volllast, das halten nur sehr spezielle Materialien aus. Zur Temperaturerniedrigung gibt's nur zwei Möglichkeiten: Die Leistungszufuhr reduzieren (turn it down), oder die Wärmeabfuhr erhöhen. Die erste Maßnahme obliegt dem Musiker, die zweite dem Hersteller (konstruktive Gestaltung der magnetführenden Polstücke, verbreiterte Polplatte, Pole-Piece-Vent etc.).

Um genauere Daten zum Lautsprecherwirkungsgrad zu bekommen, wurden an einigen Gitarrenlautsprechern **Messungen** durchgeführt. Mit Präzisions-Messgeräten, aber in nur mäßig präzisen Messräumen. Der zur Verfügung stehende Reflexionsarme Raum (**RAR**) absorbiert mit seinen 80 cm langen Glasfaserkeilen ab 100 Hz ausreichend gut, darunter stören Raumresonanzen. Der Hallraum (**HR**) ist mit 220 m^3 zwar groß genug, seine Diffusität war aber (mangels Diffusoren und wegen ungeeigneter Einbauten) nicht optimal. Die folgenden Ergebnisse können somit nicht generell ± 1dB Messgenauigkeit beanspruchen, sind aber gleichwohl für orientierende Aussagen brauchbar. Messungen im RAR (B&K 4190) erfolgten in 3 m Abstand zur Schallwand, wurden zur besseren Vergleichbarkeit aber auf 1 m umgerechten: $L_{1m} = L_{3m} + 9.5$ dB. Bei Sweep-Messungen waren 2.83 V_{eff} eingeprägt, bei Terz-Messungen war die Spannung je Terz konstant (Rosa Rauschen + Terzfilterung). Die Messungen der Polardiagramme erfolgten im RAR mit terzbreitem Rauschen, Drehtisch B&K 3922, d = 3 m. Messungen im Hallraum (B&K 4135) erfolgten auf einer schrägen Kreisbahn (∅ = 3 m), über die energetisch gemittelt wurde. Die meisten Hallraum-Messungen wurden mit zu 50% überlappendem, terzbreitem Rosa Rauschen (IEC 1260 class 0) durchgeführt, $U_{Terz} = 0.5$ V_{eff}. Analyse-Software: CORTEX-Viper, Matlab.

[♣] H. Fleischer: Hörner endlicher Länge, Forschungsbericht aus dem Institut für Mechanik, HSBw, 1994.

© M. Zollner 2008

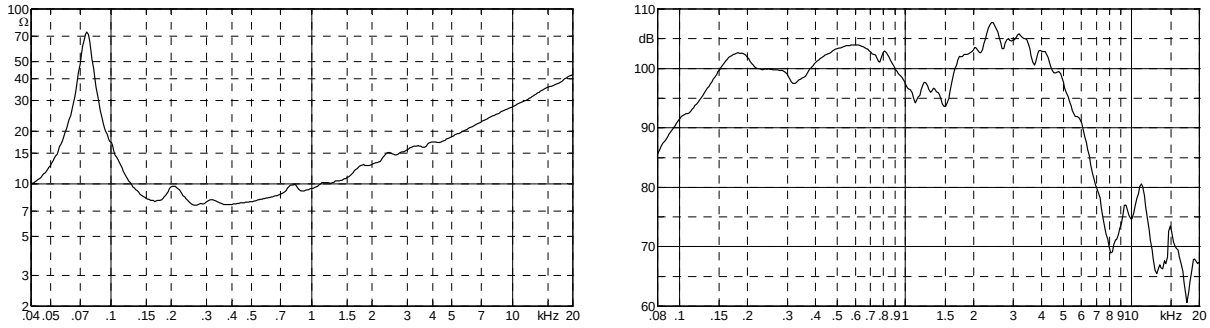


Abb. 11.51: Impedanzbetrag (links), Schallpegel im RAR (Lautsprecher in VOX AD60-VT eingebaut).

Der in **Abb. 11.51** analysierte Lautsprecher ist ein **blauer Celestion**, gemeinhin als "die Legende" bezeichnet, weil er in den berühmten frühen VOX-Verstärkern und den nicht minder berühmten frühen Marshall-Boxen zum Einsatz kam. Diesem Lautsprecher wird ein sagenhafter Wirkungsgrad attestiert, der – glaubt man dem Internet – auf das damals verwendete Magnetmaterial (Alnico) zurückzuführen ist. Und tatsächlich: Mit 1 W erzeugt er in 1 m Abstand bis zu 108 dB! Unter Fernfeldbedingungen ergibt das eine Intensität von 63 mW/m^2, woraus mit 12.6 m^2 Kugeloberfläche 0.79 W Schallleistung werden. Bzw. 79% Wirkungsgrad. Wirklich?

Keine Frage, dieser Lautsprecher ist gut, sein Wirkungsgrad ist hoch, aber niemals 79%. Bei 2.5 kHz darf keinesfalls mehr von kugelförmiger Abstrahlung ausgegangen werden, der o.a. "Wirkungsgrad" ist mit dem zugehörigen Bündelungsgrad zu multiplizieren [3]. Und wenn man schon bei den Korrekturfaktoren ist: Die aufgenommene Wirkleistung ergibt sich ja auch nicht zu $P = U^2/R_{\text{Nenn}}$, sondern aus dem tatsächlichen Realteil der elektrischen Impedanz.

Zunächst zur **Richtcharakteristik** (Richtungsmaß, [3]): Lautsprecher-Hersteller geben als Übertragungsfrequenzgang (wenn überhaupt) die "auf Achse" ermittelte Kurve an. Der Lautsprecher strahlt Schall aber nicht nur nach vorne, sondern nach allen Seiten ab. Dieses Verhalten erfasst man entweder durch richtungsabhängige Übertragungsmaße, oder durch frequenzabhängige Richtungsmaße. Also: Pegel über der Frequenz für verschiedene Richtungen, oder Pegel über der Richtung für verschiedene Frequenzen (Kap.11.4). Unterstellt man rotationssymmetrische Schallabstrahlung, reichen Bündelungsmessungen in *einer* Ebene. In **Abb. 11.52** sind zwei Richtdiagramme dargestellt, gemessen an einem Combogehäuse, dessen Rückwand eine 49 cm x 21 cm große Ausgleichsöffnung aufweist. Wider Erwarten ergibt sich bei 180 Hz eine fast kreisförmige Abstrahlung, keine Dipol-Acht (Details siehe später), bei 2.5 kHz zeigt sich hingegen eine typische Hochtonbündelung – trotz Rückwand-Öffnung.

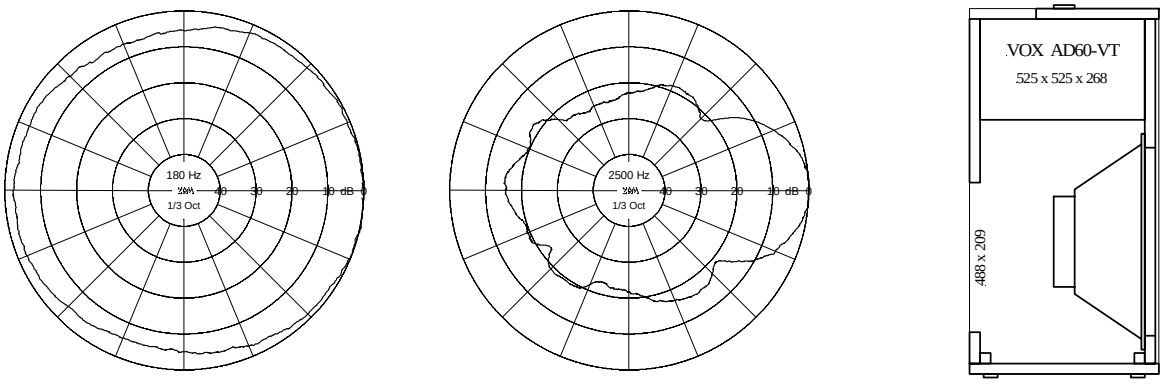


Abb. 11.52: Horizontal-Richtdiagramme bei zwei verschiedenen Frequenzen; VOX AD60-VT.

© M. Zollner 2008

Der **Wirkungsgrad** η ist eine leistungsbezogene Größe: Schallleistung / Stromleistung, oder etwas präziser: Akustische Wirkleistung P_{ak} / elektrische Wirkleistung P_{el}. Betreibt man den Lautsprecher mit Spannungseinprägung, erhält man P_{el} über $P_{el} = U^2 / \mathrm{Re}(\underline{Z})$. Den Realteil der elektrischen Impedanz zu ermitteln ist nicht besonders schwierig, bei der vom Lautsprecher abgegebenen Wirkleistung P_{ak} wird's hingegen gleich in zweifacher Weise kompliziert: Die messtechnische Ermittlung erfordert einen großen Aufwand, und dann ist diese Leistung ja von der Lautsprecherumgebung abhängig, also keine Konstante. Das ist wie beim Auto: Der Motor mag ja 400 PS leisten können, aber nicht auf vereisten Straßen. Der akustische Quellwiderstand der Membran, als Quotient von Schalldruck und Schallschnelle definiert, ist relativ groß: Die Membran könnte großen Druck erzeugen, aber bei relativ kleiner Membrangeschwindigkeit. Der Realteil der Strahlungsimpedanz ist hingegen eher klein: Selbst bei relativ großer Membrangeschwindigkeit bleiben die an die Luft übertragenen Kräfte relativ klein, an der Membran entsteht eine erhebliche Fehlanpassung. *Groß* bzw. *klein* sind hierbei aufgabenspezifisch zu sehen, die Literatur [z.B. 3] liefert ergänzende Daten. Die Lautsprechermembran ist beim typischen Betrieb stark unterfordert, wie der Werfer, der einen sehr kleinen Ball wirft: Ob der 10 oder 20 Gramm wiegt, ist unwesentlich, die Geschwindigkeit wird in beiden Fällen ungefähr gleich sein, die Energie des schwereren Balls also ungefähr doppelt so groß, der Wirkungsgrad lastabhängig. Auf den Lautsprecher übertragen: Könnte man die Lastimpedanz vergrößern, würde auch der Wirkungsgrad größer werden. Man kann die Lastimpedanz vergrößern, z.B. indem man den Lautsprecher auf den Boden oder gleich in eine Raumecke stellt, hierbei erhöht sich der Wirkungsgrad. Natürlich nicht unbegrenzt, bei zu hoher Last nimmt die Geschwindigkeit ab. Auch da gibt's Parallelen zum Werfer: Ein 5-kg-Ball wird nicht mehr die Geschwindigkeit des 20-Gramm-Balls erreichen können.

Der Lautsprecherwirkungsgrad ist offenbar nicht leicht zu ermitteln, das mag ein Grund sein, warum die Industrie derartige Größen kaum veröffentlicht. Nach gängiger Theorie kann sich η um den Faktor 8 (!) ändern, wenn der Lautsprecher aus dem RAR in die Ecke eines reflektierenden Raumes gebracht wird. Auch wenn man in der Praxis nicht die jeweiligen Grenzfälle erreicht – selbst der Faktor 2 wäre ja schon ein erheblicher Unsicherheitsfaktor. Ein Weg aus diesem Dilemma führt über die vergleichende Messung im Spezialraum: Beispielsweise werden zwei Lautsprecher im RAR vermessen, als Resultat interessieren aber nicht so sehr ihre absoluten Wirkungsgrade, sondern deren Relation. Findet man im RAR 5% zu 3%, kann man für den realen Raum ein ähnliches Verhältnis erhoffen. Messungen im RAR führen zu ziemlich genauen Ergebnissen, erfordern aber einen großen Aufwand, da die Abstrahlung ja nicht kugelförmig erfolgt, und deshalb sehr viele Messpunkte (bzw. Messbahnen) nötig sind. Des Weiteren ist zu berücksichtigen, dass die **Absorberkeile** eines RAR auch über 100 Hz nicht perfekt absorbieren. Selbst wenn man also den Messbereich auf $f > 100$ Hz begrenzt, liegt kein perfektes Freifeld vor. In dem zur Verfügung stehenden RAR wurden bis 300 Hz Pegelunterschiede von bis zu ±1 dB gemessen, wenn (axial in konstanter Distanz $d = 3$ m gemessen) die Positionen von Lautsprecher und Messmikrofon verändert wurden. 2 dB Unterschied bedeutet beim Wirkungsgrad eine relative Abweichung von 58%, also z.B. 8% statt 5%. Dazu kommen noch all die Toleranzen der Geräte, die – Brüel bewahre – vorbildlich präzise sind, aber eben doch ein kleines Bisschen neben dem Sollwert liegen. Als Autor beschleicht einen ein komisches Gefühl, wenn man eben noch die 35/40-W-Unterschiede der Fender-Verstärker in mildes Spott-Licht tauchte, selbst aber 58% Messunsicherheit produziert. Was soll's, andere Messräume stehen nicht zur Verfügung, und im Hallraum wird's noch ungenauer. Nein, im Ernst: Von all den untersuchten RAR-Positionen wurde die bestmögliche für alle weiteren Messungen beibehalten, vergleichende Aussagen lassen sich hiermit schon zuwege bringen, und über 300 Hz bleiben die Abweichungen bereits unter ±0.5 dB. Und generell gilt: Jede präzisere Messung ist willkommen.

© M. Zollner 2008

Bei **RAR-Messungen** unterstellt man, dass der Lautsprecher eine Schallwelle abstrahlt, die nicht mehr (bzw. kaum mehr) reflektiert wird; trifft sie auf die raumbegrenzenden Glasfaserkeile, wird ihre Schallenergie (fast) vollständig in Wärme umgewandelt. In diesem Betriebszustand lässt sich die **Strahlungsimpedanz** (= der den Lautsprecher belastende Widerstand) für einige Idealfälle berechnen [Beranek, Olsen, Zollner/Zwicker]. In diesem Zustand wird der Lautsprecher aber kaum betrieben, nur selten spielt der Gitarrist im Reflexionsarmen Raum. Das heißt nun nicht, dass RAR-Messungen unsinnig sind, vielmehr sind ergänzende Messungen (und natürlich Hörversuche) in anderen Räumen wünschenswert. Im Gegensatz zu den Wänden des RAR reflektieren normale Wände Schall in erheblichem Maße, zum Lautsprecher kommt eine Schallwelle zurück (eigentlich unendlich viele ...), die Membran strahlt nicht mehr in ein freies Schallfeld, sondern muss gegen den Schalldruck der Reflexionen arbeiten. Da sie aber sowieso unterfordert ist (siehe oben), wird ihre Bewegung hierdurch nur wenig geschwächt, und (bei günstiger Phasenlage) **der Wirkungsgrad erhöht**. Im realen Raum kann der Lautsprecher also mehr Schallleistung abgeben als im RAR – aber u.U. auch weniger, wenn der Lautsprecher beispielsweise in einem Druckknoten steht.

An dieser Stelle empfiehlt es sich, auch einmal einen Blick auf die **elektrische Impedanz** zu werfen. Der Lautsprecher ist ja ein passives Zweitor, Änderungen der Lastimpedanz müssten eigentlich die Eingangsimpedanz verändern. **Abb. 11.53** zeigt, dass dies tatsächlich der Fall ist – aber in eher geringem Maße[♣]. Ein einfacher Grund: Der Wirkungsgrad, der natürlich auch die Impedanztransformation beeinflusst. Oder etwas elementarer: Gegenüber dem ohmschen Schwingspulenwiderstand spielt die Lastimpedanz nur eine untergeordnete Rolle. Der Zusammenhang zwischen Betrag und Realteil der elektrischen Impedanz ist im rechten Bild dargestellt. An den Extremwerten stimmen beide Kurven in etwa überein (hier ist die Impedanz näherungsweise reell), dazwischen ist der Realteil kleiner als der Betrag, wie's bei Impedanzfunktionen sein muss.

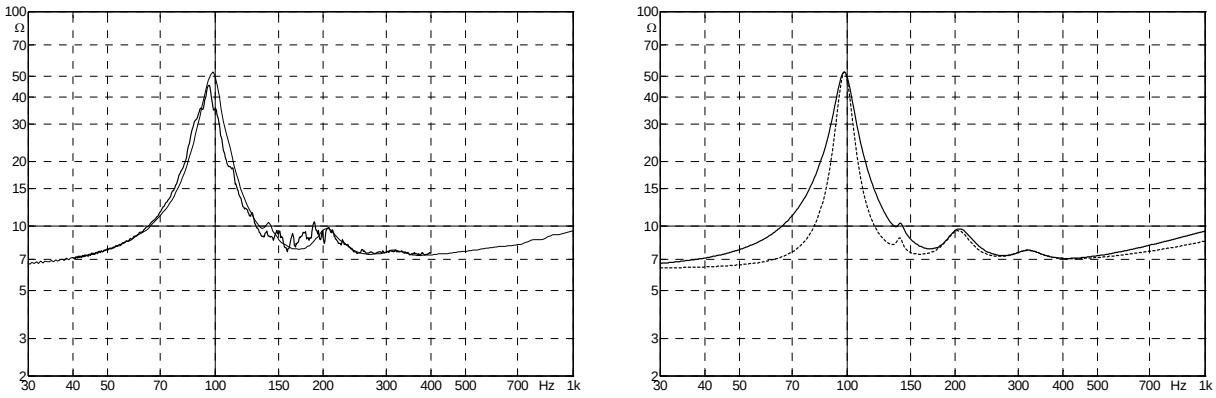


Abb. 11.53: Links: Betrag der elektrischen Lautsprecherimpedanz (RAR ——, Hallraum ———). Im rechten Bild ist der Vergleich zwischen Betrag (——) und Realteil (-----) der elektrischen Impedanz dargestellt (RAR).

Aus diesen Ergebnissen kann man folgende **Näherung** ableiten: Ändert sich die akustische Umgebung eines Lautsprechers, bleibt seine Leistungsaufnahme nahezu unverändert; seine Leistungsabgabe kann sich aber wesentlich ändern (was noch genauer zu untersuchen ist).

♣ Auch da erreicht man schnell 10% Unterschied, der Fokus soll aber auf den Haupteffekten liegen. Die Unterschiede sind außerdem auf den Bereich unter 200 Hz begrenzt; darüber stimmen beide Kurven überein.

© M. Zollner 2008

Nun zum **Hallraum** (HR). Im Idealfall ist dies ein Raum mit stark reflektierenden Wänden, die (außer im Nahbereich der Quelle) für ein **diffuses Schallfeld** sorgen. Also für ein Schallfeld, in dem der Schall mit gleicher Wahrscheinlichkeit aus allen Richtungen am Messpunkt ankommt, und dessen (gemittelter) Schalldruck vom Ort unabhängig ist. Die Ausnahme ist der Nahbereich um die Quelle, der durch den effektiven **Hallradius** begrenzt wird [3]. Ein typischer Hallradius ist 0.5 m (oder weniger), den effektiven Hallradius bekommt man hieraus durch Multiplikation mit der Wurzel aus dem Bündelungsgrad (z.B. 0.5 m x3 = 1.5 m).

Etwas präziser: Im gesamten Hallraum überlagern sich (LZI-System) das freie und das diffuse Schallfeld; nahe bei der Quelle überwiegt das freie Feld, weiter weg überwiegt das diffuse. Bei kugelförmiger (nicht bündelnder) Abstrahlung ist der Bündelungsgrad $\gamma = 1$, die Grenze zwischen freiem und diffusen Feld wird durch den **Hallradius** definiert. Bei bündelnder Abstrahlung muss stattdessen der effektive Hallradius verwendet werden: $r_H^* = r_H \cdot \sqrt{\gamma}$. Durch die verlustarmen Schallreflexionen bilden sich bei breitbandiger Anregung unzählige♣ stehende Wellen aus, wobei die Eigenmodendichte mit steigender Frequenz quadratisch zunimmt. Regt man den Hallraum mit einem (sehr langsamen) Sinus-Sweep an, treten tieffrequent die einzelnen Raumresonanzen deutlich hervor; hochfrequent ergibt sich nur mehr ein Gewirr kleinerer und größerer Zacken (**Abb. 11.54**). Und damit sind wir bei der Grundproblematik der Hallraummessungen angekommen: Diese Maxima und Minima sind stark vom Ort abhängig, sie stellen keine Raumkonstanten dar. Zwar sind die Eigenfrequenzen des Raumes (bei konstanter Temperatur, Feuchtigkeit und Luftdruck) tatsächlich als Konstanten anzusehen, ob und wie die dazugehörigen Schwingungsmoden aber angeregt und gemessen werden, hängt von der Position des Lautsprechers und des Mikrofons ab.

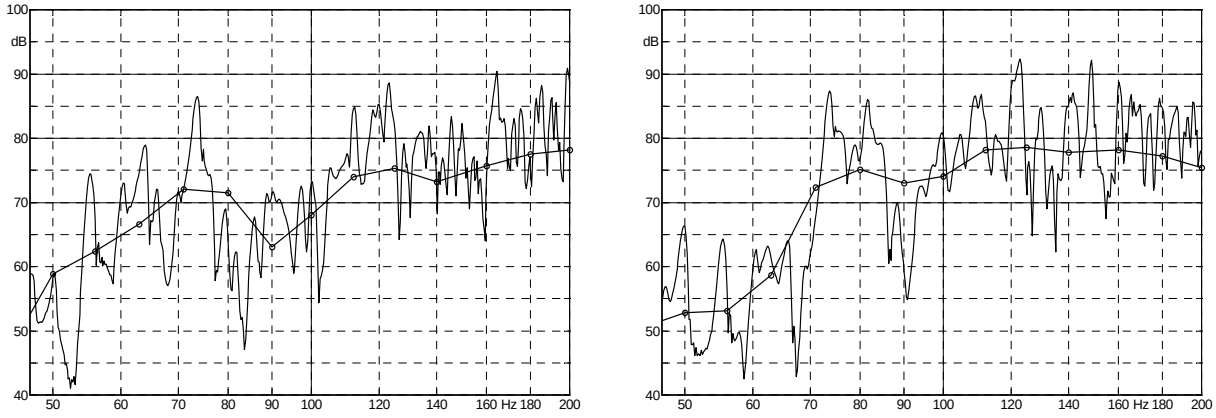


Abb. 11.54: Sweep-Messungen im Hallraum, zwei verschiedene Mikrofonpositionen; •—•—• Terzmittelwerte.

Weil sich im Hallraum beim Verändern der Mikrofonposition die mit Sinus-Sweep ermittelten Resonanz-Zacken schon mal um 30 dB ändern können, misst man üblicherweise nicht mit Sinustönen, sondern mit terz- oder oktavbreitem **Rauschen**. Das aber zu den stochastischen Signalen gehört, und deshalb einer speziellen Messtechnik bedarf. Jede über einen Zeitabschnitt durchgeführte Rausch-Messung stellt einen Stichproben-Mittelwert dar, der jeweils nur als Schätzwert für den wahren Wert der Grundgesamtheit interpretiert werden darf. Deshalb ergeben zwei nacheinander durchgeführte Messungen in der Regel auch nicht denselben, sondern nur zwei ähnliche Messwerte. Geht man von **normalverteiltem Rauschen** aus – in der Raumakustik üblich – streuen die zur Effektivwertbildung benötigten Schalldruckquadrate χ^2-verteilt. Verlängern der Mittelungszeit oder Vergrößern der Bandbreite reduziert die Standardabweichung des Messfehlers [Bendat / Piersol].

♣ Streng genommen sind die Reflexionen schon abzählbar, also: "Sehr, sehr viele".

© M. Zollner 2008

Je tiefer die Mittenfrequenz der Analyseterz, desto kleiner die absolute Bandbreite; die tiefste Terz braucht also die längste Mittelungszeit. Zu f_m = 100 Hz gehören 23 Hz Terzbandbreite, da beträgt die Standardabweichung des normierten Messfehlers ca. 2%. Bei stattlichen 30 s Mittelungszeit! Legt man dann – wie in der Statistik häufig der Fall – die Grenzen des **Vertrauensintervalls** auf $\mu \pm 3\sigma$, so weichen 99.7% aller Messwerte um weniger als ± 0.5 dB vom wahren Wert ab. Das Terzpegelspektrum der Lautsprecherspannung kann mit 30 Sekunden Mittelungszeit also in ausreichender Genauigkeit gemessen werden. Das terzbreite Schalldruckspektrum des Hallraumes kann nach dieser Vorschrift zwar auch ermittelt werden, hierbei ist aber zu berücksichtigen, dass der Schallpegel (stochastisch) von der Zeit, und zusätzlich vom Ort♣ abhängt. Ein für das Diffusfeld repräsentativer Pegel ergibt sich erst, wenn die Anzahl der Raumresonanzen pro Terz ausreichend hoch ist. Ohne zu sehr ins Detail zu gehen: Unter 100 Hz ist dies sicher nicht der Fall (Abb. 11.54), und auch über 100 Hz sind noch deutliche Pegelunterschiede zu erkennen (**Abb. 11.55**). Die Pegelmessung erfolgte deshalb nicht an einem Punkt im Hallraum, sondern mit rotierendem Mikrofon.

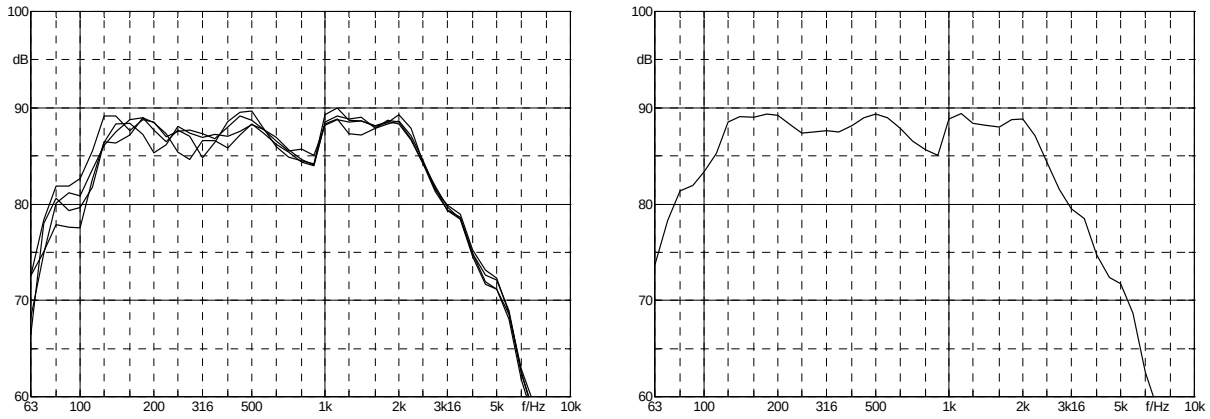


Abb. 11.55: Hallraum-Terzpegel, an vier Positionen mit ortsfestem Mikrofon gemessen (links). Das rechte Bild zeigt eine örtliche Mittelung über einen (nicht wandparallelen) Kreis mit 3 m Durchmesser.

Für einen Umlauf auf der 9.4 m langen Kreisbahn benötigt das Messmikrofon 80 s. Damit ist sowohl zeitlich als auch räumlich eine ausreichende Mittelungsgenauigkeit erreicht – zumindest im Rahmen der gewählten Aufgabenstellung. Der durch energetische Mittelung über die Kreisbahn gewonnene Schallpegel L ergibt zunächst die Intensität $I = 10^{-12}$ W/m^2 $\cdot 10^{L/10\text{dB}}$, woraus die Schallleistung P_{ak} berechnet werden kann:

$$P_{ak} = 0.038\text{m}^2 \cdot \left(1 + S\lambda/8V\right) \cdot \frac{V/\text{m}^3}{T_N/\text{s}} \cdot I \qquad \text{Schallleistung}$$

Hierbei ist S die Raumoberfläche, λ die Wellenlänge, V das Raumvolumen und T_N die Nachhallzeit. Der Klammerausdruck stellt die sog. Waterhouse-Korrektur♥ dar, die Energiekonzentrationen in Wandnähe berücksichtigt.

Als Beispiel: Für 100 dB Schalldruckpegel erhält man mit V = 220 m^3 und T_N = 2 s im hochfrequenten Bereich eine Schallleistung von 42 mW. Der kleine Unterschied zwischen dem Intensitätspegel L_I und dem Schalldruckpegel L_p ($L_I = L_p$ – 0.2 dB) wird beim Vorfaktor 0.038 berücksichtigt.

♣ Die Ausbreitung und Reflexion jeder einzelnen Welle unterliegt einem determinierten Prozess.
♥ Waterhouse R.V., JASA Vol. 27, March 1955.

© M. Zollner 2008

Nachdem nun für den Reflexionsarmen Raum (RAR) und den Hallraum (HR) Messaufbauten zur Schallpegelbestimmung geschaffen worden waren, konnte mit der Messung der abgestrahlten Leistung begonnen werden. Zunächst an zwei Objekten:

- Einem 8"-Lautsprecher (*Eminence α-8*), eingebaut in ein dichtes Gehäuse (22x30x18),
- Einem 12"-Lautsprecher (*Celestion blue*) im offenen VOX AD60-VT (Abb. 11.52).

Abb. 11.56 zeigt die Messergebnisse. Die RAR-Messungen wurden in 3 m Distanz ermittelt, aber auf 1 m umgerechnet (L + 9.5 dB). Die HR-Messungen erfolgten durch Mittelung über die Kreisbahn, wie umseitig beschrieben; der im Diffusfeld gemessene Pegel wurde auf 1 m umgerechnet. Testsignal war Rosa Rauschen, terzbreit gefiltert (IEC 1260 class 0), die am Lautsprecher anliegende Terzspannung betrug bei beiden Messungen 2.8 V_{eff}.

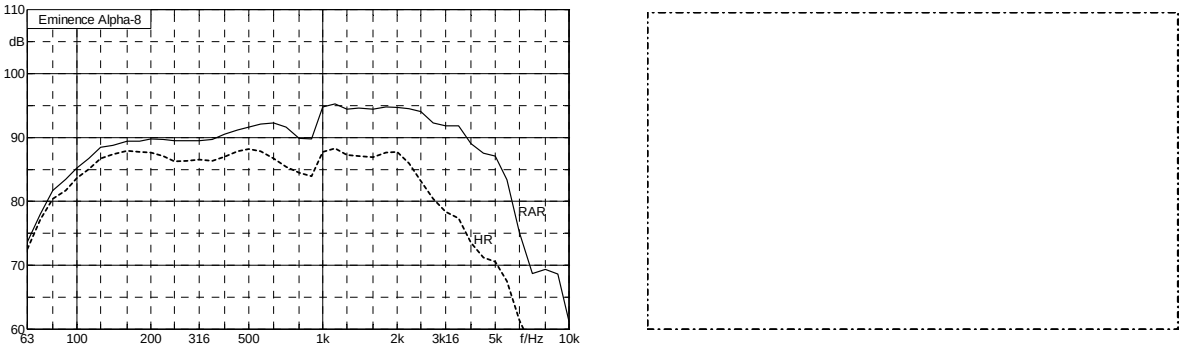


Abb. 11.56: RAR- und HR-Messungen im Vergleich. RAR: 2.8 V/Terz, 1m. HR: 2.8 V/Terz, $r_H \rightarrow$ 1m. Im Frequenzbereich unter 125 Hz zeigen die Schallfelder beider Räume "akzeptable" Artefakte.

Bei beiden Lautsprechern zeigen sich deutliche Unterschiede zwischen den im RAR und im HR gemessenen Frequenzgängen. Hauptursache dieser Abweichungen ist vor allem die mit steigender Frequenz zunehmende Bündelung; aber auch die unterschiedliche Strahlungsimpedanz spielt eine Rolle. Der in ein relativ kleines, dichtes Gehäuse eingebaute Eminence-Lautsprecher wirkt *bei tiefen Frequenzen* näherungsweise als Kugelquelle – im RAR wird seine Strahlungsimpedanz hauptsächlich von einer Masse gebildet [3]. Im HR ergibt sich eine wesentlich kompliziertere Strahlungsimpedanz, die von den individuellen HR-Daten und der Position des Lautsprechers abhängt. Die geringe Anzahl der Raummoden pro Terz bewirkt, dass der Lautsprecher nur in wenige, schmale Frequenzbänder Schallenergie mit relativ gutem Wirkungsgrad abgeben kann, der auf 1 m umgerechnete Hallraumpegel ist deshalb etwas geringer als der RAR-Pegel. Das VOX-Gehäuse hat auf der Rückseite eine 49x21 cm^2 große Öffnung; auch im tieffrequenten Bereich ist deshalb schon mit Bündelung zu rechnen, die mit steigender Frequenz zunimmt – aber anders als beim Eminence-Lautsprecher. Im RAR wurde der VOX freistehend gemessen, im HR stand er auf einem 50 cm hohen Hocker. Aus dieser bühnentypischen Betriebsart ergeben sich bis ca. 600 Hz Unterschiede in der Strahlungsimpedanz, die bei Abb. 11.61 noch zu diskutieren sein werden. Dazu kommt auch hier die spezielle, orts- und modenabhängige Hallraum-Belastung. Die Frage nach dem Wirkungsgrad muss somit raumspezifisch diskutiert werden, zwischen den im RAR und im HR ermittelten Wirkungsgraden bestehen systematische Unterschiede. Die einerseits schallfeldtypisch sind, andererseits Auswirkungen der individuellen Raumparameter darstellen.

Um das Bündelungsverhalten etwas genauer quantifizieren zu können, wurden im RAR für beide Lautsprecher Horizontal-Richtdiagramme (d.h. Richtungsmaße in Polarkoordinaten) mit Terz-Rauschen aufgenommen (**Abb. 11.57**).

© M. Zollner 2008

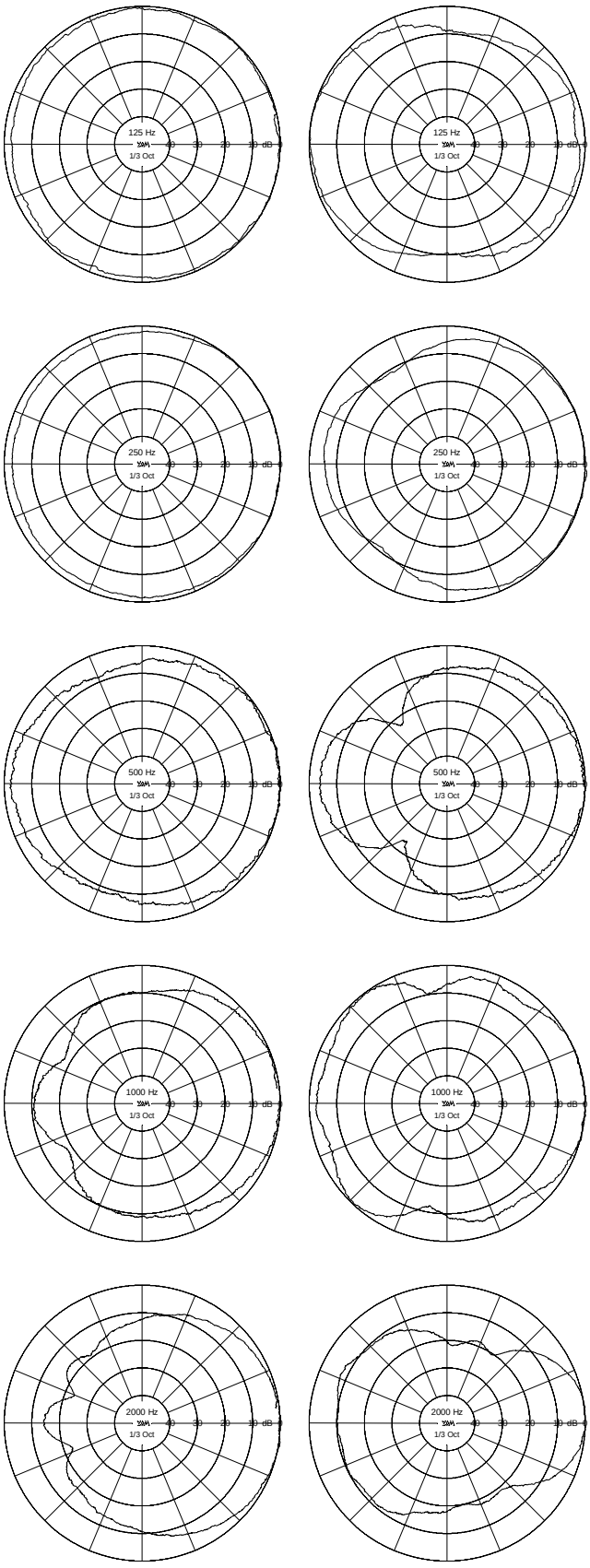


Abb. 11.57: Horizontal-Richtdiagramme.
Eminence Alpha-8 (links), VOX AD60-VT (rechts).
Alle Richtdiagramme sind auf das Maximum normiert.

In **Abb. 11.57** sind in der linken Spalte die Richtdiagramme des Eminence-Lautsprecher, in der rechten die des VOX-Celestion dargestellt. Der Eminence war in ein dichtes Gehäuse eingebaut, der Celestion in das rückseitig offene AD60-VT-Gehäuse (Abb. 11.52).

Die Bündelung des Eminence nimmt mit steigender Frequenz fast lehrbuchmäßig zu, der VOX zeigt demgegenüber ein viel komplexeres Verhalten. In keinem Frequenzbereich wirkt er als reiner Dipol, da die im Gehäuse eingeschlossene Luft mit der komplexen Impedanz der "Ausgleichsöffnung" ein phasendrehendes Filter bildet. Dessen Charakteristik entfernt an eine Bassreflexbox erinnert, deren Abstimmung aber sehr speziell und keinesfalls nach Thiele/Small erfolgte. Was aber auch gar nicht gefordert ist: Dieses Gehäuse soll den Gitarrenton ideal abstrahlen, darf und soll durchaus klangformend wirken, was beim typischen HiFi-Lautsprecher ja eher nicht erwünscht ist.

Nicht alle Gitarren-Lautsprecher sitzen in offenen Gehäusen: Der wohl berühmteste Vertreter der geschlossenen Box dürfte von Marshall stammen, aber auch Fender, bei kleineren Combos eher für offenen Gehäuse bekannt, bot mit dem Showman und dem Bandmaster schon früh geschlossene Lautsprechergehäuse an. Bzw. klassische Bassreflex-Boxen mit z.T. durchaus originellen, koaxialen Reflexöffnungen. Es scheint, als würden im oberen Leistungsbereich die zwei- oder dreiteiligen "Piggyback"-Versionen dominieren, im unteren Bereich dagegen eher die Combos – ein Dogma ist dies aber nicht. Letztlich entscheidet jeder Gitarrist nach Soundfülle und Abstrahlcharakteristik – oder nimmt einfach "same as Jimi had".

© M. Zollner 2008

Abb. 11.56 offenbart schon viel über die Abstrahlung, stellt aber noch nicht direkt den Wirkungsgrad dar. Dieser lässt sich im RAR aus dem Hüllflächenintegral über dem quadrierten Schalldruck ermitteln, oder im HR aus Intensität und Hallradius-Kugelfläche. Zur RAR-Messung sind entweder viele Messpunkte bzw. -bahnen erforderlich, oder rotationssymmetrische Abstrahlung; im HR müssen lediglich Diffusfeld-Schallpegel, Volumen und Nachhallzeit bekannt sein. Um den Aufwand in Grenzen zu halten, wurde der **Wirkungsgrad** nicht im RAR, sondern im HR ermittelt – zunächst unter Nennbedingungen, also $P_{el} = U^2 / R_N$. Diese Spezifikation ist physikalisch noch nicht ganz korrekt, liefert aber sinnvolle Vergleichswerte für den Betrieb bei Spannungseinprägung. Auch wenn Gitarrenverstärker nicht generell niederohmig sind, sie nähern sich dieser Betriebsart beim durchaus typischen Clipping. Ergänzende Messungen zum exakt definierten physikalischen Wirkungsgrad folgen anschließend.

Abb. 11.58 zeigt den im HR ermittelten Nenn-Wirkungsgrad des "Celestion blue", montiert in das VOX AD60-VT-Gehäuse. Beeindruckend, aber keinesfalls einzigartig: Dünn eingezeichnet sind Konkurrenten aus dem eigenen Haus, die sich ähnlich effizient geben; der neue Neodymlautsprecher ("Neodog", oberste Kurve) legt sogar noch eins drauf. Dass Wirkungsgrade aber auch kleiner sein können, ist im rechten Bild dargestellt: Lediglich die JBL-Box kann mit ihrem 9 kg schweren 12"-Lautsprecher einigermaßen mithalten, die anderen beiden Boxen wurden offensichtlich nach anderen Kriterien optimiert.

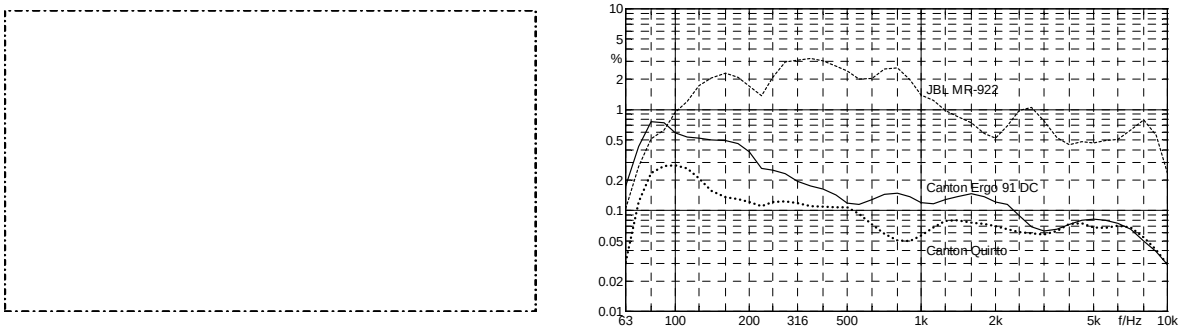


Abb. 11.58: Links: Nennwirkungsgrad des "Celestion blue". Dünn: 4 weitere Celestion-12"-Lautsprecher zum Vergleich: Neodog, Vintage-30, G12-80, G12-30H. Rechts: Fullrange-Boxen. Der "Nennwirkungsgrad" wird für den spezifizierten Nennwiderstand ermittelt, unabhängig vom tatsächlichen Lautsprecher-Widerstand.

Die Frage, ob denn nun Lautsprecher mit **Alnico-Magneten** "lauter sind" oder "mehr Höhen bringen" als solche mit Keramik-Magneten, soll anhand zweier Beispiele kurz diskutiert werden (**Abb. 11.59**). P12-R und L-122, beide mit Alnico-Magneten bestückt, haben einen geringeren Wirkungsgrad als der Vintage-30 (Keramik-Magnet). Der "Celestion blue" (Alnico) hat dagegen einen höheren Wirkungsgrad als sein Keramik-Konkurrent Eminence L-125. Neben dem Magnetmaterial kommt es nämlich vor allem auf die Magnetgröße und die Membran an, "geniale Alnico-Klangeigenschaften" sind nichtssagende Werbung.

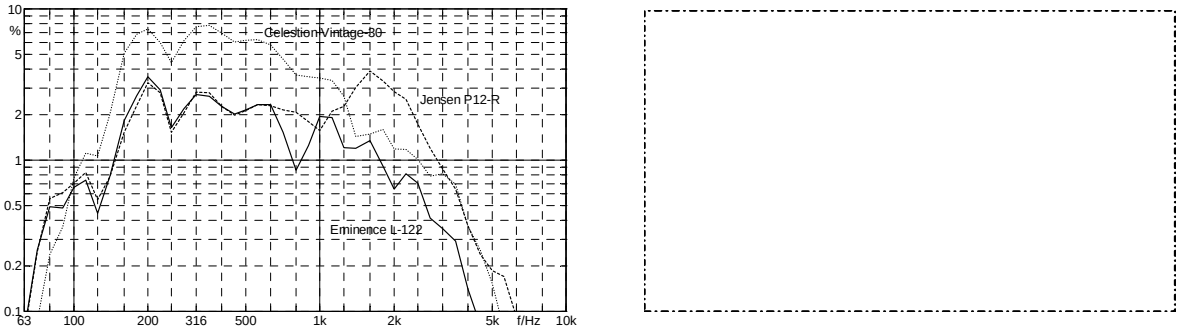


Abb. 11.59: Nennwirkungsgrad wie in Abb. 11.58, Vergleich Alnico- vs. Keramik-Magnet.

© M. Zollner 2008

Nun zum korrekt definierten **Wirkungsgrad**, also dem Verhältnis aus abgegebener zu aufgenommener Wirkleistung. Wieder im Hallraum ermittelt, mit den dort gegebenen Besonderheiten. Wie in **Abb. 11.60** dargestellt, unterscheidet sich der *Realteil* der elektrischen Impedanz vor allem bei den Resonanzstellen 95 Hz und 190 Hz, sowie im hochfrequenten Bereich vom *Nennwiderstand*. Demzufolge ist der Lautsprecher-Wirkungsgrad in diesem Bereichen größer als der mit Bezug auf den Nennwiderstand (8 Ω) ermittelte "Nennwirkungsgrad". Die Unterschiede sind klar zu sehen, können bei orientierenden Betrachtungen aber auch ignoriert werden. Dies um so mehr, als alle untersuchten 12"-Lautsprecher ähnliche Impedanzfrequenzgänge zeigten; lediglich das Verhalten bei der Haupt-Resonanz (hier 95 Hz) kann sich wesentlich unterscheiden. Falls gerade dieser Bereich interessiert, sind genaue Impedanzmessungen erforderlich.

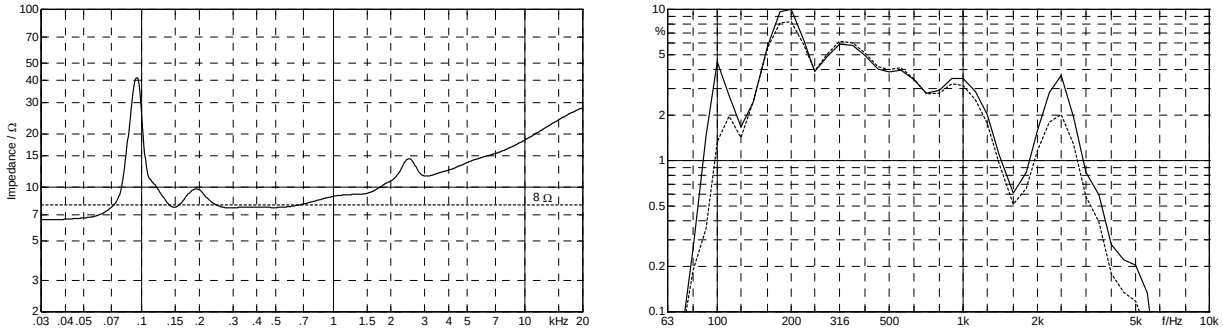


Abb. 11.60: Realteil der elektrischen Impedanz (links), Vergleich zwischen Nennwirkungsgrad (---) und tatsächlichem Wirkungsgrad (Terz-Mittelwerte). VOX AD60-VT mit Original-Lautsprecher.

Es wurde schon darauf hingewiesen, dass der Lautsprecher-Wirkungsgrad keine Konstante ist, sondern vom akustischen Umfeld abhängt. Der VOX AD60-VT, ein kleiner Combo, steht im Bühnenalltag zumeist auf einem Hocker. Seine Bedienungsknöpfe sind dadurch in Reichweite, und der Gitarrist hört sich besser. Aber natürlich kann man den VOX auch auf dem Boden stehen lassen, die gespeicherten Programme wären auch per Fußtaster abrufbar. Wie unterscheidet sich die Schallabstrahlung in diesen beiden Betriebsarten? Da die Lastimpedanz bei Annäherung an eine reflektierende (Boden-) Fläche steigt, erhöht sich tieffrequent der abgestrahlte Pegel um bis zu 3 dB (**Abb. 11.61**). Durch Verschließen der Rückwand kann man das Gegenteil erreichen: Über einen weiten Frequenzbereich nimmt der Pegel ab, lediglich bei ganz tiefen Frequenzen erzielt man hiermit einen Gewinn. Der aber nicht generell wünschenswert ist, da viele Gitarristen diesen Frequenzbereich lieber dem E-Bass überlassen.

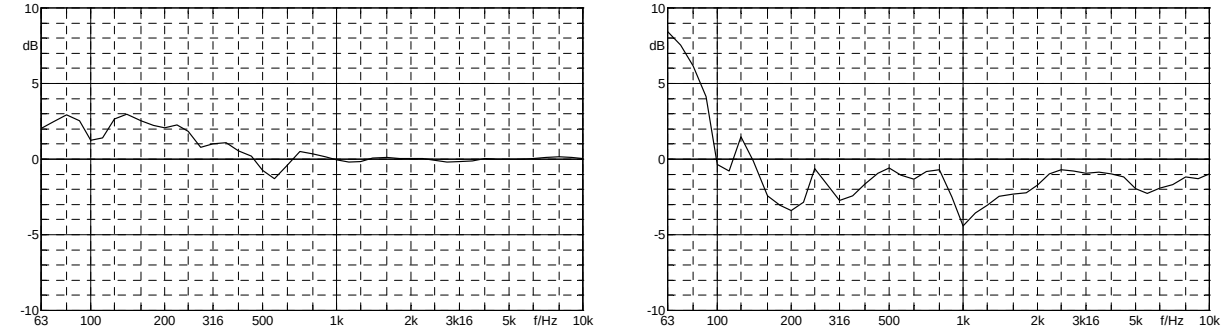


Abb. 11.61: Links: Pegelgewinn bei Platzierung des VOX AD60-VT auf dem Boden (gegenüber Hocker). Rechts: Pegelverlust beim Verschließen der rückseitigen Ausgleichsöffnung. Beide Messungen: Hallraum.

Die folgende Seite stellt RAR- und Hallraum-Messungen mehrerer Lautsprecher gegenüber. Alle 12"-Lautsprecher wurden im AD60-VT-Gehäuse gemessen.

© M. Zollner 2008

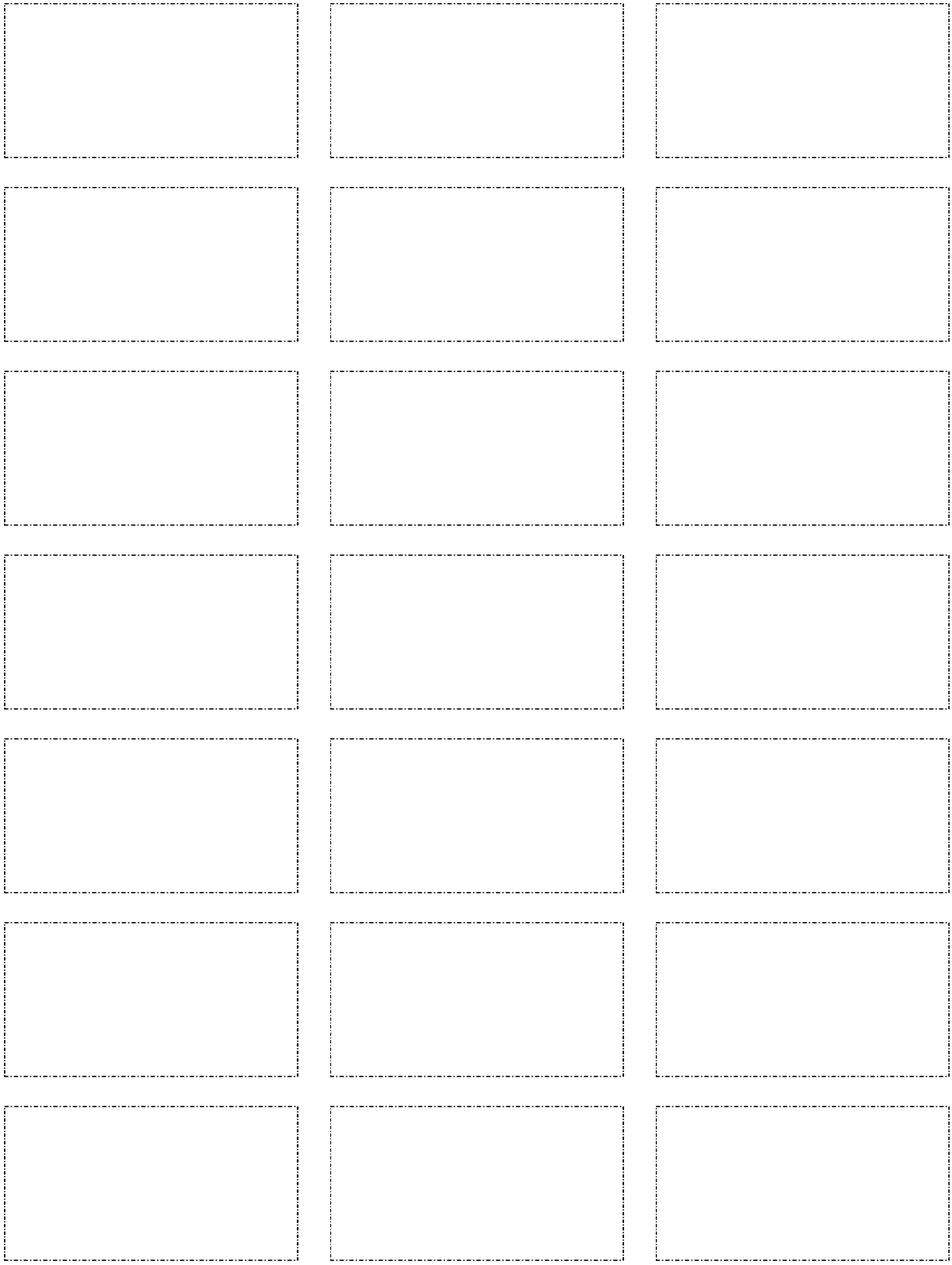


Abb. 11.62: Vergleich zwischen RAR-Messung (——) und HR-Messung (----), umgerechnet auf 1W / 1m.
Zu 50% überlappende Terzanalyse (Haupt- und Nebenterz), Rosa Rauschen. Ordinate: Schalldruckpegel dB_{SPL}.
Die Messungen zu den ersten 5 Bildzeilen wurden mit dem AD60-VT-Gehäuse durchgeführt.
Die dünn eingezeichneten schrägen Geraden sind keine Sollkurven – sie dienen lediglich der Orientierung.

Diese Abbildungen bleiben der Druckversion vorbehalten

© M. Zollner 2008

Die in **Abb. 11.62** dargestellten Frequenzgänge zeigen Gemeinsamkeiten, die vom Gehäuse (und ggf. von ähnlicher Bauform) kommen, und Unterschiede, die auf unterschiedliche Membrankonstruktionen zurückzuführen sind. Interessant ist die Differenz zwischen RAR- und HR-Frequenzgang, denn darin offenbart sich das **Bündelungsmaß** (Kap. 11.4). Hierbei sind zwei Besonderheiten zu beachten: 1) Der Lautsprecher war während der HR-Messung ortsfest, seine Strahlungsimpedanz ist also sehr raumspezifisch. 2) Die Bezugsrichtung ist bei der RAR-Messung immer 0°, auch wenn in andere Richtungen mehr Schallleistung abgestrahlt wird – deshalb sind auch negative Bündelungsmaße möglich. Dass d = 0 dB nicht generell kugelförmige Abstrahlung bedeutet, wurde bereits erläutert.

Angesichts der in Abb. 11.62 dargestellten Messkurven soll nochmals darauf hingewiesen werden, dass für einen Gitarren-Lautsprecher andere Optimierungs-Richtlinien gelten als für einen Studio-Monitor. Leicht übertrieben könnte man sagen: *Wenn der Wirkungsgrad groß genug ist, ergibt sich der Rest von selbst*. Mit einer Canton Quinto wird der Hard-Rocker auf der Bühne nicht froh – das ist keine Gitarren-Box. Ein einziger Vintage-30 erzeugt bei maximal zulässiger Belastung (60 W) in 1m Entfernung bis zu 123 dB Schallpegel, eine Quinto bei Maximalleistung hingegen nur 102 dB. Rein rechnerisch müsste der Quinto also mehr als die hundertfache Maximalleistung zugeführt werden, um mit dem Vintage-30 mithalten zu können. Andererseits wäre der Vintage-30 als Abhör-Monitor völlig deplaziert, sein Frequenzgang zu unausgeglichen. Keinem der in Abb. 11.62 analysierten Instrumental-Lautsprecher kann man einen "schlechten" Frequenzgang attestieren – die Berge und Täler sind genretypisch, der eine Gitarrist bevorzugt dieses, der andere jenes.

Frequenzgänge helfen, Unterschiede und Gemeinsamkeiten zu objektivieren – einen Hörtest ersetzen können sie nicht. Aus den Messkurven lassen sich pauschale Aussagen zum Wirkungsgrad, und damit zur Lautstärke ableiten, und sehr allgemeine Aussagen zum Klang: Das tiefe 1.5-kHz-Loch eines G12-H mit dem darauffolgenden 3-kHz-Maximum ist schon klangformend. Ob nun aber der darüber gezeichnete Celestion blue besser oder schlechter als der G12-H klingt, das sagen die Messkurven nicht. Der Handel hat es meisterhaft verstanden, das "Tunen" und "Retrofitten" anzuheizen: Da wird dem mit dem Klang seiner Anlage unzufriedenen Gitarristen suggeriert, durch Austausch der Tonabnehmer/Potentiometer/Lautsprecher in die Profiliga aufzusteigen. Ein Austausch kann sinnvoll sein, wenn echt minderwertige Komponenten verbaut wurden. Dass aber beim Austausch eines G12-H (119 €) gegen einen "Heritage" G12-H (195 €) aus Schrott der Hendrix-Sound entsteht, ist mehr als fraglich. Man stelle sich nur einmal vor, der Meister hätte damals, als er z.B. im Münchner Kongress-Saal aus zwei Marshall-Türmen die Hölle frei lies (in der ersten Reihe als Ohrenzeuge mit gefühlten 150 dB miterlebt), eine Zugabe über eine AC30-Wand gegeben – das wäre schon auch in Ordnung gegangen. Die Finger sind's, daran muss immer wieder erinnert werden.

© M. Zollner 2008

11.6 Nichtlineare Verzerrungen

Die Nachrichtentechnik unterscheidet sehr sorgfältig zwischen linearen und nichtlinearen Signalverzerrungen: Ein lineares System verursacht nur lineare Verzerrungen, ein nichtlineares System produziert (so es speicherfrei ist) nur nichtlineare Verzerrungen. Die Vermischung von linearen und nichtlinearen Effekten versucht man dadurch zu vermeiden, dass man Untersysteme definiert, die rein lineare bzw. rein nichtlineare Verzerrungen produzieren.

Bei einem **linearen System** (z.B. Verstärker) gilt Proportionalität, Superposition und Quellenfreiheit. Die letzte Eigenschaft ist schnell erklärt: Ohne Eingangssignal kein Ausgangssignal. Zu einem von null verschiedenen Ausgangssignal $\tilde{y}$ muss ein von null verschiedenes Eingangssignal $\tilde{x}$ existieren. Verdoppelt man $\tilde{x}$, muss sich auch $\tilde{y}$ verdoppeln – das ist Proportionalität. Man erkennt schnell, dass die "lineare Funktion" der Mathematik, die durch die lineare Gleichung $y = k \cdot x + m$ definiert wird, nur dann die Forderung nach Proportionalität und Quellenfreiheit erfüllt, wenn m gleich null ist. Der Superpositions- oder Überlagerungssatz besagt, dass die Abbildung einer Summe gleich der Summe der abgebildeten Summanden sein muss. Also: $y = T\{x\}$ stellt die Abbildung des Eingangssignals x auf das Ausgangssignal y dar. Liegt am Systemeingang die Summe zweier Signale, muss im linearen System gelten:

$$y = T\{x_1 + x_2\} = T\{x_1\} + T\{x_2\}$$ Superposition beim linearen System

Dass Proportionalität und Quellenfreiheit alleine nicht ausreichen, um lineares Verhalten zu spezifizieren, zeigt der ideale **Vollweggleichrichter** (der das Vorzeichen negativer Eingangssignale umdreht): Er ist quellenfrei, zum n-fachen Eingangssignal gehört das n-fache Ausgangssignal, aber sobald man am Eingang ein zusätzliches Signal (z.B. Gleichspannung) addiert, ändert sich die Ausgangskurvenform – der Gleichrichter ist nichtlinear.

Man ist versucht, das lineare System auf die Abbildungsformel $y = k \cdot x$ zu reduzieren, schließt damit aber unzulässigerweise die Gruppe der Differentialgleichungen bzw. die Speicherfähigkeit aus. Ein System, das die Geschwindigkeit eines Massepunktes auf seine Beschleunigung abbildet, ist ein (zeitlicher) **Differenzierer**[♣]. Dieses System erfüllt die Bedingungen der Quellenfreiheit [$d/dt(0) = 0$], der Proportionalität [$d/dt(k \cdot x) = k \cdot dx/dt$], und auch der Superposition: $d/dt(\xi + \mu) = d\xi/dt + d\mu/dt$. Der Differenzierer ist ein lineares System, obwohl seine Übertragungskennlinie bei Sinusaussteuerung keine Gerade, sondern eine Ellipse ist. Die von einem linearen System verursachten **linearen Verzerrungen** werden üblicherweise für die Aussteuerung mit sinusförmigen Signalen als Amplituden- und Phasen- bzw. Laufzeitverzerrungen angegeben, grafisch im Amplituden- und Phasenfrequenzgang dargestellt. Die von einem RC-Hochpass verursachte Bassabsenkung ist eine lineare Signalverzerrung, ebenso wie die Präsenzanhebung eines Equalizers (der natürlich nicht übersteuert sein darf). Auf eine impulsartige Anregung reagiert der Resonanzkreis des Equalizers mit (theoretisch unendlich langem) Nachschwingen, engl. "Ringing" genannt. Eine Signalverzerrung, zweifelsohne. Aber eine lineare. Leider wird gerade bei der populär-"wissenschaftlichen" Beschreibung von Lautsprecher-Eigenschaften häufig nicht zwischen linearen und nichtlinearen Verzerrungen unterschieden. **Nichtlineare Verzerrungen** entstehen, wenn ein System mindestens eines der o.g. drei Linearitätskriterien nicht erfüllt – es ist dann ein nichtlineares System. Wann immer möglich, versucht man lineare und nichtlineare Verzerrungen in (u.U. nur modellmäßig existierende) Subsysteme aufzuteilen: Ein durch seine Übertragungsfunktion beschriebenes lineares System, und ein durch seine gekrümmte Übertragungskennlinie definiertes (speicherfreies) nichtlineares System.

♣ Die Formeldarstellung soll Platz sparen; sie erfüllt u.U. nicht die Erwartungen aller Mathematiker.

© M. Zollner 2008

In vielen Fällen ist es aber nicht möglich, ein reales System in *ein* lineares und *ein* nichtlineares System aufzuteilen: Da bei nichtlinearen System die (kommutative) Vertauschbarkeit der Reihenfolge nicht mehr gegeben ist, braucht man u.U. mehrere Subsysteme – die Beschreibung kann dann hochkompliziert werden. Auch der dynamische **Lautsprecher** hat mehrere Nichtlinearitäten, die sich nicht alle im selben Subsystem modellieren lassen: Den auslenkungsabhängigen Kraftfaktor (aka. Wandlerkonstante *Bl*), die auslenkungsabhängige Steifigkeit der Membranaufhängung, und die ebenfalls auslenkungsabhängige Induktivität. Ist der Lautsprecher in ein dichtes Gehäuse eingebaut, kommt noch die nichtlineare Steifigkeit der vom Gehäuse verursachten Luftfederung dazu, ist er in ein Bassreflexgehäuse eingebaut, sorgt die im Tunnel entstehende Strömung für Nichtlinearitäten. All diese Nichtlinearitäten verursachen eine nichtlineare Übertragungscharakteristik, sie wirken aber auch auf die elektrische Seite zurück und erzeugen eine stark nichtlineare Lautsprecher-Impedanz. Hinzu kommen die im Verstärker und ggf. Ausgangsübertrager erzeugten Nichtlinearitäten, sodass ein kompliziertes, gekoppeltes nichtlineares System entsteht, das zu allem Überfluss auch noch ausgeprägte lineare Verzerrungen produziert.

Bei einem in ein rückseitig offenes Gehäuse eingebauten Lautsprecher darf man die Nichtlinearität der Luft vernachlässigen. Tieffrequent kann man zunächst auch die Induktivität außer Acht lassen, sodass als erste Näherung ein nichtlineares mechanisches Subsystem und ein nichtlineares magnetisches Subsystem übrig bleiben. Mechanisch nichtlinear ist die Steifigkeit der Membranaufhängung, also die innere Zentrierung (Spinne, Spider) und die äußere Befestigung (Sicke, Surround). Lenkt man die Membran langsam aus ihrer Ruhelage aus, arbeitet man gegen eine progressive Feder, die um so steifer wird, je weiter man auslenkt. Die Federsteifigkeit ist eine Systemgröße, die Auslenkung ist eine Signalgröße. Wenn eine Systemgröße signalabhängig ist, liegt immer ein nichtlineares System vor. Die offensichtliche Nichtlinearität des Magnetsystems ist die Wandlerkonstante (der Kraftfaktor): Sie stellt als Systemgröße *Bl* die Proportionalität zwischen Strom und Lorentz-Kraft her: $F = Bl \cdot I$. Diese Proportionalität erfordert aber, dass die Systemgröße *Bl* signalunabhängig ist; im Speziellen: Auslenkungsunabhängig. Ist sie aber nicht, denn mit zunehmender Auslenkung entfernt sich die Schwingspule aus dem Magnetfeld, und somit nimmt *Bl* ab. Hierbei kann ein weiterer Effekt eine Rolle spielen: Bei Stromfluss überlagern sich zwei Magnetfelder: Das Permanentfeld des Dauermagneten, und das den Schwingspulendraht umgebende Wechselfeld. Da die im Magnetkreis liegenden Ferromagnetika alle eine nichtlineare Charakteristik aufweisen (die spezifische Magnet-Leitfähigkeit μ ist feldabhängig), können "Magnetfeldmodulationen" entstehen. Einige Hersteller versuchen mit Kurzschlussringen diese Modulationen zu verringern, einige unternehmen nichts dagegen und sehen sie als typisch an. Und da beginnen die Besonderheiten der **Gitarrenlautsprecher**: Während bei HiFi-Boxen Einigkeit herrscht, dass ihre Nichtlinearitäten möglichst gering sein sollten, divergieren die Meinungen beim Gitarren-Lautsprecher erheblich. Da ist einerseits zu hören (bzw. zu lesen), dass ein Gitarren-Lautsprecher doch auch ein Lautsprecher sei (richtig), und dass deshalb nicht falsch sein kann, was in angestammten HiFi-Gefilden jahrzehntelang richtig war (??). Andererseits lassen (positive) Bewertungen wie "dirty midrange" hoffen, dass zumindest einige Konstrukteure die klangformende Funktion des Gitarren-Lautsprechers erkannt haben.

Es soll aber nicht verschwiegen werden, dass nicht nur bei den Herstellern, sondern auch bei den Gitarristen Meinungspluralismus vorherrscht. Da ist der Jazzgitarrist, der die mühsam in die Gitarre gezauberten Brillanzen brutal mit dem Tone-Poti abwürgt, der County-Gitarrist mit schneidenden Höhen, der crunchende Blueser und der sägende Metaller, der Tanzmucker und der volkstümelnde Almdudler, und viele andere mehr. Der Wunsch nach standardisierten Lautsprecher-Verzerrungen darf in diesem heterogenen Meinungsmix nicht erwartet werden.

© M. Zollner 2008

Ein Beispiel aus der Lautsprecher-Historie: **JBL**, der große amerikanische Lautsprecher-Hersteller, blickt auf eine lange Tradition als Ausstatter von Kinos, Studios und Wohnzimmern zurück. High Fidelity pur, mit – natürlich – geringen nichtlinearen Verzerrungen: ... *"low distortion which have been always associated with JBL products"*. Anfang der Sechzigerjahre wächst nun die Nachfrage nach Instrumental-Lautsprechern, und so modifiziert man bei JBL ein bewährtes Arbeitspferd, den D-130, zum Gitarrenlautsprecher **D-130F**. Die Änderungen betreffen im Wesentlichen den Luftspalt, der nach Aussage des Konstrukteurs (Harvey Gerst) geringfügig vergrößert wurde, um Beschädigungen vorzubeugen. Und die Typbezeichnung: Das zusätzliche F steht für **Fender**, den größten Kunden. Jahre später folgt der **K-130**, mit gegenüber seinem Vorgänger verdoppelter Belastbarkeit, aber immer noch *"clean at any volume level"*. Was man von den zugehörigen Musikern wohl nicht immer sagen konnte. Sowohl der D-130F als auch der K-130 waren mit Alnico-Magneten bestückt, die darauffolgende Generation der **E-Serie** bekommt aber Keramik-Magnete. Was JBL's Mastermind John Eargle zu einem Statement veranlasst, da ja Alnico für seine *"inherently low distortion performance"* bekannt war. Doch die neue E-Serie, so J.E., ist noch besser: *"The improvement has been in reducing second harmonic distortion"*, erzielt mit der "*symmetrical field geometry"*. Hiermit eignet sich dieser Lautsprecher dann bestens *"für Gesang – und Gitarre"*. Vermutlich ist die in der Werbung aufgeführte Liste der JBL-benutzenden Musiker damit noch länger geworden. Aus Platzgründen kann ihrer leider nicht im vollen Umfang gedacht werden, deshalb nur ein Auszug: Count Basie, Harry Belafonte, Tony Curtis, Sammy Davis jr., Doris Day, die unvergessene Carmen Dragon, Duke Ellington, Ella Fitzgerald, Hugh Hefner (!), Dean Martin, Frank Sinatra, und nicht zu vergessen: Richard Nixon und John Wayne[♣]. Alles Weltstars, alles JBL-User. Das ruft natürlich die Konkurrenz auf den Plan, die damals wirklich noch so heißt, und noch nicht Wettbewerb. Und so geschah es, dass **Electro-Voice** zum Gegenschlag ausholt und verkünden lässt: *"Symmetrical magnet gap structures have been promoted as desirable in a guitar speaker. We have found this to be a fallacy"*. Weil: *"A coil moving in an asymmetrical magnetic gap will generate a mixture of odd and even harmonics, resulting in a more complex, richer sound."* Wie sagt der Bayer hierzu so treffend: Für den, der's mog, is des des Häxde. Oder, FJS gedenkend: Non est disputandum.

Gönnen wir also John Wayne den unverzerrten JBL-Sound seiner E-Gitarre (?), und Carlos Santana den aus dem Boogie tschilpenden EV-Sound – ein jeder nach seiner Façon. Was lässt sich aus physikalischer Sicht zur **magnetischen Nichtlinearität** sagen? Wenn man den Polkern (den Zylinder im Innern der Schwingspule) auf seiner ganzen Länge als Zylinder belässt, wie in **Abb. 11.63** im linken Bild dargestellt, entsteht ein unsymmetrisches Streufeld: Der Feldverlauf über der Schwingspule ist anders als unter ihr. Reduziert man hingegen den Kerndurchmesser im unteren Teil (hier etwas übertrieben dargestellt), werden die beiden Streufelder symmetrischer, mit der Konsequenz, dass auf die Schwingspule für positive und negative Auslenkungen eine symmetrische Lorentz-Kraft wirkt. Diese Kraft ist – wie schon erwähnt – strom- und auslenkungsabhängig. Die Stromabhängigkeit ist erwünscht, die Auslenkungsabhängigkeit nicht, denn sie erzeugt nichtlineare Verzerrungen. Beim symmetrischem Feld sind das Verzerrungen gerader Ordnung (gerade Funktion), bei Unsymmetrie kommen auch Verzerrungen ungerader Ordnung hinzu.

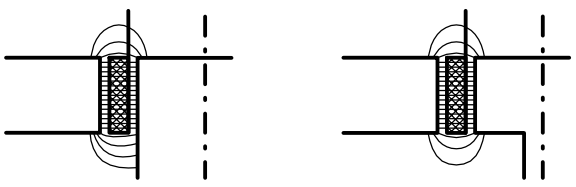


Abb. 11.63: Verschiedene Ausführungen des Polkerns. Im linken Bild rein zylindrisch, im rechten Bild abgesetzt. Das außerhalb des Luftspaltes erzeugte Streufeld hängt von der Geometrie des Polkerns ab.

[♣] Aus JBL's 1968er Lautsprecher-Prospekt.

© M. Zollner 2008

Die beidseitige Feldbegrenzung führt zu einer degressiven (gestauchten, "geclippten") Strom/ Kraft-Kennlinie, woraus häufig die Vermutung abgeleitet wird, der Schwingungsverlauf sei nun auch begrenzt, ähnlich einem übersteuerten Verstärker. Hierbei wird jedoch übersehen, dass nur im unterresonanten Bereich die Kraft über das Hookesche Gesetz auf die Auslenkung abgebildet wird. Bei Resonanz wirkt die Membran (im einfachen Modell) als Widerstand, überresonant als Masse [3]. Wenn überresonant bei großer Auslenkung die Antriebskraft schwächer wird, reduziert dies primär die *Beschleunigung*. Natürlich ist hiervon auch die Auslenkung betroffen, aber: Auslenkung und Beschleunigung sind gegenphasig. Oder etwas präziser: Die Beschleunigung ist die zweite zeitliche Ableitung der Auslenkung. Analytisch beschrieben folgt daraus eine nichtlineare Differentialgleichung, deren Lösung näherungsweise möglich ist – aber nur mit großen Aufwand (das System ist nicht schwach, sondern extrem nichtlinear).

Die qualitativen Auswirkungen der Magnetfeld-Inhomogenität lassen sich ganz gut am einfachen **Membranmodell** studieren [3]: Reduziert man die Membran auf Feder, Masse und Dämpfer, und die Elektrik auf den reellen Schwingspulen-Widerstand, entsteht ein System 2. Ordnung, das durch **Polfrequenz** (Resonanzfrequenz) und **Polgüte** beschrieben werden kann. Die Polfrequenz ergibt sich eindeutig aus Steifigkeit und Masse, bei der Polgüte sind zwei Grenzfälle von Bedeutung: Elektrischer Leerlauf, und Kurzschluss. Im Leerlauf (Klemmen offen) fließt kein Strom, folglich überträgt das Magnetfeld keine Kraft auf die Membran, ihre Polgüte hängt nur von den mechanischen Parametern ab: $Q = \sqrt{sm}/W$. Die rein mechanische Dämpfung der Membran ist relativ klein, sodass die Polgüte deutlich größer als 1 ist (5 ist nicht ungewöhnlich). Schließt man die elektrischen Klemmen kurz, bzw. schließt man einen Verstärker mit sehr kleinem Innenwiderstand an, so wirkt der von der elektrischen Seite auf die mechanische Seite transformierte Schwingspulenwiderstand als zusätzliche Bedämpfung[♣], und die Polgüte nimmt auf Werte unter 1 ab. Da mit großer Auslenkung die elektromechanische Kopplung (wegen der Feldinhomogenitäten) kleiner wird, nimmt folglich bei großer Aussteuerung die Membranbedämpfung ab – die Auslenkung wird tendenziell zu groß, und nicht im Sinne degressiver Begrenzung zu klein [3, Kap. 6.2.3].

Bei asymmetrischem Magnetfeld sind die an den Extrempunkten der Membranauslenkung wirkenden Rückstellkräfte (betragsmäßig) ungleich, was bedeutet, dass der Kraft-Mittelwert nicht null ist: Es entsteht eine Gleichkraft (eine Kraft der Frequenz null), die die Membran aus ihrer Ruhelage in Richtung zum schwächeren der beiden Randfelder drückt. Und da in der Realität die Randfelder niemals exakt symmetrisch sind, tritt dieser Effekt immer auf: Eine kleine Unsymmetrie reicht, die Membran wandert etwas aus ihrer Ruhelage, dies verstärkt die Unsymmetrie, die Membran wandert weiter, und wird erst durch die einsetzende Gegenkraft der Membranaufhängung stabilisiert. Deshalb ist beim überresonanten Betrieb mit quadratischen Verzerrungen zu rechnen – auch wenn ein symmetrisches Magnetfeld vorliegt.

Eine weitere Quelle quadratischer Verzerrungen ist die "Feldmodulation": Ein Teil des bei Stromfluss erzeugten Magnetfeldes überlagert sich dem stationären Feld des Dauermagneten, dessen Flussdichte schwankt somit synchron zum Erregerstrom. Damit erhält die Kraft einen Anteil, der vom *Quadrat* des Stromes abhängt, und dies bedeutet quadratische Verzerrungen. Diesen Effekt könnte man auch anders erklären: Stromfluss bewirkt Anziehungskräfte zu den benachbarten (felddurchflossenen) Ferromagnetika. Diese Anziehungskräfte sind vorzeichenunabhängig, und erzeugen somit (wie ein Vollweggleichrichter) Verzerrungen gerader Ordnung. Abhilfe, so man möchte: Ein Kurzschlussring drängt das Wechselfeld aus dem Magnetkreis, die quadratischen Verzerrungen nehmen ab.

[♣] Ein ähnliches Prinzip bremst als Wirbelstrombremse Lastwagen und Züge ab.

© M. Zollner 2008

Einen ersten Eindruck von der Linearität bzw. der Nichtlinearität eines Lautsprechers liefert die Analyse des Stromes bei Spannungseinprägung. Die mechanische Membranimpedanz *F/v* wird über das Quadrat der Wandlerkonstante auf die elektrische Seite transformiert. Die elektrische Impedanz besteht (bei Vernachlässigung der Induktivität) aus zwei Komponenten: Dem Schwingspulenwiderstand (z.B. 6 Ω), und der transformierten mechanischen Impedanz. Nichtlinearitäten der elektrischen Impedanz (**Stromverzerrungen** bei Spannungseinprägung) können somit zwei Ursachen haben: Eine nichtlineare Wandlerkonstante (*Bl*), und/oder eine nichtlineare Membranimpedanz. Beim Lautsprecher sind beide Effekte anzutreffen: Sowohl die Steifigkeit der Membranaufhängung, als auch die Wandlerkonstante sind auslenkungsabhängig. In **Abb. 11.64** sind Stromverläufe für den Betrieb in Resonanznähe dargestellt, die Verzerrungen sind ganz erheblich. Dabei beträgt die Spannung nur 10 V_{eff}, das bedeutet für diesen 8-Ω-Lautsprecher (eines 60-W-Verstärkers) nominell 12.5 W. Und da die Impedanz in Resonanznähe maximal wird, ist die tatsächlich aufgenommene Leistung noch wesentlich geringer, sodass keinesfalls von unzulässigem Überlast-Betrieb gesprochen werden kann. Die Kurven offenbaren eine starke quadratische Verzerrung, wobei die Amplitude der zweiten Harmonischen bis auf 67% der Amplitude der ersten Harmonischen ansteigt; dies entspricht einem Strom-Klirrfaktor von k_2 = 56% (die Näherung U_2 / U_1 sollte bei derartige starken Verzerrungen nicht mehr verwendet werden). Es liegt jenseits der Zielsetzung dieses Kapitels, die einzelnen Ursachen dieser Verzerrungen zu lokalisieren bzw. zu trennen – der Aufwand wäre zu groß. Stattdessen werden vergleichende Verzerrungsmessungen vorgestellt, die übereinstimmend ergeben, dass alle untersuchten Lautsprecher auch bei moderater Ansteuerung stark nichtlineare Systeme sind. Was bei Gitarristen ja nicht generell unerwünscht ist.

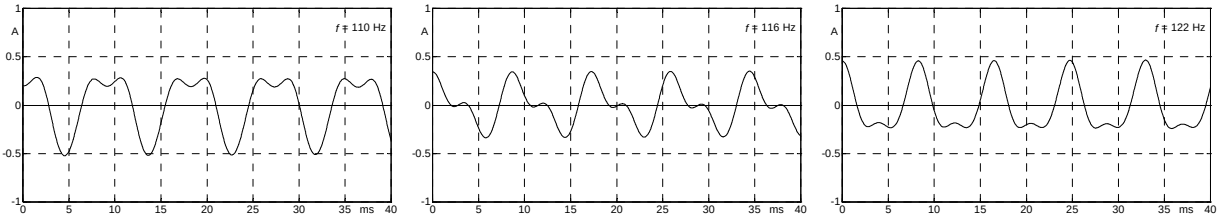


Abb. 11.64: Zeitfunktionen des Lautsprecherstroms bei Spannungseinprägung, *U* = 10V; VOX AD60-VT.

Die Verzerrungsfrequenzgänge (**Abb. 11.65**) zeigen, dass die maximale Stromverzerrung bei der Hauptresonanz (116 Hz) entsteht; in diesem Bereich ist auch die Auslenkung maximal. Dass die quadratischen Verzerrungen derartig groß werden, hat zwei Ursachen: Bei der Resonanz wird aufgrund der o.a. Nichtlinearitäten die zweite Harmonische des Stroms maximal, gleichzeitig wird aber der Gesamtstrom (wegen der Impedanzzunahme) minimal; die Differenz der beiden zugehörigen Pegel, die Klirrdämpfung, hat deshalb ein ausgeprägtes Maximum. Die Stromverzerrungen beschreiben aber vor allem das elektrische Verhalten, Nichtlinearitäten in der Schallabstrahlung müssen gesondert analysiert werden.

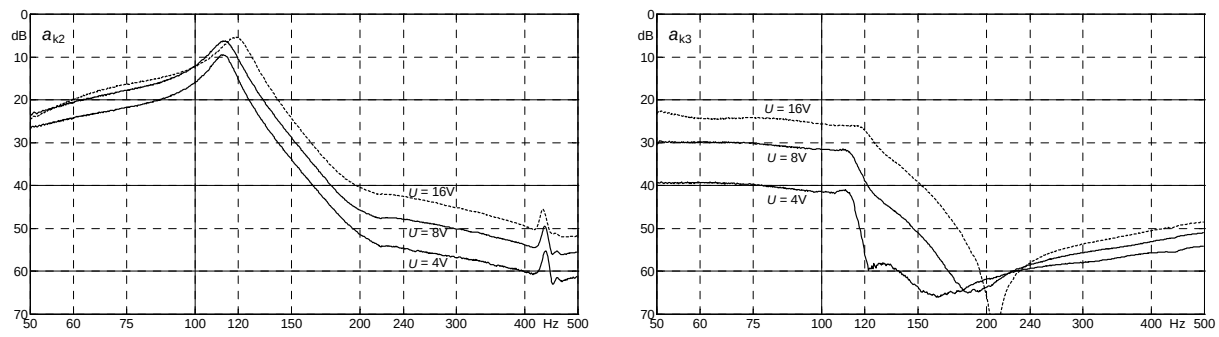


Abb. 11.65: Frequenzabhängigkeit der Strom-Klirrdämpfungen bei Spannungseinprägung (wie Abb. 11.64). Die aussteuerungsabhängige Verschiebung des Maximums ist eine Auswirkung der starken Nichtlinearität.

© M. Zollner 2008

Zur Messung der (nichtlinearen) Schalldruckverzerrung wurde der Lautsprecher im Gehäuse des VOX AD60-VT mit Spannungseinprägung betrieben; die Messung erfolgte im RAR, das Mikrofon befand sich in 3m Abstand auf Achse (**Abb. 11.66**). Die Messergebnisse sind für einen dynamischen Tieftonlautsprecher nicht untypisch: Tieffrequent entstehen sehr starke nichtlineare Verzerrungen, ab 70 Hz nehmen die kubischen Verzerrungen schneller ab als die quadratischen, ab ungefähr 150 Hz bleibt der Klirrfaktor unter ca. 1%. Verglichen mit den Stromanalysen (Abb. 11.65) haben die Verzerrungen zumeist noch zugenommen.

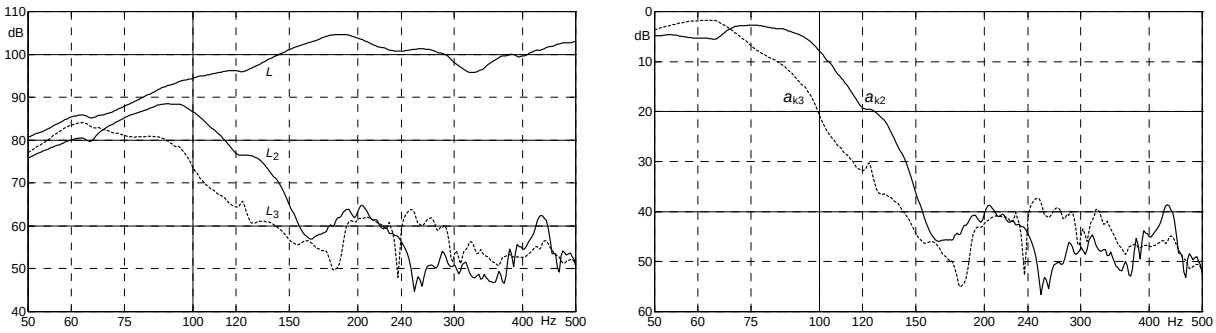


Abb. 11.66: Pegel- (links) und Klirrdämpfungs-Frequenzgänge des Schalldrucks. VOX AD60-VT, U = 10V.

1% Klirrfaktor ist für Gitarren-Lautsprecher aber keinesfalls das erklärte Ziel – manche erreichen auch leicht zehnmal so große Verzerrungen: **Abb. 11.67** zeigt Messungen eines anderen Celestion-Lautsprechers, der mit gleicher Spannung im AD60-VT-Gehäuse betrieben wurde: Der Celestion "blue". Und dieser 8-Ω-Lautsprecher ist keinesfalls kaputt – nur stellen für ihn 10 V Spannung schon den Betrieb in der Nähe seiner Belastungsgrenze (15 W) dar. Was nun aber auch wieder nicht heißt, dass 10% Klirrfaktor für den Grenzleistungsbereich typisch sein müssen: Der darunter abgebildete Vintage-30 ist mit 60 W spezifiziert, und verzerrt bei 10 V ähnlich stark wie der Celestion "blue". Da der Vintage-30 offensichtlich als Nachfahre des Blauen konzipiert wurde, ist es nur folgerichtig, dass er ähnlich stark wie dieser verzerrt.

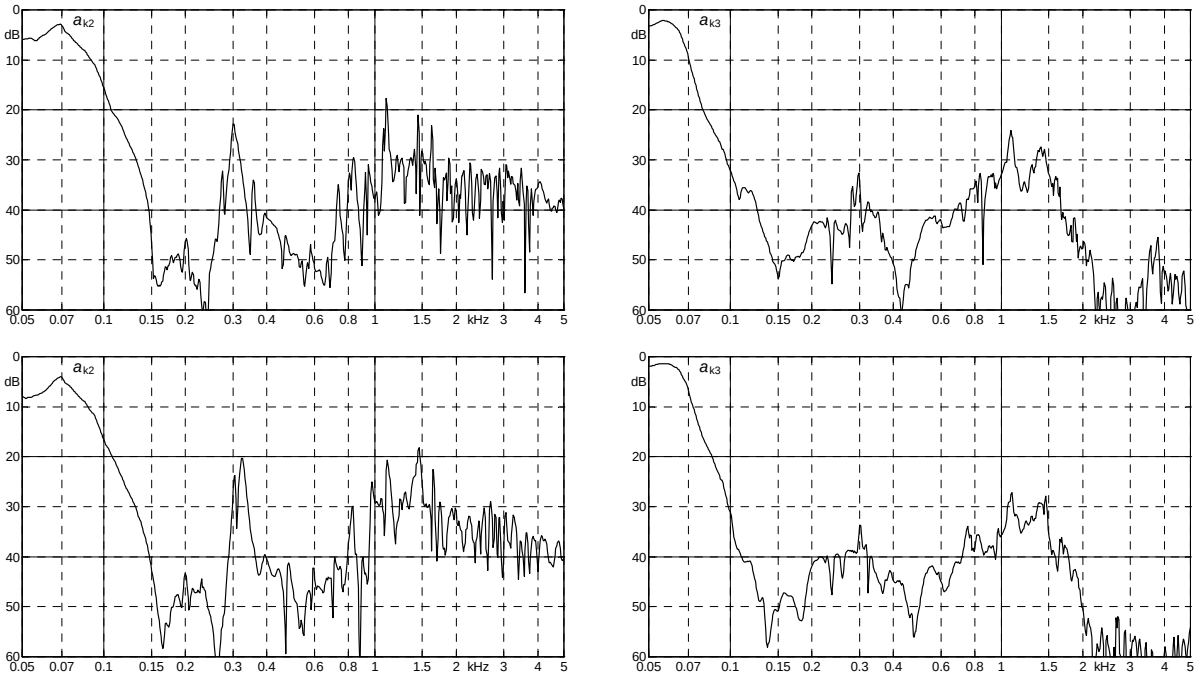


Abb. 11.67: Quadratische und kubische Klirrdämpfungen. Gehäuse = VOX AD60-VT, U = 10V, d = 3m.
Erste Bildzeile: Celestion "blue" (P_{max} = 15W); zweite Bildzeile: Celestion Vintage-30 (P_{max} = 60W).

© M. Zollner 2008

Dokumentationen über Lautsprecher-Nichtlinearitäten beschränken sich häufig auf Klirrfaktormessungen, was daran liegen könnte, dass diese ein Standardwerkzeug der Systemanalyse sind. Seit Brüel&Kjaer die legendäre Gerätekombination 2010/1902 auf den Markt brachte, sind bei bandbegrenzten Systemen auch noch Differenzton-Messungen gebräuchlich – es gibt aber noch einen nichtlinearen Verzerrungsmechanismus, der speziell bei Lautsprechern anzutreffen ist: **Subharmonische**. Damit ist die Erzeugung von Verzerrungstönen gemeint, deren Frequenzen niedriger sind als die Anregungsfrequenz, z.B. $f/2$ oder $f/4$. **Abb. 11.68** zeigt hierzu zwei aus dem Schalldruck ermittelte Spektren. An den Lautsprecherklemmen war eine Sinusspannung (10 V) eingeprägt, f = 1.6 bzw. 1.5 kHz. Grau hinterlegt sind die (leakageverbreiterten) Spektrallinien, die als normale "harmonische Verzerrung" zu erwarten wären; zusätzlich entsteht aber auch eine Subharmonische, und deren Frequenz-Vielfache. Die Doppelzacken im rechten Bild weisen auf schnelle zeitvariante Vorgänge hin: Das Spektrum entstand aus einem Sweep, die "subharmonischen Verzerrungen" ändern ihre Pegel sehr schnell.

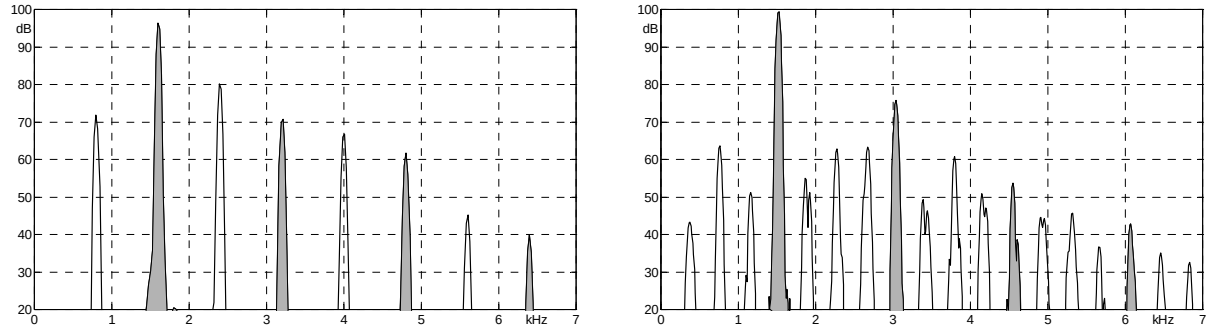


Abb. 11.68: Subharmonische bei der halben (links) bzw. viertelten Anregungsfrequenz (rechts).

Derartige Subharmonische treten – wenn überhaupt – nur in schmalen Frequenzbereichen auf. **Abb. 11.69** zeigt zwei Spektrogramme, die den Pegel als Grauwert über der f/t-Ebene darstellen. Die unterste ansteigende Kurve gehört zum Pegel der ersten Harmonischen, darüber kommen die Pegel der höheren Harmonischen. Die in der rechten Bildhälfte auftauchenden grauen Punkte bzw. Punktegruppen deuten auf Subharmonische (und deren Frequenzvielfache) hin. Der links analysierte Lautsprecher (Jensen P12-N) zeigt nur bei ca. 1760 Hz Anregungsfrequenz subharmonische Verzerrungen, der rechte (Celestion G12-Century) hingegen ab 920 Hz in mehreren Bereichen. Die Impedanz beider Lautsprecher beträgt 8 Ω, beide wurden mit 10 V gemessen. Die maximale Belastbarkeit des C12-N ist mit 50W spezifiziert, die des G12 mit 80W – keiner der Lautsprecher wird also nahe am Limit betrieben.

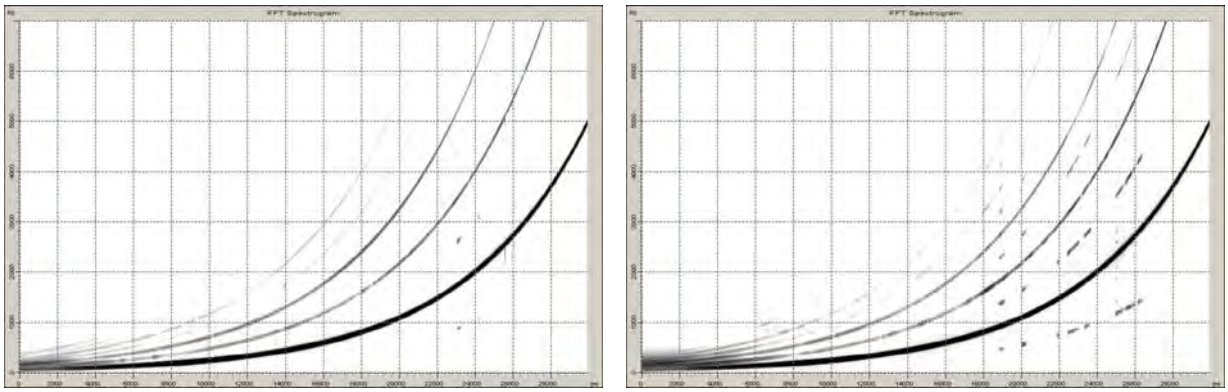


Abb. 11.69: Sweep-Spektrogramme f = 50 – 5000 Hz, U = 10V. Der links analysierte Lautsprecher produziert nur bei ca. 1760 Hz subharmonische Verzerrungen, der rechte hingegen in mehreren Frequenzbereichen. Abszissenskalierung: Sweep-Zeit = 0 – 30 s; Ordinatenskalierung: Frequenz = 0 – 7 kHz.

© M. Zollner 2008

Die Entstehung subharmonischer Verzerrungen ist alleine mit einer gekrümmten Übertragungs-Kennlinie nicht zu erklären. Wie **Abb. 11.70** zeigt, überlagert sich eine Kippschwingung halber Frequenz. Die Mathematik erklärt derartige Phänomene lakonisch (und korrekt) mit "Lösung der nichtlinearen/zeitvarianten Differentialgleichung", die Physik bietet "parametrisch erregte Eigenschwingungen eines Systems mit zeitvarianten Systemgrößen" an. Zeitvariante Größen sind sehr gut vorstellbar: Die Membran verformt sich, die ortsabhängigen Steifigkeiten der Membran sind sicher belastungs- und damit zeitabhängig. Die Schwingung der Membran muss auch keinesfalls eindimensional erfolgen, da sind Kipp- und Taumelbewegungen möglich, das Ganze ist ein komplexes nichtlineares Schwingungssystem. Gleichphasig schwingende Membranbereiche darf man auch erwarten, aber natürlich nicht im ganzen Gebiet – da entstehen Phasenverschiebungen, und da die Systemparameter zeitvariant sind, werden wohl auch die Phasenverschiebungen zeitvariant sein. Einfache Modelle versagen hier, weil z.B. schon das Überlagerungsprinzip nicht mehr angewandt werden darf.

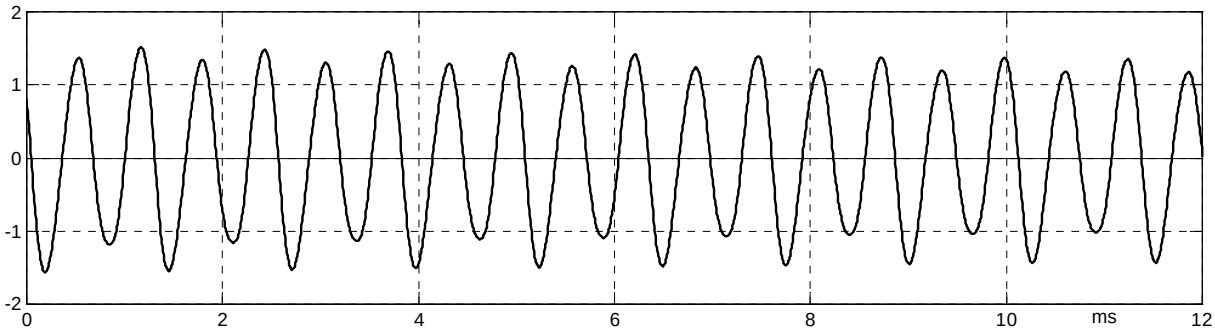


Abb. 11.70: Schalldruck-Zeitfunktion eines subharmonisch verzerrten Sinustones; f = 1,6 kHz.

Ein weiteres Beispiel von der Komplexität subharmonischer Verzerrungen soll **Abb. 11.71** vermitteln: Ab 1.5 kHz produziert dieser Lautsprecher nicht nur Subharmonische bei der halben Anregungsfrequenz, sondern u.a. auch bei $f/4$ bzw. $f/5$ (und Vielfachen).

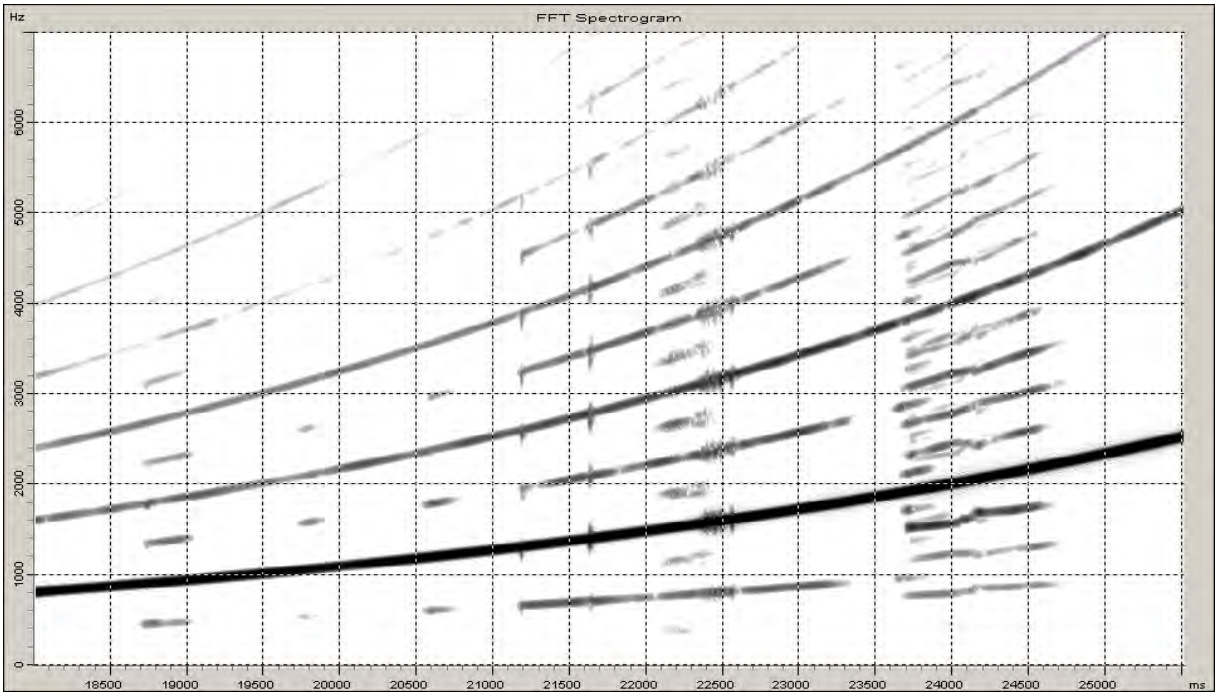


Abb. 11.71: Jensen P12-R, Sweep-Spektrogramm, f = 800 – 2500 Hz, U = 10V.

© M. Zollner 2008

Die **Pegel der Subharmonischen** gehorchen eigenen Gesetzen, sie zeigen nicht einmal näherungsweise die für Standardmodelle zu erwartenden Potenzgesetze. In **Abb. 11.72** ist über dem Pegel des Primärtones (*f*) der Pegel der Subharmonischen (*f/2*) aufgetragen. Für Primärtonpegel unter einer Schwelle (die hier bei knapp 108 dB liegt) entsteht überhaupt keine Subharmonische. Überschreitet der Primärtonpegel diese Schwelle, schwingt die Subharmonische an. Reduziert man nun den Primärtonpegel unter den Schwellenwert, bleibt der Pegel der Subharmonischen zunächst fast konstant – erst wenn der Primärtonpegel ca. 104 dB unterschreitet, verschwindet die Subharmonische wieder.

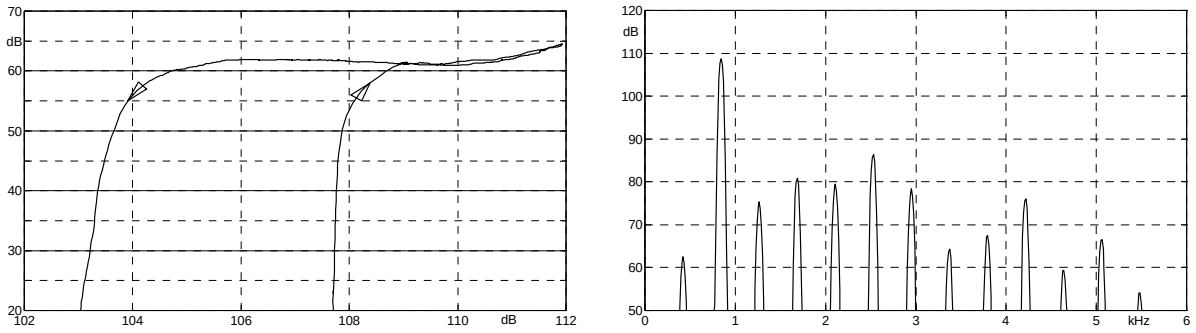


Abb. 11.72: Pegel-Hysterese (links), Verzerrungs-Spektrum (rechts). Celestion Vintage-30, *f* = 844 Hz.

Abb. 11.73 stellt für drei Frequenzen die Pegelverläufe genauer dar. Der Generatorpegel steigt während 30 s um 25 dB, hierzu sind die gemessenen Schalldruckpegel eingezeichnet. Bei 1081 Hz entsteht keine Subharmonische, die Pegel wachsen monoton. Bei ca. 1.3 kHz bildet sich hingegen bei ca. –11 dB (50W / 12.5 = 4 W) eine Subharmonische, was Auswirkungen auf alle gemessenen Harmonischen hat. Ab –9 dB entstehen hörbare Schwebungen.

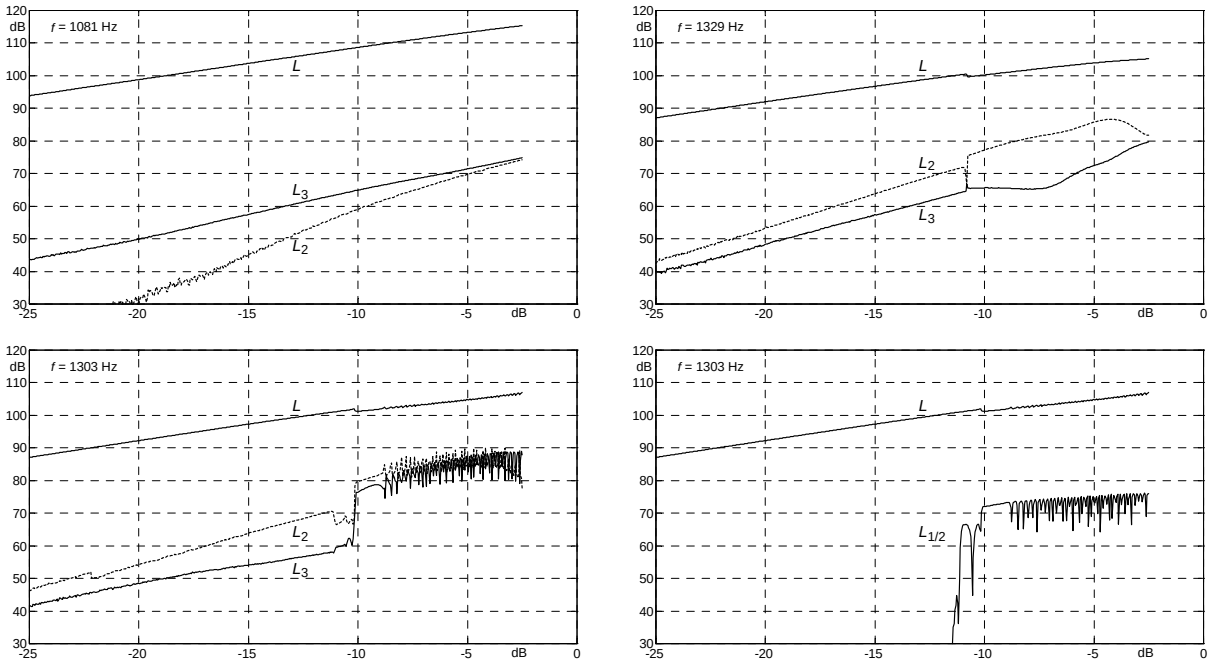


Abb. 11.73: Summen-Schalldruckpegel *L* und Verzerrungspegel, Eminence L-105; 0dB = Maximalleistung. Rechts unten ist für f = 1303 Hz der Pegelverlauf der Subharmonischen (*f*/2) dargestellt.

Die folgende **Abb. 11.74** stellt das nichtlineare Verhalten mehrerer Lautsprecher in einer Übersicht dar; ergänzende Messdaten sind im letzten der drei Bilder angefügt.

© M. Zollner 2008

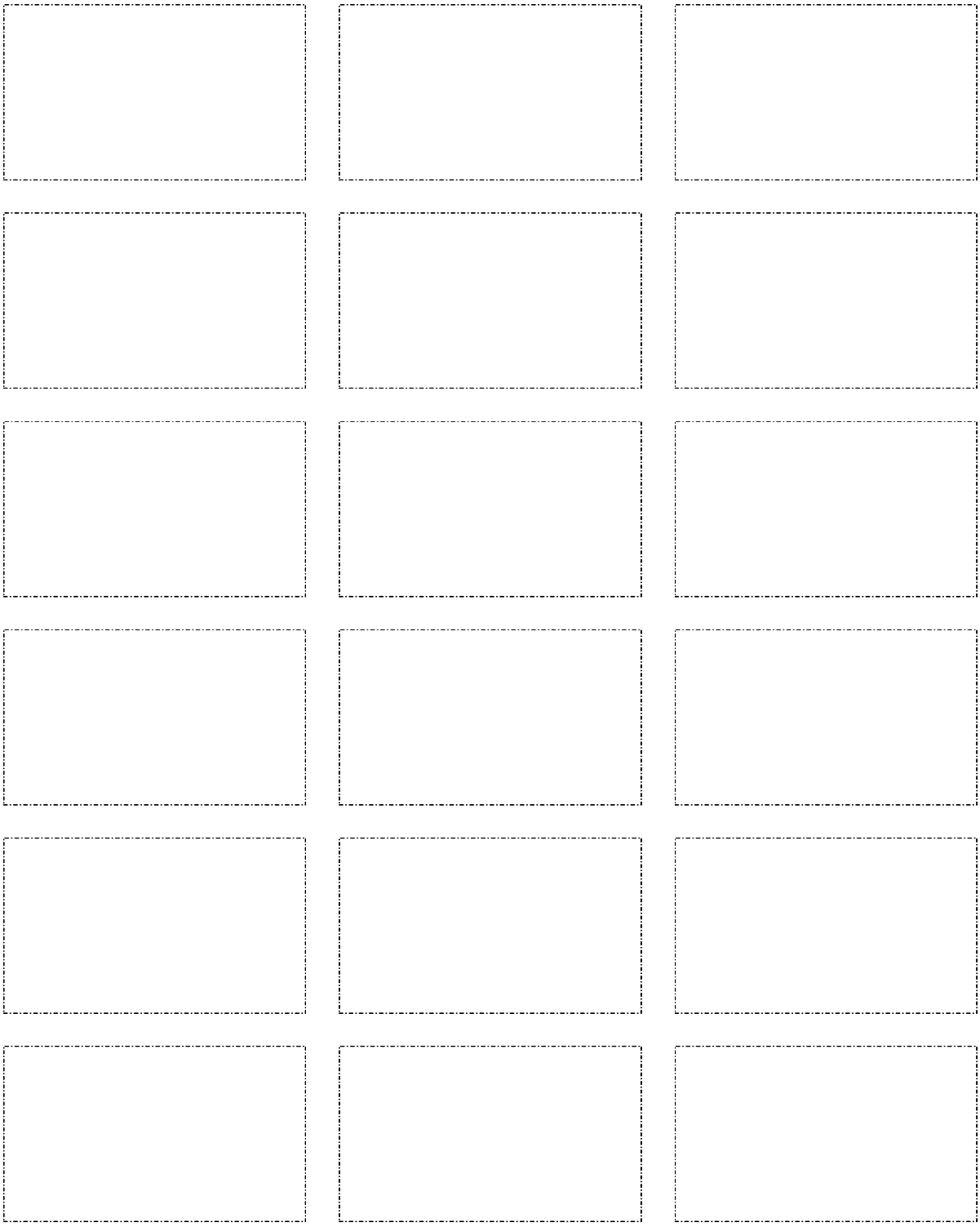


Abb. 11.74a: Klirrdämpfungen a_{k2}, a_{k3} verschiedener Lautsprecher. In der rechten Spalte sind jeweils rechts oben die Klirrdämpfungen der Subharmonischen eingezeichnet.

Diese Abbildungen bleiben der Druckversion vorbehalten

© M. Zollner 2008

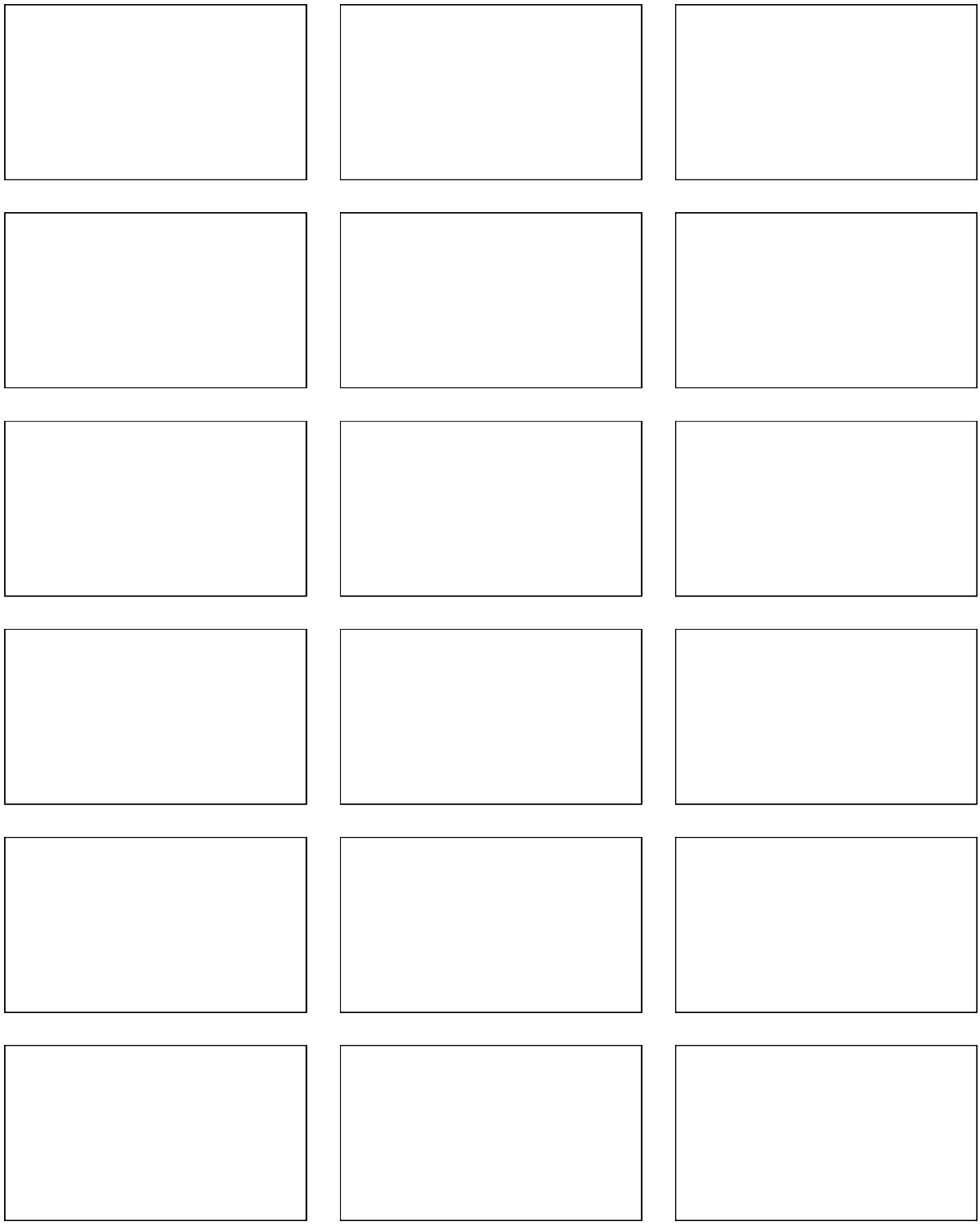


Abb. 11.74b: Klirrdämpfungen a_{k2}, a_{k3} verschiedener Lautsprecher. In der rechten Spalte sind jeweils rechts oben die Klirrdämpfungen der Subharmonischen eingezeichnet.

Diese Abbildungen bleiben der Druckversion vorbehalten

© M. Zollner 2008

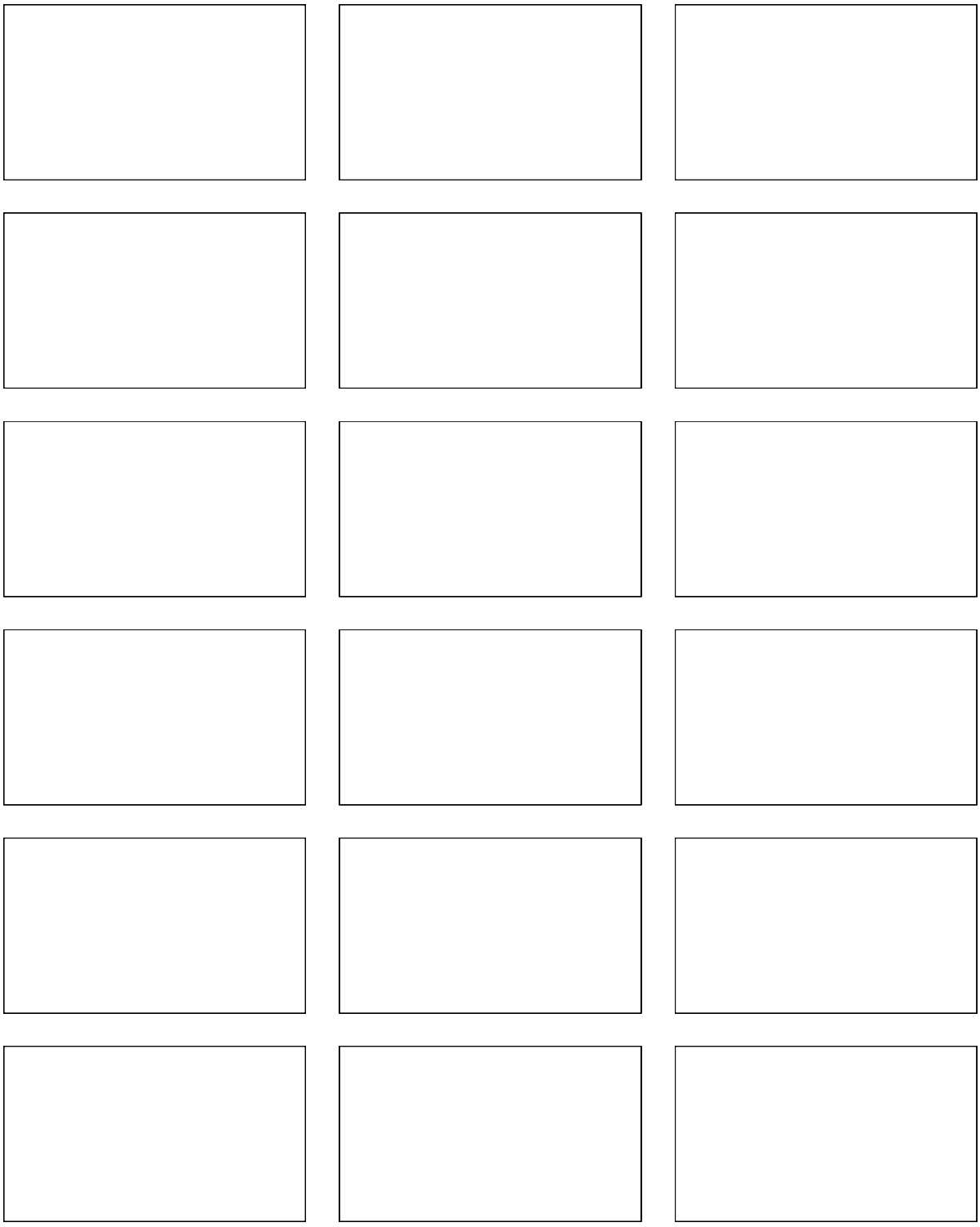


Abb. 11.74c: Klirrdämpfungen a_{k2}, a_{k3} verschiedener Lautsprecher. In der rechten Spalte sind jeweils rechts oben die Klirrdämpfungen der Subharmonischen eingezeichnet. Die eingeprägte Spannung (10 V_{eff}) ergibt am 8-Ω-Nennwiderstand eine Leistung von 12.5 W. Alle Messungen erfolgten im RAR, die 12"-Lautsprecher waren in das Gehäuse des VOX AD60-VT eingebaut, die 15"-Lautsprecher in ein dichtes 36x74x40-Gehäuse, die 10"-Lautsprecher in ein dichtes 39x39x25-Gehäuse.

Diese Abbildungen bleiben der Druckversion vorbehalten

© M. Zollner 2008

11.7 Alnico- vs. Keramikmagnet

Alnico ist für Gitarristen ein Wort aus dem innersten Zirkel der Magie. Tonabnehmer? Nur mit Alnico-Magneten. Lautsprecher? Ebenso! Weil Keramik-Magnete "nicht richtig klingen". Sagte irgendwann einmal ein erleuchteter Schamane, und seither wiederholen es seine Anhänger rund um die Welt. Der **Celestion blue**, "*the world's first dedicated guitar loudspeaker"*, hatte – natürlich – einen Alnico-Magnet. Das war man sich als Hersteller schuldig, der "*the finest guitar loudspeakers that money can buy*" herstellt. Setzt man aber die rosarote Brille des Werbetexters ab und geht zum Labor des Metallurgen, wird's weniger euphemistisch: Alnico-Magnete waren der Industrie-Standard, um starke Magnetfelder zu erzeugen. Bis 1910 wurden Kohlenstoffstahl-Magnete hergestellten [21], ab 1917 gab's Kobaltstahl-Magnete, und ab Mitte der 30er-Jahre kommen Magnet-Legierungen auf den Markt, die neben Eisen noch Aluminium (Al), Nickel (Ni) und Kobalt (Co) enthalten: AlNiCo-Magnete. In einer Vielzahl von Zusammensetzungen, mit Ziffern und Buchstaben gekennzeichnet, und wenn's noch genauer sein soll, mit Rezept: 8% Al, 14% Ni, 24% Co, 3% Cu, Rest Fe. Die Wirkung eines Magneten erschließt sich aber nicht alleine aus der Zusammensetzung seiner Legierungskomponenten – der kristalline Aufbau macht's. Denn auch wenn Alnico 5 draufsteht, kann trotzdem Unterschiedliches passieren. Deshalb Untergruppen, wie z.B. Alnico 5-A, oder 5-B, oder 5-C, 5-7, 5-BDG, 5-ABDG, oder wie sie alle heißen mögen. Die Vermutung, es gäbe da ein Magnetmaterial namens Alnico 5, das den guten "Vintage-Sound" erzeugt, ist ein Märchen. Es gibt stattdessen eine Vielzahl von Alnico-5-Materialien mit ziemlich unterschiedlichen Kennlinien. Und nicht zu vergessen: Aus Wettbewerbsgründen gab's ja auch noch Ticonal, Nialco, und Coalnimax. Alle diese Materialien haben sehr hohe Remanenz-Flussdichten von 1.2 – 1.35 T, und eigenen sich deshalb bestens für Lautsprecher. Als Begleiterscheinung von WW-II entstanden jedoch Lieferengpässe, Restriktionen bei "Kriegsmetallen" mit zugehörigen Preisexplosionen, und so waren die Hersteller glücklich, als preiswerte **Keramik-Magnete** als Ersatz angeboten wurden. Nicht ganz so glücklich waren die Gitarristen, denn "Keramik erreicht nicht den Klang von Alnico". Nun denn, was unterscheidet Alnico-Magnete von ihren Keramik-Epigonen?

Gleiches Volumen vorausgesetzt, sind Alnico-Magnete "stärker" als Keramik-Magnete. Was aber kein K.-o.-Kriterium darstellt, sondern nur das Gewicht der Keramik-Lautsprecher in die Höhe treibt. Die Flussdichte im Luftspalt wird nicht durch den Magnet limitiert (den kann man fast beliebig groß machen), sondern durch die Sättigung der feldführenden Polplatten. Wenn man berücksichtigt, dass Alnico-Magnete länglich und Keramik-Magnete scheibenförmig sein müssen, um im optimalen Arbeitspunkt zu arbeiten, kann man mit beiden Materialien gleich hohe Flussdichten (und Flüsse) erreichen. Allerdings wird den ersten mit Keramik-Magneten bestückten Lautsprechern nachgesagt, dass eben diese Flussdichte zurück ging, sobald sich der Magnet im Betrieb erwärmte. Zunächst nimmt die Flussdichte mit fast 0.2% pro °C ab, und je nach Material erreicht man schon bei 100°C die maximal erlaubte Temperatur. Papier-Schwingspulenträger durften ja auch nicht viel heißer werden, aber mit dem Einsatz hochtemperaturfester Materialien (Nomex, Kapton, Glasfaser) stieg die Spulen-Grenztemperatur auf über 250°C – schon vorstellbar, dass da einige Keramik-Magnete Probleme bekamen. Jedoch sind diese Schwierigkeiten weitgehend überwunden, inzwischen stellt die Industrie Keramik-Magnete her, die lautsprechertypische Temperaturen aushalten. Die in der Schwingspule erzeugte Wärme fließt ja auch nicht direkt und zur Gänze in das Magnetmaterial, und deshalb wird der Magnet auch nicht ganz so heiß wie die Schwingspule. Und im Übrigen: Der Hauptvorwurf an die Keramikfraktion ist auch gar nicht mehr fehlendes Standvermögen, sondern ein irgendwie geartetes Klangdefizit. Alnico klingt "vintage", und damit gut. Vintage ist mehr Höhen, oder (je nach Quelle) auch weniger Höhen, egal: Einfach besser.

© M. Zollner 2008

Eminence, *the world's largest loudspeaker manufacturing company, with the finest voice coils in the industry*, erklärt den Alnico-Klang als: *"warm, bluesy tone"*. **Jensen** hingegen, *the inventor of the loudspeaker*, sieht als Alnico-Charakteristikum *"their sparkling trebles"*. **JBL**, *der führende Lautsprecherhersteller der Welt*, definiert Alnico über "*it's low distortion performance*", **Jensen** hingegen über *"their dirty midrange"*. Alnico, da ist für jeden was dabei.

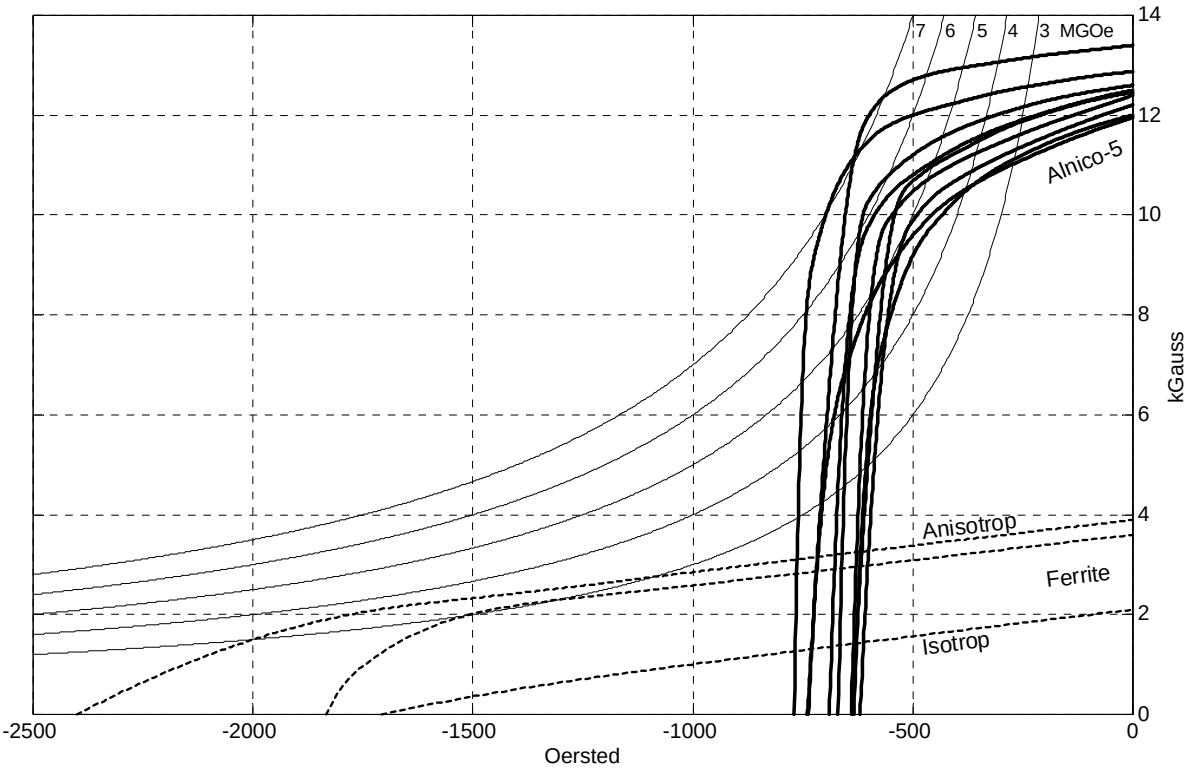


Abb. 11.75: *B/H*-Kennlinien verschiedener Alnico-5-Magnete [22, 23]. 1Oe = 80A/m, 10kG = 1T.

In **Abb. 11.75** sind die Hysteresekurven verschiedener Alnico-5-Materialien im Vergleich zu drei Keramik-Magnetmaterialien dargestellt. Die Remanenz-Flussdichte üblicher Alnico-5-Magnete ist knapp viermal so groß wie die anisotroper Keramikmagnete – dafür ist deren Koerzitiv-Feldstärke ca. dreimal größer als die der Alnico-5-Magnete. Wobei nochmals betont werden muss: Es gibt weder *den* Alnico-5-Magnet, noch *den* Keramikmagnet, und Remanenz- bzw. Koerzitivdaten lassen auch nur ungefähre Rückschlüsse auf den Arbeitspunkt zu. Die grundsätzlichen Unterschiede der beiden Materialgruppen soll ein **Vergleich** verdeutlichen: Eine 100-W-Lampe (10V, 10A) soll zum Leuchten gebracht werden; dafür stehen Batterien mit 1V/10A und 10V/1A zur Verfügung. Ob man nun von den 10-V-Batterien 10 parallel schaltet, oder von den 1-V-Batterien 10 in Reihe, ist im ersten Ansatz egal – beide Varianten ermöglichen 10V/10A. Was aber nicht heißt, dass damit keinerlei Unterschiede mehr möglich sind: Die 10-V-Batterien könnten ja im Einkauf etwas teurer sein, oder größer, oder aus einem Land kommen, zu dem man (trotz unglaublicher sportlicher Erfolge) vorübergehend keine Wirtschaftsbeziehungen aufrecht erhalten möchte – wie auch immer, die normative Macht des Faktischen wird dafür sorgen, dass die 1-V-Batterien zum Zuge kommen. Ein kluger Kaufmann wird aber auch den 10-V-Batterien eine Chance einräumen, und z.B. die Herkunft ihrer Energie als "direkt von der Sonne" bewerben (Öko brummt), und von dem leider 50% höheren Verkaufspreis 0,5% dem eigentlich ungeliebten Land zurückgeben. Mit der zwingenden Auflage, davon einen deutschen Kindergarten zu finanzieren (Sozialkompetenz). Mit dieser Diversifikation vergrößert sich der Marktanteil, der Bonus, der Dienstwagen, und die Welt wird um einen Kindergarten reicher.

© M. Zollner 2008

Auf Lautsprecher übertragen: Die volumenspezifische Magnetfeldenergie (Energiedichte) *w* entspricht dem halben Produkt von Flussdichte *B* und Feldstärke *H*. Alnico ermöglicht größere *B*-Werte als Keramik, erreicht aber nicht dessen hohe Feldstärke. Zum Ausgleich müssen Alnico-Magnete lang und schlank, Keramik-Magnete kurz und dick sein. Also Reihenschaltung vs. Parallelschaltung. Mit beiden Magnetmaterialien lässt sich die geforderte spezifische Magnetfeldenergie realisieren: Keramik ist der Standard, Alnico der Kindergarten.

Wieso ist eigentlich das ***BH*-Produkt** eines Magnetmaterials so wichtig, wo doch in der Wandlerkonstante nur *B*, nicht aber *H* steht? Es stimmt schon, die Lorentzkraft hängt außer von der Drahtlänge nur von der Flussdichte *B* ab. Nun ist aber in Luft (daher der Name Luftspalt) die Flussdichte über μ_0 mit *H* verknüpft, sodass zu einem speziellen *B* zwangsläufig ein ebenso spezielles *H* gehört. Dass sich in diesem Luftspalt nicht nur diese, sondern auch eine Cu- oder Al-Wicklung befindet, ändert daran praktisch nichts, denn diese Metalle sind nicht ferromagnetisch. Das Produkt aus Luftspalt-Feldstärke und Luftspalt-Flussdichte entspricht gerade der doppelten **Energiedichte** w_L des Luftspaltfeldes, die über das Luftspaltvolumen V_L die Luftspaltenergie $W_L = w_L \cdot V_L$ ergibt. Diese Energie muss der Magnet zur Verfügung stellen, und dabei gilt für den idealen Magnetkreis: $W_L = w_L \cdot V_L = W_M = w_M \cdot V_M$. Oder in Worten: Magnetenergie = Luftspaltenergie. Im Magnet gilt: $w_M = 0.5 \cdot B_M \cdot H_M$, und deshalb muss für ein kleines Magnetvolumen (bzw. -gewicht) das *BH*-Produkt des Magneten möglichst groß sein. Als **Beispiel**: Für einen Luftspalt mit 10 cm^2 Fläche und 1 mm Weite ergibt sich ein Luftspaltvolumen von 1 cm^3. Für $B = 1.5$ T beträgt die Luftspaltenergie 0.9 J = 0.9 Ws. Dieser Wert hat nicht direkt mit der zu erzeugenden Schallleistung zu tun – das Magnetfeld könnte man sich als eine Art Katalysator vorstellen, der nötig ist, aber selbst nicht verbraucht wird. Die abgestrahlte Schallenergie kommt nicht vom Magnetfeld, sondern aus der zugeführten elektrischen Energie (des Leistungsverstärkers). Nimmt man das den Magnet kennzeichnende *BH*-Produkt zu 45 kJ/m^3 an (für Alnico-5 nicht untypisch), ergibt sich ein Magnetvolumen von 40 cm^3, bzw. eine Magnetmasse von 286 g. Ein Ferritmagnet, der nur $BH_{max} = 22$ kJ/m^3 zustande bringt, bräuchte 81 cm^3 bzw. 390 g. Bei idealem, d.h. verlustfreiem Magnetkreis. Da diese Idealisierung aber auch nicht annähernd praxisnah ist, muss der Magnet größer sein: Für Alnico 2 – 3 mal so groß, für Ferrit 3 – 4 mal so groß. Oder noch größer, je nach individueller Realisierung. Keramik-Magnete sind somit (bei vergleichbarer Luftspaltenergie) größer und schwerer als Alnico-Magnete, Klang- und Wirkungsgrad-Unterschiede lassen sich damit aber noch nicht begründen.

Die Luftspaltenergie ist aber erst ein Parameter im elektroakustischen Wandlungsprozess. Wie schon Abb. 11.1 gezeigt hat, bedingt die materialspezifische **Magnetform** (lang/dünn gegenüber kurz/dick) verschiedenartige Magnetkreis-Geometrien, und aus dieser unterschiedlichen Form könnten im dynamischen Betrieb (bei Stromfluss bzw. Auslenkung) zwei verschiedenartige Verhaltensweisen resultieren. Es reicht also nicht, nur die statischen Luftspalt-Größen zu betrachten – die Membran soll sich ja bewegen. Und tatsächlich gibt es einen dynamischen Magnetparameter, der Unterschiede zeigt: Die sog. **permanente Permeabilität**. Hiermit wird beim Dauermagnet das *B*/*H*-Verhältnis für kleine Arbeitspunktverschiebungen charakterisiert. Bei einer durch Stromfluss aufgezwungenen Feldänderung bewegt sich der Arbeitspunkt nämlich nicht auf der Hysterese-Grenzkurve, sondern mit flacherer Steigung innerhalb. Die Steigung, das ist die permanente Permeabilität, auch reversible Permeabilität genannt. Für Alnico-5 ergibt sich hier ca. 5, für Keramik ca. 1. Diese Kennzahlen sind relative Permeabilitäten, man könnte also auch sagen: Für *kleine Feldänderungen* verhält sich der Keramikmagnet wie Luft, der Alnico-Magnet ist hingegen schon merklich ferromagnetisch. Global gesehen (für große Feldänderungen) sind natürlich beide Magnete ferromagnetisch, bei differentieller Betrachtung ergeben sich aber materialspezifische Unterschiede.

© M. Zollner 2008

Es reicht aber nicht, einfach nur einen differentiellen Magnetparameter (die permanente Permeabilität) zu betrachten und allein daraus Unterschiede im Betriebsverhalten zu prognostizieren. Im jeweiligen Arbeitspunkt unterscheiden sich nicht nur die Steigungen der Hysterese-Kennlinien, sondern auch die Koordinatenwerte. Und weil beim Keramik-Magnet *B* kleiner und *H* größer ist als beim Alnico-Magnet, muss über eine Flächenreduktion eine Art Transformation erfolgen: Vom dicken Magnetquerschnitt zum demgegenüber kleinen Luftspaltquerschnitt. Diese **Transformation** passt aber nicht nur *B* und *H* entsprechend an, sondern auch die Steigung der Hysterese, sodass sich die effektiven permanenten Permeabilitäten einander annähern. Ob sie tatsächlich gleich werden, oder ob doch noch Unterschiede bestehen bleiben, hängt dann von der individuellen Konstruktion ab, und vom alles entscheidenden Streufluss.

Die Parametervariationen, die bei eher kleinen konstruktiven Änderungen (bei beiden Magnet-Materialien!) entstehen können, sind so erheblich, dass es keinen Sinn macht, pauschal über typspezifische Besonderheiten zu spekulieren. Stattdessen sollen **Messungen** typische Unterschiede – so sie denn vorhanden sind – offenbaren. Eine einfach zu messende Größe, die bereits Auskunft über differentielle Feldänderungen geben kann, ist die elektrische Impedanz, deren hochfrequenter Anstieg von der Lautsprecher-**Induktivität**, und damit vom Magnetfeld bestimmt wird. In **Abb. 11.76** sind Impedanzfrequenzgänge verschiedener 12"-Lautsprecher dargestellt. Im linken Bild zeigen sich nur geringe Unterschiede, obwohl hier zwei Lautsprecher vermessen wurden, deren Magnete sich unterscheiden (Celestion "blue" vs. G12-H). Für das rechte Bild wurden hingegen drei Alnico-Lautsprecher analysiert – und gerade hier sind die Unterschiede deutlich. Fazit: Eine spezielle "Alnico-Impedanz" gibt es nicht.

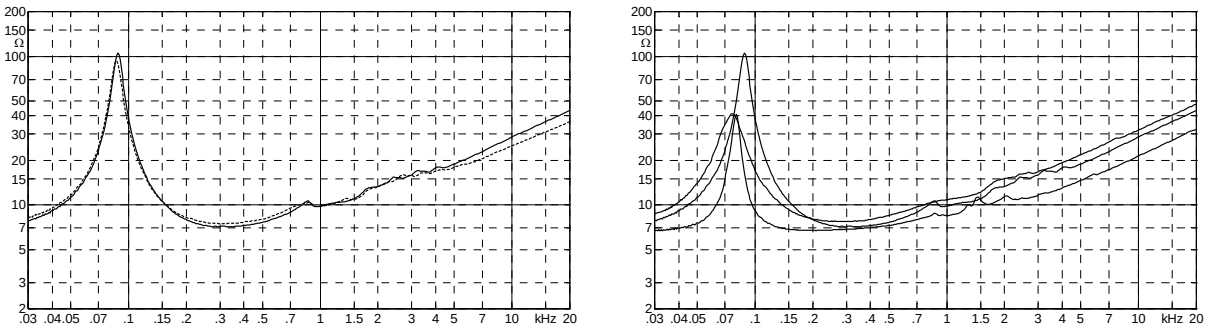


Abb. 11.76: Impedanzfrequenzgänge verschiedener nicht eingebauter 12"-Lautsprecher. Links: Alnico (——) vs. Keramik (----). Rechts: Drei verschiedene Alnico-Lautsprecher (Celestion "blue", Jensen P12-R, P12-N).

Allerdings offenbaren Impedanzmessungen nur eine Kleinsignal-Eigenschaft. Lautsprecher arbeiten aber zumeist im Großsignalbetrieb, mit hohen Strömen, nahe ihrer Belastungsgrenze. Wie schon Kap. 11.6 gezeigt hat, treten dabei mehrere nichtlineare Prozesse in den Vordergrund: Die Schwingspule dringt in die Randbereiche des Magnetfeldes vor, wodurch die Wandlerkonstante (der Kraftfaktor) auslenkungsabhängig wird, die Membransteifigkeit wird ebenfalls auslenkungsabhängig, und auch bei der Induktivität machen sich Nichtlinearitäten bemerkbar. Gut möglich, dass in der spezifischen Nichtlinearität das Geheimnis der teuer erkauften Alnicos liegt, dass ihr **Klirrfaktor** magnettypische Besonderheiten zeigt. Nichtlinearitäten der Membran sollte man allerdings nicht dem Magnet anlasten – wie eine Zentrierung (Spinne bzw. Spider) mit zunehmender Auslenkung progressiv steifer wird, hat nun wirklich nichts mit dem Magnetmaterial zu tun. Die auslenkungsabhängige Induktivität hingegen schon, und die signalabhängige Wandlerkonstante auch. Diese beiden Nichtlinearitäten haben ihre Ursache im die Schwingspule durchdringenden Magnetfeld, und da dieses auslenkungsabhängig ist, wird die Wandlerkonstante signalabhängig. Der Teil der elektrischen Impedanz, der von der Mechanik stammt (alles außer dem Cu-Widerstand), wird folglich nichtlinear.

© M. Zollner 2008

Eine nichtlineare Impedanz kann man messen, indem man entweder den Strom sinusförmig einprägt und die Spannung misst, oder die Spannung sinusförmig einprägt und den Strom misst. Beide Messprinzipien führen zu unterschiedlichen Ergebnissen, bei nichtlinearen Systemen gibt es keine Proportionalität mehr. Für die folgenden Messungen wurde die Spannung eingeprägt. Zumeist 10 V_{eff}, was einen 8-Ω-Lautsprecher mit nominell 12.5 W belastet. Die Lautsprecher waren zu dieser Messung nicht eingebaut, wodurch ihre Membranauslenkung größere Werte erreichte als bei Einbau in ein Gehäuse. Analysiert wurde der Klirrfaktor des Lautsprecherstroms, insbesondere die quadratische und kubische Verzerrung, dargestellt als Klirrdämpfung a_{k2} bzw. a_{k3} (**Abb. 11.77**). 60 dB ≙ 0.1%, 40 dB ≙ 1%, 20 dB ≙ 10%.

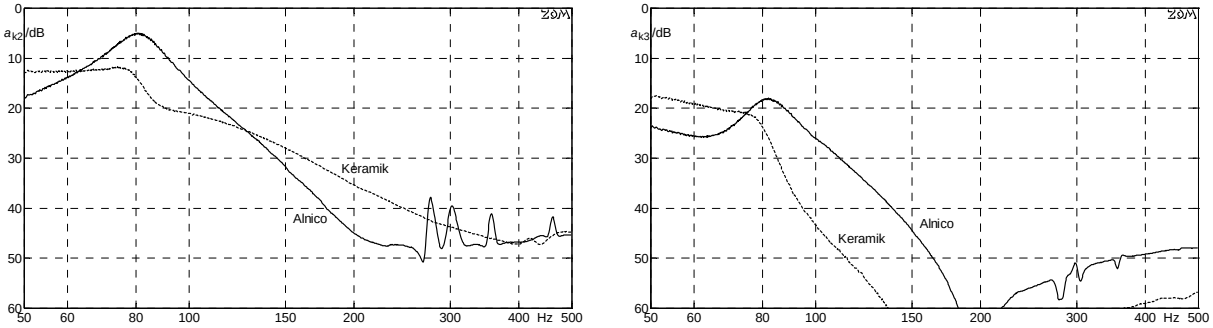


Abb. 11.77: Nichtlineare Verzerrungen des Lautsprecherstroms bei sinusförmiger Spannungseinprägung (10V). Alnico = Celestion "blue", Keramik = Celestion G12-H.

In dieser Abbildung werden signifikante Unterschiede deutlich: Die quadratischen Klirrfaktoren unterscheiden sich um den Faktor drei, die kubischen Klirrfaktoren sogar bis zum Faktor zehn! Die quadratischen Verzerrungen dominieren generell gegenüber den kubischen, ihre Frequenzabhängigkeit unterscheidet sich aber lautsprecherspezifisch. Im Bereich um die Hauptresonanz (80 Hz) verzerrt der Alnico-Lautsprecher mehr als der Keramik-Lautsprecher, bei höheren Frequenzen sollte man die Unterschiede allerdings mit Vorsicht bewerten, und auch die in aller Regel erheblichen Verzerrungen des Gitarrenverstärkers mit berücksichtigen.

Von den in Abb. 11.77 dargestellten Messungen ist es nur mehr ein kleiner Schritt zu Aussagen wie: **Alnico-Lautsprecher verzerren mehr als Keramik-Lautsprecher**. Was in dieser Strenge aber gar nicht stimmt, denn über 125 Hz überwiegen die quadratischen Verzerrungen ja beim Keramik-Lautsprecher. Doch wie soll man aus diesen Daten eine griffige "Take-Home-Message" formen? Am besten gar nicht – der Vergleich zweier Lautsprecher stellt ja noch keine signifikante Stichprobe dar. **Abb. 11.78** bietet ergänzende Analysen: Einen Jensen P12-N (Alnico), und einen Jensen C12-N (Keramik). Und plötzlich kehren sich die Ergebnisse um, nun ist der k_2 des Alnico-Lautsprechers kleiner als der des Keramik-Lautsprechers.

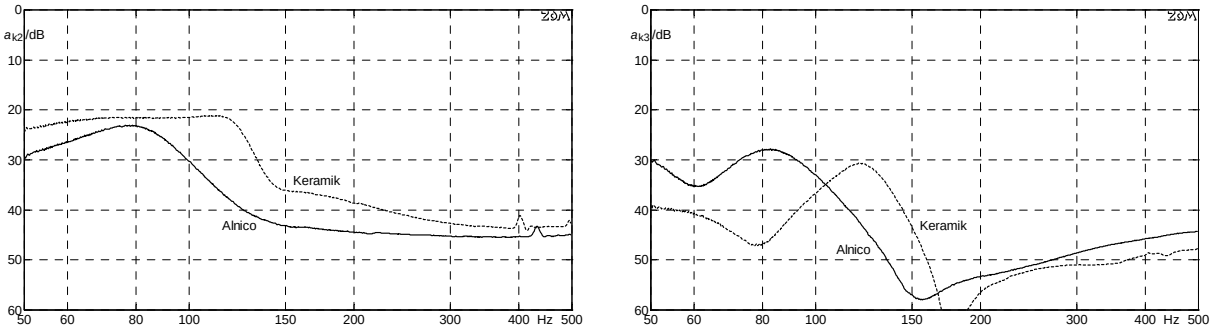


Abb. 11.78: Nichtlineare Verzerrungen des Lautsprecherstroms bei sinusförmiger Spannungseinprägung (10V). Alnico = Jensen P12-N, Keramik = Jensen C12-N.

© M. Zollner 2008

Die beiden **Jensen-Lautsprecher** (Abb. 11.78) stellen eigentlich ein ideales Paar dar: Beide sind vom selben Hersteller, beide haben einen 12" Korb-Durchmesser, beide spielen in derselben Leistungsklasse (50 W, 1,5"-Schwingspule) – lediglich im Magnetmaterial gibt's Unterschiede: Keramik (C12-N) vs. Alnico (P12-N). Nun gut, auch der Preis ist unterschiedlich, das teure Kobalt, wir verstehen. Was einige aber nicht verstehen: Warum unterscheiden sich auch die Resonanzfrequenzen dieser beiden (zum selben Zeitpunkt gekauften) Lautsprecher? Immerhin um 56%, nämlich 120 Hz (C12-N) gegenüber 77 Hz (P12-N). Und sage keiner, der Magnetwechsel würde die Resonanz verstimmen, dazu braucht die Mechanik kein Magnetfeld: Zumindest die Membransteifigkeiten sind sehr unterschiedlich, wie ein einfacher Fingerdruck bestätigt. Da steckt nicht nur ein anderer Magnet drin, das sind zwei ganz unterschiedliche Membranen! Man kann sich vorstellen, welche "Weisheiten" entstehen, wenn Musiker nach einem Vergleich dieser beiden Lautsprecher Erkenntnisse zum Alnico-Sound ins Internet stellen. Es gibt zweifelsohne typspezifische Unterschiede im nichtlinearen Verhalten der Lautsprecher, aus diesen lässt sich aber kein Alnico-spezifisches Charakteristikum ableiten.

Als Gegenbeispiel möge ein Vergleich zweier **Celestion-Lautsprecher** dienen: Vintage-30 (Keramik-Magnet) gegen Celestion "blue" (Alnico-Magnet). **Abb. 11.79** zeigt hierzu die Verzerrungsanalysen. Bis 250 Hz erkennt man beim k_2 eigentlich nur eine leicht unterschiedliche Resonanzfrequenz, im darüber liegenden Frequenzbereich sieht man die Auswirkungen von Partialschwingungsmoden. Beim k_3 sind die Unterschiede etwas größer, aber keinesfalls als Charakteristikum einzuordnen. Besonders interessant: In der zweiten Bildzeile werden Alnico-Lautsprecher miteinander verglichen: Zwei zum selben Zeitpunkt gekaufte Celestion "blue". Die Unterschiede zwischen diesen beiden Lautsprechern sind insgesamt größer als die Unterschiede zwischen einem Alnico- und einem Keramik-Lautsprecher!

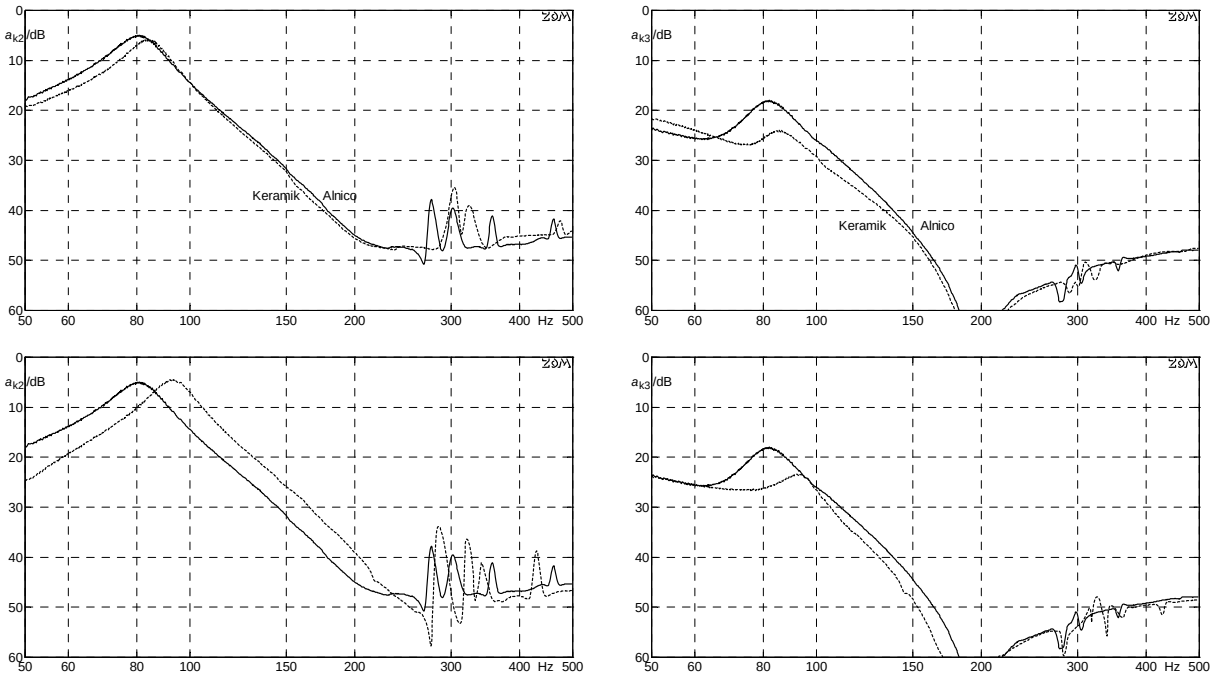


Abb. 11.79: Nichtlineare Verzerrungen des Lautsprecherstroms bei sinusförmiger Spannungseinprägung (10V). Alnico = Celestion "blue", Keramik = Celestion Vintage-30. 2. Bildzeile: Zwei verschiedene Celestion "blue".

Zum Abschluss dieser Messungen sind in **Abb. 11.80** Vergleiche über 4 Alnico-Lautsprecher und 5 Keramik-Lautsprecher dargestellt. Wieder überwiegen die Auswirkungen unterschiedlicher Membranaufhängungen – ein Alnico-Charakteristikum ist nicht zu entdecken.

© M. Zollner 2008

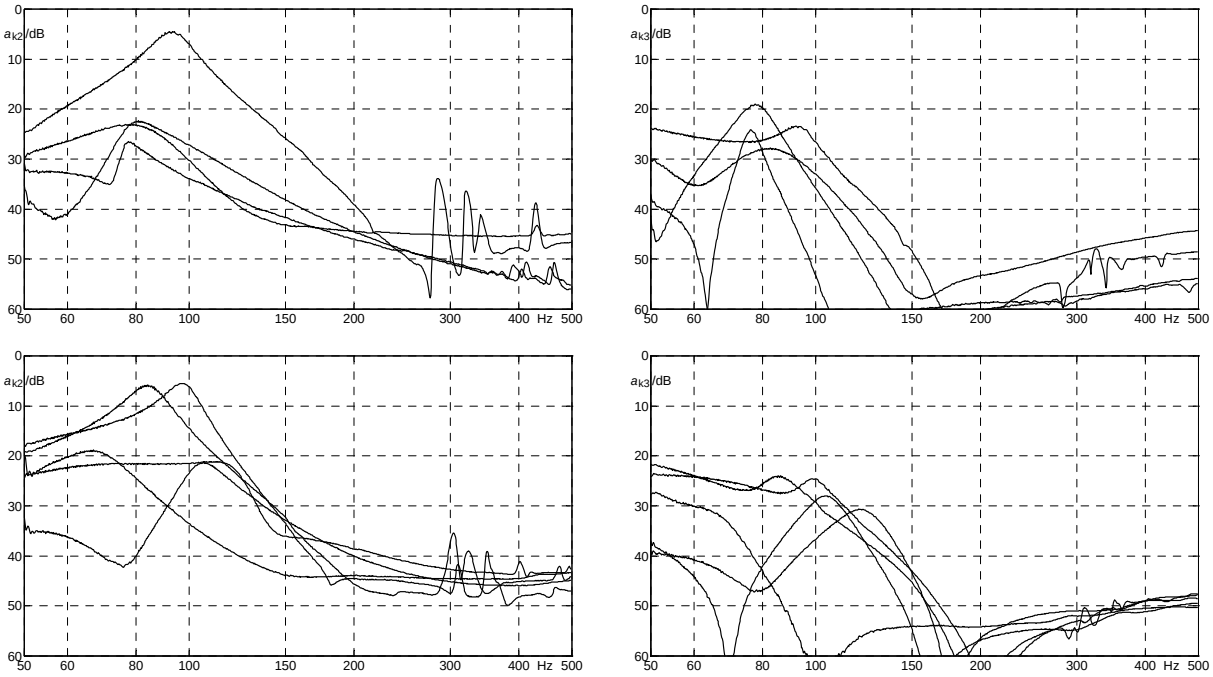


Abb. 11.80: Nichtlineare Verzerrungen des Lautsprecherstroms bei sinusförmiger Spannungseinprägung (10V).

Nach dieser Analyse der elektrischen Zweipolparameter muss natürlich auch der Übertragungsparameter gedacht werden. Der Lautsprecher ist ja nicht nur dazu da, um den Verstärker zu belasten – er soll Schall abstrahlen. Aber auch hier setzt sich der bei den Verzerrungsmessungen gefundene Trend fort (**Abb. 11.81**): Die Unterschiede zwischen typgleichen Alnico-Lautsprechern sind ähnlich wie die zwischen Alnico- und Keramik-Lautsprecher, von einem magnetspezifischen Klang kann keine Rede sein. Das heißt nun nicht, alle Alnico-Lautsprecher seien unnütz. Jensen und Eminence bieten z.B. keine direkte Keramik-Alternative zum P12-N bzw. zum "Legend 122". Wenn man den Klang dieser Legenden möchte, muss man sie kaufen – der C12-N bzw. der "Legend 125" unterscheiden sich um mehr als den Magnet. Anders sieht's bei Celestion aus: Mit dem Vintage-30 steht eine ernstzunehmende Alternative zum Celestion "blue" bereit, die laut Herstellerangaben viermal so hoch belastbar ist, aber trotzdem nur ein drittel kostet. Oder: Ein zwölftel, wenn man's pro Watt rechnet. Das den Blauen umgebende Vintage-Flair ist aber so attraktiv, dass dagegen kein Kraut gewachsen ist. Und so wird es auch weiterhin treue Anhänger des brillanten (bzw. weichen) und dreckig-verzerrten (bzw. verzerrungsarmen) Alnico-Klanges geben.

Abb. 11.81: Schallpegelunterschiede zwischen 2 Exemplaren des Celestion "blue", bzw. "blue" vs. Vintage-30. Gemessen im RAR, 1W @ 1m, Lautsprecher in das Gehäuse eines AD60-VT eingebaut.

Diese Abbildungen bleiben der Druckversion vorbehalten

© M. Zollner 2008

11.8 Lautsprechergehäuse

11.8.1 Grundlagen

In vielen Fällen sind Gitarren-Verstärker und -Lautsprecher im selben Holzgehäuse (Combo) untergebracht, alternativ gibt es aber auch die zweiteilige Stack-Variante. Aus der Vielzahl der am Markt erhältlichen Größen zeigt **Abb. 11.82** eine kleine Auswahl: Vor allem findet man 10"- und 12"-Lautsprecher, gelegentlich auch 15" (1" = 2.54 cm). Die kleinen Combos haben fast immer eine große Öffnung in der Rückwand, die größeren Gehäuse sind entweder geschlossen, oder als Bassreflexbox ausgeführt. Im weitesten Sinn stellen auch die rückseitig offenen Gehäuse eine Art Bassreflexsystem dar, aber ein sehr spezielles.

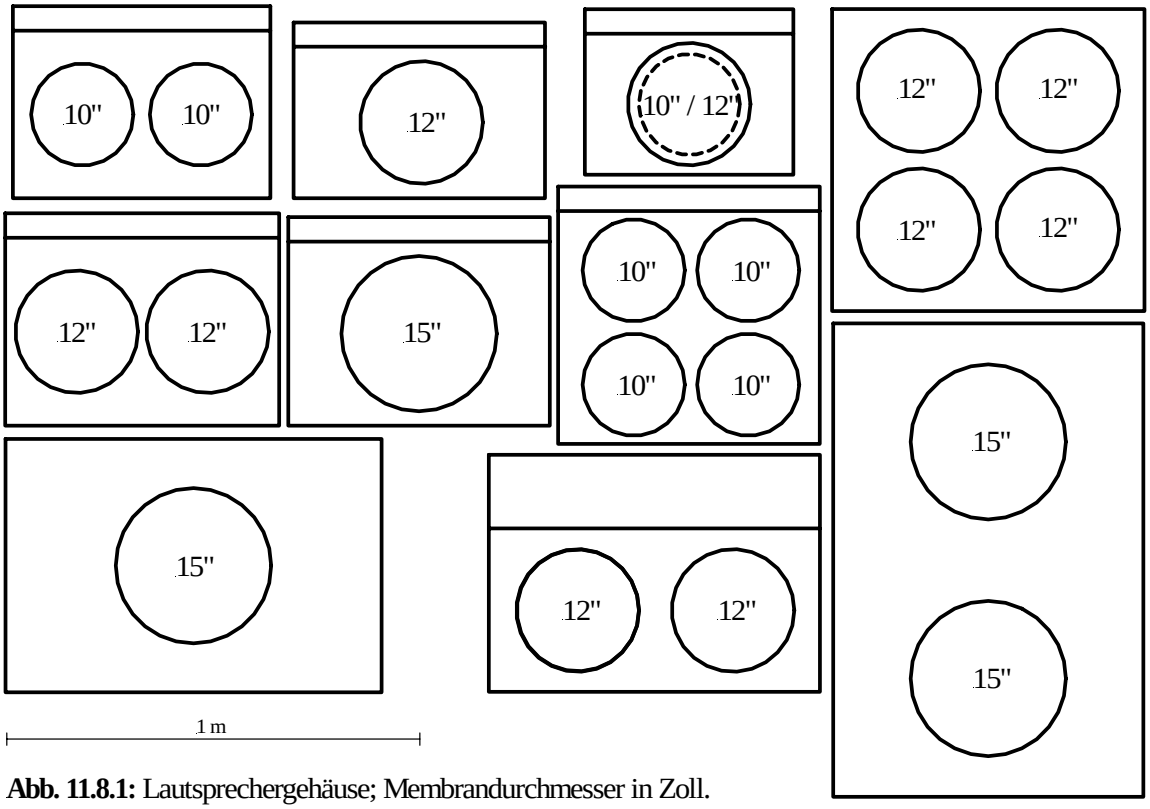


Abb. 11.8.1: Lautsprechergehäuse; Membrandurchmesser in Zoll.

Das Gehäuse hat einen wesentlichen Anteil an der Schallerzeugung. Ist es dicht, wirkt es vor allem als Luftfederung für die Membran, wodurch die Resonanzfrequenz erhöht wird. Da diese Luftsteifigkeit reziprok zum Volumen ist, würde ein kleines Gehäuse die Resonanz stark erhöhen – vermutlich aus diesem Grund sind kleine Gehäuse meistens offen. Für adiabate Zustandsänderungen ergibt sich die **Luftsteifigkeit** zu $s_L = 1.4 \cdot 10^5 \text{ Pa} \cdot S^2 / V$. Hierbei ist S die effektive Membranfläche, und V das Nettovolumen des Gehäuses. Für einen 12"-Lautsprecher in einem 50-ltr-Gehäuse erhält man 9179 N/m, das entspricht ungefähr der Membransteifigkeit. Als Beispiel: Beim "Celestion blue" würde durch diesen Einbau die Resonanzfrequenz um 50% zunehmen. Aber nur tieffrequent wirkt das Gehäuse als Luftfeder, ab etwa 300 Hz bilden sich im Innern **stehende Wellen**, die für die Membranrückseite eine komplexe, frequenzabhängige Last darstellen. Die Auswirkungen dieser Hohlraumresonanzen könnte man mit einem locker ins Gehäuse gepackten porösen Absorber abschwächen – dies wird bei Instrumentalboxen in der Regel aber nicht gemacht. Zum einen, weil diese Resonanzen, so sie die richtigen sind, den Klang beleben können, zum anderen, weil jegliche Absorption Schallenergie vernichtet (in Wärme umwandelt). Und da ein Gitarren-Lautsprecher nun einmal laut sein muss, wird auf Absorber üblicherweise verzichtet.

© M. Zollner 2008

Ganz grundsätzlich lassen sich Lautsprechergehäuse in *offene* und *geschlossene* unterteilen. **Das geschlossene Gehäuse** wirkt für die Membranrückseite (tieffrequent) als Luftfeder: Bewegt sich die Membran nach innen, erhöht sich im Innern der Druck. Unter der Zugrundelegung adiabatischer Zustandsänderungen gilt $p \cdot V^{1.4} = const$. Als **Zahlenbeispiel**: Wenn sich in einem 38-ltr-Gehäuse eine 12"-Membran um 2.5 mm nach innen bewegt, verkleinert sich dadurch das Volumen um 0.5%, wodurch ein Überdruck von 670 N/m^2 entsteht. Auf eine 0.18 m^2 große Rückwand (38cm x 48cm) wirkt dabei eine Kraft von 121 N. Umgangssprachlich heißt das: Auf die Rückwand drücken gut 12 kg. Das entspricht dem Gewicht (bzw. der Masse) von drei (!) Celestion "blue". Dass so eine Rückwand gut befestigt sein muss und nicht zu dünn sein darf, ist offensichtlich. Wenn aber – wie bei diesen kleinen Gehäusen üblich – die Rückwand eine Öffnung hat (bzw. aus zwei Teilen besteht, die nicht aneinander grenzen), kann "der Überdruck entweichen", und die Kräfte auf die Gehäusewände sind wesentlich niedriger (höchstens ein zehntel so groß). Das offene Gehäuse wird durch den Schalldruck kaum belastet, und deshalb ist es egal, aus welchem Holz es besteht.

Natürlich, Leo Fenders Kiefernkisten[♣], und ihr einzigartiger Sound. *Though this be madness, yet there is method in it,* wusste schon Shakespeare. Die Legenden werden wohl nie verstummen, dass ein Gitarren-Combo aus fingerverzahntem **Kiefernholz** mit aufgeklebtem "Tweed" gefertigt sein muss. Muss er nicht. Natürlich gibt es Schallquellen, deren Klangqualität vom verwendeten Holz abhängt – die Akustikgitarre ist so ein Beispiel. Aber aus Kiefernholz? Niemals. Die HD-28 aus Kiefer, oder die große Guild? Definitely not! Die Stradivari? Also bitte! Ahorn ist ein Klangholz, Fichte ebenso, Zeder auch. Kiefer nicht. Kiefer war vor Ort, war billig, war gut zu verarbeiten – und Leo Fender war ja kein Gitarrenbauer, er war Buchhalter. Bei der Akustikgitarre muss der Korpus schwingen können, um Schall abzustrahlen. Könnte ein Grund sein, dass er nicht mit Tweed oder Tolex bepflastert wurde. Und zentimeterdick sind die Wandungen der Akustikgitarre ja auch nicht – da scheinen doch prinzipielle Unterschiede zu bestehen. Beim Gitarrencombo schwingt die Lautsprechermembran – sie erzeugt den Schall. Das Gehäuse wirkt definitiv als akustisches Filter, aber aufgrund seiner Abmessungen, nicht aufgrund seiner Materialeigenschaften. Zwar wird das Gehäuse durch den vom Lautsprecher erzeugten Schalldruck zu Schwingungen angeregt, ihre Auswirkungen sind gegenüber der Membranschwingung aber zumeist vernachlässigbar.

Um einmal die wichtigsten Wirkungen des Gehäuses aufzuzählen: Es wirkt als Schallführung, es sorgt für die Ausbildung von Hohlraumresonanzen, und es trägt den Lautsprecher. Dieser letzten Eigenschaft kann eine **mechanische Impedanz** zugeordnet werden, gegen die sich der Lautsprecher abstützt. Ist diese Impedanz unendlich (riesige Masse), kann der daran befestigte Lautsprecherkorb keine Schwingungen ausführen. Aber natürlich hat kein Gehäuse eine unendliche Masse, und deshalb entsteht an der Schnittstelle Korb/Schallwand eine kleine Bewegung. *Actio = Reactio* lehrt die Mechanik: Die auf die Membran wirkende Kraft ist genau so groß wie die auf den Korb wirkende Gegenkraft. Doch überlegen wir einmal: Die Membran wiegt vielleicht 30 g, der Lautsprecher 3 kg. Oder bis zu 10 kg bei den US-Boliden. Wackelt da nicht der Schwanz mit dem Hund? Selbst wenn der Lautsprecher *gar nicht* befestigt wird, verhindert allein seine Masse eine nennenswerte Eigenbewegung. Nun gut, die Resonanzen, da könnte sich eine kleine Ursache zu einer großen Wirkung aufschaukeln. Klarheit bringt hierbei, wie so oft, die Messung: Mit dem Laser-Vibrometer kann man bequem einen Punkt des Lautsprecher-Chassis oder des Gehäuses anvisieren und die dort herrschende Schwinggeschwindigkeit (die sog. Schnelle) messen. Referenz für diese Messungen ist die Membran-Schnelle; findet man bei ihr 1 m/s, und bei der Gehäusewandung 0.01 m/s, hat sich zwar bestätigt, dass das Gehäuse schwingt – relevant wäre diese Schwingung aber nicht.

[♣] Pinewood übersetzt man am besten mit Kiefernholz; die mediterrane Pinie ist eine von ca. 111 Kiefernarten.

© M. Zollner 2008

Abb. 11.83 zeigt Gehäuseschwingungen (----) im Vergleich zu Membranschwingungen. Die Seitenwand des Tweed Deluxe (Lautsprecher = P12-R) schwingt wesentlich schwächer als die Membran, lediglich bei 440 Hz zeigt sich ein nennenswertes Maximum – aber auch hier ist die Wandschwingung kleiner als ein zehntel der Membranschwingung, und somit vernachlässigbar. Die Schallwand (rechtes Bild) schwingt stärker als die Seitenwand, was angesichts ihrer Dicke (nur 9 mm) und ihrer spartanischen Befestigung nicht überrascht. Einen großen Effekt darf man aber auch hiervon nicht erwarten: Die abgestrahlte Schallleistung hängt vom *Quadrat* der Schnelle ab. Ein Schnellepegel-Unterschied von 20 dB gibt (gleiche Fläche angenommen) einen Leistungsunterschied von 1:100 zugunsten der Membran.

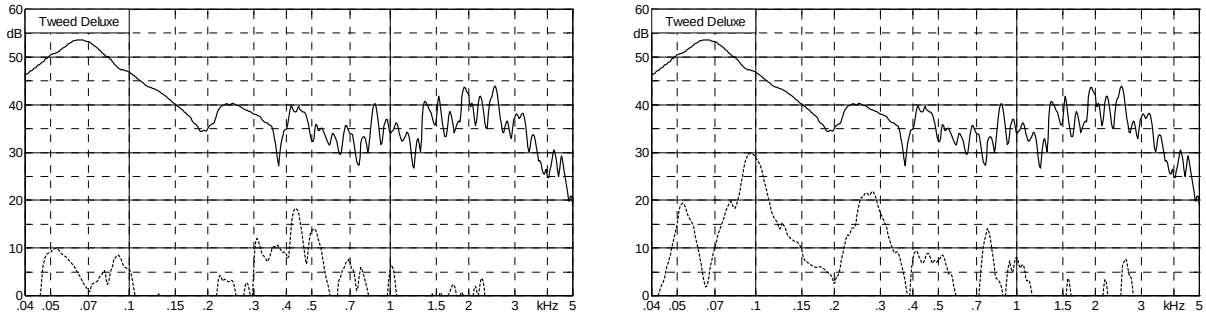


Abb. 11.83: Membranschnelle im Vergleich zur Schnelle der Gehäuse-Seitenwand (li.) bzw. Schallwand (re.).

Ergänzend sind in **Abb. 11.84** die Schnellepegel für Membran und Lautsprecherkorb dargestellt; Messpunkt war am Befestigungsflansch zwischen zwei Schrauben. Der Korb schwingt, keine Frage, und diese Schwingung lässt sich beeinflussen, wenn man den Combo seiner Füße beraubt. Für das linke Bild stand der Combo ohne Gummifüße auf einem Steintisch, für das rechte Bild auf seinen serienmäßigen Füßen. Die Unterschiede bei den Korbschwingungen sind deutlich, die Auswirkungen auf die Membranschwingung gerade eben erkennbar. Wenn man derart kleinen Effekten Bedeutung beimisst, muss man auch die mechanische Punktimpedanz des Combo-Fundaments spezifizieren. Im Musikeralltag spielt es allerdings keine große Rolle, ob der Combo auf einen Bierträger oder einen Hocker gestellt wird. Und wenn, müsste man zuallererst die Höhe justieren: Ob 45 oder 50 cm über dem Boden, das macht bei den entstehenden Kammfiltern einen Riesen-Unterschied. Rein theoretisch. Die meisten Gitarristen kümmert's aber rein gar nicht – Hauptsache, das Ding kippt nicht um. Doch trotzdem, fast wär's untergegangen: Ist dein Combo made of pine, spielt er gleich von ganz allein.

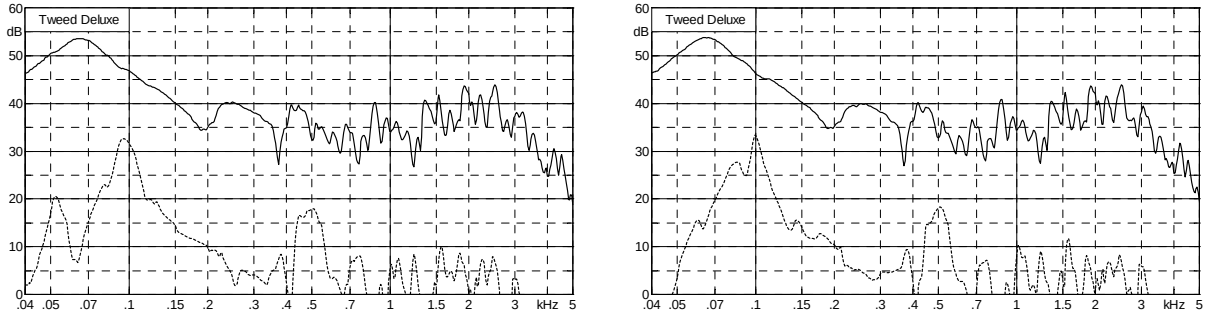


Abb. 11.84: Membranschnelle im Vergleich zur Korb-Schnelle für zwei verschiedene Gehäusefundamente.

Fazit: Lediglich den superdünnen Schallwänden früher Tweed-Verstärker könnte man einen marginalen Einfluss auf den Sound zugestehen, bei Gehäusen üblicher Wanddicke (2 cm) sind hingegen nur die Abmessungen und die dadurch definierten Hohlraumresonanzen von Bedeutung; welches Holz verwendet wird, ist unerheblich – die Gehäuseschwingungen sind gegenüber der Membranschwingung von untergeordneter Bedeutung.

© M. Zollner 2008

Nun zu den **geschlossenen Gehäusen**, deren prominentester Vertreter vermutlich Marshalls 4x12"-Box ist. Es wurde schon dargelegt, wie groß die Schalldrücke im Innern einer geschlossenen Box werden können, und welche Kräfte auf die Gehäusewände einwirken. Es ist gute Praxis, derartige Gehäuse sehr formsteif zu bauen, die Rückwand mit vielen Schrauben zu befestigen, und einen (oder sogar mehrere) Versteifungsbalken einzusetzen. Eine dünne, stark schwingende Rückwand entzieht dem Lautsprecher Schwingungsenergie. Die sie nur zum Teil abstrahlt, zum (zumeist größeren Teil) aber in Wärme umwandelt. Eine Rückwand ist ja keine in nachgiebiger Sicke gelagerte Membran. Die Rückwand muss sich verbiegen, um schwingen zu können, und dabei entsteht viel innere Reibung, ergo unnütze Wärme. Nicht, dass die Box nun abbrennen würde, so groß ist diese Wärmeenergie nicht. Aber sie ist verlorene Energie, die nicht als Schallenergie zur Verfügung steht. Natürlich sind Spezialgehäuse vorstellbar, deren schwingende Rückwände genau die Schallenergien dissipieren, die fürchterlich klingen würden – damit verlässt man aber den Trampelpfad der heiligen Kühe ...

Ein kleines Detail, das bei geschlossenen Gehäusen immer wieder in die Diskussion kommt, ist die **Undichtigkeit**. Wie dicht ist denn das dichte Gehäuse? Da gibt es die volle Bandbreite von "alles mit Silikon abdichten" bis zu "überall 1 mm Luft, sonst klemmt's". Im einfachen Modell ist eine Undichtigkeit (ein Spalt) ein akustisches Filter: Die Luft im Spalt bildet zusammen mit der Strahlungsimpedanz eine Masse, die Luft im Gehäuse wirkt als Feder. Fertig ist ein akustischer **Tiefpass zweiter Ordnung**: Feder und Masse erzeugen zusammen eine Resonanz; für Anregungen unterhalb der Resonanzfrequenz ist der Spalt offen, überresonant ist er verschlossen, weil nun die Luftträgheit große Bewegungen verhindert. Dieses Prinzip nutzt auch das **Bassreflexgehäuse**, das ja auch zu den "undichten" Gehäusen gehört [3]. Als Beispiel: Schließt man an den Lautsprecher eine 1.5-V-Batterie an, ändert sich im Innern des (fast) dichten Gehäuses schlagartig der Luftdruck. Je nach Polarität beginnt aber sofort Luft durch den Spalt in das oder aus dem Gehäuse zu strömen, und der Druck gleicht sich allmählich aus. Regt man die Membran aber höherfrequent (z.B. mit 1 kHz) an, kann sich der Druck wegen der Massenträgheit nicht mehr schnell genug ausgleichen – das Gehäuse wirkt, als wäre gar kein Spalt vorhanden. Wenn ein Gehäuse kleine Undichtigkeiten hat, werden sich diese also nur im tieffrequenten Bereich auswirken. Je kleiner die Spaltfläche, desto niedriger ist der betroffene Frequenzbereich. Und da Gitarrenboxen nicht bis 20 Hz übertragen müssen, sind die Anforderungen an ihre Dichtigkeit nicht besonders hoch. **Abb. 11.85** bietet hierzu Orientierungswerte. Nicht berücksichtigt ist in diesem Diagramm, dass auch die Steifigkeit der Membranaufhängung und der Gehäusewände einen Einfluss auf die Resonanz ausüben, und dass – insbesondere bei schmalen Spalten – ein ganz erheblicher Strömungswiderstand wirkt. Zur ungefähren Abschätzung ist das Diagramm gleichwohl brauchbar, in der Praxis liefert dann eine einfache Impedanzmessung Daten zur tatsächlichen Resonanz. Abb. 11.86 zeigt hierzu ein Beispiel: Bei 33 Hz entsteht eine schwache Leakage-Resonanz.

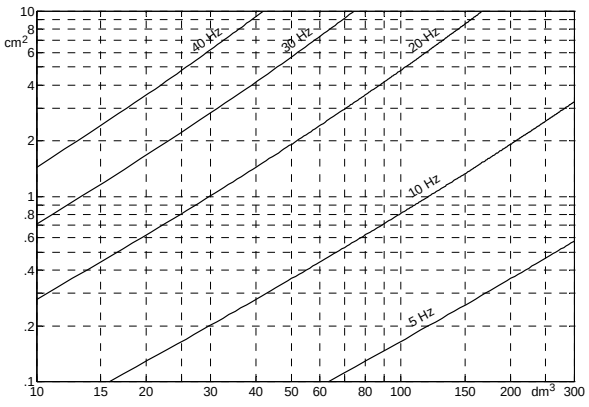


Abb. 11.85: Zusammenhang zwischen Gehäuse-Volumen (Abszisse, dm^3 = ltr), Spaltfläche (cm^2) und daraus resultierender Resonanzfrequenz. Beispiel: Hat ein 100-ltr-Gehäuse Spalten mit einer Gesamtfläche von 5 cm^2, ergibt sich eine Leakage-Resonanzfrequenz von ca. 20 Hz.

© M. Zollner 2008

In **Abb. 11.86** ist deutlich die von der Luftsteifigkeit verursachte Resonanzverschiebung zu sehen. Und noch etwas offenbart die Impedanz: Die erste Hohlraumresonanz (260 Hz), die sich als $\lambda/2$-Längsschwingung im (innen) 70 cm langen Gehäuse ausbildet. Ab dieser Frequenz wirkt das Gehäusevolumen nicht mehr als konzentrierte Steifigkeit, sondern als Kontinuum. Vereinfachend kann man für diese tiefste Hohlraumresonanz die schwingende Luftsäule durch eine Masse (ca. 12 g) und zwei ungefähr gleich steife Federn nachbilden. Die auf die elektrische Seite transformierte Impedanz dieser Analogie zeigt gute Übereinstimmungen mit der Messung. Die Unterschiede, die über 300 Hz auftreten, sind überwiegend auf Membranresonanzen (Partialschwingungen) zurückzuführen.

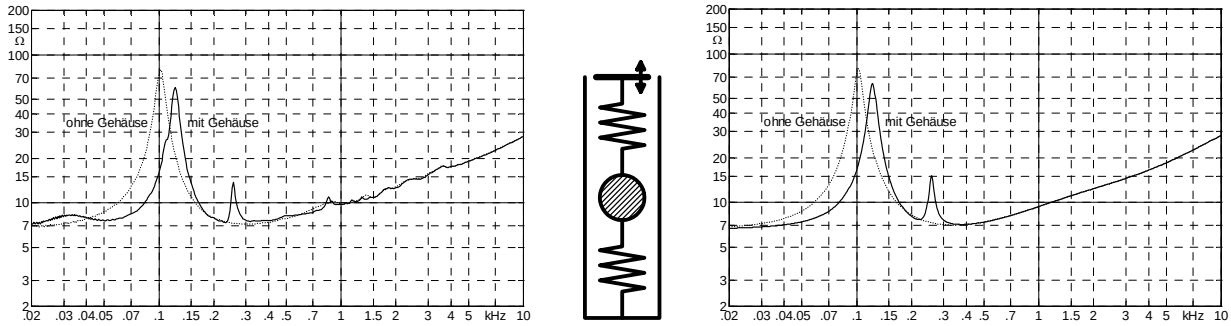


Abb. 11.86: Impedanz-Frequenzgang des G12-M (siehe auch Abb. 11.17); Messung (links), Modell (rechts). In der Mitte ist das vereinfachte Längsschwingungs-Modell der $\lambda/2$-Resonanz dargestellt.

Im Übertragungsfrequenzgang macht sich die Hohlraumresonanz durch eine S-Kurve bemerkbar (**Abb. 11.87**). Knapp unter dieser Hohlraumresonanz wird der Wirkungsgrad verschlechtert, überresonant verbessert. Dass die Belastung der Membranrückseite auch Auswirkungen auf die Abstrahlung von der Vorderseite hat, erklärt sich leicht aus dem Verhältnis von Quell- zu Lastimpedanz. Bei Spannungseinprägung ist die elektrische Quellimpedanz des FI-Wandlers [3] der ohmsche Schwingspulenwiderstand (die Induktivität darf unter 1 kHz vernachlässigt werden). Die Quellimpedanz der mechanischen Seite des Wandlers ist folglich ein rein reeller Widerstand. Diese resistive Quelle wird durch mehrere mechanische Komponenten belastet: Die Membran, die (innere) Hohlraumimpedanz, und die (äußere) Strahlungsimpedanz. Alle drei Impedanzen sind zur Gesamtimpedanz aufzusummieren, und deshalb beeinflusst jede der drei die Anpassung. Sehr plakativ: Auch wenn man die Membran von *innen* festhält, kann sie nach *außen* keinen Schall mehr abstrahlen. Frequenzselektive Anpassungsänderung ist die Kernfunktion jedes Reaktanzfilters – insofern ist die S-Kurve nicht überraschend. Dass die Auswirkungen auf den elektrischen Impedanz-Frequenzgang zum Teil recht gering sind, ist auf den relativ geringen Wirkungsgrad zurückzuführen: Der ohmsche Schwingspulenwiderstand dominiert (ggf. mit der Spuleninduktivität) die elektrische Impedanz. Natürlich sind derart stark ausgeprägte Resonanzen hörbar; ob sie gut oder schlecht klingen, ist – wie immer – eine Frage des persönlichen Geschmacks.

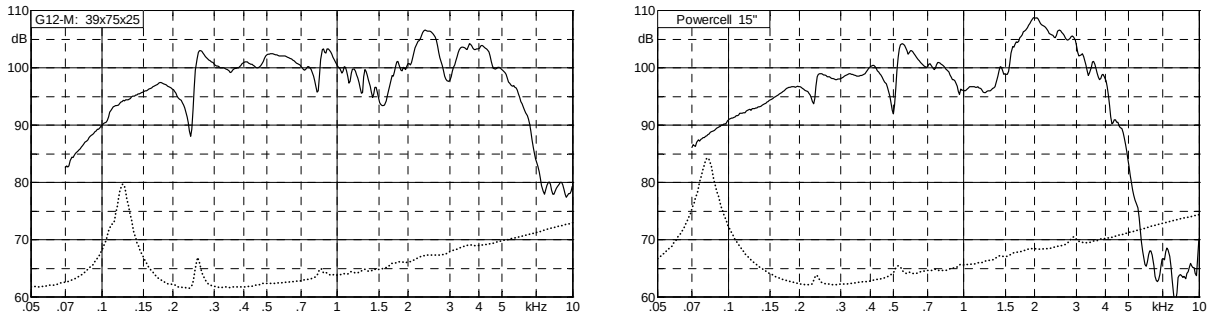


Abb. 11.87: Übertragungsfrequenzgang: Gehäuse mit Hohlraumresonanzen. 39x75x25 (li.) bzw. 40x74x39 (re.).

© M. Zollner 2008

Lautsprecher und Gehäuse wirken – das haben die vorhergehenden Kapitel gezeigt – als zwei dem Verstärker nachgeschaltete Filter. Einem Line-Ausgang, dessen Signal vom Eingang der Endstufe abgezweigt wird, fehlt genau diese Filterung. Und deshalb findet man auf Bühnen und im Studio Mikrofone vor den Lautsprechern, um instrumentenspezifisch aufnehmen bzw. abmischen zu können. Im **Nahfeld** einer relativ großflächigen Schallquelle können sich aber Übertragungsfunktionen ergeben, die von der Fernfeldcharakteristik wesentlich abweichen. Streng genommen bemisst sich die Nahfeld/Fernfeldgrenze nach der Größe des Lautsprecher-Gehäuses, vereinfachend kann man aber durchaus zuerst nur die Membrangröße als Kriterium nehmen: Ist der Mikrofon/Lautsprecher-Abstand ungefähr so groß wie (oder sogar kleiner als) der Membrandurchmesser, befindet sich das Mikrofon im Nahfeld. Steckt mehr als ein Lautsprecher in der Box, muss aber der Durchmesser einer äquivalenten Membran angesetzt werden, beim typischen 4x12"-Gehäuse also nicht 28 cm, sondern fast schon 1 m. Üblicherweise sind Aufnahmemikrofone jedoch näher an der Box platziert, also: im Nahfeld.

Schallabstrahlende Flächen (z.B. Membranen) zerlegt man modellmäßig nach dem Huyghensschen Prinzip in kleine, kugelwellenabstrahlende Teilflächen. **Abb. 11.88** verdeutlicht dies am Beispiel einer ebenen Membran (links im Bild). Für den unendlich fernen Punkt sind die abgehenden Schallstrahlen parallel, die einzelnen Schallwege gleich lang. Je näher der Messpunkt an die Membran heranrückt, desto ungleicher werden die Schallwege, woraus ungleiche Laufzeiten zwischen den Schallstrahlen resultieren. Tieffrequent hat dies keine große Bedeutung, da hier die Wellenlänge groß ist, bei höheren Frequenzen kann der Wegunterschied aber gerade einer halben Wellenlänge entsprechen – dann entstehen Interferenzauslöschungen.

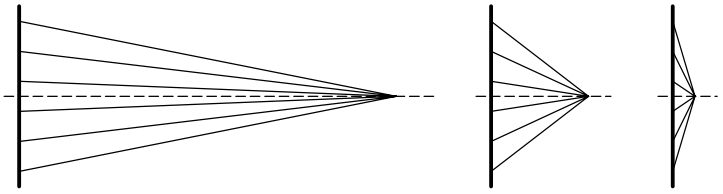


Abb. 11.88: Je näher das Mikrofon an die Membran rückt, desto mehr unterscheiden sich die Längen der einzelnen Schallwege.

In **Abb. 11.89** sind die Auswirkungen derartiger Interferenzen dargestellt, gemessen im RAR an einem Tweed Deluxe. Nähert man das Mikrofon axial aus größerer Entfernung an das Zentrum des Lautsprechers an, nimmt der Schallpegel zu. Aber nicht für alle Frequenzen in gleichem Maße! Da die absoluten Schallpegel nicht so relevant sind, wurde bei den Diagrammen eine Konstante so abgezogen, dass um 0 dB pendelnde Werte entstehen. Bei Annäherung an den Lautsprecher werden also vor allem die Tiefen angehoben, zusätzlich ergeben sich aber auch noch frequenzselektive Filterungen. Für die Messungen wurde ein Kondensatormikrofon mit Kugelcharakteristik verwendet; bei Richtmikrofonen ist zusätzlich der Nahbesprechungseffekt zu berücksichtigen [3]. Steht der Lautsprecher nicht im RAR, sondern auf reflektierendem Boden, kommen noch umgebungsabhängige Kammfilterungen hinzu.

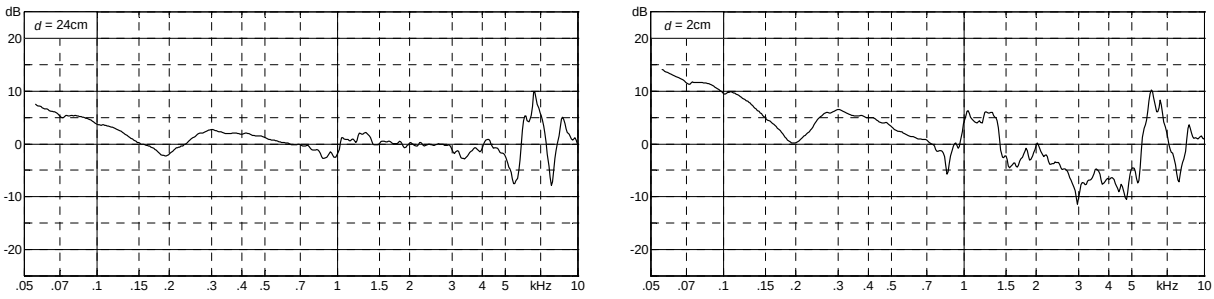


Abb. 11.89: Tweed Deluxe, axiale Nahfeldmessungen. Normierte Pegeländerungen gegenüber d = 1m.

© M. Zollner 2008

Auch wenn man den Abstand zwischen Mikrofon und Schallwand konstant hält, und das Mikrofon "nur" vor dem Lautsprecher verschiebt, ändert sich der Übertragungsfrequenzgang, wie **Abb. 11.90** eindrucksvoll beweist. Das linke Diagramm wurde an einem Tweed Deluxe aufgenommen, das rechte an einer 2x12"-Box. Es versteht sich von selbst, dass derart erhebliche Änderungen gewaltige Auswirkungen auf den Klang haben. Der Auswahl der Mikrofonposition kommt deshalb u.U. eine größere Bedeutung zu als der Lautsprecher-Auswahl! Auch die Mikrofon-Richtcharakteristik hat Einfluss auf den Sound: Steht das Mikrofon direkt am Bespannstoff, kommen Schallwellen von verschiedenen Membranbereichen aus verschiedenen Richtungen am Mikrofon an. Steht das Mikrofon (im Aufnahmestudio) in größerer Entfernung vor dem Lautsprecher, nimmt es außer Direktschall auch Raumschall mit auf.

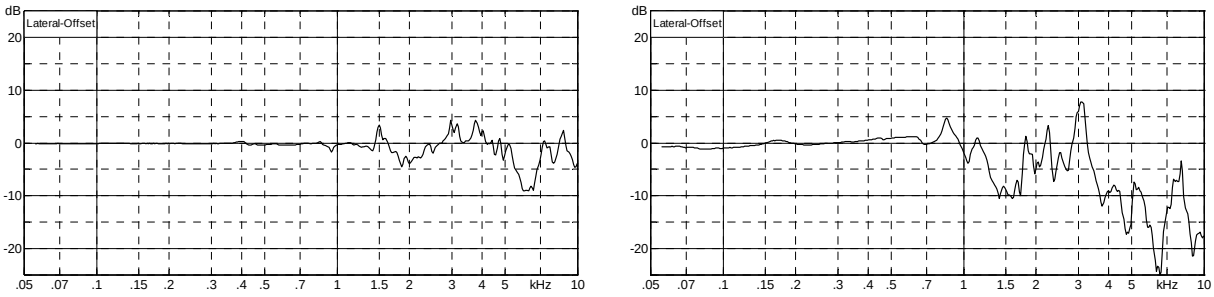


Abb. 11.90: Pegeländerung bei Veränderung der Mikrofonposition; konstanter Abstand zur Schallwand.

Vor dem Hintergrund dieser Messungen wird es verständlich, wenn Musiker und Studio-Experten der Auswahl des Mikrofons und seiner Positionierung große Aufmerksamkeit widmen. Oft kommen sogar zur Abnahme eines Gitarren-Lautsprechers zwei oder drei Mikrofone zum Einsatz, wobei kleine Markierungen am Bespannstoff ein leichteres Wiederfinden der magischen Positionen garantieren sollen. Allgemeine Regeln, wie "Mikrofonabstand = Membrandurchmesser", "Mikrofonabstand = 3 x Membrandurchmesser", "Mikrofon nicht auf die Lautsprecher-Mitte richten, sondern auf halbe Strecke zwischen Kalotte und Rand" sind gut gemeint, dürfen aber keinesfalls verallgemeinert werden. Was bei einer Box gut klingt, kann bei einer anderen sehr unbefriedigend sein, da ist individuelles "Tuning" gefordert.

Um dem doch nicht unerheblichen Aufwand zu entgehen, neben der Gitarre die komplette Verstärkeranlage mitzubringen, aufzubauen und dann auch noch mühsam die richtigen Mikrofonpositionen herauszufinden, entschließen sich viele Musiker (bzw. Produzenten ☺) oft zu einem radikal einfachen Weg: Die Gitarre wird in einen "**Modeling-Amp**" eingestöpselt, der alle erforderlichen linearen und nichtlinearen Filterungen bewerkstelligt. Es hat sich inzwischen herumgesprochen, dass hierzu auch die vom Lautsprecher verursachten Filterungen gehören. Die alltägliche Studiopraxis zeigt, dass man hiermit schauerlich künstliche Gitarren-Sounds hervorbringen kann. Sie zeigt aber auch beeindruckend gute Resultate, denen man nach getaner Tat die Camouflage des technischen Overkills umhängen muss (*"sogar im Badezimmer war ein 1964-er NOS-Tubes-Blackface, mit drei Kondis abgemiked"*), um in der Welt des Vintage-Wahns bestehen zu können. Dass ein derartiger Modeling-Amp, sei er gut oder schlecht, nicht die Richtcharakteristik seines Vorbildes emulieren kann, wurde schon in Kap. 11.4 erwähnt. Und falls eine Anlage mit hoher Verstärkung ("High-Gain-Sound") emuliert werden soll: Die Rückwirkung auf die Gitarre, die Saitenschwingungen unterstützen und sogar erzeugen kann, fehlt, wenn der Gitarrist zur Selbstkontrolle nur mehr einen Kopfhörer bekommt. Aus der Vielfalt der Modeling-Amps (mit oder ohne Leistungsverstärker) wurde der **POD 2.0** von Line-6 ausgewählt. Dies stellt keine Wertung im Sinne von *besonders gut* oder *besonders schlecht* dar – er stand einfach problemlos zur Verfügung.

© M. Zollner 2008

Abb. 11.91 zeigt die Übertragungsmaße der Lautsprecher-Emulation des Modeling-Amps (Line-6 POD 2.0). Leider offenbart das Manual keine Details zu den Mikrofonpositionen.

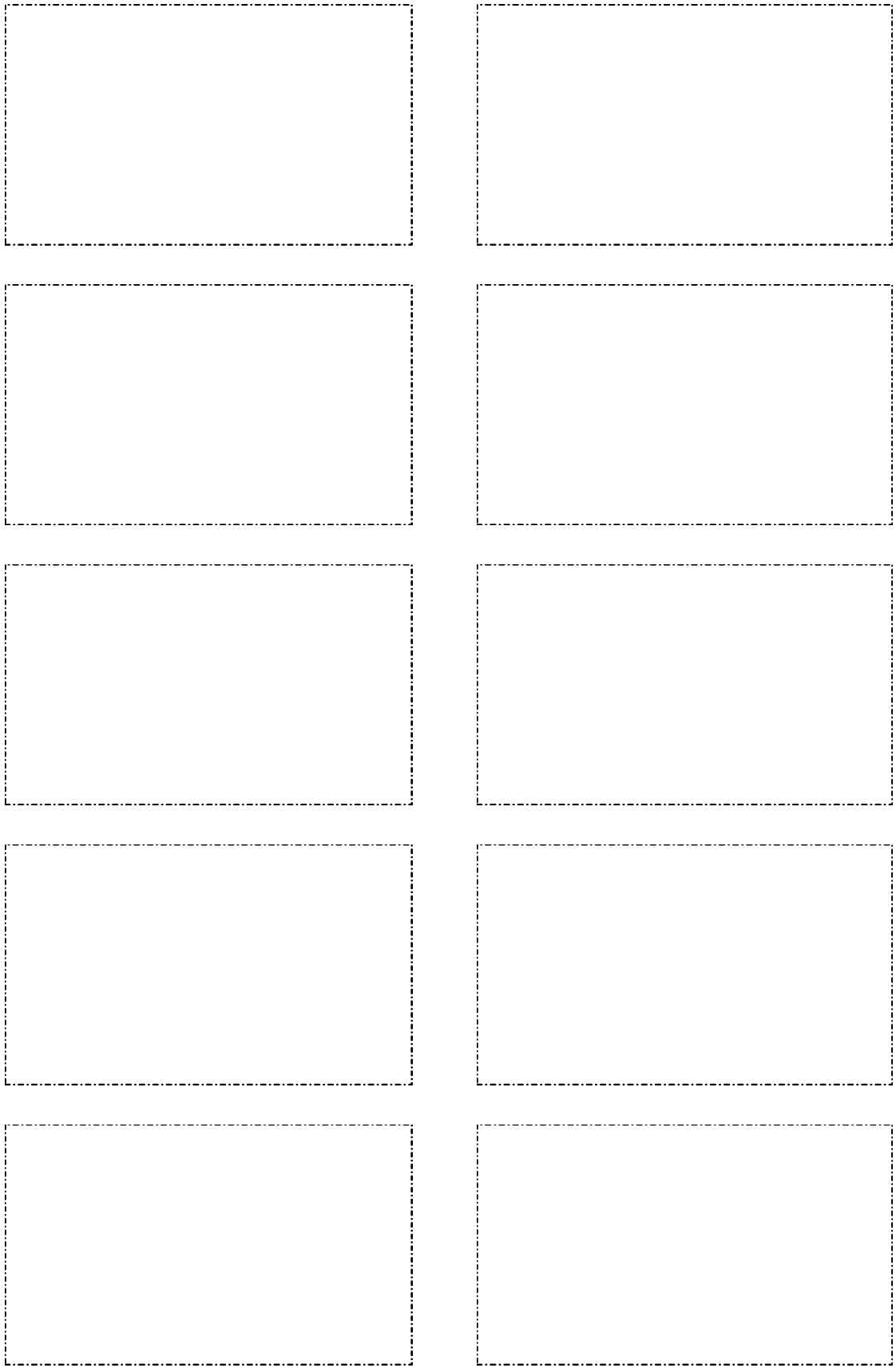


Abb. 11.91: Lautsprecher-Emulation beim Line-6 "POD". Absolute Ordinaten-Skalierung willkürlich.

© M. Zollner 2008

Welche Auswirkungen kleine Gehäuse-Details auf den Klang haben können, soll anhand des **VOX AC-30** untersucht werden: Bei diesem Combo befindet sich der Verstärker im selben Gehäuse wie die beiden 12"-Lautsprecher, abgetrennt durch ein Querbrett (**Abb. 11.92**). Bei einer speziellen Variante, dem "AC-30 Super-Twin", wird jedoch dem Verstärker ein eigenes Gehäuse spendiert (sog. "piggy-back"), und deshalb entfällt das Querbrett im Lautsprecher-Gehäuse, dessen Abmessungen ansonsten aber unverändert bleiben. Auf den ersten Blick gibt es folglich zwei verschiedene Gehäuse: Mit bzw. ohne Verstärker. Nun weist aber das Querbrett eine ziemlich große Öffnung auf, um in einer Art Kamineffekt dem darüber liegenden Verstärker Kühlluft zukommen zu lassen, die an der Gehäuseoberseite wieder entweichen kann. Zusammen mit Schall, natürlich, denn wo Luft durchgeht, geht auch Schall hindurch. Bei den Kühlschlitzen (Vent Grill) haben sich die Abmessungen im Lauf der Zeit definitiv geändert – ob die Öffnung im Querbrett auch "zeitvariant" ist, wurde nicht untersucht.

Für das Übertragungsverhalten bedeutet dies: Nicht nur der Lautsprecherbestückung ist Aufmerksamkeit zu widmen, sondern auch der Gehäusebauweise. Die elektrische Lautsprecher-Impedanz ändert sich, wenn das Querbrett entfernt wird, bzw. die Lüftungsschlitze verändert werden. Abb. 11.92 zeigt, dass sich im Bereich 100 – 300 Hz die Impedanz um mehr als den Faktor 2 ändern kann. Und da die nicht-gegengekoppelte Röhren-Endstufe des AC-30 einen hohen Innenwiderstand aufweist, schlägt diese Impedanzänderung in praktisch gleicher Größe auf den Übertragungs-Frequenzgang durch: Das Impedanz-Maximum bei z.B. 170 Hz wirkt, als hätte man diesen Bereich mit einem Equalizer schmalbandig um 6 dB angehoben. Hierzu findet sich bei Akustik-Gitarren eine interessante Parallele: Messungen, die von Fletcher und Rossing [1] an einer Martin D-28 durchgeführt wurden, zeigen im Schallspektrum eine stark ausgeprägte Resonanz um 200 Hz. Es scheint, als würde die selektive Betonung dieses Frequenzbereiches den Klang der Akustik- und der Elektrogitarre positiv beeinflussen.

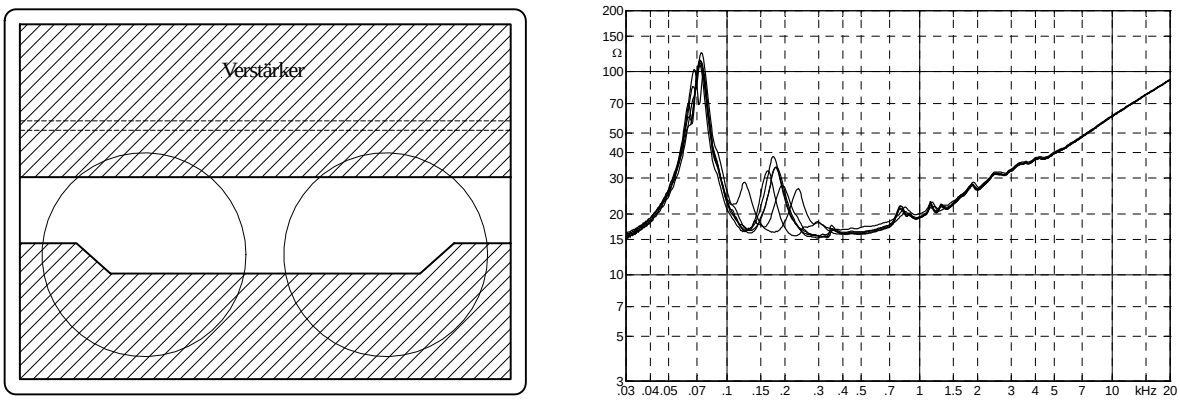


Abb. 11.92: Unterteilte Rückwand des VOX AC-30, Impedanzfrequenzgänge (2 Lautsprecher in Reihe). Die verschiedenen Impedanzkurven wurden durch Modifikation bei Trennwand und Lüftungsschlitzen erzielt.

© M. Zollner 2008

11.8.2 Vergleich verschiedener Gehäuse-Materialien

Eine häufig gestellte Frage: Welchen Anteil hat das für das Gehäuse verwendete **Holz** am Klang (an der Übertragungsfunktion) des Lautsprechers? Der Handel verweist auf historische Vorbilder und schreibt dem Holz eine ähnlich große Bedeutung zu wie bei italienischen Meistergeigen, und der Musiker glaubt's und zahlt. Um nicht nur Vermutungen, sondern auch objektive Daten zu bekommen, wurden abmessungsgleiche Gehäuse analysiert, die aus verschiedenen Hölzern aufgebaut waren: Kiefer (18 mm), Pappel (14 mm), und MDF (14 mm). Die Gehäuse waren von Tube-Town (www.Tube-Town.de) mit großer Sorgfalt zusammengebaut worden, sie wurde alle mit demselben Lautsprecher gemessen (Eminence MOD-12). Die Außenabmessungen der Gehäuse betrugen: 50 cm x 41 cm x 30 cm. Die *geschlossenen Gehäuse* waren rückseitig mit einer nichtverstärkten Rückwand verschlossen, die *offenen Gehäuse* hatten rückseitig zwei Bretter, dazwischen einen 13 cm breiten horizontalen Schlitz.

Alle Messungen erfolgten im Reflexionsarmen Raum in 3 m Abstand auf Achse, der Lautsprecher wurde mit Spannungseinprägung betrieben (zunächst 2.83 V, später auch mehr). Als Messmikrofon wurde das B&K 4190 verwendet. In **Abb. 11.93** sind Schallpegel-Frequenzgänge dargestellt, umgerechnet auf 1 m Abstand. Man erkennt Unterschiede, aber so gering, dass sie für den üblichen Bühnenbetrieb keine Bedeutung haben. Weil Produktionstoleranzen in ähnlicher Größenordnung liegen können, und weil das Gehör derart kleine Unterschiede bei Musikdarbietungen nicht bemerkt. Die Unterschiede, die durch Rückwandwechsel (offen vs. geschlossen) verursacht werden, sind jedoch von Bedeutung – da ändert sich der Klang.

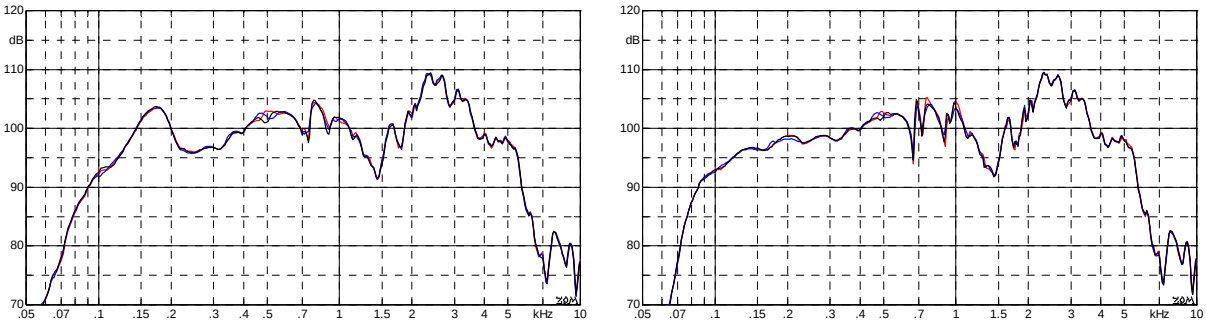


Abb. 11.93: SPL (1W/1m), Kiefergehäuse (schwarz), Pappelgehäuse (rot), MDF-Gehäuse (blau). Links mit offener Rückwand (13 cm breiter horizontaler Schlitz), rechts mit geschlossener Rückwand.

Abb. 11.94 zeigt die zugehörigen Impedanzfrequenzgänge, auch hier keine Besonderheiten. Die große Ähnlichkeit garantiert auch bei Betrieb an hochohmiger Quelle (Röhrenverstärker) ein praktisch gleichartiges Übertragungsverhalten, unabhängig vom Holz. Änderungen an der Rückwand wirken sich am hochohmigen Verstärker jedoch besonders stark aus, weil sich Übertragungsverhalten und Lautsprecherspannung ändern.

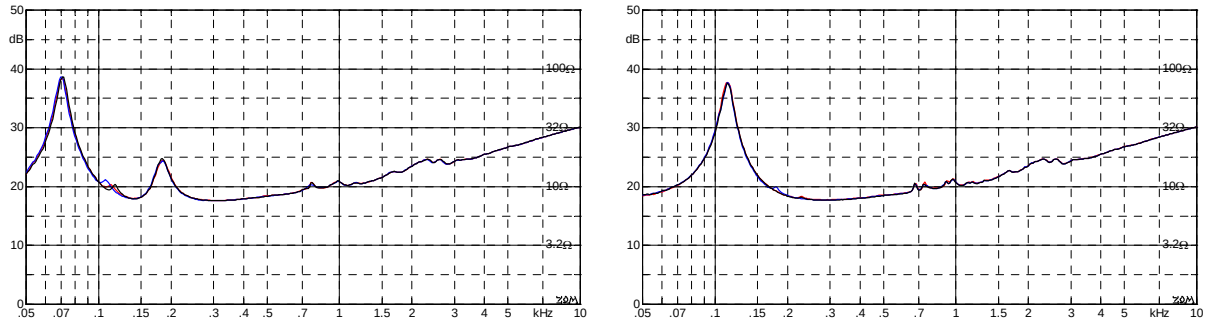


Abb. 11.94: Impedanzfrequenzgänge, Lautsprecher/Gehäuse wie bei Abb. 11.93.

© M. Zollner 2008

Ergänzend sind in **Abb. 11.95** Messungen an Kiefer-Gehäusen dargestellt, bei denen die Rückwand entweder ganz fehlte, oder aus nur einem Brett bestand, oder aus zwei Brettern (= *offenes Gehäuse*). Auch hier keine unerwarteten Besonderheiten.

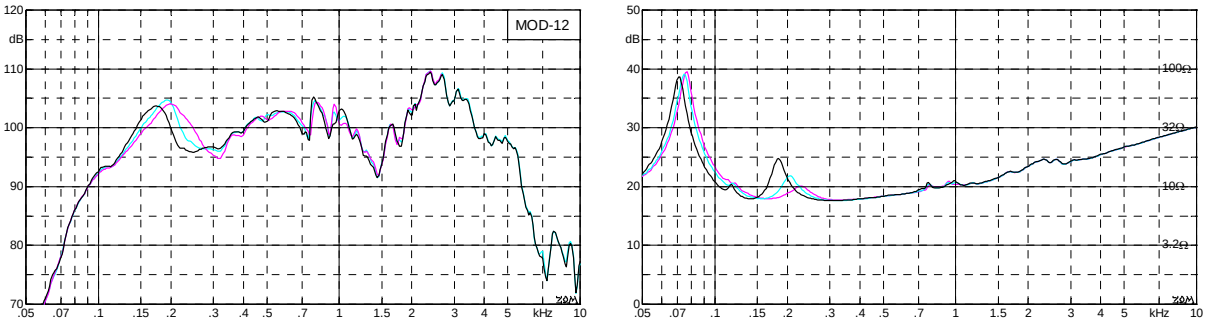


Abb. 11.95: SPL und Impedanz; ganz ohne Rückwand (magenta), 1 Brett (zyan), zwei Bretter (schwarz).

Der Betrieb mit 2.83 V (das ergibt 1 W an 8 Ω) ist typisch für Lautsprecher-Messungen, er entspricht aber nicht der üblichen Belastung. Solange der Lautsprecher einigermaßen linear arbeitet, kann die Übertragungsfunktion mit jeder beliebigen Spannung ermittelt werden, aber da Lautsprecher durchaus beachtliche Klirrfaktoren produzieren können, erfolgten auch Messungen bei höherer Belastung: Bei 2.83 V, 8.94 V und 17.9 V, das entspricht am 8-Ω-Nennwiderstand einer **Leistung von 1 W, 10 W und 40 W**. Erhöht man die Leistung von 1 W auf 10 W bzw. 40 W, vergrößert sich der Pegel um 10 dB bzw. um 16 dB. Dies zeigt **Abb. 11.96**, lediglich im Bassbereich ergeben sich bei 40 W wegen sehr starker Verzerrungen Abweichungen. Weil die übereinander liegenden Kurven nicht so leicht miteinander verglichen werden können, zeigt **Abb. 11.97** eine auf 1 W normierte Darstellung: Hierbei wurde die 10-W-Kurve um 10 dB abgesenkt, die 40-W-Kurve um 16 dB. Insbesondere die 40-W-Kurve liegt nun sichtbar zu tief, was aber nicht holzspezifisch ist, sondern einfach auf die Erwärmung der Schwingspule zurückzuführen ist (alle Messungen erfolgten mit *Spannungs*einprägung).

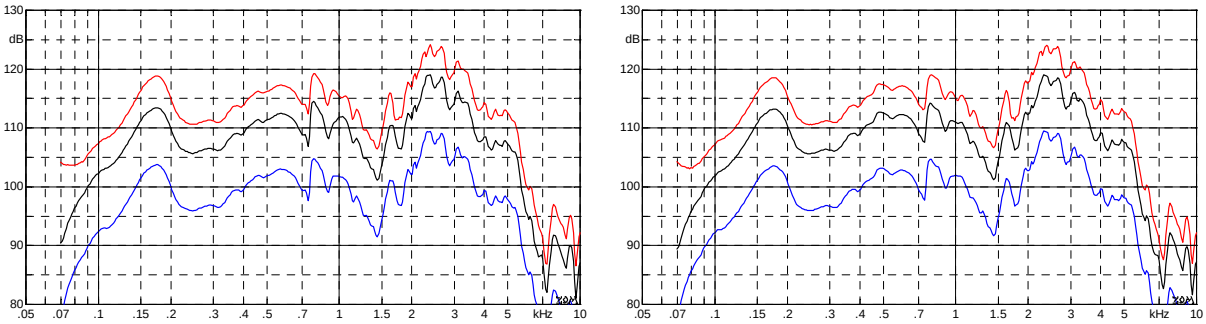


Abb. 11.96: SPL bei 1 W (blau), 10 W (schwarz), 40 W (rot). Kiefergehäuse (links), Pappelgehäuse (rechts).

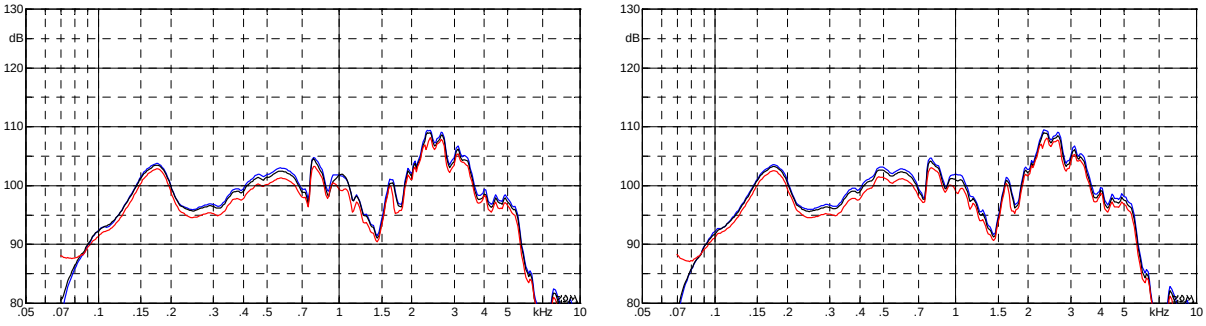


Abb. 11.97: Auf 1 W normierte Darstellung, Daten wie bei Abb. 11.96.

© M. Zollner 2008

Änderungen beim Gehäuseholz könnten auf zwei Arten die Übertragungsfunktion beeinflussen: Durch Veränderungen bei der mechanischen Lagerimpedanz des Lautsprechers, und durch Schallabstrahlung von mitschwingenden Gehäusewänden. Um quantitative Daten über die **Gehäuseschwingungen** zu erhalten, wurden Messungen mit einem **Laser-Vibrometer** (Polytec) durchgeführt. Der Lautsprecher wurde hierzu wieder mit Spannungseinprägung betrieben (2.83 V, 8.94 V und 17.9 V). Das Laser-Vibrometer misst die Schnelle, aus der durch Integration die Auslenkung und durch Differentiation die Beschleunigung ermittelt werden kann. Beim *idealen* Lautsprecher ist bei Stromeinprägung für $f > f_{Res}$ die Beschleunigung eingeprägt, beim *realen* Lautsprecher sind wegen Membranresonanzen selektive Frequenzabhängigkeiten zu sehen. Dass hierbei Werte vorkommen können, die das hundertfache der Erdbeschleunigung überschreiten, ist zu erwarten: 30 N an 0.03 kg ergibt 102 g (1 g = 9.81 m/s^2). Doch nur die Membran wird derart stark beschleunigt, die Seitenwandschwingungen sind gegenüber der Membranschwingung deutlich schwächer (**Abb. 11.98**).

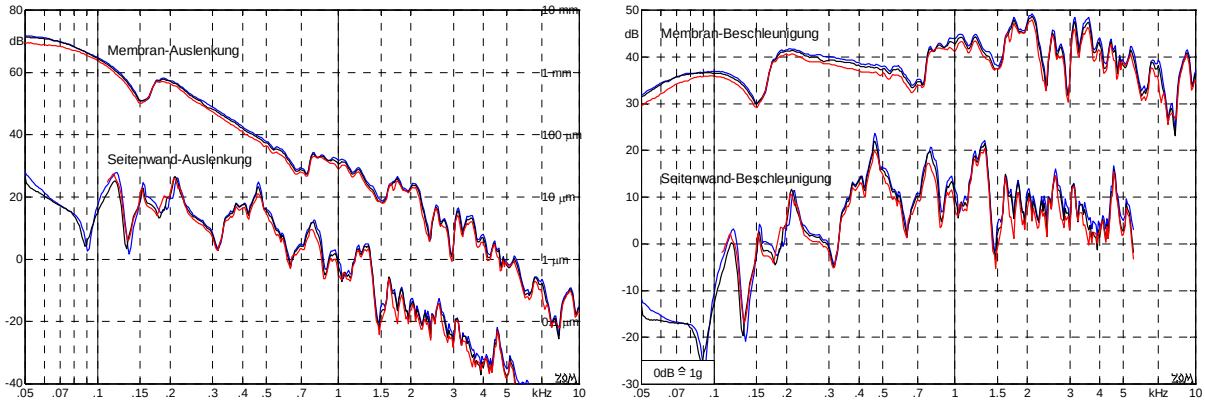


Abb. 11.98: Auslenkung (links) und Beschleunigung (rechts) der Seitenwand-Mitte; Pappel, 1 W, 10 W, 40 W. Alle Messkurven wurden auf 17.9 V (40 W) normiert, d.h. die 1-W-Kurve wurde um 16 dB angehoben.

Bekanntermaßen hängt die abgestrahlte Schallleistung vom *Quadrat* der Schnelle, von der Größe der schwingenden Fläche, und von der Strahlungsimpedanz ab [3]. Effektiv schwingende Fläche und Z_{Str} sind nur mit großem Aufwand bestimmbar, deshalb nur als ungefähre Abschätzung: Wenn die Schnelle der Membran bei 460 Hz ca. 7x so groß ist wie die Schnelle der Seitenwand (ΔL = 17 dB), strahlt (vereinfacht) die Membran bei dieser Frequenz gegenüber der Seitenwand die 49-fache Schallleistung ab. Oder andersherum: Die Seitenwand ist an der Schallabstrahlung nur zu ungefähr 2% beteiligt. Und auch wenn's 5% wären, es wäre doch ziemlich unbedeutend. Ähnlich gering ist der Beitrag der Schallwand, nur bei der **Rückwand** entstehen zwei relativ starke Schwingungsmaxima (**Abb. 11.99**).

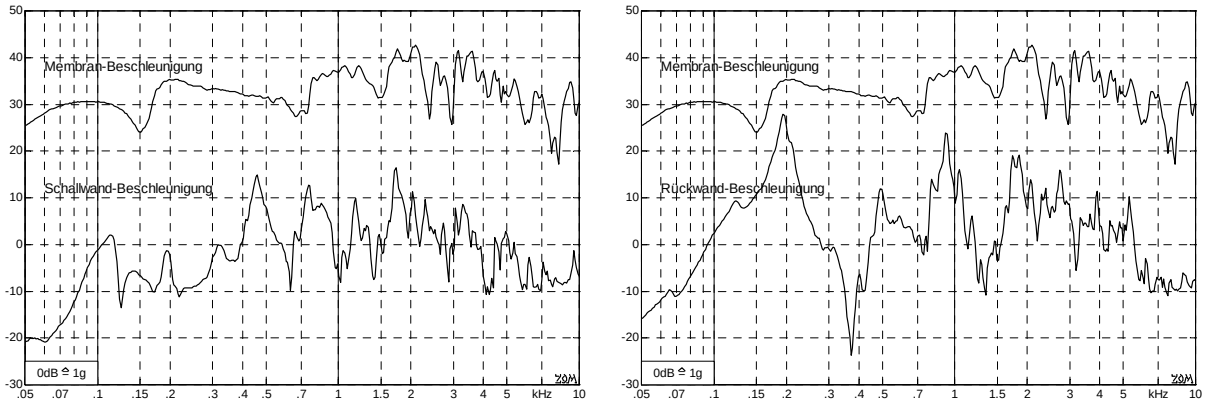


Abb. 11.99: Beschleunigung, Pappel-Gehäuse, P = 10 W. Schallwand (links), Rückwand-Kante (rechts).

© M. Zollner 2008

Jedes der beiden Rückwandbretter ist nur an drei Seiten befestigt, verständlich, dass in ihm größere Schwingungsamplituden möglich sind. Exakte Daten zur Schallabstrahlung liefern die hier vorgestellten Einpunkt-Messungen natürlich nicht – die genaue Abtastung aller Gehäuseflächen war mangels Scanning-Vibrometer nicht möglich, die ausgewählten Messpunkte können deshalb nur einen ersten Eindruck vermitteln. Beim Vergleich zeigen alle drei gemessenen Gehäuse, dass ihre Wände ähnlich stark schwingen (**Abb. 11.100**). Die Maxima der Rückwandschwingung sind beim Pappel-Gehäuse etwas größer als die der anderen beiden Gehäuse. Bei Seiten- und Schallwand zeigen sich zwar deutliche Unterschiede bei den Resonanzfrequenzen, die Maximalpegel sind aber ähnlich. Dass diese Schwingungen so wenig Einfluss auf den Schallpegel haben, hat mehrere Ursachen. Z.B. die Schwingungs-Amplitude: Keine der gemessenen Gehäuseschwingungen ist größer als die **Membranschwingung**. Dann die Fläche: Tieffrequent schwingt die ganze **Membranfläche** mit gleicher Amplitude, was ein am Rand festgeschraubtes Brett in Resonanz nicht kann. Und dann die **Strahlungsimpedanz**: Die Rückwand schwingt (bei 200 Hz) am stärksten an ihrer freien Kante, ähnlich einem **Dipol**. Bei Auswärtsbewegung erzeugt die Rückwand-Außenfläche in Luft Überdruck, die Innenfläche Unterdruck – der sich augenblicklich (um die Rückwandkante herum) mit dem außen erzeugten Überdruck ausgleicht. Eine bezüglich der Schallabstrahlung ineffiziente Bewegung, die als "**Betrieb bei akustischem Kurzschluss**" bezeichnet wird. Bei höheren Frequenzen treten auf allen Gehäusewänden **Knotenlinien** auf, die gegenphasig schwingende Wandbereiche trennen: Schwingt an einer Stelle die Wand nach außen, so schwingt im selben Moment eine benachbarte Stelle nach innen. Da beide Bewegungen zueinander gegenphasig sind, wird nur wenig Schall abgestrahlt. In Abb. 11.100 ist zum Vergleich nochmals die SPL-Messung eingefügt – so unterschiedlich die Gehäuseschwingungen auch sein mögen, auf den Schalldruckpegel haben sie sehr wenig Einfluss.

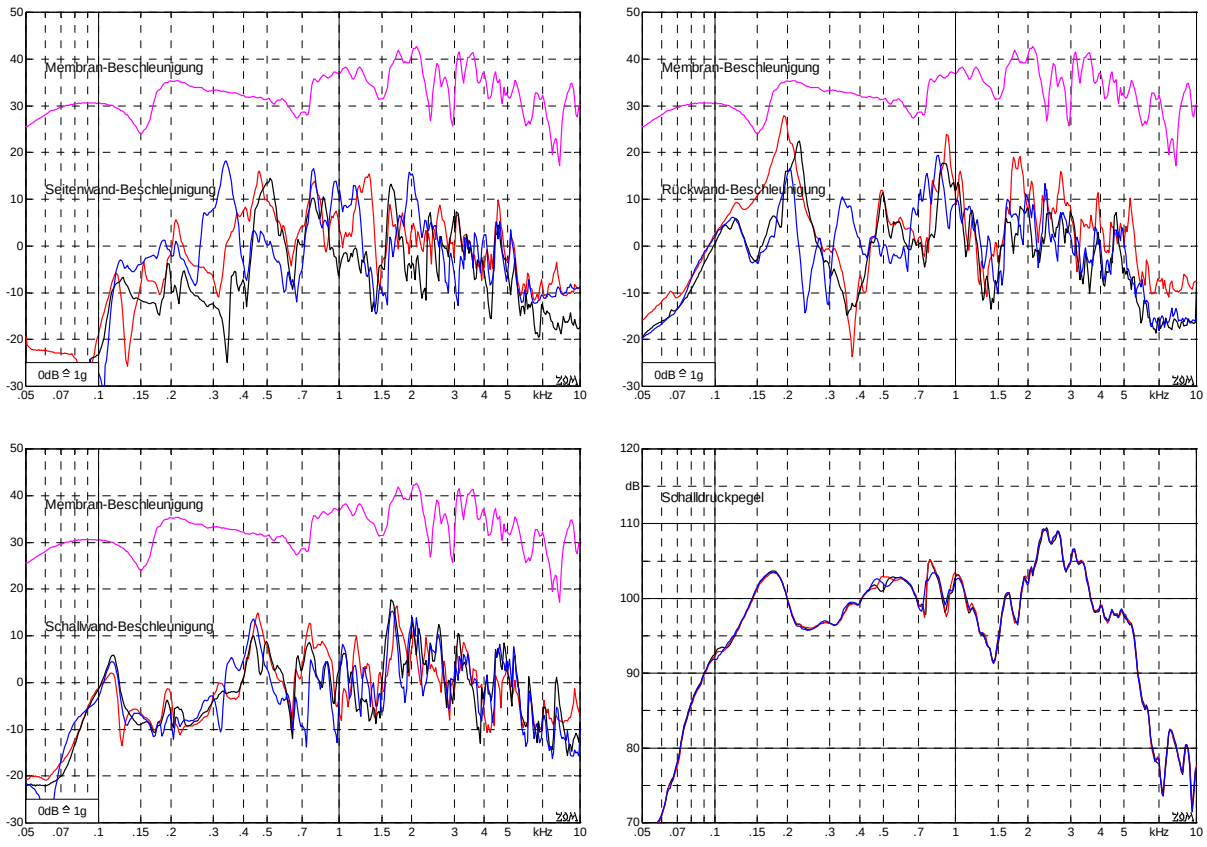


Abb. 11.100: Wand-Beschleunigung, P = 10 W; Pappel (rot), Kiefer (schwarz), MDF (blau).
SPL-Messung: axial 3 m vor dem Gehäuse, P = 1 W; gleiche Farbzuordnung.

© M. Zollner 2008

In Abb. 11.100 ist der Frequenzgang des vor der Membran gemessenen Schalldruckpegels dargestellt, der Lautsprecher strahlt aber nach allen Seiten Schall ab. **Abb. 11.101** zeigt für zwei weitere Messpunkte die SPL-Frequenzgänge: 3 m hinter, und ½ m über dem Gehäuse.

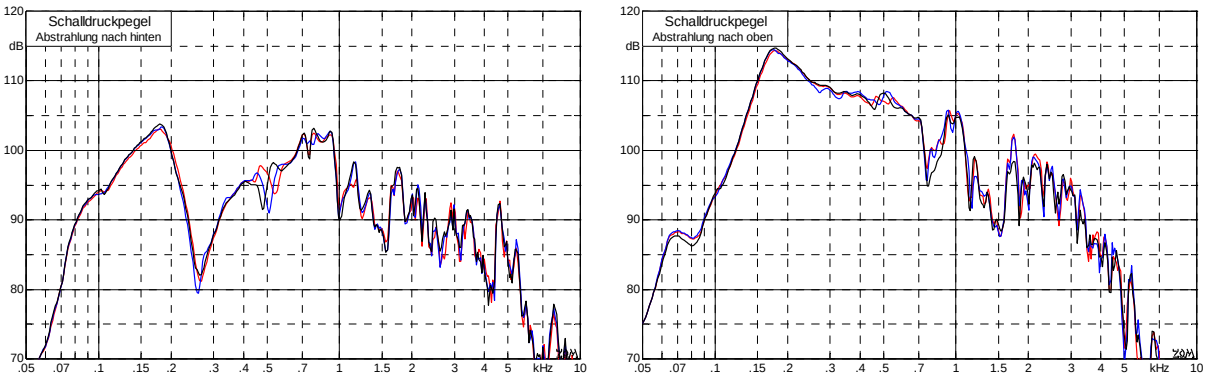


Abb. 11.101: Linkes Bild: SPL 3 m hinter dem Gehäuse, *P* = 1 W; Pappel (rot), Kiefer (schwarz), MDF (blau). Rechtes Bild: SPL 0.5 m über der Vorderkante des Gehäuses, *P* = 1 W; gleiche Farbzuordnung.

Alle SPL- und Schwingungsmessungen erfolgten mit demselben Lautsprecher, einem Eminence MOD-12. Zu seinem Ein- bzw. Ausbau mussten jeweils die Rückwandbretter ab- bzw. anmontiert werden. Die dabei auch durchgeführten **Repromessungen** zeigten beim SPL Abweichungen, die auf die Rückwandbefestigung zurückzuführen sind (**Abb. 11.102**). Messungen der Rückwand-Beschleunigung ergaben eine sehr starke Abhängigkeit vom Anzugdrehmoment der Befestigungsschrauben. Beim Ummontieren des Lautsprechers war dieses Drehmoment nicht kontrolliert worden♣, es ist deshalb davon auszugehen, dass die im SPL gefundenen gehäusespezifischen Unterschiede zu einem Teil auch auf unterschiedliche Rückwandbefestigungen zurückzuführen sind. **Womit die rein holzspezifischen Unterschiede noch geringer ausfallen**.

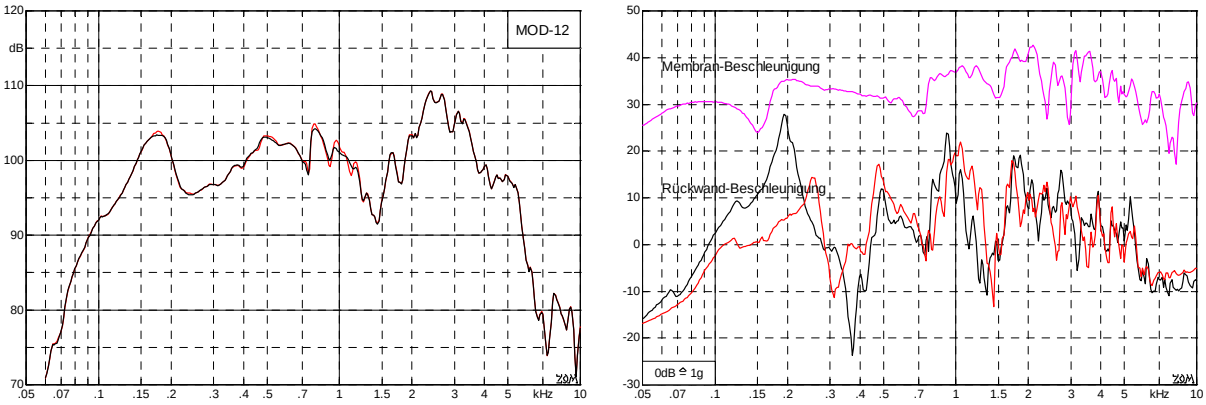


Abb. 11.102: Rückwandschrauben unterschiedlich stark angezogen. SPL (li.), Rückwand-Beschleunigung (re.).

Mit Kenntnis dieser Messergebnisse stellt sich nun die Frage, warum der Handel bei Gehäusen für Instrumentallautsprecher so großen Wert auf das verbaute Holz legt, warum die Gitarrenbox unbedingt aus "baltischer Birke" oder "massiver Pinie" (also Kiefer) sein muss. Einfache Antwort: Weil das schon immer so war – mit Schwingungstechnik hat das nichts zu tun. Einen "Fender-Woody" kann man nicht aus Pressspanplatten bauen, da möchte man eine

♣ Die Rückwandschrauben wurden jeweils von Hand "fest" angezogen.

© M. Zollner 2008

überwältigend schöne Holzmaserung sehen. Einen Tweed-Deluxe könnte man – solange man nicht ins Innere schaut. Lässt man das Aussehen einmal beiseite, bleiben Klang, Gewicht und Lebensdauer. Der präzisen Fingerverzahnung glauben wir ohne Nachweis die höhere Widerstandsfähigkeit gegen rauen Roadbetrieb, die Frage nach dem Maximalgewicht delegieren wir an die tätowierten Langzöpfe, die bereitwillig jedes Mal das ganze Zeug hin- und herschleppen. Bleibt der Klang. Soll das Holz nun schwingen, oder soll es nicht? Erfreulicherweise kümmert sich das so Umsorgte herzlich wenig um diese Frage, es schwingt, sobald die Membran dazu einlädt, sei es nun Kiefer ("Pinie"), Pappel, Birke, Pressspan oder MDF. Nicht in identischer Weise, doch so wenig, dass der Einfluss auf den von der Membran abgestrahlten Schall gering bleibt. Dabei dürfte das Holz (im Gegensatz zum HiFi-Lautsprecher) durchaus Resonanzen beisteuern, die E-Gitarre hat diesbezüglich ja nicht viel zu bieten. Doch müssten diese dann produktspezifisch sein, und das würde einen unverhältnismäßig hohen Aufwand erfordern. Nicht nur bei den Schrauben-Anzugdrehmomenten, auch bei den Maßen: Liegt die Rückwand auf einer leicht konvex gekrümmten Leiste auf, schwingt sie anders als bei Auflage auf einer konkaven Leiste. Und da geht's um winzige Toleranzen – ein Grund, warum Akustikgitarren nicht aus Brettern zusammengeschraubt werden. Boxen schon, da scheinen doch Unterschiede zu bestehen.

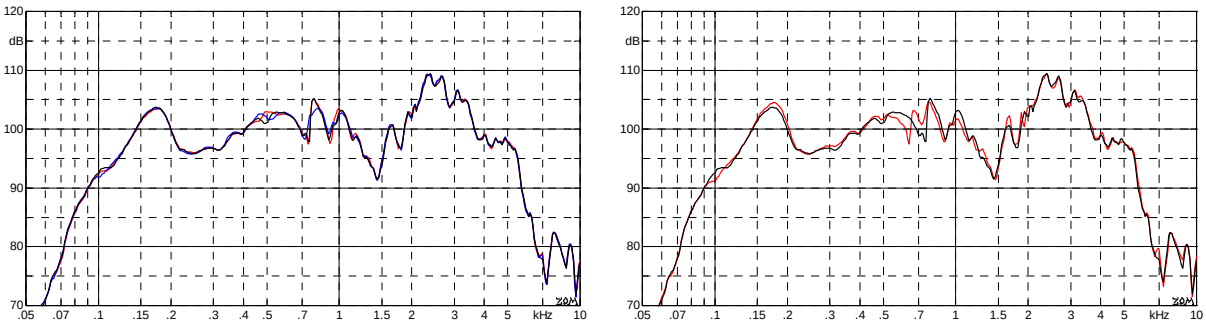


Abb. 11.103: Links: SPL (1W/1m), Kiefergehäuse (schwarz), Pappelgehäuse (rot), MDF-Gehäuse (blau). Rechts: SPL (1W/1m), Kiefergehäuse, 60x40x29 (rot), 50x41x30 (schwarz).

In **Abb. 11.103** sind die vom Holz verursachten SPL-Unterschiede denen gegenübergestellt, die sich ergeben, wenn man die Gehäuse-Abmessungen ändert. Nur einige Zentimeter, aber genug, um mehr zu bewirken als beim Wechsel von Pappel zu Kiefer.

© M. Zollner 2008

11.9 Beamblocker, Diffusoren, u.ä.

Mit zunehmender Frequenz nimmt beim Lautsprecher die Bündelung zu (Kap. 11.4) – ein Effekt, der in der Szene als "Beaming" bezeichnet wird. Die Höhen, also der Bereich von ca. 1 kHz bis ca. 6 kHz, werden hauptsächlich axial abgestrahlt, während die Tiefen kugelförmig nach allen Richtungen gehen. Steht der Lautsprecher (z.B. 1x12") am Boden, hört der direkt davor oder daneben stehende Gitarrist zu wenig Höhen. Stellt er den Lautsprecher aber hinter seinen Kopf, sind die Höhen unerträglich schrill (und gehörgefährdend laut). Also Beamblocker, die die Höhen ähnlich einer Zerstreuungslinse im Raum verteilen sollen.

Das Konzept der akustischen Linse ist alt, schon Olson [1957] verweist darauf. Ähnlich wie in der Optik müssen die Randbereiche einer Welle verzögert werden, wenn Divergenz erwünscht ist (**Abb. 11.104**). Hierzu durchlaufen die peripheren Schallstrahlen ein Array serpentinenförmig gebogener oder schräg gestellter Bleche, wodurch ein Umweg, d.h. eine Phasenverschiebung erreicht wird. JBL hat diese akustischen Linsen zu Beginn der 70er-Jahre eingeführt, mit Weiterentwicklung der Hörner verschwanden sie aber wieder vom Markt.

Abb. 11.104: Akustische Zerstreuungslinsen; Bilder: www.jblpro.com

Um die Bündelung eines Gitarrenlautsprechers zu verringern, werden heute keine Linsen, sondern massive Streukörper eingesetzt. Beim **Weber-Beamblocker** (**Abb. 11.105**) soll eine konvex gewölbte Kalotte die vom Lautsprecherzentrum kommenden Höhen zerstreuen. Die theoretische Akustik lehrt aber, dass Bündelung um so stärker wird, je größer die (konphas) schwingende Quelle ist – ein Ringstrahler bündelt folglich nicht generell weniger als das als Ursache der Höhen vermutete Membranzentrum. Die Realität ist noch komplizierter, weil eben nicht nur das Membranzentrum, sondern auch die Membran-Randbereiche Höhen abstrahlen können, und weil der Beamblocker Schall auch zur Membran zurück reflektiert.

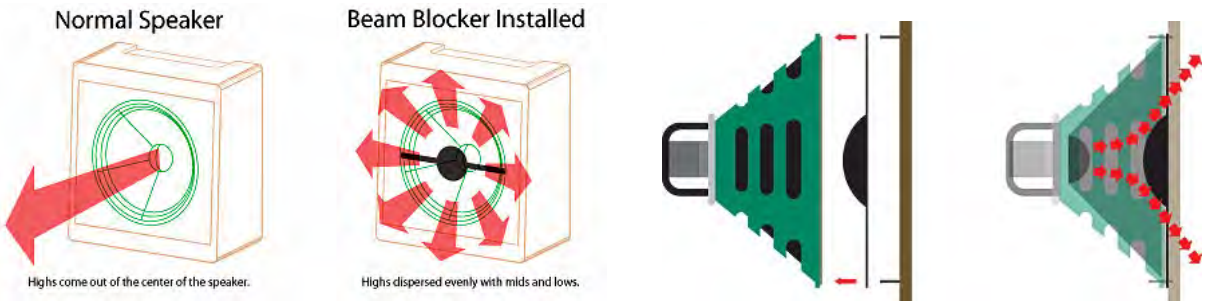


Abb. 11.105: Weber-Beamblocker, www.webervst.com/blocker.html

© M. Zollner 2008

Für quantitative Daten wurde ein **Tubetown-Diffusor** auf einen 12"-Lautsprecher montiert, der seinerseits in das 18-W-Marshallgehäuse eingebaut war. Die Messungen erfolgten im Reflexionsarmen Raum, Lautsprecher auf Drehtisch (B&K 3922), Mikrofon (B&K 4165) in Höhe der Lautsprecherachse, Distanz 3 m. Für die farbigen Richtungsspektrogramme wurde Rosa Rauschen mit überlappenden Terzfiltern analysiert und als Funktion von Drehwinkel (horizontal) und Frequenz (vertikal) dargestellt (**Abb. 11.107**). Die darunter abgebildeten Richtdiagramme sind horizontale Schnitte der Farbbilder.

Man erkennt unschwer, dass dieser Diffusor bei tiefen und mittleren Frequenzen praktisch keine Wirkung hat (was sinnvoll ist), und dass um 3.5 kHz (G12H) bzw. um 5 kHz (P12R) eine leichte Verbreiterung der Abstrahlung erzielt wird. Der Effekt ist mäßig, wie auch der Preis. Man könnte allerdings auch zu der Bewertung kommen: "Die 15 Euro investiere ich lieber in ein paar Bier, das ändert meinen Sound auch". Wer eigene Versuche unternehmen will (Diffusor, nicht Bier): Pappscheibe (∅ 8 cm) außen am Bespannstoff befestigen, und wenn die Wirkung gefällt, Profi-Diffusor kaufen, innen auf dem Lautsprecherkorb montieren. Oder aus Pappe selbst anfertigen.

Jay Mitchell schlägt im "*Manufacturers' and Retailers' Forum*" eine andere Lösung vor: Einen "Doughnut" genannten Schaumstoffring, der in den Kreisausschnitt der Schallwand gelegt wird, dabei aber die Lautsprechermembran nicht berühren darf. Die Dicke des Schaumstoffs entspricht knapp der Schallwanddicke (ca. 15 mm), der Außendurchmesser entspricht dem Kreisausschnitt (ca. 28 cm beim 12"-Lautsprecher), das zentrische Loch im Schaumstoff hat einen Durchmesser von ca. 7 cm. Auch damit sollen die Höhen besser im Raum verteilt werden. Die Messungen können diese Vermutung jedoch nicht bestätigen, der wesentliche Effekt ist lediglich eine Dämpfung der Höhen. Was ja auch eine Lösung sein kann.

Eine ungleich teurere Lösung bietet **Hoovi** an: Eine *hübsch* gestylte Reflektorscheibe, die den Schall zur Seite und nach oben ablenken soll. Ja, auch das funktioniert, und wer ca. 350 Euro pro Lautsprecher investieren will, ist mit dabei. Nicht drüberstolpern, und aufpassen, dass beim Abbauen nix vergessen wird. Was bei dem Preis schon ärgerlich wäre. Verkratzt werden sollte das edle Teil auch nicht, aber seine Prewar-Adirondack lässt man den Roadie ja auch nicht ohne Case in den Truck werfen, also: maßgefertigte Transportbehälter mitnehmen. Und bitte nicht an-Stelle-von eine schräg angeschnittene Omo-Tonne vor den Amp stellen! Funktioniert zwar auch, sieht aber bei weitem nicht so "edel" aus[♣].

Abb. 11.106: Deeflexx, Donar's Wurfgeschoss. [www.hoovi.at] Besonders interessant: Die Lösung für 2 Lautsprecher; was von dem im Bild linken Lautsprecher nach rechts abgelenkt wird, geht ... – ja wohin wohl?

[♣] Aus den Tiefen des www: "Wenn schon der Gitarrist nichts taugt, sollte wenigstens das Rig cool aussehen..." Gegenmeinung: "Mit dieser Scheiß-Optik mach ich mir doch nicht meine vintage AC30-Front kaputt".

© M. Zollner 2008

Die folgenden Messungen wurden an einem Tubetown-Diffusor durchgeführt, der auf einen G12H aufgesetzt war; Marshall-18-W-Combo, Messungen im RAR in 3 m Distanz.

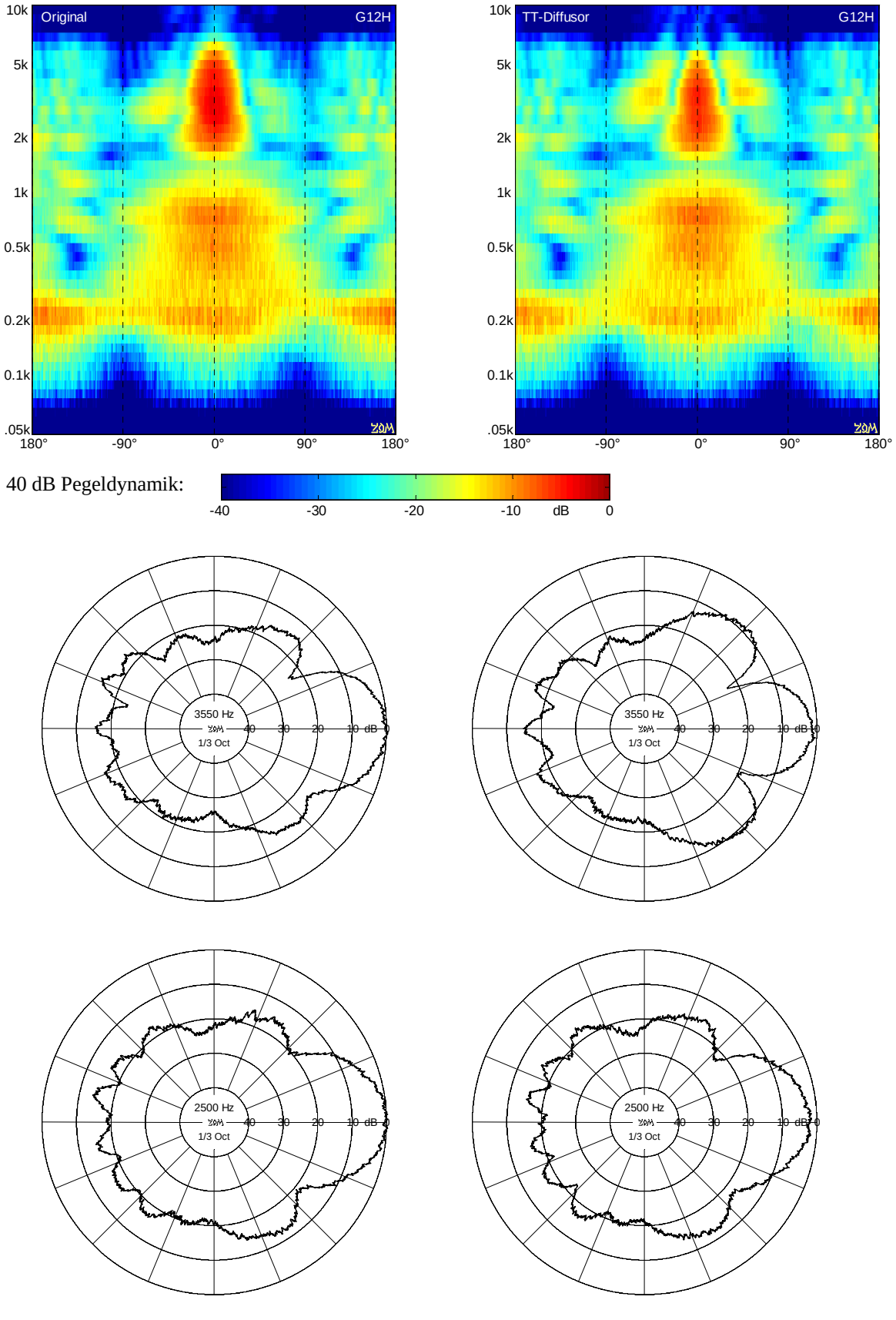


Abb. 11.107a: Celestion G12H; links ohne, rechts mit Tubetown-Diffusor

© M. Zollner 2008

Beim P12R, der gegenüber dem G12H etwas mehr Höhen abstrahlt, verschiebt sich der Wirkungsbereich des Diffusors zu höheren Frequenzen.

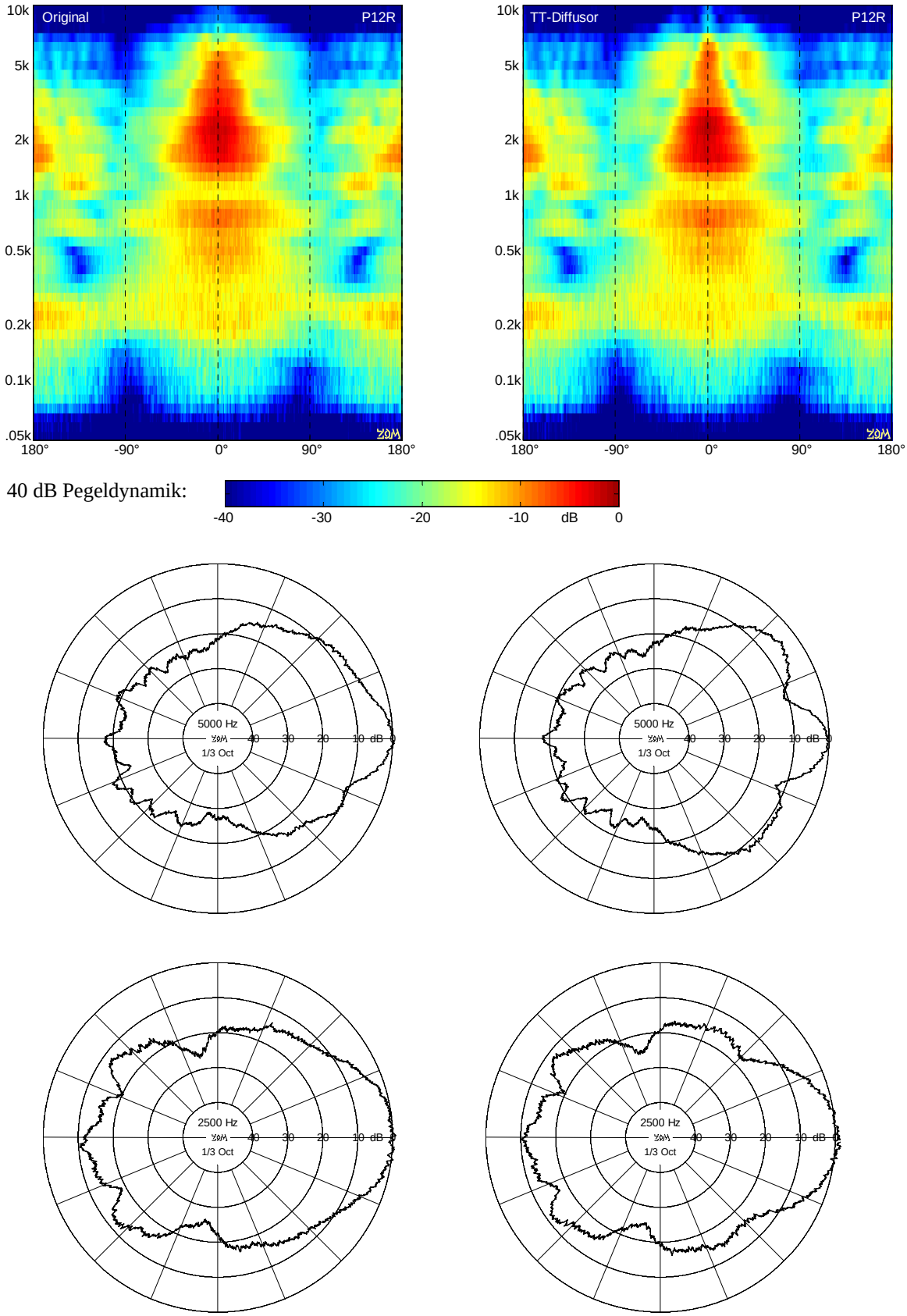


Abb. 11.107b: Jensen P12R; links ohne, rechts mit Tubetown-Diffusor

© M. Zollner 2008

Beim Winkel-Diffusor ist die Wirkung brachialer, die Verteilung breiter, der axiale Höhenverlust total (Deeflexx-ähnliche Ausführung).

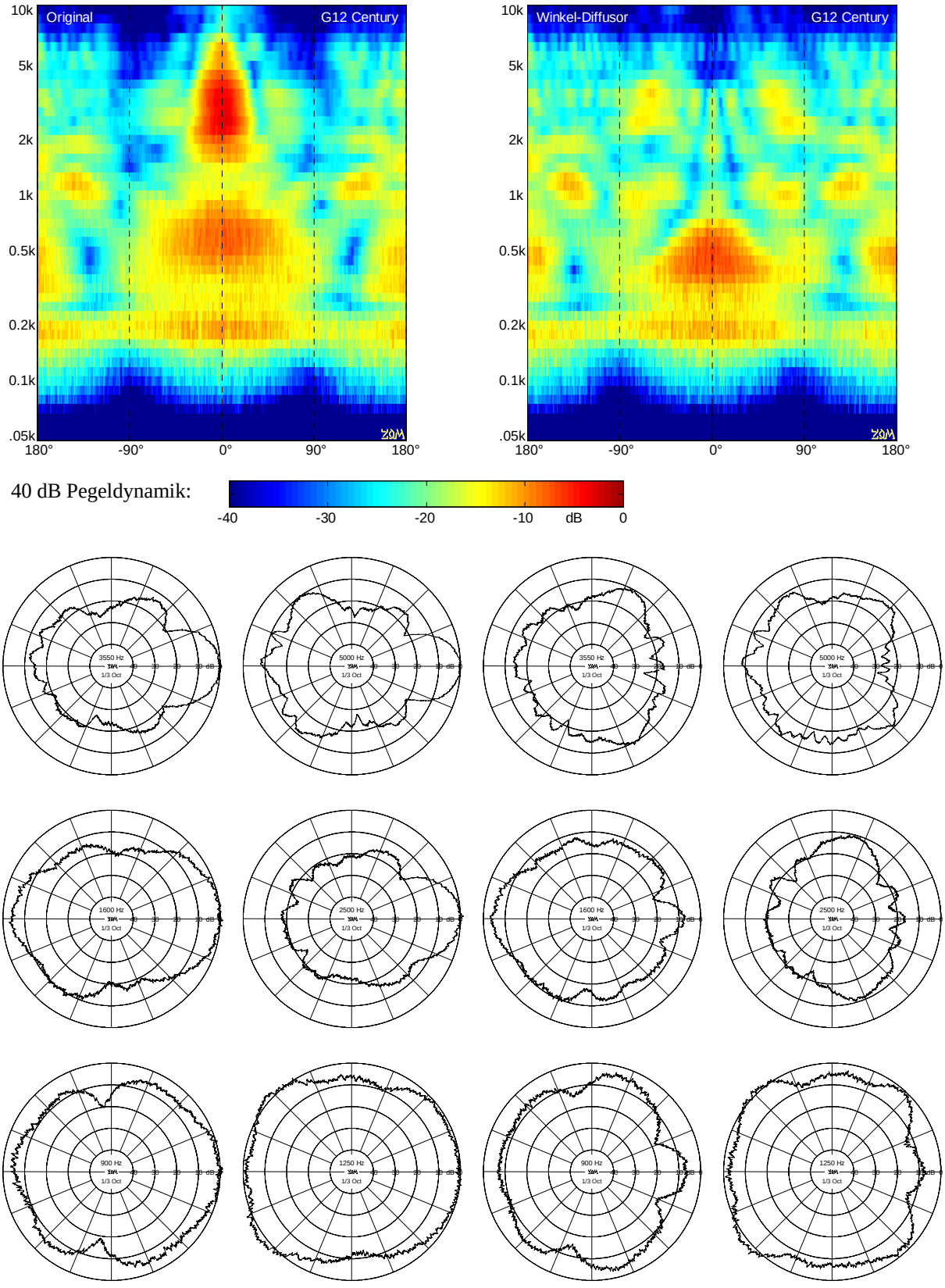
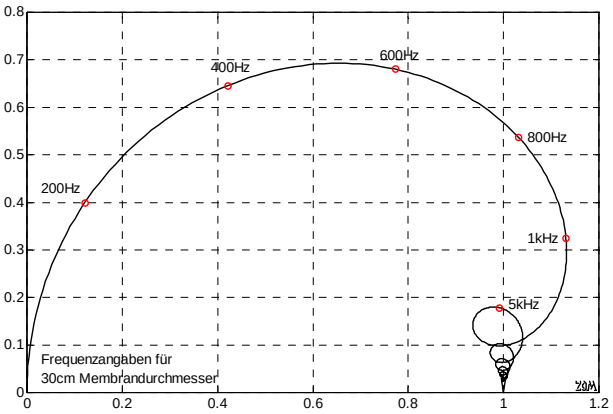


Abb. 11.107c: Winkel-Diffusor vor einem VOX AD60-VT, Celestion G12 Century. Gemessen wurde nicht ein Original-Deeflexx, sondern ein maßgleicher Nachbau.

© M. Zollner 2008

11.10 Horn-Lautsprecher

Die klassische Gitarrenbox hat kein Horn – in der PA und im Regieraum eines Tonstudios können Horn-Lautsprecher aber durchaus zur Anwendung kommen. Um den erschreckend schlechten Wirkungsgrad zu erhöhen, und um die Richtcharakteristik zu modifizieren. Weil beim Studio-Lautsprecher nur bestenfalls 3% der vom Verstärker erzeugten Leistung in Schall umgewandelt wird (Kap. 11.5), gab es schon sehr früh Versuche zur Verbesserung der Anpassung [Olsen]. Die akustische Quellimpedanz der Membran ist ja relativ groß, die der Last klein, da würde man in der Elektrotechnik einen Transformator bemühen – und in der Akustik eben ein Horn.



$$\underline{Z}_{\mathrm{Ko}} = \underline{p}/\underline{v} = Z_0 \cdot \left[R(2ka) + jX(2ka)\right]$$

$$R(2ka) = 1 - 2\frac{J_1(2ka)}{2ka}\,,\quad J_1 = \text{Besselfunktion}$$

$$X(2ka) = 2\frac{H_1(2ka)}{2ka}\,,\quad H_1 = \text{Struvesche Funktion}$$

$$2ka = 4\pi af/c\,,\qquad a = \text{Membranradius}$$

Abb. 11.108: Normierte Strahlungsimpedanz einer Kolbenmembran [3].

In **Abb. 11.108** ist die komplexe Strahlungsimpedanz $R + jX$ dargestellt. Mit Z_0 = 414 Ns/m^3 multipliziert ergibt sie die Schallfeldimpedanz $\underline{p}/\underline{v}$ für eine kreisrunde ebene Membran, eine erste Näherung für die Lautsprecher-Belastung durch die angrenzende Luft [3]. Unter 450 Hz ist die Membranbelastung überwiegend imaginär, die Membran schiebt Luft hin und her, ohne dass viel Wirkleistung als Welle abgestrahlt wird. Über 450 Hz überwiegt zwar der Realteil, gleichzeitig beginnt aber ab dieser Grenze der Lautsprecher zu bündeln. Durch einen Hornvorsatz vor der Membran wird tieffrequent der Realteil der Belastung vergrößert, und damit der Wirkungsgrad verbessert. Im Tieftonbereich erfordert diese Lösung jedoch sehr große Hörner, weswegen die Mehrzahl der Hornsysteme im Mittel- und Hochtonbereich arbeitet.

Für erste Betrachtungen ist es zweckmäßig, den Hornquerschnitt kreisförmig anzunehmen (Berechnung über Zylinderkoordinaten). Günstige Abmessungen liefern die **hyperbolischen Hörner**, bei denen der Querschnittsradius *r(z)* ab dem "Trichterhals" über *z* wächst:

$$r(z) = r_{TH} \cdot \left(\cosh\frac{\varepsilon \cdot z}{2} + M \cdot \sinh\frac{\varepsilon \cdot z}{2} \right)$$

Hierbei ist z die Distanz vom Trichterhals (Radius r_{TH}), M ist ein Formfaktor, die Trichterkonstante ε gibt an, wie schnell der Radius über z wächst. Mit M = 1 erfolgt der Flächenwuchs nach einer Exponentialfunktion (Exponentialhorn), mit M = 0 nach einer Kettenlinie (Katenoidenhorn). Beim Exponentialhorn wächst die (ebene) Querschnittsfläche exponentiell: $S(z) = S_{\mathrm{TH}} \cdot \exp(\varepsilon z)$, mit Halsfläche S_{TH}. Aus der Trichterkonstante ε ergibt sich eine untere **Grenzfrequenz** für die Wellenausbreitung im Trichter, $f > \varepsilon c / 4\pi$, aus der Mündungsfläche (Mündungsradius R) eine weitere Grenzfrequenz für optimale Anpassung $f > c/\pi R$. Wenn die Mündungs-Grenzfrequenz zu hoch ist, entstehen u.U. störende Reflexionen im Horn.

© M. Zollner 2008

In **Abb. 11.109** ist für drei verschiedene Hörner der Querschnittsverlauf über *z* dargestellt, sowie der logarithmierte Realteil der akustischen Lastimpedanz (0 dB = Z_0); zum Vergleich enthält das rechte Bild auch den Fall ohne Horn (rote Kurve). Für die Lastberechnung im rechten Bild wurde die Hornlänge zu unendlich angenommen, um Reflexionen und stehende Wellen auszuschließen. Bei endlichen Hornlängen wird ein Teil der zur Mündung laufenden Welle dort reflektiert; je kleiner die Mündungsfläche, desto stärker die Reflexion. In **Abb. 11.110** sind zwei Fälle mit identischer Wellen-Grenzfrequenz, aber unterschiedlicher Mündungs-Grenzfrequenz dargestellt. Optimal ist ein Mündungswinkel von ca. 90°.

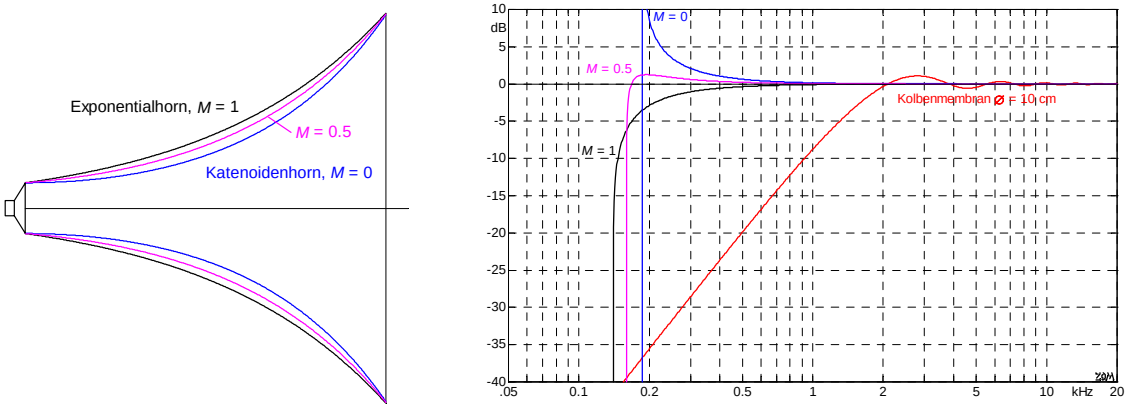


Abb. 11.109: Querschnittsverlauf (links) und Membranbelastung bei verschiedenen Hörnern, Halsradius = 5 cm.

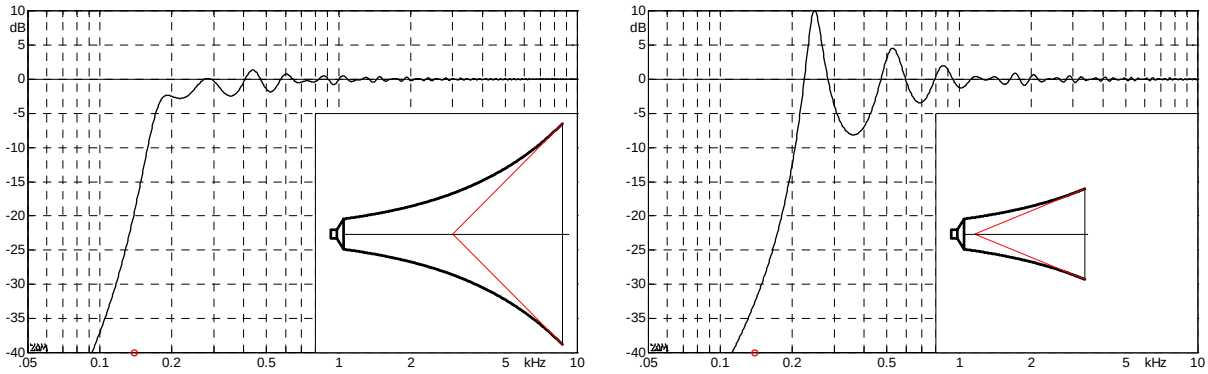


Abb. 11.110: Logarithmierter Realteil der Membranbelastung für zwei verschiedene Hornlängen; gleiches ε.

Zur Berechnung ist die kreisförmige Querschnittsfläche ein erster Ansatz, in der Realität wächst der Querschnitt aber meistens von der runden Halsfläche zu einer rechteckigen Mündungsfläche; hiermit lässt sich in der vertikalen Ebene eine andere Richtcharakteristik erzeugen als in der horizontalen. Ein Maß für die Abstrahlung ist der **Öffnungswinkel** Φ, der aber, wie **Abb. 11.111** zeigt, in seiner Aussagekraft doch sehr begrenzt ist: trotz gleichen Winkels können sich die Richtdiagramme zweier Lautsprecher deutlich unterscheiden.

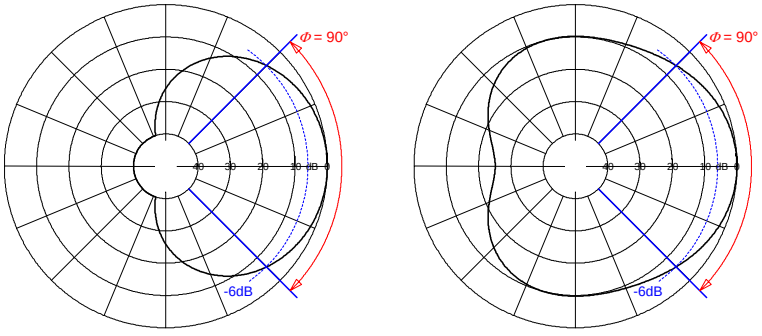


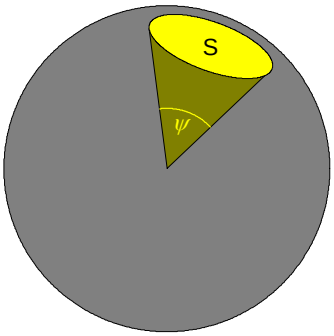
Abb. 11.111: Richtdiagramme: Unterschiedlicher Richtungsfaktor bei gleichem Öffnungswinkel

© M. Zollner 2008

Neben dem Öffnungswinkel (engl. *Beamwidth*), der einen Einzahlwert für das Bündelungsverhalten einer Ebene darstellt, gibt das **Bündelungsmaß** (engl. *Directivity Index*) einen Mittelwert über alle Richtungen. Formal ist der quadrierte Richtungsfaktor Γ räumlich über eine die Quelle umschließende Hüllfläche zu integrieren und (reziprok) auf diese Hüllfläche zu beziehen [3]. Der hierdurch entstehende **Bündelungsgrad** γ wird logarithmiert zum Bündelungsmaß d. Im einfachsten Fall nimmt man als Hüllfläche eine Kugel mit Oberfläche $HF = 4\pi r^2$.

$$\gamma(\omega) = \frac{HF}{\oiint_{HF} \Gamma^2(\omega) \cdot dHF} \qquad d = 10\lg(\gamma)\,\mathrm{dB} \qquad HF = \text{Hüllfläche}$$

Als Beispiel sei angenommen, dass eine Quelle kegelförmig in einen Kugelsektor strahlt, mit Zentrumswinkel ψ (**Abb. 11.112**) und Kalottenfläche S. Für ψ = 180° (Halbraum) ergibt sich dann ein Bündelungsgrad von d = 3 dB, für ψ = 60° erhält man d = 11.7 dB.



$$\gamma = \frac{4\pi \cdot r^2}{S} = \frac{2}{1-\cos(\psi/2)}$$

Abb. 11.112: Bündelung beim Kegelstrahler.

Die ersten Rechteckhörner, die in großer Zahl hergestellt wurden, waren **Radialhörner**. Bei ihnen wächst die Horizontalabmessung linear, die Vertikalabmessung muss dann die für einen exponentiellen Flächenzuwachs nötige progressive Vergrößerung erbringen (**Abb. 11.113**). Mit einer derartigen Geometrie wird horizontal ein einigermaßen frequenzunabhängiger Öffnungswinkel erreicht – auf Kosten der vertikalen Bündelung. Spätere Entwicklungen (wie etwa das sog. Mantaray-Horn von Altec Lansing, Abb. 11.113) ermöglichten, statt des horizontalen Öffnungswinkels das Bündelungsmaß frequenzunabhängig zu gestalten. Nicht perfekt, und auch nicht im gesamten Frequenzbereich, aber ab einer empfohlenen Grenzfrequenz mit erträglichen Variationen. Nach Altec Lansing entwickelten auch andere Hersteller Hörner mit ungefähr frequenzunabhängigem Bündelungsgrad (JBL, Electro Voice, u.a.). Bei tiefen Frequenzen, wenn die Wellenlänge groß gegenüber den Hornabmessungen ist, bündeln alle Hörner wenig – erst mittel-/hochfrequent wird die spezifizierte Bündelung erreicht.

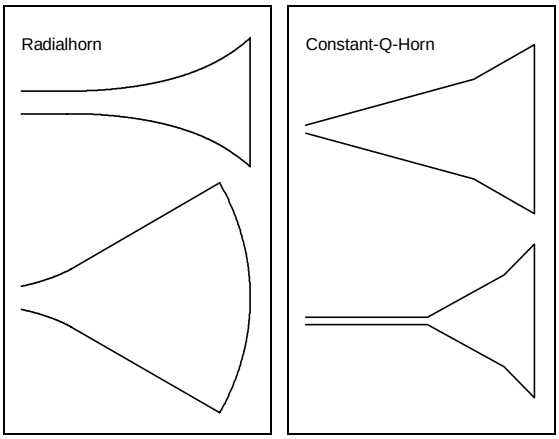


Abb. 11.113: Radialhorn und Constant-Q-Horn; vertikale (oben) und horizontale Querabmessungen.

© M. Zollner 2008

Abb. 11.114 stellt das Bündelungsverhalten eines Radialhorns [D.B. Keele, AES Prep. 1083] dem eines Constant-Q-Horns [JBL 2356A] gegenüber. Der Directivity-Index (also *DI* bzw. *d*) nimmt beim Radialhorn zwischen 500 Hz und 15 kHz um 10 dB zu. Einerseits hilfreich, weil der Leistungsfrequenzgang typischer Horntreiber ab ca. 2 kHz abfällt, andererseits unschön, weil davon nur der Direktschall, nicht der Diffusschall profitiert [3].

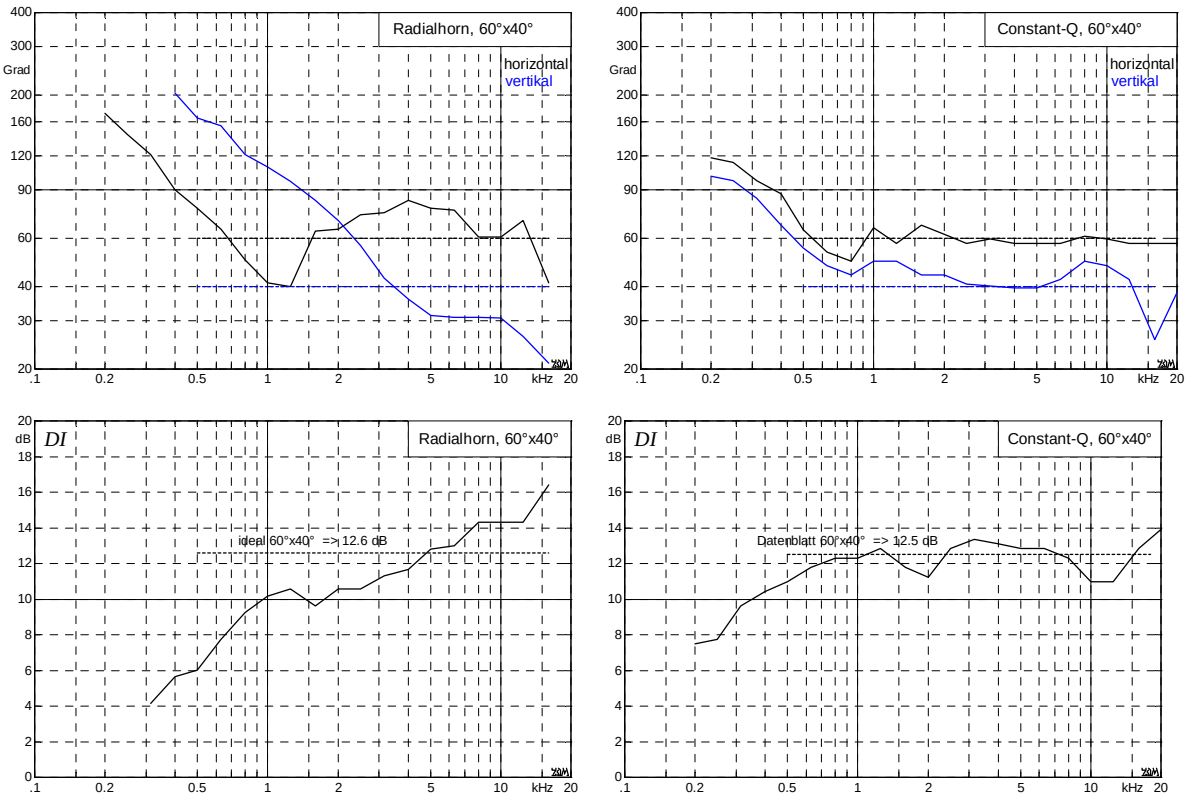
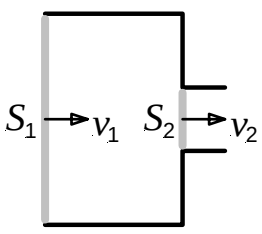


Abb. 11.114: Öffnungswinkel und Bündelungsmaß (*DI*) bei zwei verschiedenen Hörnern. Das Radialhorn wurde im Datenblatt als 60°x40°-Horn vermarktet, was insbesondere bei der vertikalen Bündelung mutig ist.

Bei Mittel- und Hochtonhörnern sitzt das Horn nicht direkt auf der Membran auf, stattdessen verbindet beide eine **Druckkammer** (**Abb. 11.115**). Unterstellt man ortsunabhängigen Druck, liefert die Kontinuitätsbedingung ($q_1 = q_2$) den Zusammenhang zwischen Membran (Index 1) und Hornbeginn (Trichterhals, Index 2): Die Lastimpedanz wird um das Flächenverhältnis vergrößert. In der Praxis hat die Druckkammer aber keine Zylinderform, sondern ist als sog. **Phasenausgleichskeil** (engl. *Phase plug*) ausgebildet. Hiermit vermeidet man wegabhängige Interferenzen. Antrieb und Membran werden zum **Treiber** zusammengefasst, auf den Hörner mit unterschiedlichem Bündelungsverhalten aufgeschraubt werden können. Um für den Treiber unabhängig vom Horn Daten angeben zu können, montiert man ihn auf eine "**Plane Wave Tube**" (PWT); das ist ein bis zu 6 m langes Rohr, in dem sich Wellen reflexionsfrei ausbreiten können. Die Rohr-Eingangsimpedanz ist näherungsweise reell, $p/v = 414$ Ns/m^3.



$$p = const$$

$$q = v_1 \cdot S_1 = v_2 \cdot S_2$$

$$Z_1 = \frac{F_1}{v_1} = \frac{S_1}{S_2} \cdot Z_2$$

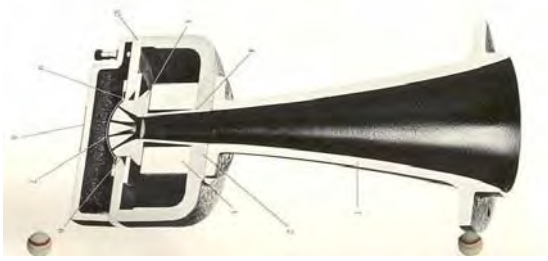


Abb. 11.115: Druckkammer. Foto: Lansing-Heritage

© M. Zollner 2008

Abb. 11.116 zeigt einen typischen PWT-Frequenzgang. Der Treiber (JBL 2451) wurde zur Messung an eine 1.5"-PWT montiert (im Datenblatt wird allerdings eine 1"-PWT angegeben). Bei mittleren Frequenzen erreicht dieser Treiber einen elektroakustischen **Wirkungsgrad** von 30%, ab 3 kHz verschlechtert sich jedoch die Kopplung, so dass um 10 kHz nur mehr 3% erreicht werden. Was ja auch nicht schlecht ist. Montiert man an diesen Treiber ein Radialhorn, so sorgt dessen über der Frequenz zunehmende Bündelung für eine teilweise Kompensation des Höhenabfalls – zumindest beim vor dem Lautsprecher erzeugten Direktschall. Auf den Diffusschall hat (nach den Regeln einfacher Raumakustik) die Bündelung keinen Einfluss. Die Hersteller empfehlen, die schwachen Höhen durch Filter (Equalizer, EQ) auszugleichen, was aber nur in Maßen gelingt: Eine Anhebung um 10 dB verzehnfacht die Leistung!

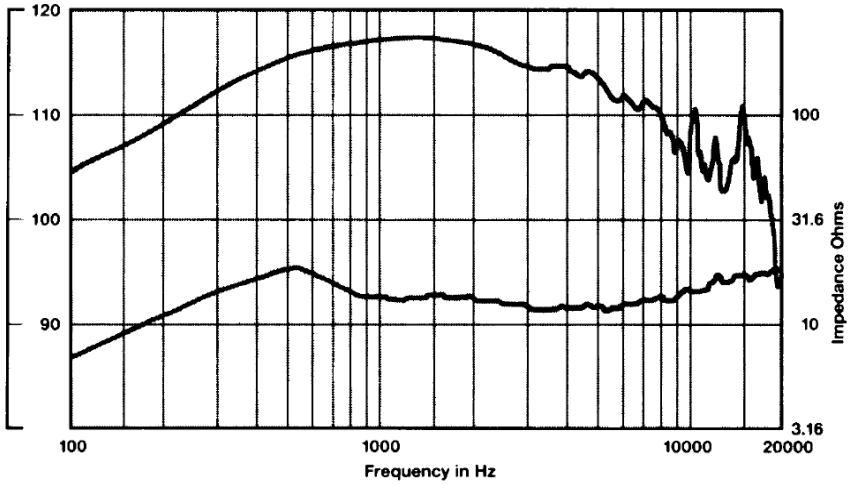


Abb. 11.116: Leistungsfrequenzgang und Impedanz eines an eine PWT montierten Treibers [JBL 2451]. Die Ordinate spezifiziert den mit P_{ak} = 1mW in der PWT erreichbaren SPL in dB. Da die akustische Belastung reell ist, kann vom Schalldruck direkt auf die Schallleistung umgerechnet werden: $P = p^2 \cdot S/Z_0$.

Abb. 11.117 zeigt zwei weitere Hörner: mit akustischer Linse, und mit Trennstegen im Horn. Die extreme Vertikalbündelung der Linse war an deren Aussterben sicher nicht unbeteiligt. Das Smith-Horn ist eine Art Multicell-Horn, aber mit geschlossenem Boden und Deckel.

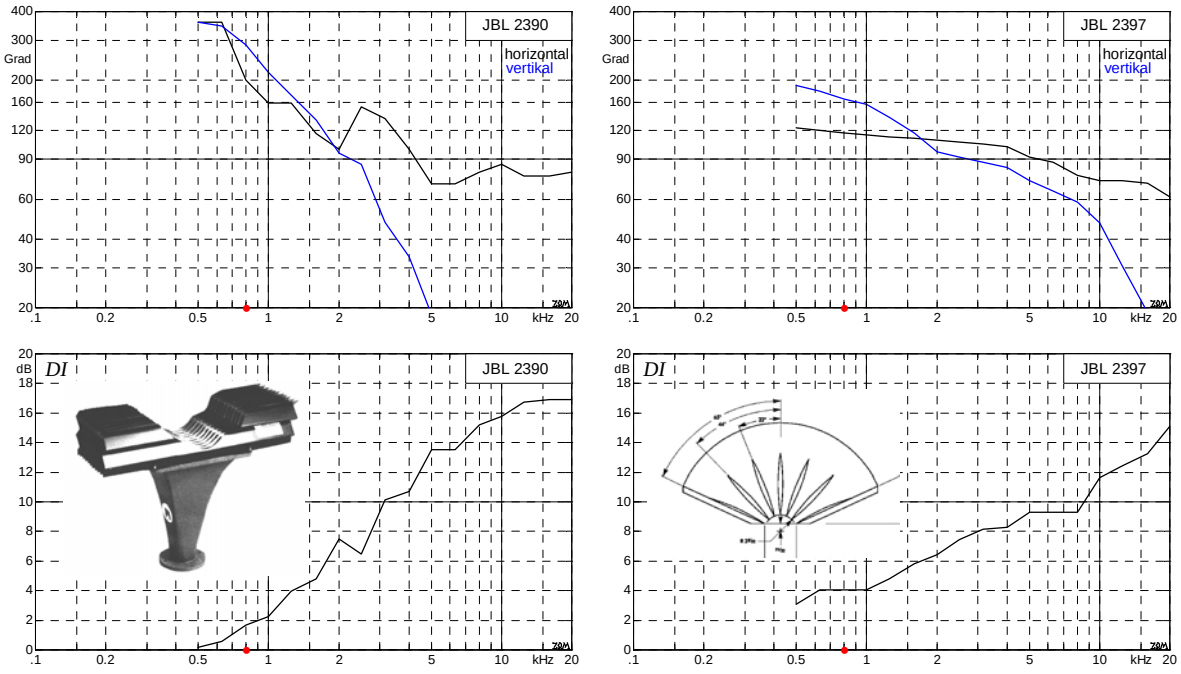


Abb. 11.117: Bündelung bei einer JBL-Linse (links) und beim sog. Smith-Horn (rechts).

© M. Zollner 2008

11.11 Studio-Monitore

Im Regieraum eines Tonstudios kommen hochwertige Mehrwege-Lautsprecher zum Einsatz, die vor allem in den 50er- bis 70er-Jahren häufig mit Mittel- und/oder Hochtonhörnern ausgestattet waren. Entgegen einer weit verbreiteten Meinung ist der axial gemessene Frequenzgang nicht das wichtigste Kriterium. Die Frequenzabhängigkeit dieses "Freifeldübertragungsmaßes" ist zwar nicht unwichtig, bei hochwertigen Lautsprechern aber so gut, dass andere Kriterien in den Fokus rücken. Z.B. die Bündelung, oder bei hoher Abhörlautstärke die Verzerrungen (Klirrfaktor, Differenztöne, Subharmonische). Da es nicht gelingt den gesamten Hörfrequenzbereich mit einem einzigen Lautsprecher zufriedenstellend wiederzugeben, muss mit Filtern (Frequenzweichen) für eine Aufteilung auf mehrere Lautsprecher gesorgt werden. **Abb. 11.118** zeigt hierzu eine einfache Schaltung, die (mit leichten Modifikationen) in vielen Selbstbauanleitungen zu finden ist. Zur Berechnung nimmt man an, die Lautsprecher-Impedanzen mögen reell und frequenzunabhängig sein, wie auch die Übertragungsmaße. Beide Annahmen sind realitätsfern: Die Impedanz ist komplex und frequenzabhängig (Abb. 11.9), die Übertragungsmaße (insb. die Phase) sind ebenfalls frequenzabhängig. Doch soll diese sehr idealisierende Betrachtung ruhig einmal zu Ende gedacht werden: Der Tiefpass 2. Ordnung dreht die Phase von 0° auf –180°, der Hochpass 2. Ordnung dreht von 180° auf 0°, so dass die beiden Lautsprecherspannungen im ganzen Frequenzbereich zueinander gegenphasig sind. Nur wenn sie als Abhilfe 'verpolt' angeschlossen werden, vermeidet man eine Totalauslöschung bei der Übernahmefrequenz (im Beispiel bei 600 Hz). Dass dann ein Allpass entsteht, ist hingegen unkritisch: Das Gehör bemerkt hiervon nichts [3].

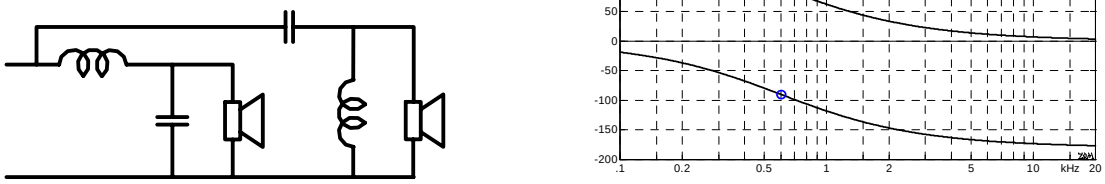


Abb. 11.118: Zweiweg-Weiche zweiter Ordnung; Schaltung (links), Phasenfrequenzgang (rechts).

Das große Problem entsteht bei der Übernahmefrequenz, wenn beide Lautsprecher mit gleicher Amplitude Schall abstrahlen. Mögen sich auch auf Achse die beiden Teilschalle perfekt summieren, die seitliche Abstrahlung erfolgt immer mit Phasenversatz, d.h. mit destruktiver Interferenz. Wenn der Schallumweg einer halben Wellenlänge ($\lambda = c/f$) entspricht, löschen sich die Teilschalle aus (**Abb. 11.119**). Sog. Koaxialsysteme, bei denen Tief- und Mitteltonlautsprecher auf derselben Achse hintereinander sitzen, können hierbei eine Verbesserung erzielen, haben aber u.U. das Problem, dass sich die Lautsprecher gegenseitig behindern. Und sage keiner, dann müsse man eben genau vor dem Lautsprecher abhören – auch die von der Seite kommenden Reflexionen beeinflussen den Höreindruck.

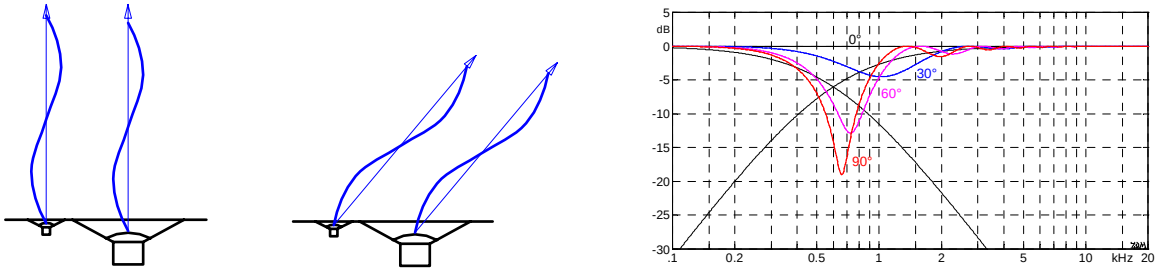


Abb. 11.119: Interferenz im Bereich der Übernahmefrequenz: Auslöschung bei seitlicher Abstrahlung.

© M. Zollner 2008

Die folgenden Beispiele zeigen das Bündelungsverhalten verschiedener Dreiweg-Boxen. In **Abb. 11.120** erkennt man, wie schwer sich selbst ein renommierter Hersteller tut: Von einem "monotonen Anstieg" des Bündelungsmaßes, wie gerne gefordert, kann keine Rede sein.

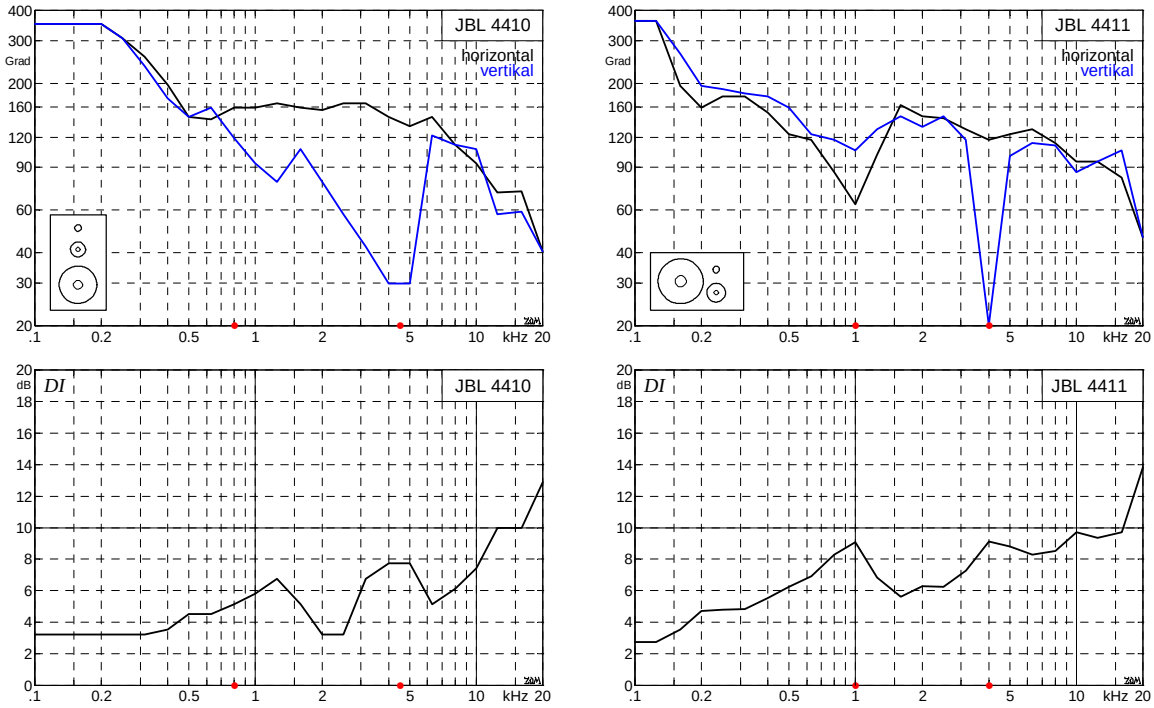


Abb. 11.120: Öffnungswinkel und Bündelungsmaß zweier Dreiweg-Lautsprecher (Herstellerangaben).

Die Sentry III aus **Abb. 11.121** genießt bereits Kult-Status: Nicht zu Unrecht, wie die Bilder zeigen. Wobei stets zu bedenken ist: Die beiden Öffnungswinkel-Frequenzgänge sind immer nur vereinfachte Darstellungen eines hochkomplizierten Bündelungsverhaltens (Abb. 11.111). Und natürlich soll es Hersteller geben, die bei ungünstigen Kurven etwas nachhelfen und eine dem Vertrieb genehme Charakteristik herbeizaubern.

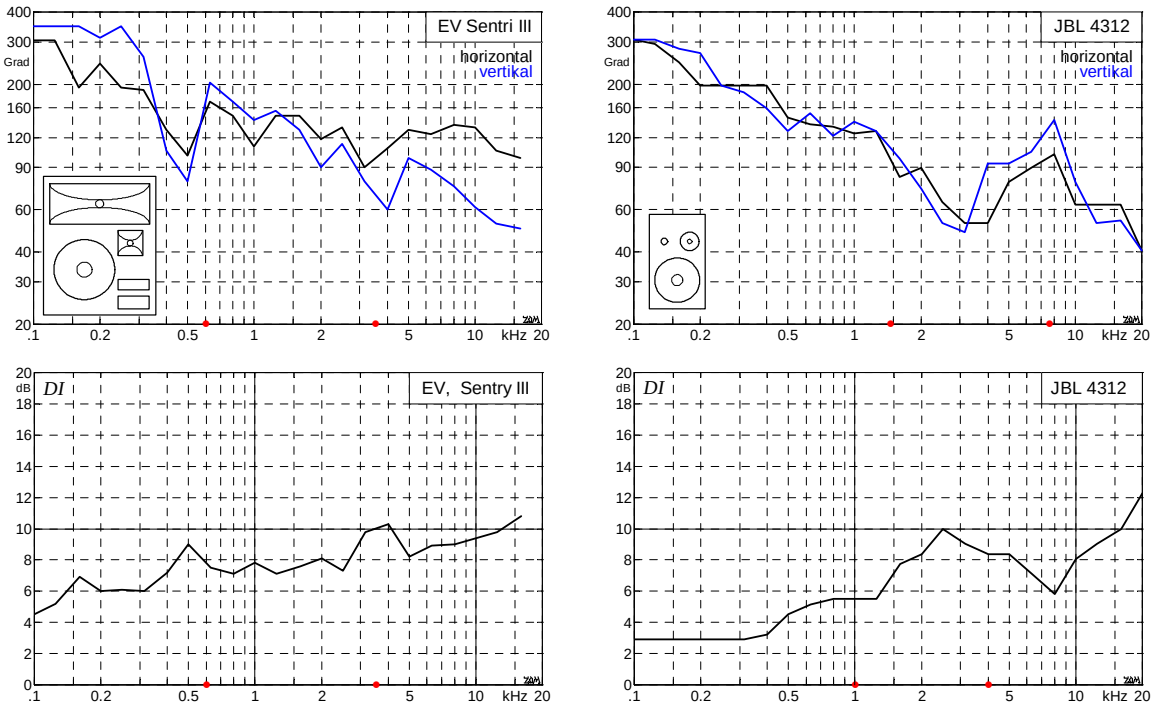


Abb. 11.121: Öffnungswinkel und Bündelungsmaß zweier Dreiweg-Lautsprecher (Herstellerangaben).

© M. Zollner 2008

Die folgenden Bilder (**Abb. 11.122**) gehören zu Zweiweg-Boxen. JBL und Altec kann man sich gut im Studio vorstellen, die EV-Box ist eher als PA-Box gedacht. Die 604-8L kombiniert einen 15"-Basslautsprecher mit einem hierzu koaxialen 60°x40°-Mantaray-Horn, die beiden JBL verwenden sog. Biradial-Hörner (100°x100°), die EV-Box hat ein 90°x40°-Horn. Keine dieser Richtcharakteristiken kann man als besonders gut oder besonders schlecht bezeichnen – die Qualität hängt immer vom individuellen Einsatzort ab. In einem Studio wird das ein relativ stark bedämpfter Abhörraum sein, dessen Nachhallzeit zwischen 0.2 und 0.4 s liegt, woraus sich ein Hallradius von ca. 1.5 m ergibt. Der effektive Hallradius [3] wird dann bei ungefähr 2 – 6 m liegen, was dem Diffusschall schon Bedeutung gibt.

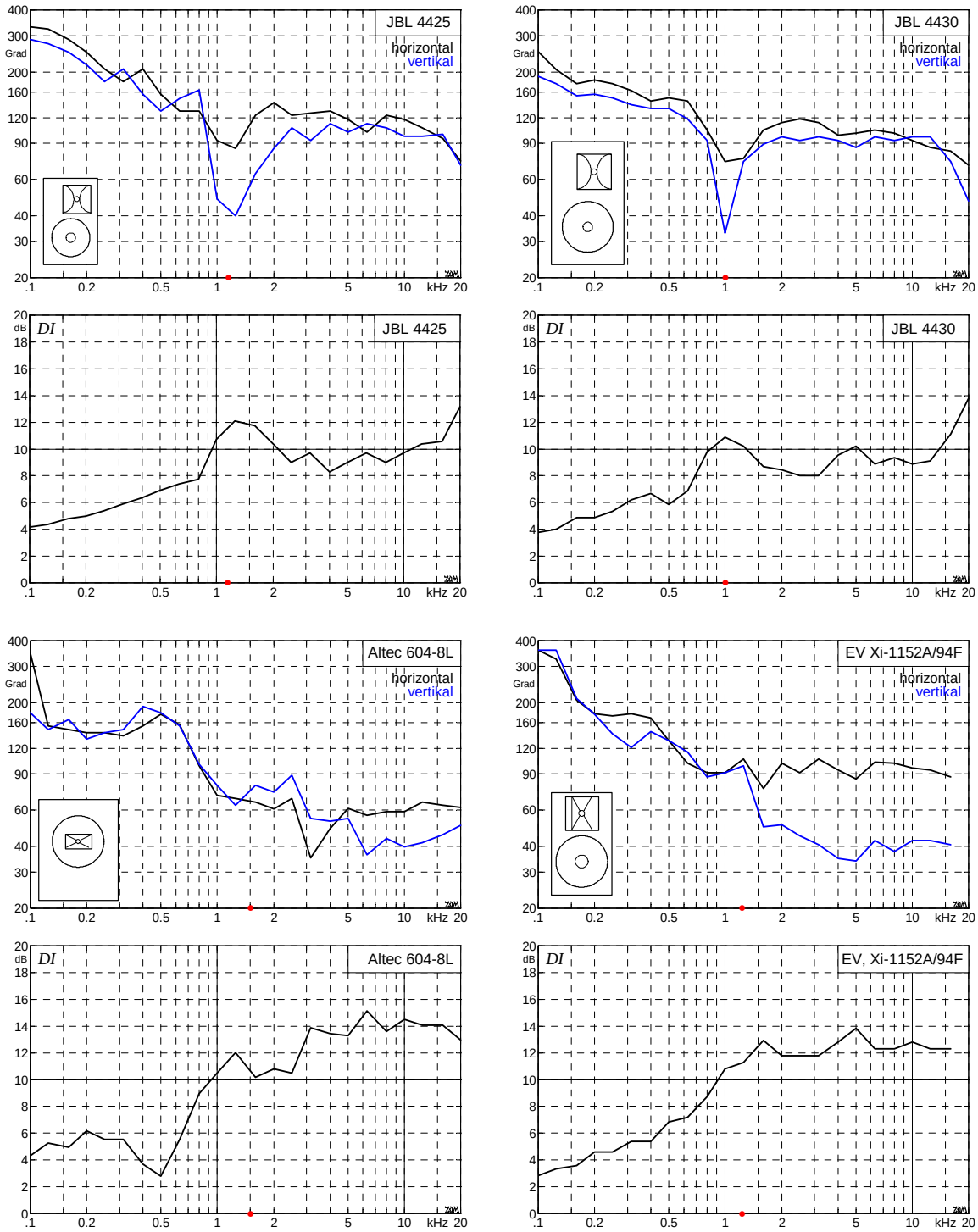


Abb. 11.122: Öffnungswinkel und Bündelungsmaß von vier Zweiweg-Lautsprecher (Herstellerangaben).

© M. Zollner 2008

Abb. 11.123 zeigt Nachhallzeiten $T_{60}(f)$ zweier professioneller Regieräume. Für einen davon (schwarze Kurve) sind im rechten Bild die effektiven Hallradien dargestellt, d.h. die um die Wurzel aus dem Bündelungsgrad vergrößerten Hallradien [3]. Ein Tonmeister, der 3 – 4 m von den Lautsprechern entfernt abhört, befindet sich folglich tieffrequent überwiegend im Diffusfeld, hochfrequent dagegen überwiegend im Direktfeld. Je nach Lautsprecher-Bündelung ergibt sich eine sehr spezielle Mischung aus Direkt- und Diffusschall, die beim JBL 4425 schon sehr "charakteristisch" ausfällt.

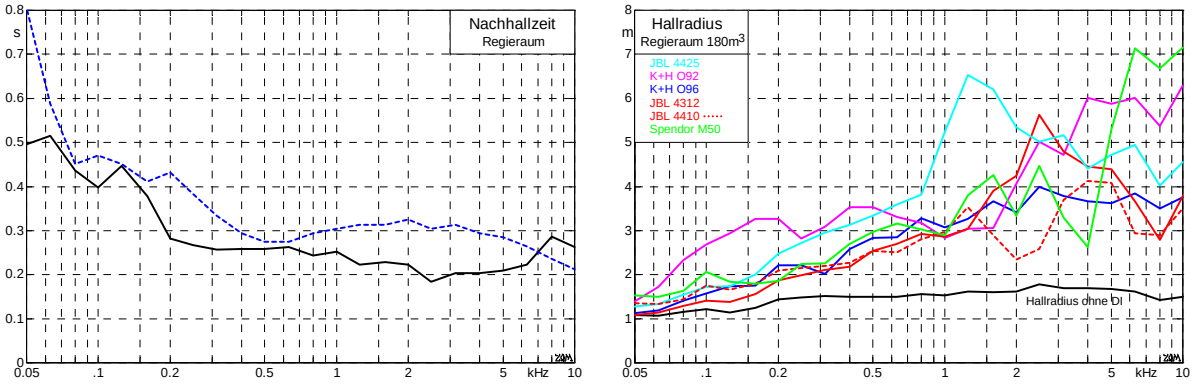


Abb. 11.123: Nachhallzeit-Frequenzgänge zweier Regieräume (links). Für die schwarze Kurve zeigt das rechte Bild die effektiven Hallradien für 6 verschiedene Studio-Lautsprecher.

Abschließend noch ein paar Messkurven zu den **nichtlinearen Verzerrungen** (**Abb. 11.124**). Die Anforderung, in 2 m Abstand einen Schallpegel von 80 dB erzeugen zu können, ist nicht besonders hoch. Wenn dabei aber Klirrfaktoren unter 0.1% erreicht werden sollen, fallen doch einige Boxen durch. Klassische Studio-Monitore liegen in dieser Disziplin eher um 1%, was auch nicht ganz schlecht ist, moderne Neuentwicklungen unterbieten die 1%-Marke deutlich. Natürlich sind 80 dB in 2 m nicht der maximal geforderte Schallpegel – der liegt bei ungefähr 110 dB / 2m. Auch hierbei sollten die nichtlinearen Verzerrungen "unauffällig" bleiben.

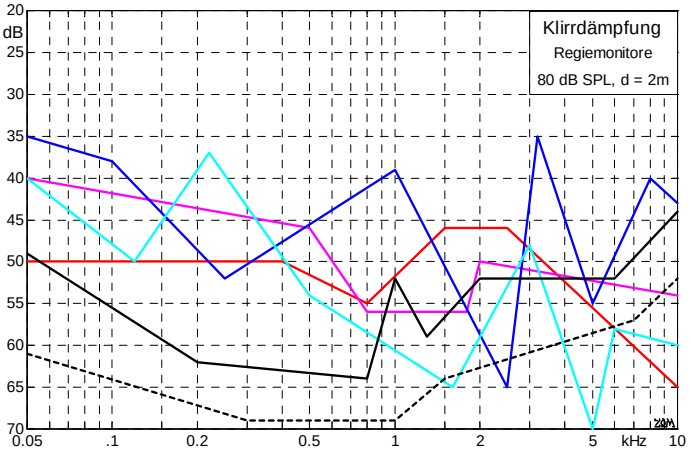


Abb. 11.124: Klirrdämpfungen verschiedener Studio-Lautsprecher (Herstellerangaben).

© M. Zollner 2008

11.A Anhang: Messtechnik

Im Folgenden werden einige der für Lautsprechermessungen benötigten Geräte und Verfahren in Kurzform vorgestellt. Ausführlichere Informationen sind z.B. in den Publikationen der Messgeräte-Hersteller zu finden, insbesondere bei Brüel&Kjaer (Technical Reviews).

11.A.1 Messmikrofone

Der Übertragungskoeffizient T_{Up} von Messmikrofone soll (im Gegensatz zu Studiomikrofonen) frequenzunabhängig sein [3]. Beispielsweise variiert G_{Up}, das Übertragungsmaß, bei einem typischen Freifeldmikrofon (½" B&K 4190) im Bereich 10 Hz – 15 kHz um weniger als ±0.7 dB. Dieser Toleranzbereich gilt allerdings nur bei axialer Beschallung; sobald die Schalleinfallsrichtung von der Mikrofonachse abweicht, machen sich durchmesserabhängige Bündelungseffekte bemerkbar, die mit steigender Frequenz zunehmen. Im Reflexionsarmen Raum (RAR) stören derartige **Bündelungen** nicht, weil das Mikrofon direkt auf die Quelle gerichtet wird, im Hallraum (HR), mit seinem diffusen Schallfeld, bewirken sie aber eine zu hohen Frequenzen hin zunehmende Dämpfung, die bei 15 kHz durchaus 5 dB betragen kann. Deshalb verwendet man im HR bevorzugt ¼"-Mikrofone, und akzeptiert, dass diese im Vergleich zu ½"-Mikrofonen stärker rauschen. Bei dem verwendeten B&K 4135♣ beträgt der Bündelungs-Fehler bei 5 kHz 0.5 dB, und bei 10 kHz 1dB – das erschien akzeptabel.

Die nichtlinearen **Verzerrungen** (Klirrfaktoren) der verwendeten Mikrofone sind bei den erzeugten Schallpegeln weit unterhalb jeglicher Relevanz, das **Eigenrauschen** ist beim 4190 unbedeutend (15 dB_A), beim 4135 grenzwertig (45 dB_A). Nicht unbedeutend sind die Auswirkungen der **Mikrofonbefestigung**: An Halteklammern und Stativstäben werden Wellen reflektiert, die zu kammfilterartigen Interferenzen♥ führen. Durch geeigneten Aufbau konnten derartige Fehler aber unter ±0.2 dB gehalten werden.

11.A.2 Nachhallzeit

Als Nachhallzeit wird die Zeit spezifiziert, die vergeht, bis nach dem Abschalten der Schallquelle der Diffusschallpegel im Hallraum um 60 dB abnimmt. Damit auch tatsächlich überwiegend Diffusschall gemessen wird, darf das Mikrofon nicht zu nahe bei der Schallquelle stehen, und damit möglichst viele Raummoden erfasst werden, sollte sich das Mikrofon auf einem (schrägen) Kreis bewegen. Alle Hallraum-Messungen erfolgten mit zu 50% überlappender Terzanalyse (IEC 1260 class 0), das Mikrofon durchlief in 80 s einem Kreis (∅ = 3m). Der auf einen **Drehtisch** (B&K 3299) montierte Mikrofongalgen übertrug zunächst inakzeptabel viel **Körperschall** (äquivalenter Luftschallpegel: 84 dB), durch geeignete Entkopplung konnte dieser Wert aber auf gerade noch akzeptable 45 dB reduziert werden.

Zur Bestimmung der Nachhallzeit wird der Hallraum üblicherweise durch Breitbandrauschen angeregt. Nach dem Abschalten des Rauschens ermittelt man die Steigung (dB/s) des Pegelabfalls, und hieraus ergibt sich die Nachhallzeit T_N. Typische Werte sind 2 – 5 s, im tieffrequenten Bereich auch bis zu 10 s. Da Rauschprozesse stochastischer Natur sind, muss über mehrere Abklingvorgänge gemittelt werden.

♣ Brüel&Kjaer bietet auch ein spezielles Druckmikrofon an (4136), das noch besser geeignet ist.

♥ M. Zollner: Einfluss von Stativen und Halterungen..., Acoustica, Vol. 51 (1982), 268-272.

© M. Zollner 2008

Aber schon vor dieser Mittelung (über mehrere Pegelverläufe) ist eine **RMS-Mittelung** erforderlich, um vom Schalldruck zum Schallpegel zu gelangen. **Abb. 11.A1** erläutert diesen Vorgang zunächst anhand eines abklingenden Sinustones.

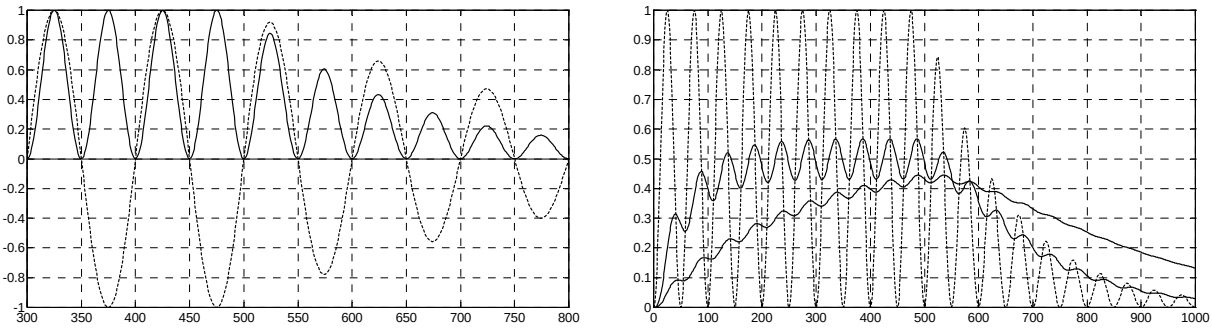


Abb. 11.A1: RMS-Mittelung. Linkes Bild: Exponentiell abklingender Sinuston (----), dessen Quadrat (**——**). Rechts: Exponentiell gemittelter Abklingvorgang, zwei verschiedene Zeitkonstanten. Noch keine Wurzel.

Um zum RMS-Wert (Root-Mean-Square = Effektivwert) zu gelangen, muss im ersten Schritt das Signal quadriert werden (Square), darauf erfolgt die Mittelung (Mean), und zuletzt wird die Wurzel aus dem Mittelwert gezogen (Root). Das Quadrieren ist ein eindeutiger Vorgang, das Mitteln nicht. Die Messtechnik verwendet vor allem zwei Mittelungsverfahren: Die sog. **exponentielle Mittelung**, und die sog. **lineare Mittelung**, die besser arithmetische Mittelung genannt werden sollte. Mittler im o.g. Sinne sind lineare Tiefpassfilter, die durch ihre Impulsantwort eindeutig beschrieben werden. Zur exponentiellen Mittelung verwendet man einen einfachen RC-Tiefpass (erster Ordnung), dessen Impulsantwort die abklingende *e*-Funktion ist. Die lineare Mittelung erfolgt im Spalttiefpass, seine Impulsantwort ist der unipolare Rechteckimpuls. Beide Mittelungsarten können durch je einen Parameter beschrieben werden: Bei der exponentiellen Mittelung durch die Zeitkonstante τ, bei der linearen Mittelung durch die Rechteckdauer (Blocklänge) T. Auch bei $\tau = T$ erhält man ungleiche Ergebnisse.

In Abb. 11.A1 ist die generelle Problematik jeder Mittelung ersichtlich: Bei kurzer Zeitkonstante ist die Glättung unzureichend, bei langer Zeitkonstante wird der Abklingvorgang verfälscht. **Abb. 11.A2** zeigt hierzu die Pegelverläufe, man erkennt, dass bei der exponentiellen Mittelung die Flankensteigung von der Zeitkonstante abhängt. Bei der linearen Mittelung wird die abfallende Flanke lediglich verzögert, ihre Steigung bleibt aber erhalten. Für die Bestimmung der Nachhallzeit bedeutet dies, dass die lineare Mittelung Vorteile bietet. Ganz unproblematisch ist aber auch diese nicht: Gerade im wichtigen Anfangsbereich (**early Decay**) ist die Steigung zu flach, was eine zu lange Nachhallzeit vortäuschen könnte. Und dieser Anfangsbereich ist wichtig, reale Nachhallkurven fallen nicht immer so ideal ab wie in diesem Beispiel, sondern zeigen einen degressiven Abfall (flacher werdende Kurve).

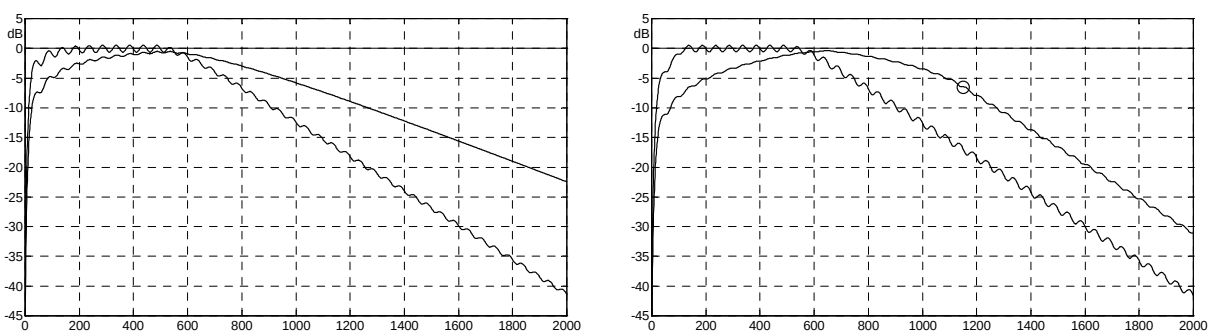


Abb. 11.A2: Pegelabfall bei exponentieller Mittelung (links, zwei verschiedene Zeitkonstanten) bzw. bei linearer Mittelung (rechts, zwei verschiedene Blocklängen).

© M. Zollner 2008

Mitteln bedeutet aus systemtheoretischer Sicht Filtern: Das zu mittelnden Signal wird mit der Impulsantwort des Mittlers gefaltet. Anders ausgedrückt: Jede Mittelung ist die gewichtete (Faltungs-) Integration über einen *Bereich*. Bei der linearen Mittelung (= Blockmittelung oder arithmetische Mittelung) erfolgt diese Integration über die Blocklänge *T*, die zeitlich vor dem Mittelungszeitpunkt liegt. Für $T = 0.4$ s spezifiziert der zum Zeitpunkt $t = 2$ s angegebene lineare Mittelwert das Integral über 1.6 ... 2 s. Der lineare Mittelwert, der zum Zeitpunkt des Abschaltens der Schallquelle ($t = 0$) gemessen wird, stellt also noch keine Mittelung über den Abklingvorgang dar. Um bei $T = 0.4$ s zu bleiben: Der bei $t = 0.2$ s gemessene lineare Mittelwert wird zu 50% über den stationären Vorgang ermittelt, und zu 50% über den Abklingvorgang. Erst der bei $t = T$ gemessene lineare Mittelwert erfasst zu 100% den Abklingvorgang[♣]. Und genau ab diesem Punkt wird bei der linearen Mittelung die Steigung des Pegelabfalls richtig wiedergegeben (Abb. 11.A2, rechtes Bild). Jede (zeitliche) Mittelung muss, wie oben erläutert, über einen *Bereich* erfolgen. Wird die Dauer dieses Bereichs zu kurz gewählt, kann die Mittelung ihren Zweck nicht mehr erfüllen – die Faltung mit einem Dirac-Impuls ergibt das unveränderte Signal. Da die Mittelung über einen Bereich erfolgen muss, dessen Dauer größer als null ist, kommen alle Mittelwerte verzögert nach dem zu mittelnden Signal.

Wäre nun der Abklingvorgang eine exponentiell abklingende Sinusschwingung wie im ersten Bild, könnte man bei Kenntnis der Mittlerlaufzeit die Abfallsteigung mit linearer Mittelung präzise bestimmen. Aber schon bei einer aus zwei verschiedenen *e*-Funktionen zusammengesetzten Hüllkurve **(Abb. 11.A3**) wird die Steigungsbestimmung schwierig: Wenn sich die Steigung innerhalb der Blocklänge *T* signifikant ändert, kann dies auch durch eine lineare Mittelung nicht mehr sicher erkannt werden.

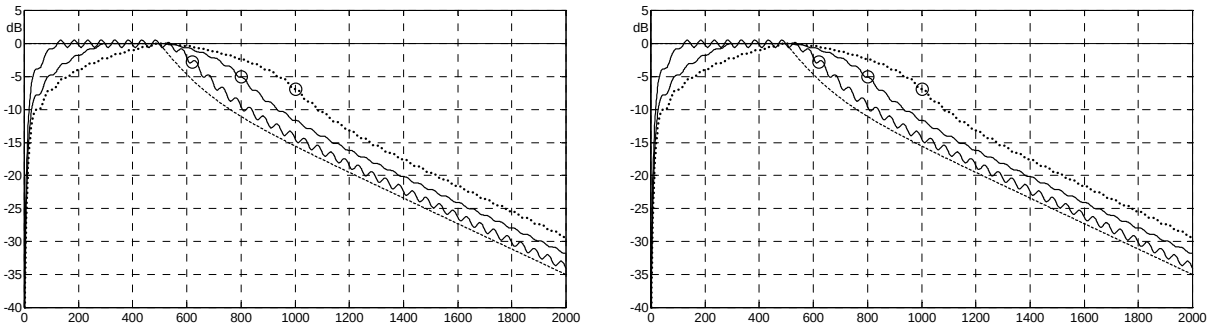


Abb. 11.A3: Pegelabfall bei exponentieller Mittelung (links, drei verschiedene Zeitkonstanten) bzw. bei linearer Mittelung (rechts, drei verschiedene Blocklängen). Degressive Abfallkurve.

Die Mittelungszeit *T* bzw. die Zeitkonstante τ muss also einerseits kurz genug sein, um den Zeitverlauf der Raum-Impulsantwort (bzw. –Sprungantwort) nicht zu sehr zu verfälschen, andererseits aber auch lang genug sein, um die stochastischen Schwankungen des Rauschens ausmitteln zu können. Denn im Gegensatz zu den bisher gezeigten Bildern werden Nachhallkurven nicht mit Sinustönen, sondern mit (Oktav- oder Terz-) Rauschen ermittelt. Wenn nun eine lineare Mittelung über z.B. 50 ms noch nicht reicht, um das Rauschen ausreichend zu mitteln, und eine längere Mittelungszeit das Ausmessen der Anfangssteigung einer gekrümmten Abfallkurve verhindert, bleibt noch eine weitere Dimension: Die **Scharmittelung** über verschiedene Realisierungen des Rauschprozesses. Hierzu wird einfach über mehrere Abklingkurven gemittelt – wobei aber nicht mit identischem Rauschen angeregt werden darf, sondern mit unterschiedlichen Ausschnitten eines Rauschsignals (z.B. Terzrauschen).

[♣] Streng genommen muss auch noch die Schallaufzeit berücksichtigt werden.

© M. Zollner 2008

In **Abb. 11.A4** sind im linken Bild vier Abklingkurven dargestellt, die aus dem quadrierten Schalldrucksignal durch lineare Mittelung über 50 ms Blocklänge bestimmt wurden. Mikrofon und Lautsprecher waren bei dieser Messung ortsfest, sodass diese Signalfluktuationen überwiegend der Rauschstochastik zuzuordnen sind. Im rechten Bild ist eine Vielzahl derartiger Kurven übereinander gezeichnet, sowie die daraus gewonnene Mittelungskurve. Zur Orientierung ist gestrichelt das Abklingen für 1.6 s Nachhallzeit eingezeichnet. Man erkennt, dass dies ungefähr der Anfangssteigung entspricht; der weitere Verlauf ist flacher. Die jetzt noch verbleibenden Fluktuationen der Abklingkurve sind nicht primär der Rauschstochastik, sondern dem Raum zuzuordnen. Die Überlagerung vieler (verschiedenfrequenter und unterschiedlich bedämpfter) Abklingvorgänge ergibt nicht eine einzige Abklingzeitkonstante; vielmehr entsteht eine beliebig komplexe Kurve, der i.A. nur abschnittsweise eine Gerade als Steigung angenähert werden kann. Für Leistungsmessungen im Hallraum ist hierbei nicht der Pegelbereich zwischen –5 und –35 dB zu erfassen, sondern die anfängliche Steigung[♣].

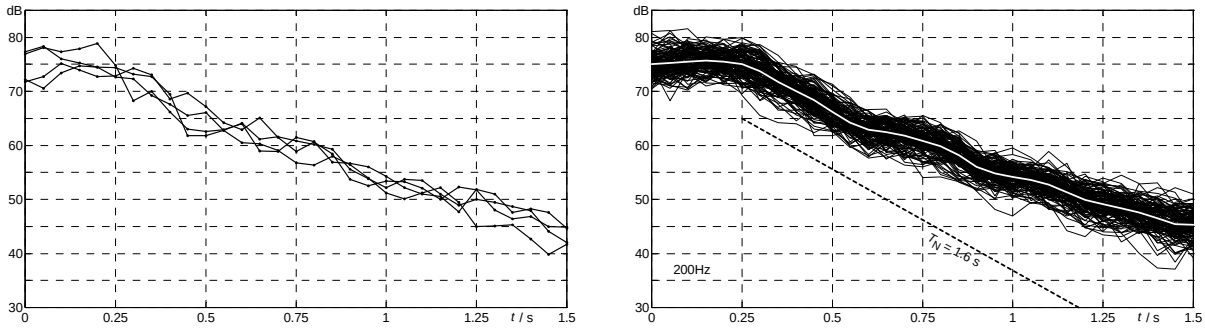


Abb. 11.A4: Abklingkurven, aus terzbreitem Rauschen (f_m = 200 Hz) durch lineare Mittelung (50 ms) gebildet. Im rechten Bild ist weiß die Scharmittelkurve eingezeichnet (Ensemble-Mittelwert).

Abschließend soll noch kurz zur **Hilbert-Transformation** Stellung genommen werden, da ihr gelegentlich die Eigenschaft zugeschrieben wird, ideale Mittelungen vornehmen zu können. Bei einem abklingenden Sinuston gelingt es tatsächlich, aus dem Schalldruck mittels Hilbert-Transformation das analytische Signal, und daraus eine glatte Abklingkurve zu erhalten. Bei dem zur Nachhallmessung üblichen Schmalbandrauschen ist die Hilbert-Transformation aber keine Option – zumindest nicht, solange sie alleine angewandt wird (**Abb. 11.A5**).

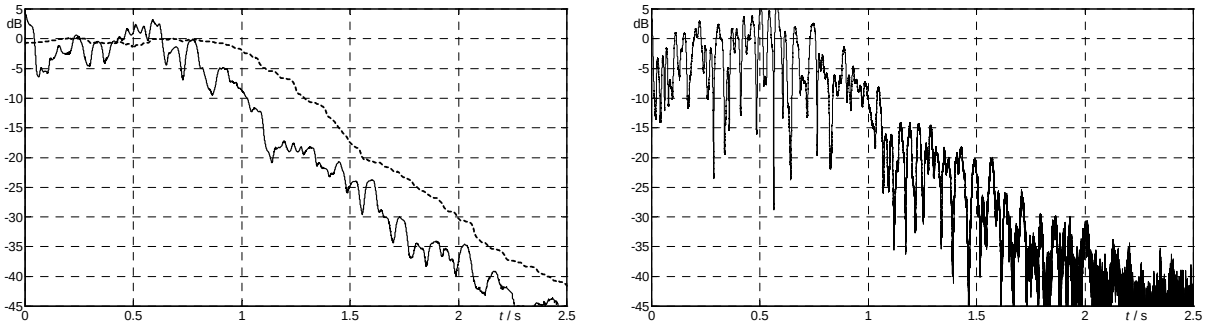


Abb. 11.A5: Links: Terzbreit gefilterte Abklingkurve (f_m = 200 Hz), linear mit T = 50 ms bzw. 500 ms gemittelt. Rechts: Pegel des zum linken Bild gehörenden analytischen Signals (auch "Magnitude" genannt).

[♣] H. Larsen, Technical Review Nr. 4, Brüel&Kjaer, !978.

© M. Zollner 2008

A. Anhang: Schwingungen und Wellen

A.1 Schwingungen und Wellen

Eine **Schwingung** ist ein Vorgang, bei dem die Schwingungsgröße (z.B. Auslenkung, Kraft, Stromstärke) nicht-monoton verläuft und mindestens zwei Extremwerte aufweist (DIN 1311). Die Mechanik spricht von Schwingungen, wenn sich Massen um ihre Ruhelage bewegen. Massen sind neben Federn und Dämpfern Elemente mechanischer Systeme. Enthält ein System keine Dämpfer, ist es verlustfrei bzw. ungedämpft, andernfalls verlustbehaftet bzw. gedämpft. Eine Masse kann kinetische Energie speichern, eine Feder potentielle Energie. Ein Dämpfer gehört nicht zu den speichernden Elementen, die an ihm verrichtete Energie wird irreversibel in Wärme umgewandelt. Die Anzahl aller voneinander unabhängiger Speicher bestimmt die **Ordnung** *n* des Systems.

Eine Masse, die an einer Feder hängend auf- und abschwingen kann, stellt ein System zweiter Ordnung dar. Um den Schwingungszustand des Systems zu *einem* Zeitpunkt vollständig zu beschreiben, sind *n* Zustandsgrößen (Feldgrößen) nötig. Beim Feder-Masse-System können dies z.B. Auslenkung und Geschwindigkeit sein. In der Systemtheorie heißen die Zustandsgrößen auch **Signalgrößen**; sie sind von den **Systemgrößen** (Masse, Steifigkeit, Impedanz ...) zu unterscheiden. Physikalische Kraft/Weg-Gesetze sowie Strukturgesetze (Topologie, Knotensatz, Maschensatz) bestimmen die Wechselwirkungen zwischen den Systemelementen und führen zur Differentialgleichung (DGL), deren Lösung die Schwingungsgleichung ergibt. Ein System *n*-ter Ordnung wird durch eine DGL *n*-ter Ordnung beschrieben. Bei mechanischen Systemen mit diskreten (örtlich konzentrierten) Elementen ist die unabhängige Variable zumeist die Zeit *t*; die Signalgrößen werden in Abhängigkeit von *t* als Zeitfunktion dargestellt.

Schwingungen, die (ausschließlich) unter der Einwirkung einer externen Anregungsquelle ablaufen, heißen **erzwungene** Schwingungen. Schwingt die Quelle monofrequent mit f_0 und ist das System linear, so verlaufen alle Zustandsgrößen sinusförmig mit f_0. Der Begriff sinus*förmig* erlaubt einen beliebigen Phasenwinkel, also auch einen Kosinusverlauf. Die beschreibende DGL ist bei externer Anregung inhomogen, d.h. sie enthält einen Quellenterm (den die Mathematik *Störglied* nennt). Ohne momentane Anregung (= homogene DGL) ist das System entweder dauernd in Ruhe, oder es 'antwortet' auf vorangegangene Anregungen (es 'schwingt nach'). Dass ein schwingungsfähiges System nachschwingen kann, liegt an der Speicherfähigkeit seiner Masse(n) und Feder(n). Das **Nachschwingen** erfolgt bei einer Eigenfrequenz des Systems, und hier unterscheiden sich die Terminologien von Mechanik und Systemtheorie: Die Mechanik beschreibt die gedämpfte Schwingung als Produkt von Exponentialfunktion und Sinus (bzw. Kosinus), dem eine Frequenz zugeordnet wird. Die Systemtheorie erkennt im Ausschwingvorgang zwar eine Periode, aber keine Periodizität, und ordnet über das Fourier-Integral ein unendlich breites kontinuierliches Spektrum zu. Denn: Spektralanalyse ist Zerlegung in Summanden, nicht in Faktoren [siehe Literatur über Systemtheorie, z.B. 6].

Sind die Eigenschaften eines schwingungsfähigen Systems kontinuierliche Funktionen des Ortes, so heißt das System ein **Kontinuum**. Seine Zustandsgrößen sind Funktionen von Zeit und Ort (Raum), der Verbund der einzelnen Teilchenschwingungen heißt **Welle**. Die Abhängigkeit von zwei Variablen führt auf partielle DGL, die wiederum homogen (bei der freien Welle) oder inhomogen (bei der erzwungenen Welle) sein können.

A.1.1 Erzwungene Schwingung

Bei der erzwungenen (fremderregten, quellenerregten) Schwingung wird dem Schwingungs-System von außen Energie zugeführt. Beispielsweise kann die Auslenkung $\xi(t)$ der an einer Feder hängenden Masse sinusförmig mit der Frequenz f_0 eingeprägt sein. Hiermit sind gleichzeitig die Geschwindigkeit, die Beschleunigung sowie weitere zeitliche Differentiale und Integrale definiert. Die zwischen Masse und Feder wirkende Kraft kann sowohl aus dem Newton'schen Trägheitsgesetz, als auch aus dem Hooke'schen Federgesetz berechnet werden.

Nicht auf einen Blick überschaubar werden die Schwingungen, wenn die Auslenkung nicht am masseseitigen Federende, sondern am gegenüber liegenden (oberen) Federende eingeprägt wird. Die Masse vollführt nun Schwingungen mit f_0, aber mit zunächst unbekannter Amplitude und Phase. Systemtheoretisch betrachtet liegt eine Übertragung (Abbildung) von einer Eingangsgröße (Federauslenkung) auf eine Ausgangsgröße (Massenauslenkung) vor. Im Zeitbereich wird das Problem durch die DGL oder durch Faltung mit der Impulsantwort gelöst, im Frequenzbereich durch die Übertragungsfunktion [6]. Analogiebetrachtungen zwischen elektrischen und mechanischen Systemen ermöglichen, dass die elektrische Signal- und Systemtheorie auch auf mechanische Systeme angewandt werden kann [3].

Fremderregung bedeutet nicht, dass eine erzwungene Schwingung *alleine* existieren muss. Trotz externer Zwangs-Erregung kann gleichzeitig auch noch eine freie Schwingung existieren, die eine Antwort auf vorangegangene Anregungen darstellt. Beim linearen System (lineare DGL) überlagern sich beide Schwingungen, ohne sich gegenseitig zu beeinflussen.

A.1.2 Freie Schwingung

Nach erfolgter externe Anregung kann sich eine freie Schwingung auf einer Eigenfrequenz des Systems ausbilden. Systeme erster Ordnung erzeugen keine Eigen*schwingung*[♣], sondern nur exponentielle Ausgleichsvorgänge, Systeme zweiter Ordnung haben genau eine Eigenfrequenz, Systeme höherer Ordnung haben in der Regel mehrere Eigenfrequenzen. Beim linearen System (lineare DGL) überlagern sich alle eventuell vorhandenen Eigenschwingungen ungestört. Jede Eigenschwingung ist charakterisiert durch ihre Eigenfrequenz (Systemgröße), ihre Anfangsamplitude und –Phase (Signalgrößen) und durch ihre Dämpfung (Systemgröße). Beim ungedämpften System ist die Dämpfung null (Güte unendlich), die Schwingung klingt nicht ab. Beim gedämpften System klingt jede Eigenschwingung exponentiell ab. Sonderfälle ergeben sich bei zusammenfallenden Eigenfrequenzen (mehrfache Pole).

BEISPIEL*:* Ein System zweiter Ordnung hat die Eigenfrequenz f_E. Es wird von einer Quelle mit der Frequenz $f_1 \neq f_E$ angeregt. Hierzu wird die Quelle für die Zeitdauer $-T \leq t < 0$ eingeschaltet, bei $t = 0$ wird sie ausgeschaltet. Wie reagiert das System? Hierbei ist zu berücksichtigen, dass der geschaltete Sinus (Burst) nicht nur die Frequenz f_1, sondern alle Frequenzen enthält ($\rightarrow$ Fourier-Integral). Während $-T$ ... 0 entsteht eine erzwungene Schwingung, danach eine freie Schwingung mit f_E. Deren Frequenz und Dämpfung werden durch die Systemeigenschaften festgelegt, die Schwingungsamplitude und –phase ergibt sich aus den Werten zweier Zustandsgrößen zum Zeitpunkt $t = 0$. Falls zwischen T_2 ... T_3 >0 die Quelle erneut eingeschaltet wird, diesmal mit der Frequenz f_2, überlagert sich zum ersten Ausschwingen die erzwungene zweite Schwingung, nach T_3 überlagern sich zwei freie Schwingungen (mit gleicher Frequenz f_E). Dieses Beispiel setzt voraus, dass das Schalten nicht die Systemeigenschaften verändert, dass also insbesondere die Quellimpedanz und die Struktur gleich bleiben. ◊

♣ DIN 1311 nennt Kriechvorgänge "Schwingung im weiteren Sinn". Präzisere Definitionen $\rightarrow$ Systemtheorie.

© M. Zollner 2002

Die Lösungen der in den vorhergehenden Kapiteln aufgestellten Differentialgleichungen geben noch keine speziellen Hinweise auf die tatsächlichen Saitenschwingungen. Zu deren genauer Beschreibung müssen zusätzlich die Saitengeometrie und die Saitenanregung bekannt sein. Zur Saitengeometrie gehören Saitenlänge und Lagerdaten, mit Anregung entsteht eine erzwungene Welle, ohne Anregung (bzw. danach) eine freie. Bei Gitarren tritt eine erzwungene Welle nur in dem kurzen Moment auf, in dem das bewegte Plektrum Kontakt mit der Saite hat (Anschlag). Der danach kommende Ausklingvorgang ist eine freie Welle – zumindest, solange die Saite nicht gegen die Bünde prallt, oder erneut angezupft wird.

Die zur Beschreibung der Saitenschwingung benötigte Differentialgleichung (DGL) ist zunächst partiell, weil die abhängige Variable (z.B. ξ) von Ort z und Zeit t abhängt. Die DGL ist linear (1.Grades), weil die Variablen nur in erster Potenz vorkommen. Ohne Berücksichtigung der Biegesteifigkeit entsteht eine DGL 2. Ordnung, mit Biegesteifigkeit eine DGL 4. Ordnung. Sofern die Systemgrößen (z.B. Steifigkeit, Dichte, Geometrie) ihre Werte über der Zeit nicht ändern – was hier angenommen wird – enthält die DGL konstante Koeffizienten. Von besonderer Bedeutung sind **lineare DGL mit konstanten Koeffizienten** (linear/zeitinvariante Systeme bzw. **LZI-Systeme**), weil bei ihnen der **Überlagerungssatz** gilt (Superposition). Danach kann eine komplizierte Orts- oder Zeitfunktion als Summe einzelner Teilschwingungen aufgefasst werden, wobei sich diese Teilschwingungen gegenseitig nicht beeinflussen. Auch freie und erzwungene Schwingungen bzw. Wellen können gleichzeitig existieren, sie überlagern sich dann in ihrer Wirkung.

Im allgemeinen Fall überlagern sich bei der Saite erzwungene und freie Schwingungen (bzw. Wellen), was die Mathematik wie folgt ausdrückt: *Die allgemeine Lösung einer inhomogenen linearen DGL enthält man als Summe (Überlagerung) einer speziellen Lösung der inhomogenen DGL und der allgemeinen Lösung der homogenen DGL.*

A.1.3 Erzwungene Welle

Bei der erzwungenen Welle wird einem Kontinuum (z.B. einer Saite) von außen Energie zugeführt. Da die Saitenschwingung von Ort und Zeit abhängt, sind komplizierte Anregungen formulierbar. Für die Praxis wichtig ist folgende Vereinfachung: Die Anregung erfolgt in Abhängigkeit von der Zeit *an nur einem Ort*. Für das Anzupfen mit einem spitzen Plektrum ist diese Näherung ein erster Schritt, Kap. 1.2.1 zeigt Detailergebnisse.

Eine weitere Vereinfachung ist bei der Definition der anregenden Größe erforderlich. Biegesteife Saiten werden durch Kraft, Moment, Auslenkung und Winkelgeschwindigkeit beschrieben. Jede dieser Größen kann (auch kombiniert) als Anregungsgröße wirken. Die Beschreibung lässt sich vereinfachen, wenn die Anregungsgröße als direkte Saiteneingangsgröße definiert werden kann. Eine indirekte Anregung liegt z.B. vor, wenn die definierte Bewegung eines Punktes (Finger) über eine Feder (Plektrum) auf die Saite einwirkt. Bei einer direkten Anregung ist die direkt an der Saite wirkende Größe (z.B. Auslenkung) in ihrem zeitlichen Verlauf definiert.

Die Systemtheorie ordnet der direkten Anregung die Quellimpedanz (Innenwiderstand) null oder unendlich zu, der indirekten Anregung einen dazwischen liegenden Wert. Die direkte Anregung (**Einprägung** einer Signalgröße) ist leichter zu beschreiben. Besonders anschaulich ist die Einprägung der Querauslenkung (am konstanten Ort z_0).

© M. Zollner 2002

Nehmen wir als Beispiel an, dass die Querauslenkung $\xi(z_0,t)$ an einem bestimmten Ort z_0 als Funktion von t eingeprägt ist. Hiervon ausgehend können mehrere Fragen formuliert werden:

a) nach welcher Funktion verläuft dann die Auslenkung $\xi(z,t)$ an einem anderen Ort z?
Dies ist ein Standardproblem der Systemtheorie, das mit Impulsantwort und Faltung gelöst wird (siehe später).
b) Nach welcher Funktion verlaufen die anderen Signalgrößen (F, M etc.)?
Am selben Ort sind leistungsbildende Größen (*F, v* oder *M, w*) über Saiten-Impedanzen verknüpft, die Überkreuzverknüpfung ist über Koppelterme definiert. Die Abbildung auf einen anderen Ort wird wie bei a) gelöst.
c) Welche Schwingung stellt sich ein, nachdem die Anregung beendet wurde?
Es entsteht eine freie Welle, deren Startbedingungen von den Endbedingungen der vorhergehenden Anregung definiert werden.

Zu a): Der Bernoullische Ansatz nimmt als Lösungsfunktion die harmonische Exponentielle, die sinusförmige Orts- und Zeitfunktionen ergibt. Da die Saite bei den vorhergehenden Berechnungen verlustfrei modelliert werden konnte, bleibt die Amplitude einer monofrequenten Schwingung bei der Ausbreitung erhalten, nur die Phase verändert sich. Somit kann am Ort *z* nur wieder eine sinusförmige Schwingung gleicher Frequenz und gleicher Amplitude entstehen, deren Phase gegenüber der Anregungsphase gedreht ist. Da die Ausbreitungsgeschwindigkeit bei der homogenen Saite (ortsunabhängige Saitenparameter) von *z* unabhängig ist, ist die Phasendrehung proportional zur zurückgelegten Distanz. Bei der biegesteifigkeitsfreien Saite ist zudem die Ausbreitungsgeschwindigkeit frequenzunabhängig (linearphasiges System), und somit ist die Phasendrehung proportional zur Frequenz und zur Distanz. Bei der biegesteifen Saite tritt Dispersion auf, die Phase wächst mit zunehmender Frequenz überproportional.

Beliebige, nichtsinusförmige Signale müssen in ihre sinusförmigen Komponenten zerlegt werden (Fourier-Analyse), die dann einzeln von z_0 nach *z* abgebildet werden; anschließende sind die transformierten Komponenten wieder zusammenzusetzen (Fourier-Synthese). Alternativ kann die gesamte Abbildung auch in einem Schritt mit dem **Faltungsintegral** durchgeführt werden: Das Anregungs-Zeitsignal ist hierzu mit der Impulsantwort der Saite zu falten. Die Impulsantwort ist bei der biegesteifigkeitsfreien Saite ein zeitverschobener Dirac-Impuls (dispersionsfreies Laufzeitsystem, Delayline), bei der biegesteifen Saite eine Allpassfunktion (Kap. 2 bzw [6]). Reflexionen lassen sich als Systemantworten auf zusätzliche Spiegelquellen modellieren und überlagern.

Wie Abb. 1.19 zeigt, kann beim normalen Anzupfen der Plektrum/Saite-Kontakt einige Millisekunden betragen. Dies ist die Zeitdauer, währen der eine erzwungene Schwingung vorliegt. Die Anregung breitet sich während dieser Zeit über die ganze Saite aus (Abb. 1.10), so dass im strengen Sinn nicht mehr von einer impuls- oder sprunghaften Anregung gesprochen werden darf.

In den meisten Fällen kann der von Gitarrenverstärker/Lautsprecher erzeugte Schall auf die Gitarre zurückwirken. Falls mit hoher Verstärkung gespielt wird, erfolgt eine wesentliche Anregung der Gitarrensaite durch den vom Lautsprecher erzeugten Luftschall, die bis zur Selbsterregung (Rückkopplungspfeifen) führen kann. Das Gesamtsystem ist in diesem Fall aktiv und nichtlinear, die Schwingung wird nicht mehr als frei, sondern als selbsterregt bezeichnet.

© M. Zollner 2002

A.1.4 Freie Welle

Freie Wellen sind Lösungen der homogenen Differentialgleichung (Kap. 2). Bei flüchtiger Betrachtung könnte man vermuten, dass freie Wellen nur existieren können, wenn keine externen Kräfte einwirken. Tatsächlich bewirken von außen angreifende Kräfte, dass erzwungene Wellen entstehen. *Zusätzlich* können aber immer auch freie Wellen existieren. Da sie kinetische und potentielle Energie enthalten, ist eine Entstehung 'aus dem Nichts' aber unmöglich.

Die partielle Wellen-Differentialgleichung hat zwei Variable: Zeit und Ort. Wird sowohl die örtliche, als auch die zeitliche Periodizität von außen aufgezwungen, spricht man von einer raum-zeitlich erzwungenen Welle, die abgekürzt **erzwungene Welle** genannt wird. Sofern die externe Anregung nur in einem örtlich begrenzten Bereich erfolgt, bilden sich außerhalb sog. **räumlich freien Wellen** aus. Erfolgt die externe Anregung zeitlich begrenzt, so entsteht danach eine raum-zeitlich freie Welle, kurz eine **freie Welle**.

In den vorhergehenden Kapiteln wurden die Differentialgleichungen ohne äußere Kräfte aufgestellt (homogene DGL), ihre Lösungen beschreiben freie Schwingungen. Als Beispiel soll eine Transversalwelle (Abb. A3.1) untersucht werden:

$$\Psi' \cdot \frac{\partial^2 \underline{\xi}}{\partial z^2} = m' \cdot \frac{\partial^2 \underline{\xi}}{\partial t^2} \qquad \underline{\xi} = \hat{\xi} \cdot e^{j\varphi} \cdot e^{j(\omega t - kz)} \qquad \text{DGL und Lösung}$$

Die Lösung ist eine harmonische Schwingung mit Amplitude $\hat{\xi}$, Anfangsphase φ und Kreisfrequenz ω. Zum Nachweis, dass die Lösung zur DGL passt, differenziert man $\underline{\xi}$ je zweimal nach dem Ort und nach der Zeit und setzt diese Ableitungen in die DGL ein:

$$\Psi' \cdot \left(-k^2 \underline{\xi}\right) = m' \cdot \left(-\omega^2 \underline{\xi}\right) \quad \Big\} \quad \Psi' \cdot k^2 = m' \cdot \omega^2 \qquad \text{charakteristische Gleichung}$$

Die linke Gleichung darf für jedes $\underline{\xi}$ durch $\underline{\xi}$ gekürzt werden ($\xi \equiv 0$ ist als trivialer Fall uninteressant). Die charakteristische Gleichung liefert die Wellenzahl k als Funktion von Kreisfrequenz und Saitenparametern. Setzt man k in die Lösung ein, so enthält diese noch die drei Parameter Amplitude $\hat{\xi}$, Anfangsphase φ und Kreisfrequenz ω. Dieses Ergebnis besagt, dass sich auf der (unendlich langen) Saite Transversalwellen mit *jeder* Amplitude, Anfangsphase und Kreisfrequenz ausbreiten können. Können – nicht müssen! Die tatsächlich vorhandenen Schwingungen hängen von der vorher erfolgten Anregung ab – diese definiert die Anfangsbestimmungen, und damit die o.a. Parameter.

A.1.5 Stehende Wellen

Eine stehende Welle ergibt sich, wenn in einem Gebiet gleichzeitig zwei gleichfrequente Wellen überlagert werden, deren Ausbreitungsrichtung entgegengesetzt ist. Die komplexe Schreibweise der Wellengleichung führt zu:

$$\underline{\xi}(z,t) = \hat{\underline{\xi}} \cdot \left(e^{j(\omega t + kz)} + e^{j(\omega t - kz)}\right) = \hat{\underline{\xi}} \cdot \hat{e}^{j\omega t} \cdot 2\cos(kz); \qquad e^{j\varphi} + e^{-j\varphi} = 2\cos\varphi$$

Der Kosinus kann hierbei als ortsabhängiger Amplitudenterm aufgefasst werden: An den Nullstellen der Kosinusfunktion entstehen 'Knoten' (engl. nodes) der stehenden Welle, an den Maxima 'Bäuche' (antinodes). Der Abstand zweier benachbarter Knoten bzw. Bäuche entspricht einer halben (!) Wellenlänge.

© M. Zollner 2002

Wenn die Amplituden der in entgegengesetzten Richtungen fortschreitenden Wellen genau gleich groß sind, ergibt sich eine reine stehende Welle, andernfalls eine Kombination aus stehender und fortschreitender Welle. Eine fortschreitende Welle transportiert Energie in Richtung ihrer Ausbreitung, eine stehende Welle nicht.

Es gibt erzwungene und freie stehende Wellen, je nach dem, ob eine Anregungsquelle vorhanden ist oder nicht. Bei der Gitarre dauert das Anzupfen nur wenige Millisekunden lang; danach erzeugen die immer wieder an den Lagern reflektierten fortschreitenden Wellen eine freie stehende Welle, deren Amplitude langsam abklingt. Deren Eigenfrequenzen errechnen sich aus der oben angegebenen Kosinus-Funktion; für die tiefste Eigenfrequenz entspricht der Knotenabstand gerade der Saitenlänge. Die folgende **Abb. A1.1** zeigt zum Vergleich eine fortschreitende und eine stehende Querwelle.

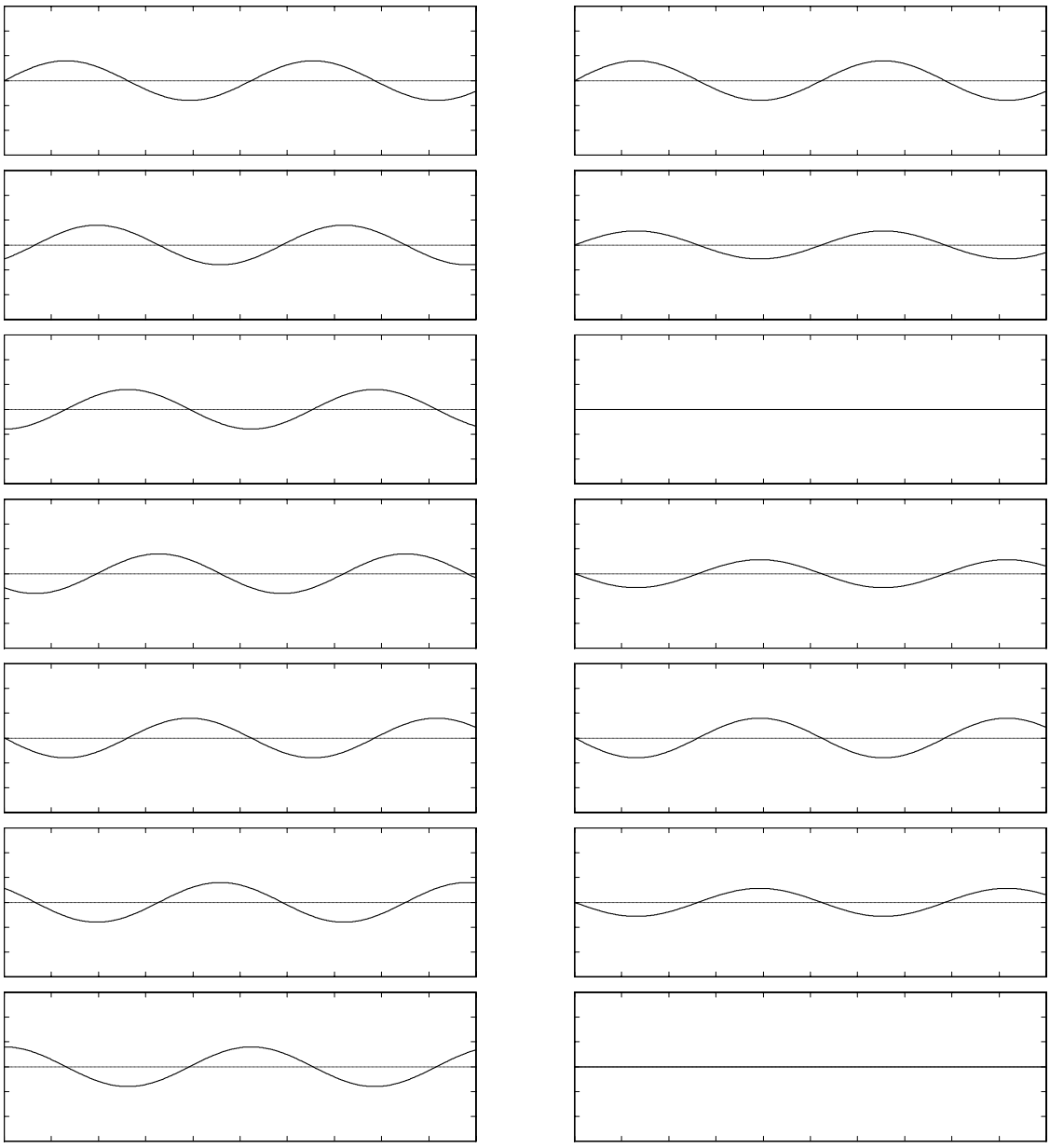


Abb. A1.1: Fortschreitende Querwelle (links), stehende Querwelle (rechts); Phaseninkrement = $\pi/4$.
Siehe auch: http://homepages.hs-regensburg.de/~elektrogitarre => Animationen

© M. Zollner 2002

A.2 Longitudinalwellen

Bei einer Longitudinalwelle fallen Schwingungs- und Ausbreitungsrichtung zusammen. (Die Diskussion der für die Gitarre wichtigeren Transversalwelle erfolgt in A.3). Zur Berechnung teilt man das Übertragungsmedium durch ebene, querstehende, äquidistante Trennflächen in dünne Scheiben, die bei Wellenausbreitung sowohl ihre Position in Ausbreitungsrichtung verändern, als auch ihre Dicke. Die Trennflächen stehen senkrecht auf der Ausbreitungsrichtung, sie bilden Ebenen gleicher Normalspannung bzw. gleicher Auslenkung. Die Dickenänderung ist über das Hooke'sche Gesetz mit der angreifenden Kraft verbunden, die ihrerseits über das Newton'sche Trägheitsgesetz mit der bewegten Scheibenmasse verknüpft ist.

A.2.1 Reine Longitudinalwellen

Die Signalgrößen (Feldgrößen) sind Kraft F und Longitudinalschnelle v, bzw. davon abgeleitet Auslenkung und Beschleunigung. Die Systemgrößen sind die Materialdaten s_L und ρ. Die **Longitudinal-Steifigkeit** s_L kennzeichnet Materialverformungen bei großer Querabmessung, d.h. bei verhinderter Querkontraktion. Bei der Gitarrensaite, deren Querabmessung sehr gering ist, tritt dieser Belastungsfall nicht auf. Zugspannung in Längsrichtung führt hier zu einer Verlängerung der Saite bei gleichzeitiger Durchmesserverringerung. Somit entstehen neben Längsschwingungen auch gekoppelte Dickenschwingungen. Die Kombination beider Schwingungen wird **Dehnwelle**, Schnürwelle oder quasilongitudinale Welle genannt.

A.2.2 Saiten-Dehnwellen

Dehnwellen, die auch quasilongitudinale Wellen genannt werden, treten in Übertragungsmedien auf, deren Querabmessungen klein gegenüber der Wellenlänge sind, also z.B. in Platten, Stäben, oder Instrumentensaiten. Die *primären* Kräfte und Bewegungen verlaufen parallel zur Saitenlängsachse, in der hierzu senkrecht stehenden Querrichtung treten aber zusätzliche *Sekundäreffekte* auf: Dehnung in Längsrichtung verringert den Saitendurchmesser, Stauchung vergrößert ihn. Die prozentualen **Änderungen der Querabmessungen** sind zwar sehr klein, aber wesentlich. Bei der reinen Longitudinalwelle bleiben auch beim Einwirken von Längskräften die Querabmessungen konstant; dies ist nur möglich, wenn gleichzeitig Querkräfte wirken (dreiachsiger Spannungszustand). Bei den Dehnwellen treten nur Längskräfte (bzw. Längsspannungen) auf, und genau für diesen Zustand wurde der **Elastizitätsmodul *E*** als Proportionalitätskonstante definiert: Die relative Längenänderung $\Delta z/z$ ist proportional zur Längsspannung σ_z (= Längskraft / Querschnittsfläche):

$$\varepsilon_z = \frac{\Delta z}{z} = \frac{\sigma_z}{E}; \qquad \sigma_x = \sigma_y = 0$$

E = Elastizitätsmodul = Young's Modulus

Die als Sekundäreffekt in x-und y-Richtung hervorgerufene Durchmesseränderung hängt über die Querkontraktionszahl μ (Poissonsche Zahl) von der Längsdehnung ab:

$$\varepsilon_x = \varepsilon_y = -\mu\varepsilon_z$$

Querkontraktion

Das Minuszeichen ist erforderlich, weil eine Vergrößerung in Längsrichtung eine Verkleinerung in Querrichtung zur Folge hat. Die dimensionslose Querkontraktionszahl μ ist materialabhängig, für Stahl beträgt sie ca. 0,3.

© M. Zollner 2002

Aus dem Hooke'schen und dem Newton'schen Gesetz kann die Schwingungs-Differentialgleichung der (verlustfreien) Dehnwelle aufgestellt werden:

$$E\frac{\partial^2 F_z}{\partial z^2} = \rho\frac{\partial^2 F_z}{\partial t^2}; \qquad E\frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} = \rho\frac{\partial^2 v_z}{\partial t^2} \qquad \text{Differentialgleichung}$$

Die **Differentialgleichung** ist vom gleichen Typ für die Längskraft F_z und für die Längsschnelle v_z bzw. deren Integral (Auslenkung) bzw. deren Differential (Beschleunigung). Zu ihrer Lösung eignet sich der Produktansatz nach DANIEL BERNOULLI, bei dem in einen zeit- und einen ortsabhängigen Faktor separiert wird (hier am Beispiel der Längskraft F_z):

$$\underline{F}_z = \hat{F}_z \cdot e^{j\varphi} \cdot e^{j\omega t} \cdot e^{-jkz} = \underline{\hat{F}}_z \cdot e^{j(\omega t - kz)} \qquad \text{Lösungsansatz}$$

F_z ist hierbei die zeit- und ortsabhängige Längskraft der Welle, die nicht mit der Saitenspannkraft Ψ verwechselt werden darf. Sie wird – wie in der Signaltheorie üblich – als harmonische Exponentielle formuliert, d.h. als umlaufender Zeiger. Dessen Projektion auf die reelle Achse entspricht der tatsächlich auftretenden Kraft, die imaginäre Ergänzung zur komplexen Größe tritt in der Praxis nicht in Erscheinung. Gleichwohl ist die komplexe Darstellung nicht etwa aufwändiger, sondern z.B. bei Integration / Differentiation einfacher und kürzer.

$\underline{\hat{F}}_z$ ist die komplexe Amplitude, die den Anfangsphasenwinkel φ für $t = 0$ und $z = 0$ enthält. Die **Kreisfrequenz ω** ist über 2π mit der zeitlichen **Periodendauer T** verbunden, so wie die **Wellenzahl k** über 2π mit der örtlichen Periode (**Wellenlänge λ**) verbunden ist. Beide Größen hängen über die **Phasengeschwindigkeit c_P** (= Ausbreitungsgeschwindigkeit) zusammen:

$$k = 2\pi/\lambda \qquad \omega = 2\pi/T \qquad \omega/k = c_P = \sqrt{E/\rho} \qquad \text{Wellengrößen}$$

Für das zeitliche partielle Differential ist der Ort z eine Konstante, für das örtliche partielle Differential ist die Zeit t eine Konstante. Für festgehaltenen Zeitpunkt t (Blitzlichtaufnahme) ist der örtliche Kraftverlauf sinusförmig, wie auch für festgehaltenen Ort (Kraftsensor) der zeitliche Kraftverlauf sinusförmig ist. Der Begriff sinus*förmig* erlaubt eine beliebige Anfangsphase; der exakte Wert wird durch das Anregungssignal festgelegt. Solange das System als **linear** und **zeitinvariant** betrachtet wird (LTI- bzw. LZI-System), kann durch Überlagerung (Superposition) jedes beliebige Signal synthetisiert werden. Der Lösungsansatz gilt somit nicht nur für sinusförmige Schwingungen, sondern für alle Signalformen. **Abb. A2.1** zeigt eine Momentaufnahme einer sinusförmigen (monofrequenten) Dehnwelle, in **Abb. A2.2** sind hierzu verschiedene Phasenlagen dargestellt.

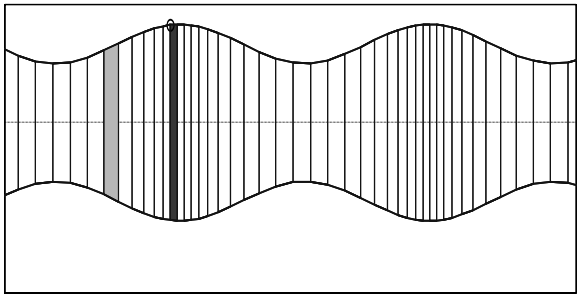


Abb. A2.1: Monofrequente Dehnwelle

© M. Zollner 2002

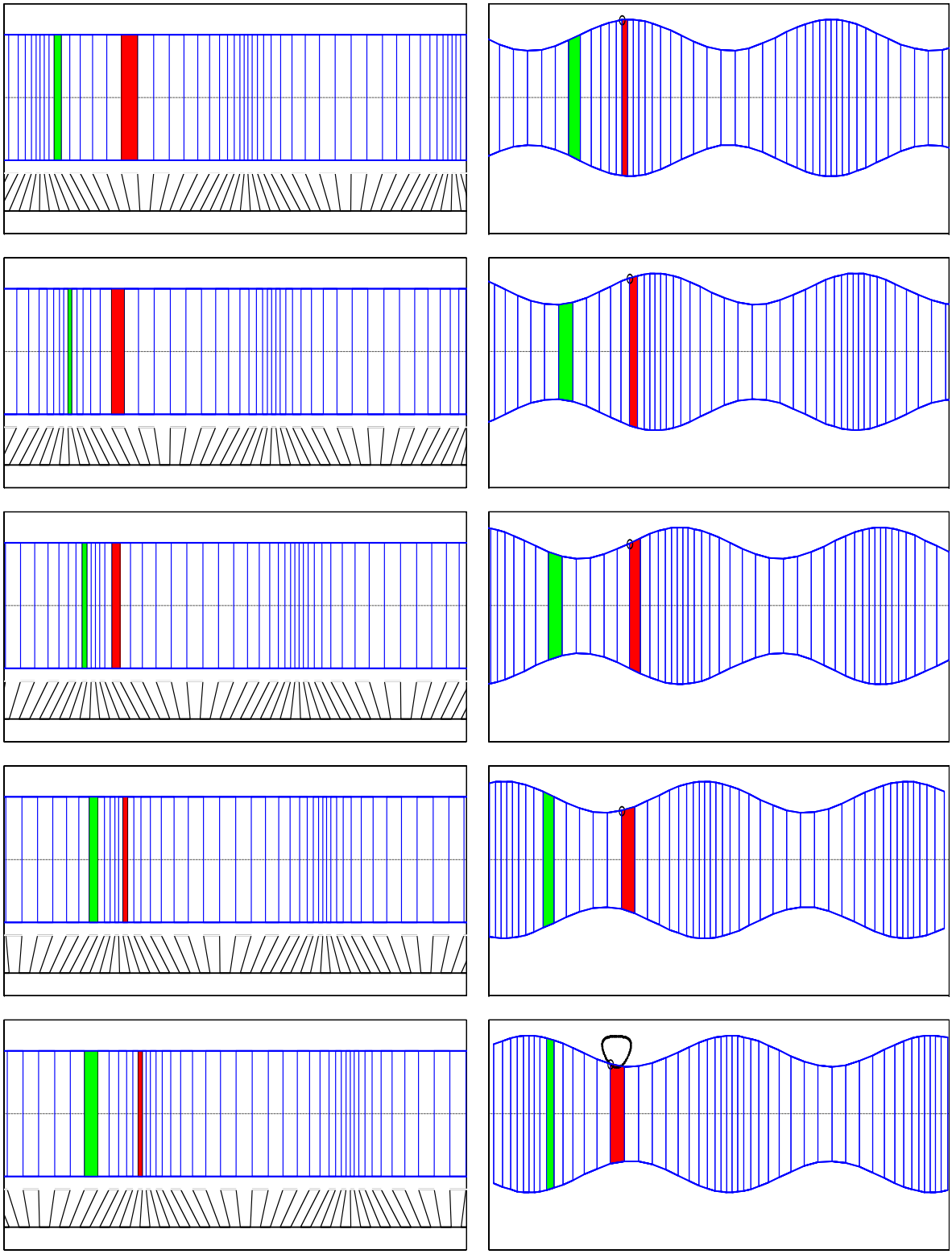


Abb. A2.2: Fortschreitende Longitudinalwelle (links), fortschreitende Dehnwelle (rechts). Das Phaseninkrement beträgt jeweils $\pi/4$. Die Verdichtungen bzw. Verdünnungen laufen von links nach rechts durch das Bild, die (in zwei Fällen dunkel gefärbten) Teilvolumina schwingen um ihre Ruhelage. Bei der Longitudinalwelle ist unter der Welle die Verschiebung durch schräge Striche angedeutet. Die Quer-Einschnürungen der Dehnwelle sind sehr stark übertrieben. Siehe auch: http://homepages.hs-regensburg.de/~elektrogitarre => Animationen

© M. Zollner 2002

A.3 Transversalwellen

Bei der Transversalwelle bewegen sich alle Mediumteilchen quer zur Ausbreitungsrichtung der Welle. Zur Berechnung teilt man das Medium wie bei der Longitudinalwelle in dünne Scheiben, die sich jetzt aber nicht parallel zur Ausbreitungsrichtung verschieben, sondern (unter zusätzlicher Formänderung) senkrecht hierzu. Im einfachsten Fall schwingt jeder Scheibenschwerpunkt in derselben Schwingungsebene (ebene oder lineare **Polarisation**), im allgemeinen Fall schwingt jeder Scheibenschwerpunkt auf einer Raumkurve (z.B. z = const., zirkulare oder elliptische Polarisation). Im Unterschied zur Biegewelle (A.4) bleiben die ebenen Trennflächen der Scheiben aber stets parallel. (**Abb. A3.2, Abb. A4.2**).

A.3.1 Reine Transversalwellen

Wenn sich alle Mediumteilchen mit identischer Geschwindigkeit in dieselbe Richtung bewegen, entsteht keine Wellenausbreitung; dieser Fall ist im Rahmen der vorliegenden Betrachtungen nicht interessant. Bei einer Transversalwelle ist die Querbewegung orts- und zeitabhängig, mit jeweils nichtkonstanten Abhängigkeiten. Dies erfordert im Medium eine Formänderung, die bei der reinen Transversalwelle einen Quader durch die angreifenden Scherspannungen zu einem Parallelepiped (schiefes Prisma) verformt. Die Systemgrößen sind die Materialdaten **Dichte** ρ und **Schubmodul** G. Bei einer Saite wäre dieser Spannungszustand allenfalls zu beachten, wenn sie ohne Vorhandensein einer Spannkraft bewegt würde. Da dieser Betriebsfall aber untypisch ist, wird er nicht weiter verfolgt.

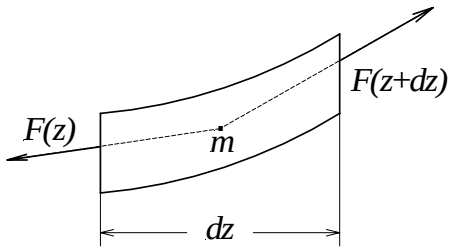
A.3.2 Saiten-Transversalwellen

Das Newton'sche Trägheitsaxiom besagt, dass die Geschwindigkeit einer Masse nur durch Krafteinwirkung geändert werden kann. Jedes der in Querscheiben geschnittene Saitenstückchen hat eine Masse, die sich aus Dichte und Volumen ergibt. An den Scheibentrennflächen greifen mechanische Spannungen an, die (gemittelt und mit der Querschnittsfläche multipliziert) *eine* externe Kraft pro Trennfläche ergeben. Die Trennflächen stehen senkrecht auf der Saitenachse (z-Achse), jede externe Kraft kann bezüglich der Trennfläche in eine Normal- und Tangentialkomponente zerlegt werden. Im Ruhezustand der Saite ist die Tangentialkomponente null, die Normalkomponente entspricht der **Spannkraft** Ψ. Bei einer Transversalschwingung bewegen sich die Saitenstückchen nur in Querrichtung, die Normalkraft enthält somit keinen Wechselanteil; sie verharrt auf dem konstanten Wert Ψ. Die auf beiden Seiten des Saitenstückchens angreifenden Tangentialkräfte ergeben als Vektorsumme die **Querkraft**, die für die Querbeschleunigung verantwortlich ist (Verluste vernachlässigt).

Die Masse jedes Saitenstückchens denkt man sich im jeweiligen Schwerpunkt konzentriert, die Richtungen der externen Kräfte folgen den zwischen den Schwerpunkten liegenden Verbindungslinien (**Abb. A3.1**). Wenn $\xi(z,t)$ die orts- und zeitabhängige Saitenauslenkung beschreibt (ebene Polarisation), dann ist $\partial\xi / \partial z$ die Steigung der Saite bzw. der Kräfte. Damit eine von null verschiedene Querkraft entsteht, müssen die links- und rechtsseitige Steigung unterschiedlich sein; andernfalls wären wegen der gleichen Normalkräfte auch die Tangentialkräfte gleich, und die Resultierende somit null. Eine von null verschiedene Querkraft kann folglich nur an Stellen auftreten, an denen die *Änderung* der Steigung (d.h. $\partial^2\xi / \partial z^2$) ungleich null ist, d.h. an Stellen mit von null verschiedener **Krümmung**.

© M. Zollner 2002

Die *längenspezifische* Querkraftdifferenz $F_q(z+dz) - F_q(z)$ ergibt sich für kleine Amplituden näherungsweise zu: $\Psi \cdot \partial^2\xi / \partial z^2$; sie entspricht dem Produkt aus längenspezifischer Masse $m' = \rho S$ und Querbeschleunigung $\partial^2\xi / \partial t^2$. Die Auswirkungen der Schubbeanspruchung werden vernachlässigt. Die hieraus entstehende partielle Differentialgleichung 2. Ordnung wird wie bei der Longitudinalwelle mit dem Bernoullischen Ansatz gelöst:



$$\Psi \cdot \partial^2\xi \big/ \partial z^2 = m' \cdot \partial^2\xi \big/ \partial t^2 ; \qquad m' = \rho S$$

$$c_P = \sqrt{\Psi / m'} \; ; \qquad k = \omega \sqrt{m' / \Psi}$$

$$\underline{\xi} = \hat{\xi} \cdot e^{j\varphi} \cdot e^{j\omega t} \cdot e^{-jkz} = \underline{\hat{\xi}} \cdot e^{j(\omega t - kz)}$$

Abb. A3.1: Gekrümmtes Saitenstückchen mit den beiden angreifenden externen Kräften. Die flächennormale z-Komponente der externen Kraft entspricht der konstanten (!) Spannkraft Ψ. Die Querkräfte greifen tangential an den (normal zur z-Richtung stehenden) Grenzflächen an. Die Transversalwelle hat zwei Wellengrößen (auch Signalgrößen genannt): Die Schnelle, und die Querkraft. Die Querkraft*differenz* entspricht der Trägheitskraft.

Sowohl bei der Longitudinal- als auch bei der Transversalwelle enthält die Lösung eine komplexe *e*-Funktion, mit dem zeitabhängigen Term ωt und dem ortsabhängigen Term kz. Die bei der Transversal- (*Longitudinal*-) -welle beschreibbaren Signalgrößen sind Querkraft (*Längskraft*), Querschnelle (*Längsschnelle*) sowie deren zeitliches Integral/Differential. Die Zeitabhängigkeit der Saitenschwingung (ωt) wird bei der erzwungenen Schwingung von der Fremderregung vorgegeben, bei der freien Schwingung von der Geometrie und der Phasengeschwindigkeit (Kap. A.1). Die Ortsabhängigkeit (kz) wird in beide Fällen von der Phasengeschwindigkeit c_P bestimmt.

Es ist besonders zu beachten, dass die Steifigkeit der hier beschriebenen Transversalbewegung nicht von den Materialeigenschaften (Elastizitätsmodul *E*) hervorgerufen wird, sondern ausschließlich von der Saitenspannkraft Ψ. Für einfache Wellenausbreitungen über kurze Distanzen sowie niederfrequente Betrachtungen ist diese Beschreibung ausreichend. Bei genauerer Analyse zeigt sich aber, dass neben der Spannsteifigkeit auch die (material- und geometrieabhängige) **Biegesteifigkeit *B*** zu berücksichtigen ist. Sie bewirkt, dass die Signalausbreitungsgeschwindigkeit nicht konstant ist, sondern mit zunehmender Frequenz zunimmt. Bei der formalen Beschreibung müssen neben den Kräften auch die Drehmomente, und neben den translatorischen die rotatorischen Bewegungsgrößen berücksichtigt werden (Kap. A.4).

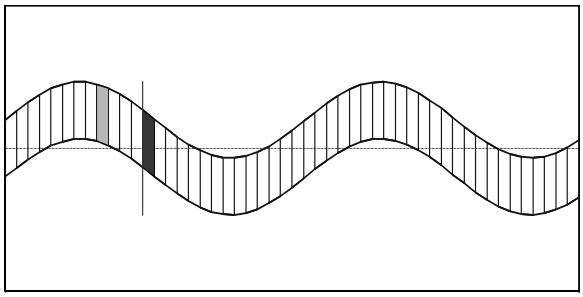


Abb. A3.2: Monofrequente Transversalwelle

© M. Zollner 2002

A.4 Biegewellen

Die in den vorhergehenden Kapiteln diskutierten Longitudinal- und Transversalwellen lassen sich durch Differentialgleichungen 2. Ordnung beschreiben. Genauere Untersuchungen an schwingenden Saiten zeigen aber, dass neben den translatorischen Größen Kraft und Schnelle auch die rotatorischen Größen **Moment** und **Winkelgeschwindigkeit** berücksichtigt werden sollten. Als Konsequenz hiervon ergibt sich eine Differentialgleichung 4. Ordnung, die nun auch **dispersive** (frequenzabhängige) Wellenausbreitung beschreiben kann.

A.4.1 Zugspannungsfreier Balken, reine Biegewelle

Bei der reinen Transversalwelle (A.3.1) wirkt den angreifenden Querkräften die Schubsteifigkeit entgegen, die durch die Materialgröße **Schubmodul** *G* beschrieben wird. Praktische Versuche zeigen aber, dass die wirksame Steifigkeit krümmungsabhängig ist, und dieses Verhalten wird besser durch ein spannungsbelastetes Mediumteilchen mit nichtparallelen Trennflächen beschrieben (Abb. A4.1). Da die effektiven Saitenquerabmessungen (0,2 – 0,5 mm) klein gegenüber der Wellenlänge (1 – 130 cm) sind, dürfen Schubdeformationen und rotatorische Trägheitsmomente vernachlässigt werden (Euler-Bernoulli-Theorie des Biegestabes). Daraus ergibt sich als mediumkennzeichnende Größe die **Biegesteifigkeit** *B*. Diese hängt ab vom **Elastizitätsmodul** *E* und vom axialen Flächen(trägheits)moment *I*, das bei der zylindrische Saite vom **Durchmesser** *D* bestimmt wird:

$$B = E \cdot I = E \cdot D^4 \pi / 64 \qquad \text{Biegesteifigkeit}$$

Bei der massiven Saite ist *D* der Außendurchmesser, bei der umsponnenen Saite ist *D* in erster Näherung der Kerndurchmesser. Für genauere Beschreibungen wird auch ein Steifigkeitsanteil der Umspinnung zu berücksichtigen sein, der wesentlich davon abhängt, unter welcher Vorspannung die Umspinnung aufgebracht wurde.

Zum Aufstellen der Differentialgleichung teilt man die Saite in differentiell kleine Scheibchen mit der Breite *dz*. Die kreisförmigen Trennflächen stehen im Ruhezustand senkrecht auf der Längsachse (*z*-Achse, **Abb. A4.1**). Bei Anregung können sie ihre Lage und Richtung ändern, bleiben aber stets eben und stets senkrecht zur lokalen (gekrümmten) Saitenachse. Der Mittelpunkt jeder Trennfläche kann sich senkrecht zur *z*-Achse in ξ-Richtung bewegen, zusätzlich ist eine Drehung in der Bildebene erlaubt. Die seitliche Verschiebung wird mit $\xi(z,t)$ bezeichnet, die Drehung mit $\beta(z,t)$. Die zwischen zwei benachbarten Trennflächen eingeschlossene Scheibchenmasse *dm* bleibt stets dieselbe.

Die Richtung β jedes Trennflächenvektors ist zugleich die Richtung der örtlichen Saitenachse, die der örtlichen Ableitung (Steigung) der ξ-Auslenkung entspricht:

$$\beta = \frac{\partial \xi}{\partial z} \qquad v = \frac{\partial \xi}{\partial t} \qquad w = \frac{\partial \beta}{\partial t} = \frac{\partial^2 \xi}{\partial t \, \partial z} = \frac{\partial v}{\partial z} \qquad \text{Bewegungsgrößen}$$

Hierbei ist β der Drehwinkel, $v = v_\xi$ ist die Schnelle (Teilchen-Geschwindigkeit) in ξ-Richtung, und *w* ist die Winkelgeschwindigkeit der Drehung. Die Winkelgeschwindigkeit *w* darf nicht mit der Kreisfrequenz ω verwechselt werden! *w* ist amplitudenabhängig, ω nicht.

© M. Zollner 2002

Die Ortsabhängigkeit des Drehwinkels β bewirkt eine Verformung des Saitenscheibchens. Aus der Festigkeitslehre ist bekannt, dass bei der geraden Biegung die Krümmung $\partial^2\xi / \partial z^2$ über die Biegesteifigkeit *B* mit dem Moment[♣] *M* verknüpft ist:

$$M = -B \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} \qquad \text{gerade Biegung}$$

Das Minuszeichen entspricht einer bei [11] gewählten Konvention, Mechanik-Lehrbücher schreiben hier gerne ein Pluszeichen. Sofern die Vorzeichendefinition für alle Berechnungen in gleicher Weise eingehalten wird, sind beide Betrachtungen äquivalent.

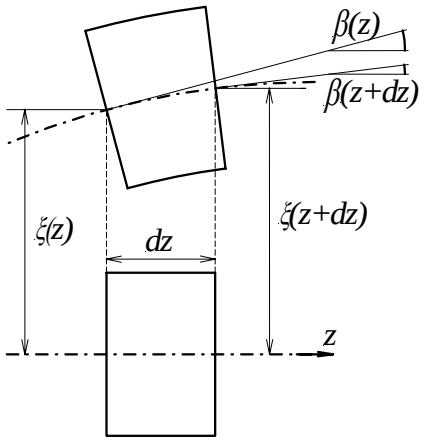
Die Beziehung zwischen der Querkraft $F = F_\xi$ und dem Moment *M* ergibt sich direkt aus dessen fundamentaler Definition: Eine Kraft *F* erzeugt bezüglich einer orthogonalen, im Abstand *dz* entfernten Achse das Moment *dM = Fdz*. In differentieller Schreibweise, mit Vorzeichenkonvention nach [11]:

$$F = -\frac{\partial M}{\partial z} \qquad \text{Querkraft, Moment}$$

Das Trägheitsaxiom liefert die Beziehung zwischen Querkraft, Querbeschleunigung und Scheibchenmasse. Örtliches Differenzieren nach *z* ergibt:

$$-\frac{\partial F}{\partial z} = m' \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} \qquad m' = \rho \cdot D^2 \pi / 4 = \rho \cdot S \qquad \text{Trägheitsaxiom}$$

Bei massiven Saiten ist ρ die Materialdichte, *D* ist der Durchmesser, *S* die Querschnittsfläche. Bei umsponnenen Saiten kann man für *D* den Außendurchmesser einsetzen, muss dann aber für ρ eine mittlere Dichte $\overline{\rho}$ verwenden, die den Luftanteil und ggf. den Dichte-Unterschied zwischen Kern und Umspinnung berücksichtigt (Kap. 1.2).



$$\beta(z) = \frac{\partial \xi}{\partial z}; \qquad \frac{\partial \beta}{\partial z} = \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2}$$

$$\beta(z + dz) = \beta(z) + \frac{\partial \beta}{\partial z} dz$$

$$\xi(z + dz) = \xi(z) + \frac{\partial \xi}{\partial z} dz$$

Abb. A4.1: In ξ-Richtung ausgelenktes, gekrümmtes Saitenstückchen.

[♣] Das Formelzeichen *M* wird auch für die Mensurlänge der Saite verwendet, allerdings nicht in diesem Kapitel.

© M. Zollner 2002

Setzt man in die Trägheitsgleichung die beiden darüber stehenden Gleichungen ein, so erhält man die Differentialgleichung der reinen Biegewelle:

$$\boxed{-B\frac{\partial^4 F}{\partial z^4} = m'\frac{\partial^2 F}{\partial t^2}}$$ Differentialgleichung

Anstelle der Kraft *F* können (auf beiden Seiten der Gleichung) auch das Moment *M*, der Winkel β, die Winkelgeschwindigkeit *w*, die Winkelbeschleunigung $\dot{w}$, die Querauslenkung ξ, die Querschnelle *v* oder die Querbeschleunigung $\dot{v}$ eingesetzt werden. Die Lösung erfolgt wieder mit dem Bernoullischen Ansatz unter der Annahme sinusförmiger Zeit- und Ortsfunktionen:

$$\boxed{\underline{F} = \hat{\underline{F}} \cdot e^{j(\omega t - kz)}} \qquad \frac{\partial^4 \underline{F}}{\partial z^4} = k^4 \cdot \underline{F} \qquad \frac{\partial^2 \underline{F}}{\partial t^2} = -\omega^2 \cdot \underline{F}$$ Lösung

Setzt man die beiden Ableitungen in die Differentialgleichung ein, so ergibt sich für jedes *F*:

$$k^4 = m'\omega^2 / B$$ charakteristische Gleichung

Diese Gleichung 4. Grades hat 4 Lösungen. Die positiv reelle **Wellenzahl** k_1 beschreibt eine in positive *z*-Richtung fortschreitende sinusförmige Biegewelle, die negativ reelle Wellenzahl k_2 beschreibt eine in negative *z*-Richtung fortschreitende sinusförmige Biegewelle.

$$k_{1,2} = \pm\sqrt{\omega} \cdot \sqrt[4]{m'/B} \qquad k_{1,2} = \pm\,\omega / c_P$$ Wellenzahl

Löst man die letzte Gleichung nach der **Phasengeschwindigkeit** c_P auf, so ergibt sich:

$$c_P = \pm\sqrt{\omega} \cdot \sqrt[4]{B/m'}$$ Phasengeschwindigkeit

c_P kennzeichnet die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer bestimmten Wellenphase, z.B. eines Wellenberges (Maximum). Wie man sieht, hängt c_P von der Frequenz ab. Höherfrequente Signalanteile laufen schneller als niederfrequente (**Dispersion**). Wenn allerdings nicht eine bestimmte Phase interessiert, sondern das Hüllkurvenmaximum eines polyfrequenten Signals, ist nicht die Phasengeschwindigkeit c_P maßgeblich, sondern die **Gruppengeschwindigkeit** c_G. Sie ist bei der reinen Biegewelle doppelt so groß wie die Phasengeschwindigkeit.

Die dritte und vierte Lösung der charakteristischen Gleichung sind imaginär. Es ist zweckmäßig, mit $k'_{1,2} = k_{3,4}/j$ eine reelle **Randfeldzahl** *k'* zu definieren. Die Indizierung lässt sich dann vereinfachen, so dass nur noch *k* und *k'* vorkommen. Bei der reinen Biegewelle gilt einfach $k = \pm k'$, bei der biegesteifen, gespannten Saite sind die Unterschiede größer (Kap. A.4.2).

$$k_{3,4} = \pm j\sqrt{\omega} \cdot \sqrt[4]{m'/B} = j \cdot k_{1,2}; \qquad k = \pm\sqrt{\omega} \cdot \sqrt[4]{m'/B}; \qquad k' = \sqrt{\omega} \cdot \sqrt[4]{m'/B}$$

$\underline{F} = \hat{\underline{F}} \cdot e^{j\omega t} \cdot e^{-jkz}$ = Welle $\qquad$ $\underline{F} = \hat{\underline{F}} \cdot e^{j\omega t} \cdot e^{-k'z}$ = Randfeld ($z \geq 0$).

In der Praxis ist nur die Randfeldlösung mit *negativem* Exponent nutzbar, sie beschreibt (bei wachsender Distanz zum Lager) ein örtlich exponentiell abklingendes Randfeld.

© M. Zollner 2002

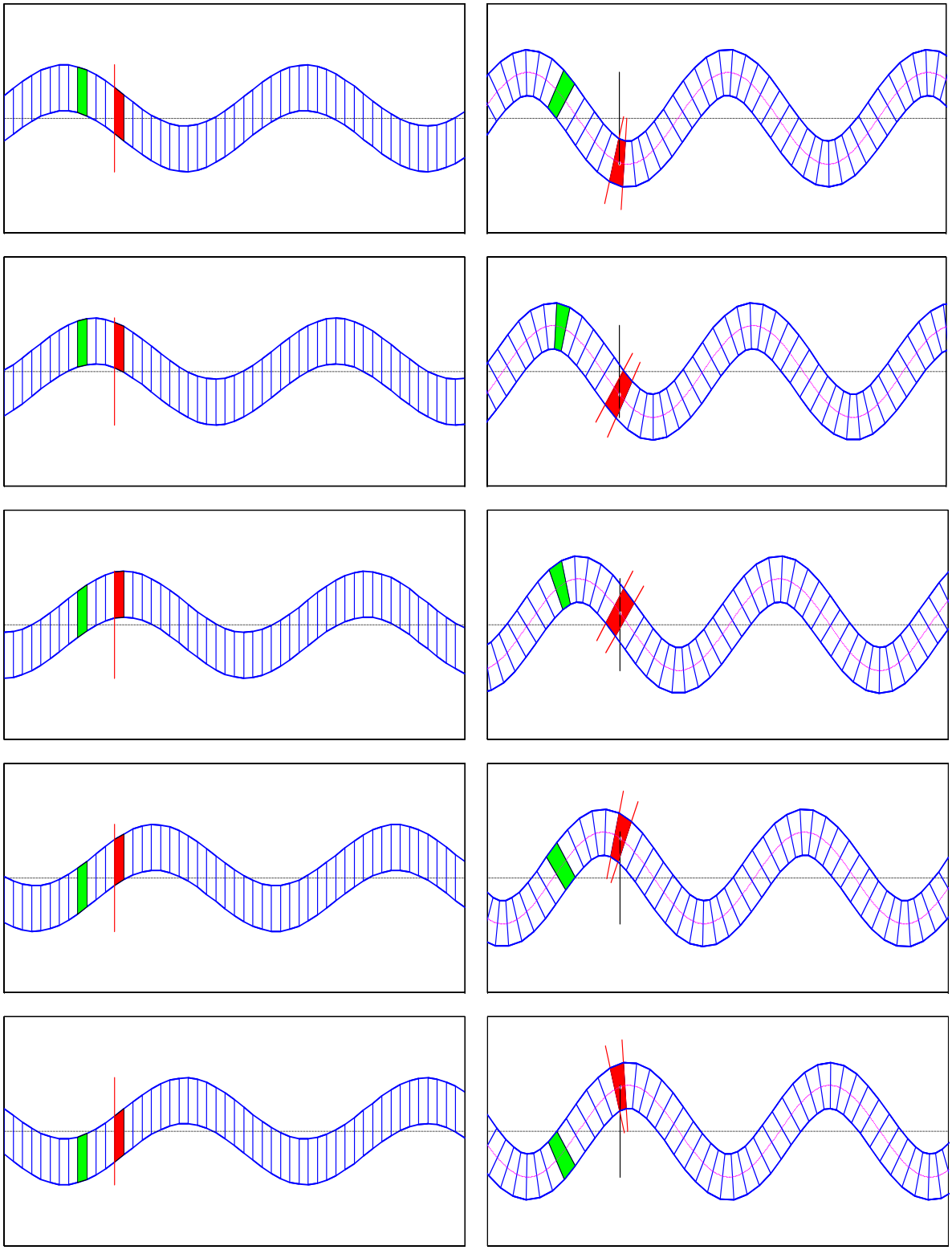


Abb. A4.2: Fortschreitende Transversalwelle (links), fortschreitende Biegewelle (rechts). Das Phaseninkrement beträgt jeweils $\pi/4$. Die Querauslenkungen laufen von links nach rechts durch das Bild, die (in zwei Fällen dunkel gefärbten) Teilvolumina schwingen in Querrichtung um ihre Ruhelage. Bei der Transversalwelle sind die Trennlinien (Trennflächen) parallel, bei der Biegewelle ändert sich der dazwischenliegende Winkel.
Siehe auch: http://homepages.hs-regensburg.de/~elektrogitarre => Animationen

© M. Zollner 2002

A.4.2 Biegesteife Saite mit Spannkraft Ψ

Der wesentliche Anteil der Saitensteifigkeit wird durch die Spannkraft erzeugt (Kap. A.3.2). Ergänzt man diese Spannsteifigkeit durch die Biegesteifigkeit (Kap. A.4.1), so erhält man bereits eine gute Näherung für die Saitenschwingung. Bei tiefen Frequenzen dominiert ganz eindeutig die Spannsteifigkeit, bei mittleren und hohen Frequenzen macht sich die zusätzliche Biegesteifigkeit bemerkbar; bei sehr hohen Frequenzen ist das Modell nicht mehr brauchbar, weil die Euler-Bernoulli-Näherung nicht mehr gilt (→ Timoshenko [11]).

Die in Kap. A.4.1 aufgestellte Steifigkeitsformel ist für die biegesteife, gespannte Saite um die Spannsteifigkeit zu ergänzen:

$$F = -\frac{\partial M}{\partial z} - \Psi \frac{\partial \xi}{\partial z}$$ Querkraft

Die Differentialgleichung bekommt dadurch einen zusätzlichen Term zweiter Ordnung:

$$\boxed{\Psi \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} - B\frac{\partial^4 F}{\partial z^4} = m'\frac{\partial^2 F}{\partial t^2}}$$ Differentialgleichung

Wie bei der Biegewelle (Kap. A.4.1) können anstelle von F auch M, β, w, $\dot{w}$, ξ, v oder $\dot{v}$ eingesetzt werden. Der Bernoullische Ansatz liefert dieselbe Lösung wie bei der Biegewelle, allerdings unterscheiden sich die Wellenzahlen k von den Randfeldzahlen k':

$$\boxed{\underline{F} = \underline{\hat{F}} \cdot e^{j(\omega t - kz)}} \qquad \omega^2 m' = \Psi k^2 + Bk^4$$ Lösung, char. Gleichung

Die in k biquadratische Gleichung ergibt zwei reelle und zwei imaginäre Lösungen. Die beiden reellen Lösungen (k_1, k_2) beschreiben nach links bzw. rechts fortschreitende Wellen, die beiden imaginären Lösungen (k_3, k_4) beschreiben die (örtlich!) exponentiell an- bzw. abklingenden Randfelder (vergl. Kap. A.4.1):

$$k_{1,2} = \pm\sqrt{\frac{1}{2B}\left(\sqrt{\Psi^2 + 4Bm'\omega^2} - \Psi\right)}; \qquad k_{3,4} = \pm j \cdot \sqrt{\frac{1}{2B}\left(\sqrt{\Psi^2 + 4Bm'\omega^2} + \Psi\right)}$$

Lässt man B gegen null gehen (biegeweiche Saite, A.3.2), so konvergiert k gegen $\omega\sqrt{m'/\Psi}$ (Grenzwert mit l'Hospital bzw. Reihenentwicklung der Wurzel); k' geht gegen unendlich, was einem gegen null gehenden Randfeld entspricht. Lässt man andererseits Ψ gegen null gehen (Biegebalken, A.4.1), so erhält man wie bei der reinen Biegewelle:

$$k_{1,2} = \pm\sqrt{\omega} \cdot \sqrt[4]{m'/B} \qquad k_{3,4} = \pm j\sqrt{\omega} \cdot \sqrt[4]{m'/B} = j \cdot k_{1,2}$$ reine Biegewelle

Mit vereinfachter Indizierung ergibt sich für die **gespannte biegesteife Seite**:

$$\boxed{k = \pm\sqrt{\frac{1}{2B}\left(\sqrt{\Psi^2 + 4Bm'\omega^2} - \Psi\right)}} \qquad \boxed{k' = \sqrt{\frac{1}{2B}\left(\sqrt{\Psi^2 + 4Bm'\omega^2} + \Psi\right)}}$$

© M. Zollner 2002

A.4.3 Biege-Eigenschwingungen

Das Anzupfen der Saite bewirkt, dass sich in beide Richtungen fortschreitende Wellen ausbreiten. Die Vielzahl der daraufhin entstehenden Reflexionen überlagern sich zu einer stehenden Welle. Da es sich bei der Saite um ein örtlich begrenztes Kontinuum handelt, empfiehlt DIN 1311 allerdings, nicht von Eigenwellen, sondern von **Eigenschwingungen** zu sprechen. Auch recht. Jeder Massepunkt der Saite kann nach dem Anzupfen eine freie Eigenschwingung mit einer Saiten-Eigenfrequenz ausführen. Die Eigenfrequenzen sind Systemgrößen, und als solche von der Anregung unabhängig. Die Schwingungsamplitude ist hingegen eine Signalgröße, deren Wert vom Anregungssignal und -ort bestimmt wird.

Jede Schwingung mit einer Eigenfrequenz ist ein monofrequenter Vorgang, dem sinusförmige Zeitfunktionen zugrunde liegen. Die DGL der Biegewelle enthält aber eine Ortsabhängigkeit vierter Ordnung, und deshalb können nichtsinusförmige Ortsfunktionen entstehen. Eigenschwingungsformen und -frequenzen ergeben sich aus vier Randbedingungen (je zwei pro Lager), Amplitude und Phase aus dem Anregungssignal.

Am Saitenlager (Steg, Sattel) sind Querkraft $\underline{F}$ und Querschnelle $\underline{v}$ durch die Translationsimpedanz $\underline{Z}_{\mathrm{FL}}$ verknüpft. Beispielsweise beträgt die von einer Masse m hervorgerufene Translationsimpedanz $\underline{Z}_{\mathrm{FL}} = \underline{F}/\underline{v} = j\omega m$. Unabhängig davon weist das Lager für Drehbewegungen die Rotationsimpedanz $\underline{Z}_{\mathrm{ML}}$ auf. Beispielsweise bewirkt ein Trägheitsmoment Θ eine Rotationsimpedanz $\underline{Z}_{\mathrm{ML}} = \underline{M}/\underline{w} = j\omega\Theta$, welche die Signalgrößen Moment $\underline{M}$ und Winkelgeschwindigkeit $\underline{w}$ verknüpft. Im allgemeinen Fall sind auch Kopplungen zwischen translatorischer und rotatorischer Bewegung zu erwarten.

Einfache **Randbedingungen** ergeben sich, wenn die Lagerimpedanzen zu null oder unendlich entarten. Eine unendlich Lagermasse führt dazu, dass Querauslenkung, -geschwindigkeit und -beschleunigung identisch null werden. Im Falle einer gegen null gehenden Translationsimpedanz kann zwar eine Querbewegung stattfinden, es entsteht aber keine Querkraft. Ganz analoge Beziehungen gibt es für die rotatorischen Bewegungen. Die Kombination von translatorischen und rotatorischen Randbedingungen ergibt folgende Sonderfälle:

- Freies Ende: Querkraft F und Moment M sind null.
- Geklemmtes Ende: Querschnelle v und Winkelgeschwindigkeit w sind null.
- Geführtes Ende: Winkelgeschwindigkeit w und Querkraft F sind null.
- Gestütztes Ende: Querschnelle v und Moment M sind null.

Bei genauer Analyse zeigt sich, dass das Lager seinerseits ein Kontinuum darstellt, das Eigenschwingungen ausführen kann; seine Lagerimpedanzen sind deshalb keine Konstanten, sondern frequenzabhängig. Die verschiedenen Eigenschwingungen einer speziellen Saite können deshalb unterschiedliche (d.h. frequenzabhängige) Randbedingungen antreffen.

Im Folgenden wird die Bieg-Eigenschwingung einer beidseitig eingespannten Saite untersucht. Die Spannkraft wird zunächst zu null angenommen (**reine Biegewelle**). Die Lösung der DGL setzt sich (im Bereich $z > 0$) aus vier Bestandteilen zusammen: Einer auf das bei $z = 0$ angenommenen Lager zulaufenden Welle (jkz), einer vom Lager weglaufenden Welle ($-jkz$), einem mit wachsendem x abnehmenden Randfeld ($-k'z$), und einem mit wachsendem x zunehmenden Randfeld ($k'z$). Das letztgenannte ist für die Praxis bedeutungslos. Die anderen drei Bestandteile der speziellen Lösung gewinnen ihre komplexe Amplitude aus der Anregung und den Lagerimpedanzen.

© M. Zollner 2002

Aus der DGL, sowie der hierzu gehörenden charakteristischen Gleichung und ihren vier Lösungen $(\pm k, \pm k')$, ergibt sich die allgemeine Lösung als Überlagerung:

$$\underline{\xi}(z,t) = \underline{\xi}_1 \cdot e^{+jkz} + \underline{\xi}_2 \cdot e^{-jkz} + \underline{\xi}_3 \cdot e^{-k'z} \qquad \text{allgemeine Lösung}$$

Die orts- und zeitabhängige Querauslenkung $\underline{\xi}$ hängt von zwei Wellen und einem Randfeld ab. Die Zeitabhängigkeit ergibt sich aus den komplexen Amplituden $\underline{\xi}_i$, die Ortsabhängigkeit aus den *e*-Funktionen. Man kann die auf das Lager zulaufende Welle $\underline{\xi}_1$ als Anregung betrachten, von der die beiden anderen Komponenten abhängen:

$$\underline{\xi}_2 = \varsigma \cdot \underline{\xi}_1 \qquad \underline{\xi}_3 = \gamma \cdot \underline{\xi}_1 \qquad \underline{\xi}(z,t) = \underline{\xi}_1 \cdot \left(e^{+jkz} + \varsigma \cdot e^{-jkz} + \gamma \cdot e^{-k'z}\right)$$

Die letzte Gleichung enthält mit ς und γ zwei Parameter, deren Wert von den beiden Lagerimpedanzen bestimmt wird. Zu ihrer Berechnung muss die DGL der Querauslenkung auf die anderen Zustandsgrößen umgerechnet werden ($\partial/\partial t \to j\omega, \quad \partial/\partial z \to jk$):

$$\underline{v} = \frac{\partial \underline{\xi}}{\partial t} = j\omega \underline{\xi}_1 \cdot \left(e^{+jkz} + \varsigma \cdot e^{-jkz} + \gamma \cdot e^{-k'z}\right) \qquad \text{Schnelle}$$

$$\underline{w} = \frac{\partial \underline{v}}{\partial z} = j\omega \underline{\xi}_1 \cdot \left(jke^{+jkz} - jk\varsigma \cdot e^{-jkz} - k'\gamma \cdot e^{-k'z}\right) \qquad \text{Winkelgeschwindigkeit}$$

$$\underline{F} = B\frac{\partial^3 \underline{\xi}}{\partial z^3} = \underline{\xi}_1 \cdot B \cdot \left[jk^3 \cdot \left(-e^{+jkz} + \varsigma \cdot e^{-jkz}\right) - k'^3 \gamma \cdot e^{-k'z}\right] \qquad \text{Kraft}$$

$$\underline{M} = -B\frac{\partial^2 \underline{\xi}}{\partial z^2} = \underline{\xi}_1 \cdot B \cdot \left[k^2 \cdot \left(e^{+jkz} + \varsigma \cdot e^{-jkz}\right) - k'^2 \gamma \cdot e^{-k'z}\right] \qquad \text{Moment}$$

In diese vier Gleichungen können nun die Lagerbedingungen für den Ort $z = 0$ eingesetzt werden. Beispielsweise erfordert ein freies Lager: $\underline{F}(0) \equiv 0$, $\underline{M}(0) \equiv 0$. Die linke Seite der Gleichung wird hierbei zu null; sie kann durch $\underline{\xi}_1$ gekürzt werden, worauf die signalunabhängigen Systemgrößen ς und γ bestimmbar sind. Analoges Vorgehen liefert die Reflexions- und Randfeldparameter für die anderen Sonderfälle:

Freies Ende:	$\underline{F}(0) \equiv 0$	$\underline{M}(0) \equiv 0$	$\varsigma = -j, \quad \gamma = +1 - j$
Geklemmtes Ende:	$\underline{v}(0) \equiv 0$	$\underline{w}(0) \equiv 0$	$\varsigma = -j, \quad \gamma = -1 + j$
Geführtes Ende:	$\underline{F}(0) \equiv 0$	$\underline{w}(0) \equiv 0$	$\varsigma = +1, \quad \gamma = 0$
Gestütztes Ende:	$\underline{v}(0) \equiv 0$	$\underline{M}(0) \equiv 0$	$\varsigma = -1, \quad \gamma = 0$

ς ist hierbei der **komplexe Reflexionsfaktor**. Bei ς = 1 ist die Reflexion gleichphasig, bei $\varsigma = -1$ ist sie gegenphasig, bei $-j$ um –90° phasenverschoben. γ ist ein **Randfeldfaktor**. Bei den letzten beiden Wellenabschlüssen entsteht kein Randfeld.

© M. Zollner 2002

Das Randfeld ist bei $z = 0$ am stärksten, mit wachsenden z klingt es exponentiell ab. Als **Grenzdistanz** kann man die Entfernung vom Rand definieren, bei welcher ein Abfall auf $1/e$ erfolgt; bei der Gitarrensaite sind dies nur wenige Millimeter. Der *Betrag* des Reflexionsfaktors ς ist für die zusammengestellten Sonderfälle immer 1; dies ist zu erwarten, weil die Reflexion dämpfungsfrei erfolgt.

Am **gestützten Ende** sind Querbewegung und Moment gleich null, Drehbewegung und Querkraft können ungleich null sein. Da kein Randfeld vorhanden ist, verläuft die Ortsfunktion sinusförmig. Die Schwingung sieht aus wie eine stehende Transversalwelle, die Eigenfrequenzen liegen aber nicht ganzzahlig vielfach zur Grundfrequenz. **Abb. A.4.3** zeigt die Auslenkung $\xi(z)$ für verschiedene Eigenfrequenzen:

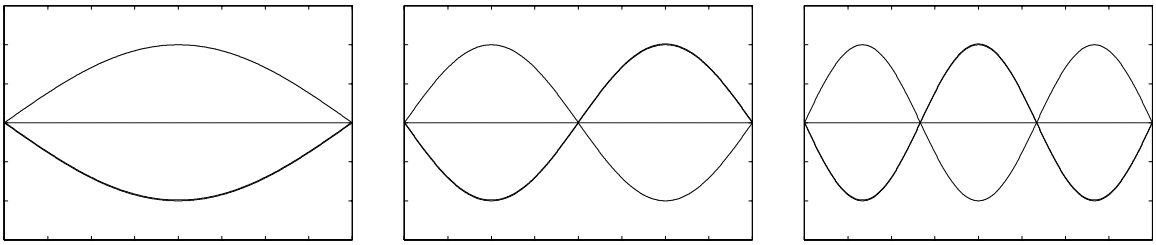


Abb. A.4.3: Stehende Biegewelle, gestützte Enden, Ordnung $n = 1, 2, 3$.

Am **geführten Ende** sind Drehbewegung und Querkraft gleich null, Querbewegung und Moment können ungleich null sein. Da kein Randfeld vorhanden ist, verläuft die Ortsfunktion sinusförmig. Die Schwingung sieht aus wie eine stehende Transversalwelle, die Eigenfrequenzen liegen aber nicht ganzzahlig vielfach zur Grundfrequenz. **Abb. A.4.4** zeigt die Auslenkung $\xi(z)$ für verschiedene Eigenfrequenzen:

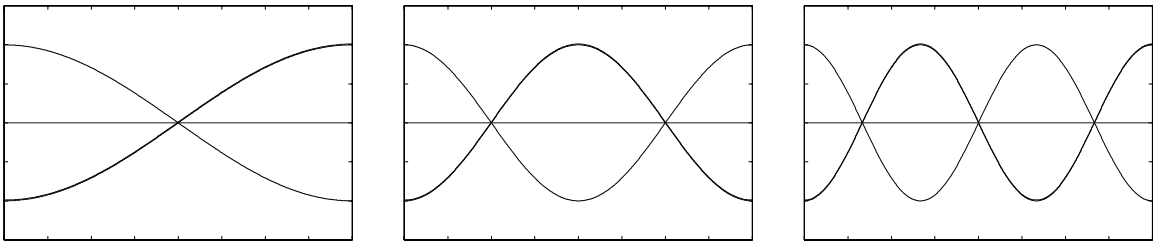


Abb. A.4.4: Stehende Biegewelle, geführte Enden, Ordnung $n = 1, 2, 3$.

Am **freien Ende** sind Moment und Querkraft gleich null, Querbewegung und Drehbewegung können ungleich null sein. Da ein Randfeld vorhanden ist, verläuft die Ortsfunktion nichtsinusförmig. **Abb. A.4.5** zeigt die Auslenkung $\xi(z)$ für verschiedene Eigenfrequenzen:

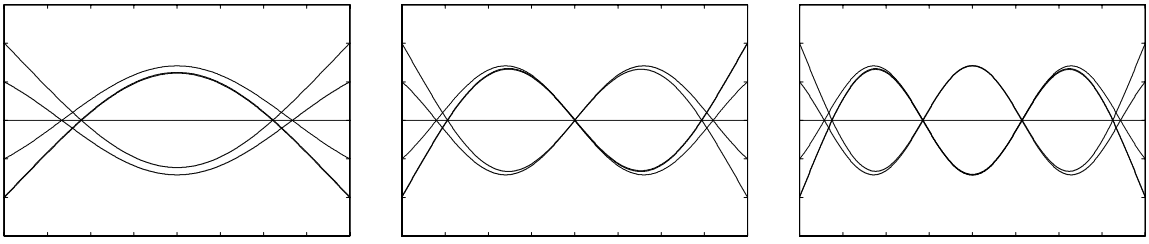


Abb. A.4.5: Stehende Biegewelle, freie Enden, Ordnung $n = 2, 3, 4$. Die dünn gezeichneten Kurven zeigen die Schwingung ohne Randfeld. Der Fall $n = 1$ kann real nicht als Eigenschwingung vorkommen.

© M. Zollner 2002

Am **geklemmten Ende** sind Querbewegung und Drehbewegung gleich null, Moment und Querkraft können ungleich null sein. Da ein Randfeld vorhanden ist, verläuft die Ortsfunktion nichtsinusförmig. **Abb. A.4.6** zeigt $\xi(z)$ für verschiedene Eigenfrequenzen:

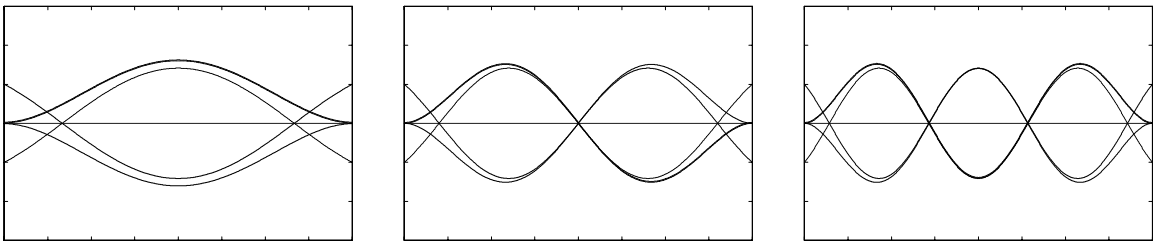


Abb. A.4.6: Stehende Biegewelle, geklemmte Enden, Ordnung n = 1, 2, 3. Die dünn gezeichneten Kurven zeigen die Schwingung ohne Randfeld.

Die Eigenfrequenzen der Biegeschwingung weichen aufgrund der frequenzabhängigen Ausbreitungsgeschwindigkeit stark von denen der Transversalschwingung ab. Für den beidseitig gestützten oder beidseitig geführten Stab, der ja keine Randfelder hat, erhält man [11]:

$$f_n = \frac{\pi}{2}\sqrt{\frac{B}{m'}}\frac{n^2}{L^2}$$ Eigenfrequenz n-ter Ordnung

Für den beidseitig freien oder beidseitig geklemmten Stab errechnen sich die Eigenfrequenzen näherungsweise (bei nur einseitiger Berücksichtigung jedes Randfeldes [11]) zu:

$$f_n \approx \frac{\pi}{2}\sqrt{\frac{B}{m'}}\frac{(n-0{,}5)^2}{L^2}$$ Eigenfrequenz n-ter Ordnung

Die Biegesteifigkeit ist bei Gitarrensaiten vor allem bei großen Durchmessern und im höheren Frequenzbereich zu berücksichtigen, und da auch nur in geringem Umfang. Der überwiegende Teil der Steifigkeit wird durch die Spannkraft erzeugt, die Abb. A.4.5 und A.4.6 zeigen den Einfluss der Randfelder tendenziell richtig, aber für Gitarrensaiten stark übertrieben. Formal wird der Unterschied zwischen der reinen Biegewelle und der **biegesteifen Saite** bei der Kraft berücksichtigt:

$$\underline{F} = B \cdot \frac{\partial^3 \underline{\xi}}{\partial z^3}$$ Balken $$\underline{F} = B \cdot \frac{\partial^3 \underline{\xi}}{\partial z^3} - \Psi \cdot \frac{\partial \underline{\xi}}{\partial z}$$ Saite

Wenn allerdings die Lagerbedingungen nicht so ideal sind wie in den oben erwähnten Sonderfällen, können auch im tieffrequenten Bereich Unterschiede zur biegeweichen Saite auftreten (Sperrmasse, Totaldurchgang, Kap. 2.5.2).

© M. Zollner 2002

A.5 Wellenwiderstände

Der **Wellenwiderstand** Z_W verbindet bei der fortschreitenden Transversalwelle die Querkraft F mit der Querschnelle v. Bei der **idealisierten** (biegesteife*freien*) Saite hängt Z_W von der längenspezifischen Masse m' und der längenspezifischen Nachgiebigkeit n' ab:

$$Z_W = F/v = \sqrt{m'/n'} = \sqrt{\Psi \cdot \rho \cdot D^2 \pi / 4} = \frac{\pi}{2} \rho \cdot M \cdot f_G \cdot D^2 = \Psi / c = m' \cdot c \qquad \text{Wellenwiderstand}$$

Hierbei bedeuten: Ψ = Spannkraft, ρ = Dichte, D = Durchmesser, M = Mensur♣, f_G = Grundfrequenz, c = Phasengeschwindigkeit. Übliche Z_W-Werte liegen bei Massivsaiten zwischen 0.1 und 0.4 Ns/m. Bei umsponnenen Saiten kann für tiefe Frequenzen die Biegesteifigkeit ignoriert werden und lediglich ρ durch $\overline{\rho}$ ersetzt werden; die hierzu gehörenden Wellenwiderstände liegen dann im Bereich zwischen 0.3 und 1.2 Ns/m.

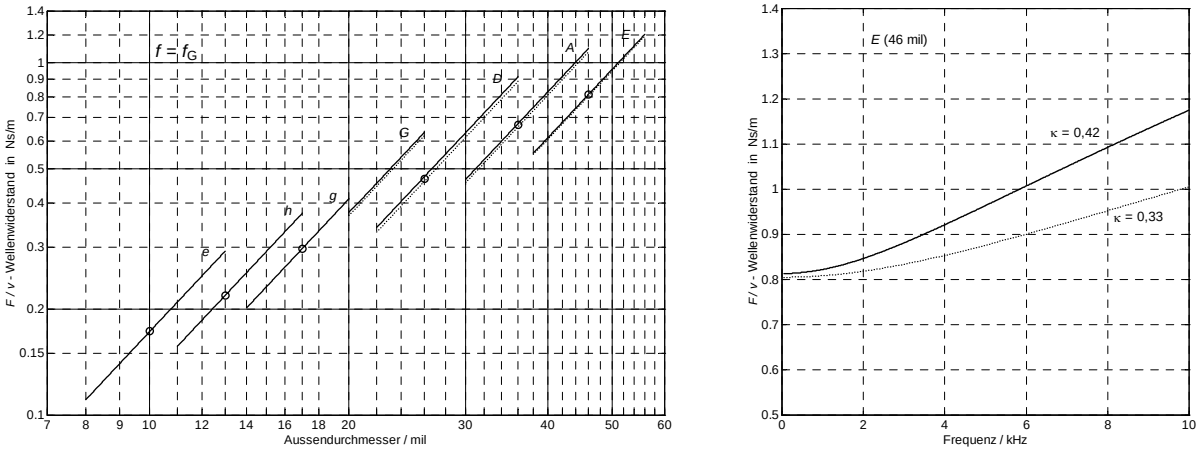


Abb. A.5.1: Wellenwiderstand für unterschiedliche Außendurchmesser. Die gestrichelten Kurven gehören zu Saiten mit relativ dünnem Kern. Bei der E_2-Saite (rechtes Bild) ist im oberen Frequenzbereich der Einfluss der Biegesteifigkeit erkennbar. Mit abnehmendem Saitendurchmesser verliert die Biegesteifigkeit an Bedeutung, aus der Biegewelle wird eine Transversalwelle.

Bei Berücksichtigung der **Biegesteifigkeit** stößt man auf kompliziertere Zusammenhänge. Die Wellengleichung enthält nun neben der zweiten örtlichen Ableitung auch eine vierte örtliche Ableitung. Als Konsequenz hiervon ergeben sich nicht nur (in beide Richtungen) fortschreitende Wellen, sondern (im Nahbereich der Lager) auch exponentiell abnehmende Randfelder. Die fortschreitenden Wellen muss man in Biegewellen und Biegemomentwellen unterteilen, und deshalb ist es erforderlich, neben einem F/v-Wellenwiderstand einen M/w-Widerstand zu definieren, der in entsprechender Weise das Biegemoment mit der Winkelgeschwindigkeit verbindet. Beide Widerstände sind zwar reell, aber frequenzabhängig. Im Fall einer Saite, deren Querabmessungen klein gegenüber der Biegewellenlänge sind ("dünner Stab"), kann vereinfacht werden: Außerhalb der Randfelder, die sich nur über wenige Millimeter erstrecken, reicht zur Beschreibung *ein* Wellentyp. Die vier Wellengrößen sind: F, v, M, w (Kap. A.4.1, A.4.2); bei Kenntnis zweier Größen lassen sich die anderen beiden errechnen. In **Abb. A.5.1** ist der F/v-Wellenwiderstand für die Saitengrundfrequenzen dargestellt. Das Verhältnis Kern-/Außendurchmesser (κ) hat für $f = f_G$ wenig Einfluss, bei dicken Saiten und hohen Frequenzen muss die Biegesteifigkeit aber berücksichtigt werden.

♣ Im Kapitel A.5 steht M für ein mechanisches Moment, und M für die Saiten-Mensurlänge.

© M. Zollner 2002

Mit Berücksichtigung der Biegesteifigkeit berechnet sich der *F*/*v*-Wellenwiderstand zu:

$$Z_{WF} = \frac{F}{v} = \frac{\Psi + B \cdot k^2}{\omega / k} = \frac{\Psi + B \cdot k^2}{c}; \qquad k = \pm\sqrt{\frac{1}{2B}\left(\sqrt{\Psi^2 + 4Bm'\omega^2} - \Psi\right)}$$

Das Vorzeichen des Wellenwiderstandes hängt von der Ausbreitungsrichtung der Welle ab: Für nach rechts laufende Wellen (zunehmendes *z*) ist Z_{WF} positiv, für nach links laufende negativ. Die Biegesteifigkeit verändert den *F*/*v*-Wellenwiderstand auf zweierlei Weise: Zum ersten Term Ψ/c kommt der Summand Bk^2/c hinzu, aber auch der erste Term wird verändert, weil die Phasengeschwindigkeit ($c = \omega/k$) mit zunehmender Frequenz zunimmt. Für eine E_2-Saite zeigt **Abb. A.5.2** den Einfluss der Biegesteifigkeit auf den *F*/*v*-Wellenwiderstand. Im Bereich tiefer Frequenzen kann Bk^2 gegenüber Ψ vernachlässigt werden, der Wellenwiderstand hängt dann näherungsweise nur mehr von Ψ/c ab (Umrechnungen siehe weiter oben). Bei höheren Frequenzen ist der Einfluss der Biegesteifigkeit bei den Diskant-Seiten gering (G-Saite in Abb. A.5.2), bei den Bass-Saiten deutlich (E_2-Saite in Abb. A.5.2), insbesondere bei relativ dickem Kern (d.h. großem κ).

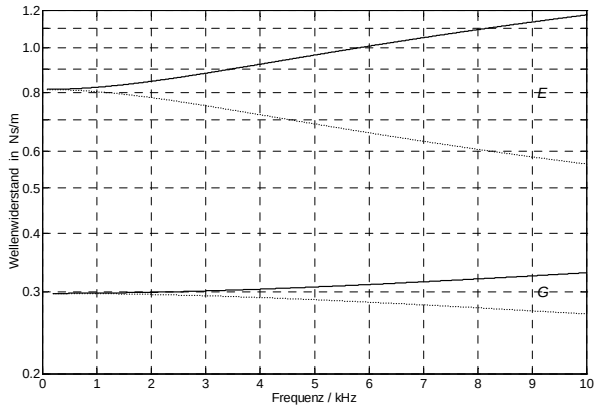


Abb. A.5.2: Einfluss der Biegesteifigkeit auf den *F*/*v*-Wellenwiderstand. E_2-Saite (46 mil, $\kappa = 0{,}42$), G-Saite (17 mil, plain). Die durchgezogene Linie gehört zum Gesamtwiderstand, die gestrichelte Linie zum ersten Term ($\Psi k/\omega = \Psi/c$).

Mit Berücksichtigung der Biegesteifigkeit *B* liegt eine Differentialgleichung *vierter* Ordnung vor: Unabhängig von Querkraft und Saiten-Querauslenkung kann auch mit einem Moment oder einer Drehbewegung angeregt werden, und das Saitenende kann (zumindest theoretisch) frei, aufgestützt, eingespannt oder geführt sein. Die idealisierten Randbedingungen für Kraft *F*, Schnelle *v*, Winkelgeschwindigkeit *w* bzw. Moment *M* bedeuten:

Frei: $F = 0$, $M = 0$; gestützt: $v = 0$, $M = 0$; eingespannt: $v = 0$, $w = 0$; geführt: $F = 0$, $w = 0$.

Das freie Saitenende wird man sofort in Frage stellen: Es kann keine Spannkraft aufbringen – und eine geführten Halterung wird selbst in der theoretischen Literatur nur der Vollständigkeit halber aufgeführt. Hierbei darf aber nicht übersehen werden, dass diese Lagerbedingungen (Lagerimpedanzen) frequenzabhängig sind. Bei $f = 0$ Hz ist eine Spannkraft unerlässlich, bei $f \neq 0$ können sich aber ganz andere Bedingungen einstellen, wie folgendes Beispiel zeigt: Als Saitenlager wird eine federnd gelagerte Masse definiert; die Lagerimpedanz ergibt sich hiermit zu: $Z = j\omega m + s/j\omega = (s - \omega^2 m)/j\omega$. Für $f = 0$ wirkt dieses Lager wie eine Feder und kann statische Spannkräfte aufnehmen, bei Resonanz ist die Impedanz aber null – und das bedeutet: keine Kraft, trotz Bewegung.

© M. Zollner 2002

Neben dem *F/v*-Wellenwiderstand ist bei der biegesteifen Saite noch der *M*/*w*-Wellenwiderstand zu berücksichtigen, der das Moment *M* mit der Winkelgeschwindigkeit *w* verbindet. Diese Winkelgeschwindigkeit ist nicht die Kreisfrequenz ω, mit der die Saite schwingt, sondern die anschlagabhängige Drehgeschwindigkeit der einzelnen Saitenteilchen (Abb. A.4.1).

$$Z_{WM} = \frac{M}{w} = \frac{B \cdot k}{\omega} = \frac{B}{c}$$ *M/w*-Wellenwiderstand

Im Bereich tiefer Frequenzen lässt sich die **Phasengeschwindigkeit** *c* in guter Näherung aus der Saitengrundfrequenz f_G und der doppelten Mensurlänge *M* berechnen: $c = 2M \cdot f_G$. Da die Biegesteifigkeit von der vierten Potenz des Saitendurchmessers abhängt, wächst auch Z_{WM} mit der vierten Potenz des Saitendurchmessers (**Abb. A.5.3**). Mit zunehmender Frequenz darf *c* aber nicht mehr als Konstante angenommen werden; vielmehr ist – insbesondere bei den tiefen Saiten – eine Zunahme über *f* zu berücksichtigen (**Abb. A.5.4**):

$$c = \omega \cdot \sqrt{\frac{2B}{\sqrt{\Psi^2 + 4Bm'\omega^2} - \Psi}}$$ Phasengeschwindigkeit

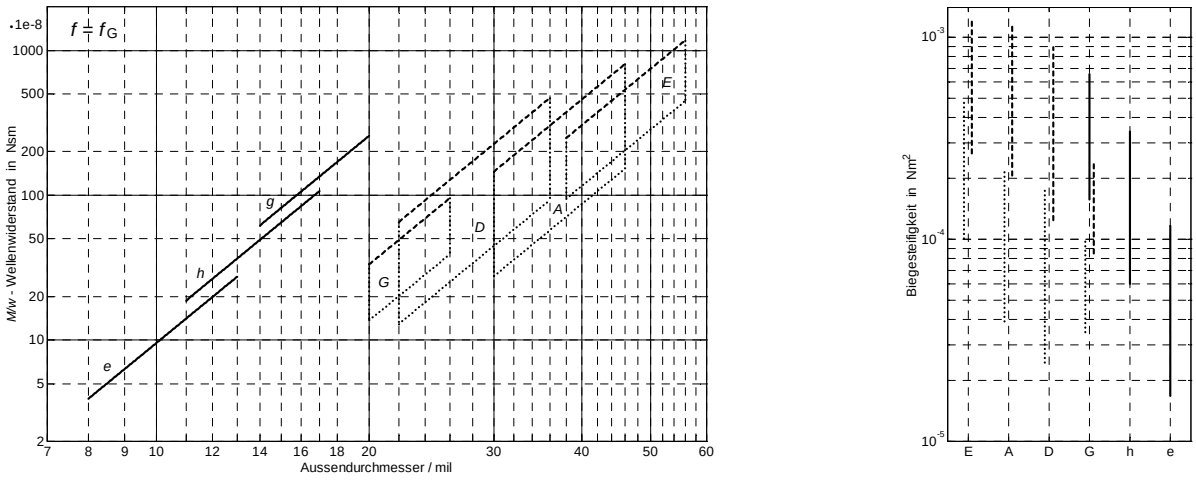


Abb. A.5.3: *M/w*-Wellenwiderstand (linkes Bild), Biegesteifigkeit (rechtes Bild).
Massivsaiten (——), umsponnene Saiten mit dickem Kern (-----), umsponnene Saiten mit dünnem Kern (**.....**).

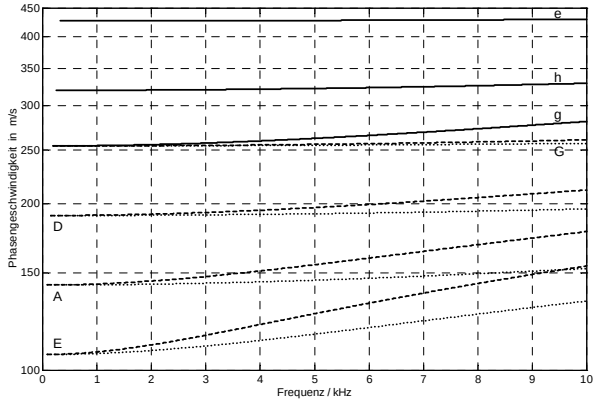


Abb. A.5.4: Phasengeschwindigkeit der Biegewelle: Massivsaiten (——), umsponnene Saiten mit dickem Kern (-----), umsponnene Saiten mit dünnem Kern (**.....**).

© M. Zollner 2002

Für **Dehnwellen** berechnet sich der Wellenwiderstand Z_W ebenfalls aus dem Produkt von längenspezifischer Masse m' und Phasengeschwindigkeit c, wobei aber jetzt die Phasengeschwindigkeit der Dehnwelle anzusetzen ist:

$$Z_W = \frac{F}{v} = m' \cdot c = S \cdot \sqrt{E \cdot \rho}$$ Wellenwiderstand (Dehnwelle)

Hierbei steht S für die Querschnittsfläche, E für den Elastizitätsmodul, und ρ für die Dichte. Da keine Dispersion auftritt, ist der Wellenwiderstand frequenzunabhängig.

Für umsponnene Saiten ist wieder das Verhältnis Kerndurchmesser / Außendurchmesser zu berücksichtigen: $\kappa = D_K / D_A$. Die Umspinnung vergrößert die Masse, ohne die Längssteifigkeit erheblich zu erhöhen (Näherung). Der Wellenwiderstand ergibt sich zu:

$$Z_W = S_A \cdot \kappa \cdot \sqrt{E \cdot \overline{\rho}}\,; \qquad \overline{\rho} \approx 0{,}9 \cdot \rho$$ Dehnwellenwiderstand bei umsponnenen Saiten

Der Dehnwellenwiderstand ist ungefähr zwanzigmal so groß wie der Querwellenwiderstand.

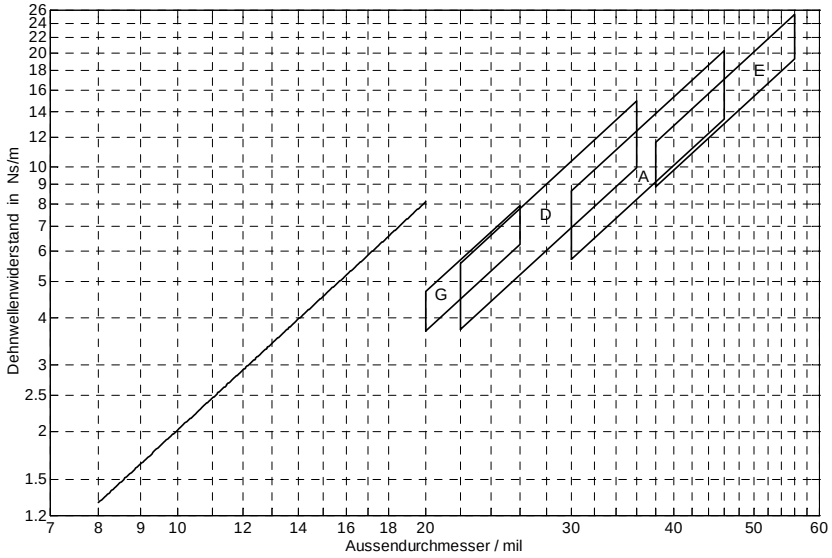


Abb. A.5.5: Wellenwiderstände für Dehnwellenausbreitung.

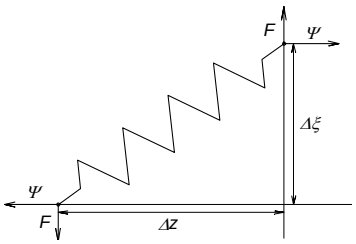
© M. Zollner 2002

A.6 Steifigkeiten

Die biegesteife Saite wird durch die spannkraftabhängige Quersteifigkeit s_Q und die Biegesteifigkeit B beschrieben. Bei statischer Auslenkung in Querrichtung wirkt die Saite näherungsweise wie eine Feder mit der Federsteifigkeit s_Q, hingegen gilt für Transversalwellenausbreitung (ohne Dispersion) die längenbezogene Nachgiebigkeit n':

$$s_Q = \frac{F}{\xi} = \frac{\Psi \cdot M}{R \cdot L} \qquad n' = \frac{\Delta\xi / F}{\Delta z} = \frac{1}{\Psi} \qquad \text{Transversalbelastung}$$

Hierbei bedeuten: F = Querkraft, ξ = Querauslenkung, Ψ = Spannkraft, M = Mensurlänge, R = Abstand zwischen Kraftangriff und Steg, L = Abstand zwischen Kraftangriff und Sattel. **Abb. A.6.1** bietet eine Alternative zu dem in Abb. 2.5 vorgestellten Saitenmodell – mit dem Vorteil, auch eine in z-Richtung verlaufende Spannkraft verarbeiten zu können, aber mit leichten Defiziten bei den Vorzeichen. Sowohl s_Q als auch n' ergeben sich als Funktion der Spannkraft – sie sind vom Elastizitätsmodul E unabhängig!



$$\frac{\Delta\xi}{\Delta z} = \frac{F}{\Psi}; \qquad \Delta n = \frac{\Delta\xi}{F} = \frac{\Delta z}{\Psi}; \qquad n' = \frac{\Delta n}{\Delta z} = \frac{1}{\Psi}.$$

Abb. A.6.1: Kräftezerlegung am Saitenmodell. Die längenspezifische Nachgiebigkeit n' ist reziprok zur Spannkraft Ψ.

In **Abb. A.6.2** sind typische Saiten-Quersteifigkeiten dargestellt (vergl. mit Abb. A.1.2).

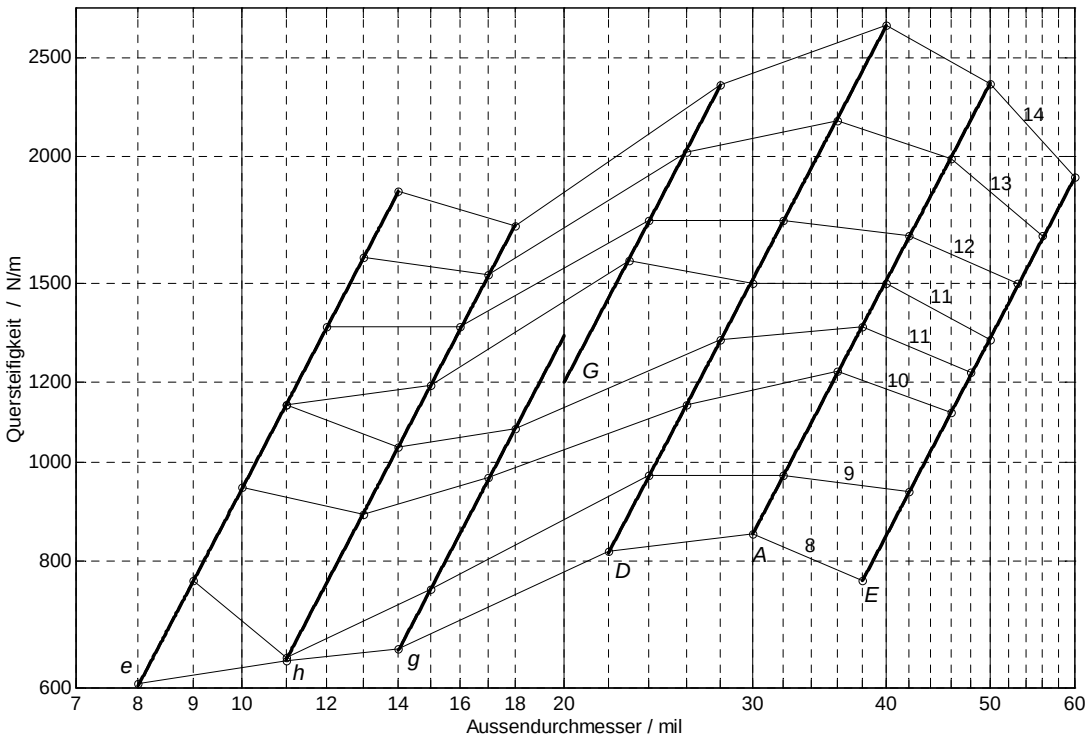


Abb. A.6.2: Quersteifigkeit; Mensur M = 64,8 cm, der Anzupfpunkt ist 9 cm vom Steg entfernt.

© M. Zollner 2002

Während für statische Belastung ($f = 0$) die Biegesteifigkeit vernachlässigt werden darf, ist sie bei dickeren Saiten und hohen Frequenzen zu berücksichtigen. Mit zunehmendem Saitendurchmesser wächst B proportional zu D^4, was bei Massivsaiten hörbare Auswirkungen hätte (Kap. 1.2.1). Zur Verringerung der Biegesteifigkeit sind dicke Saiten nicht massiv, sondern umsponnen; B wird dann praktisch nur mehr vom Kern bestimmt.

$$B = E \cdot I = E \cdot D^4 \pi / 64$$ Biegesteifigkeit

I = Flächenträgheitsmoment, E = Elastizitätsmodul, D = Saitendurchmesser (Massivsaiten) bzw. Kerndurchmesser (umsponnene Saiten). Die **Biegesteifigkeit** $B = E{\cdot}I$ kann man sich als längenspezifische Drehsteifigkeit vorstellen, ähnlich wie man beim einachsigen Verzerrungszustand das Produkt aus Elastizitätsmodul E und Querschnittsfläche S als längenspezifische Federsteifigkeit s' interpretieren kann. Für die Analogie zweckmäßiger ist allerdings der Kehrwert, die Nachgiebigkeit n:

$$n = \frac{\Delta z}{E \cdot S} \quad \Rightarrow \quad n' = \frac{n}{\Delta z} = \frac{1}{E \cdot S}$$
einachsiger Verzerrungszustand

$$n_D = \frac{\Delta z}{E \cdot I} \quad \Rightarrow \quad n'_D = \frac{n_D}{\Delta z} = \frac{1}{E \cdot I}$$
Biegebelastung[♣]

Die längenspezifische Nachgiebigkeit n' ist Nachgiebigkeit n pro Länge Δz. Beim Kehrwert der Nachgiebigkeit, der Steifigkeit s, ist der Längenbezug zunächst ungewohnt: $s = 1/n$, und $s' = 1/n' = s{\cdot}\Delta z$. Um von der Steifigkeit zur längenspezifischen Steifigkeit zu gelangen, muss mit der Länge Δz multipliziert werden! Ungewohnt, aber unabänderlich, denn mit gegen null gehender Länge geht die Nachgiebigkeit gegen null, die Steifigkeit jedoch gegen unendlich.

In **Abb. A.6.3** ist die Biegesteifigkeit für übliche Gitarrensaiten dargestellt. Als Elastizitätsmodul wurde $E = 2{\cdot}10^{11}$ N/m^2 angenommen, bei den umsponnenen Saiten ist nur die Biegesteifigkeit des Kerns berücksichtigt.

E4: D_A = 8 ... 13 mil, massiv.
H3: D_A = 11 ... 17 mil, massiv.
G3: D_A = 14 ... 20 mil, massiv.
G3: D_A = 20 ... 26 mil, κ = 0,48 und 0,60.
D3: D_A = 22 ... 36 mil, κ = 0,40 und 0,60.
A2: D_A = 30 ... 46 mil, κ = 0,33 und 0,50.
E2: D_A = 38 ... 52 mil, κ = 0,33 und 0,42.

D_A = Außendurchmesser, κ = Kern-/Außendurchmesser.

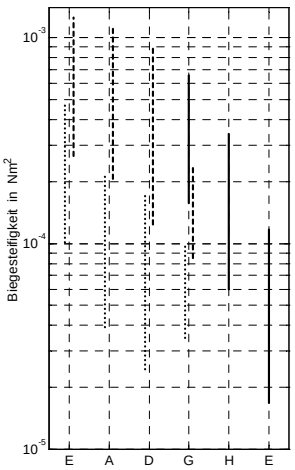


Abb. A.6.3: Biegesteifigkeit

Die Biegesteifigkeit B verbindet die örtliche Änderung der Saitenrichtung, d.h. $d\beta/dz$, mit dem Biegemoment M (Abb. A.4.1). Das Minuszeichen entspricht einer Vorzeichenkonvention.

$$-M = B \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = B \cdot \frac{\partial \beta}{\partial z}$$

♣ Die Drehnachgiebigkeit n_D wird auch rotatorische Nachgiebigkeit genannt.

© M. Zollner 2002

A.7 Impulse

Die Mechanik definiert den Impuls p als Produkt von Masse und Geschwindigkeit: $p = m \cdot v$. Diese Definition kommt im vorliegenden Buch nicht zur Anwendung – stattdessen wird die Definition der **Systemtheorie** verwendet: Ein Impuls ist ein im Wesentlichen kurzdauerndes Signal, das entweder während kurzer Zeit von null verschieden, und während der restlichen Zeit null ist, oder das so schnell gegen null konvergiert, dass das Signal im überwiegenden Bereich des Beobachtungszeitraums praktisch null ist. Die Begriffe "im Wesentlichen", "überwiegend" und "praktisch" können nur im Einzelfall konkretisiert werden. Der Wert **kausaler** Signale ist für negative Zeiten identisch null, **akausale** Signale sind auch bei negativen Zeiten von null verschieden.

Das Formelzeichen p, in der Mechanik für den Impuls (bzw. Kraftstoß) benutzt, steht in der Systemtheorie für die komplexe **Kreisfrequenz**: $p = \sigma + j \cdot \omega = \sigma + j \cdot 2\pi f$; $j = \sqrt{-1}$.

Der Wert eines **bipolaren Impulses** wechselt seine Polarität (sein Vorzeichen) mindestens einmal, während ein **unipolarer Impuls** die Nulllinie nicht schneidet. DIN 1311 spricht anstelle des Impulses vom Stoß.

Der **Dirac-Impuls** $\delta(t)$ ist ein theoretisches Signal, das zwar in der Praxis nicht vorkommen kann, trotzdem aber als Standardsignal zur (theoretischen) Systemanregung verwendet wird. $\delta(t)$ ist immer null, außer bei $t = 0$; hier ist $\delta(t)$ unendlich [Marko, Küpfmüller]. Wenn ohne nähere Konkretisierung nur vom "Impuls" gesprochen wird, ist entweder ein Dirac-Impuls gemeint, oder – zumeist bei Messungen – eine unipolare Näherung hierfür.

Ein Signal, in dem kurzdauernde Impulse in periodischer Wiederholung auftreten, wird **Puls** genannt (z.B. Rechteckpuls, Diracpuls).

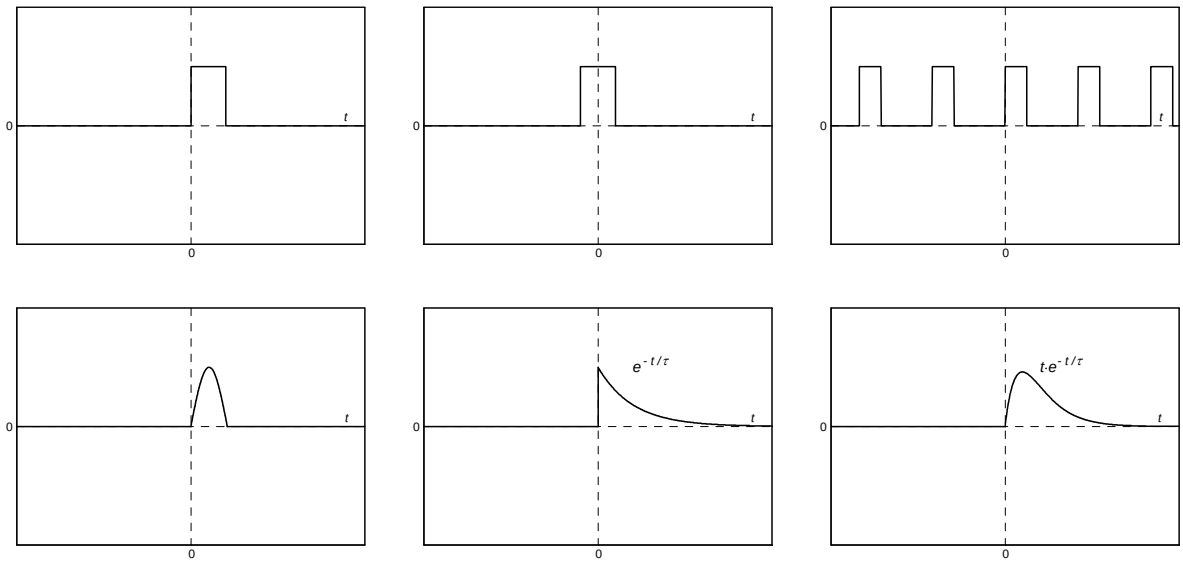


Abb. A.7.1: Impulsformen: Kausaler Rechteckimpuls, akausaler Rechteckimpuls, Rechteckpuls; (oben, v.l.n.r.). Kausaler Sinus-Halbwellenimpuls, kausale Exponentialimpulse; (unten, v.l.n.r.).

© M. Zollner 2002

Literaturübersicht:

[1] Fletcher N. H., Rossing T. D.: The Physics of Musical Instruments. Springer 1999.
[2] Valenzuela M. N.: Untersuchungen und Berechnungsverfahren zur Klangqualität von Klaviertönen. Dissertation TU München 1998.
[3] Zollner M., Zwicker E.: Elektroakustik. Springer 1998.
[4] Feldtkeller R.: Theorie der Spulen und Übertrager. Hirzel 1971.
[5] Meinke H. H.: Einführung in die Elektrotechnik höherer Frequenzen. Springer 1965.
[6] Marko H.: Methoden der Systemtheorie. Springer 1986.
[7] Küpfmüller K.: Die Systemtheorie der elektrischen Nachrichtenübertragung. Hirzel 1974.
[8] Fleischer H.: Schwingungsuntersuchungen an elektrischen Gitarren. ISSN 1430-936X, Heft 2/01, 2001.
[9] Fleischer H.: Dead Spots of Electric Basses II. ISSN 1430-936X, Heft 1/00, 2000.
[10] Järveläinen H. et al: Audibility of the timbral effects of inharmonicity. JASA July 2001, 79-84.
[11] Cremer L., Heckl M.: Körperschall. Springer 1996.
[12] Fastl H., Zwicker E.: Psychoacoustics – Facts and Models. Springer 2007.
[13] Berger S., Perrius C.: The Gibson. Rittor Music Inc., Tokyo, Japan, 1996.
[14] Wheeler T.: The Guitar Book. Harper & Row, New York, 1978.
[15] Wheeler T.: American Guitars. Harper & Row, New York, 1982.
[16] May U.: Elektrische Saiteninstrumente in der populären Musik. Dissertation, Münster, 1983.
[17] Feldtkeller R., Bosse G.: Einführung in die Technik der Nachrichtenübertragung. Wittwer 1968.
[18] Möller F. et al.: Grundlagen der Elektrotechnik. Teubner 1986.
[19] Gerthsen C., Kneser H.: Physik. Springer 1969.
[20] Führer A., Heidemann K., Nerreter W.: Grundgebiete der Elektrotechnik. Hanser 1997.
[21] Heck C.: Magnetische Werkstoffe. Hüthig 1967.
[22] Parker R.: Advances in Permanent Magnetism. Wiley & Sons1989.
[23] Moskowitz L.: Permanent Magnet Design and Application Handbook. Cahners 1967.
[24] Cahn J.: Magnetic Aging of Spinodal Alloys; J. of appl. Physics, 34/1967, 3581-3586.
[25] Cedighian S.: Die magnetischen Werkstoffe. VDI-Verlag 1973.
[26] McCaig M.: Permanent Magnets in Theory and Practice. Pentech 1977.
[27] Cremer L.: Physik der Geige. Hirzel 1981.

Magnetwerkstoffe, Magnetfeld

Cahn J.: Magnetic Aging of Spinodal Alloys; J. of appl. Physics, 34/1967, 3581-3586.
Cedighian S.: Die magnetischen Werkstoffe. VDI-Verlag
Führer A., Heidemann K., Nerreter W.: Grundgebiete der Elektrotechnik. Hanser 1997.
Gans R.: Die Gleichung der Kurve der rev. Suszeptibilität; Phys. Z. 12 (1911), 1053-1054.
Gerthsen C., Kneser H.: Physik. Springer 1969.
Heck C.: Magnetische Werkstoffe. Hüthig 1967.
Hertwig H.: Induktivitäten. Verlag für Radio-Foto-Kinotechnik 1954.
Lüpfert: Metallische Werkstoffe. Wintersche Verlagshandlung,
McCaig M.: Permanent Magnets in Theory and Practice. Pentech 1977.
Möller F. et al.: Grundlagen der Elektrotechnik. Teubner 1986.
Moskowitz L.: Permanent Magnet Design and Application Handbook. Cahners 1967.
Parker R.: Advances in Permanent Magnetism. Wiley & Sons1989.
Paus H.: Physik in Experimenten und Beispielen. Hanser 2002.
Weißbach W.: Werkstoffkunde und Werkstoffprüfung. Vieweg 2001.

Nachrichtentechnik, Signal- und Systemtheorie

Bendat J., Piersol A.: Random Data. Wiley & Sons 1986.
Feldtkeller R.: Theorie der Spulen und Übertrager. Hirzel 1971.
Feldtkeller R., Bosse G.: Einführung in die Technik der Nachrichtenübertragung. Wittwer 1968.
Fliege N.: Systemtheorie, Teubner 1991.
Hänsler: Statistische Signale, Springer 1991.
Hoffmann R.: Signalanalyse und -erkennung, Springer 1997.
Küpfmüller K.: Die Systemtheorie der elektrischen Nachrichtenübertragung. Hirzel 1974.
Küpfmüller K.: Einführung in die theoretische Elektrotechnik. Springer 1968.
Marko H.: Methoden der Systemtheorie. Springer 1986.
Meinke H. H.: Einführung in die Elektrotechnik höherer Frequenzen. Springer 1965.
Zollner M.: Frequenzanalyse. Hochschule Regensburg, 2010.
Zollner M.: Signalverarbeitung. Hochschule Regensburg, 2010.

Musik, Harmonielehre

Barbour Murray J.: Tuning and Temperament. Michigan State College Press 1953.
Dachs M.: Harmonielehre, Kösel 1948.
Grabner H.: Handbuch der funktionellen Harmonielehre, Max Hesses 1950.
Haunschild Frank, Die neue Harmonielehre, Band I und II. AMA 1998.
Kelletat H.: Zur musikalischen Temperatur I+II, Merseburger 1981/1982.
Marron E.: Die Rhythmik-Lehre, AMA 1991.
Roederer J.: Physikalische und psychoakustische Grundlagen der Musik. Springer 1999.
Simbringer H., Zehelein A.: Handbuch der Musikalischen Akustik, Habbel 1974.

Akustik, Elektroakustik, Psychoakustik

Beranek L.: Acoustics. 1954 MIT, 1993 ASA.
Dickreiter M.: Handbuch der Tonstudiotechnik, Saur 1979.
Feldtkeller R., Nonnenmacher W.: Einheitliche elektr. Ersatzschaltbilder für elektroak. Wandler. AEÜ 8, 1954.
Fastl H., Zwicker E.: Psychoacoustics – Facts and Models. Springer 2007.
Fleischer H.: Untersuchungen zur Hörbarkeit von Phasenänderungen, Dissertation TU München 1976.
Fletcher N. H., Rossing T. D.: The Physics of Musical Instruments. Springer 1999.
Järveläinen H. et al: Audibility of the timbral effects of inharmonicity. JASA July 2001, 79-84.
Olsen H.: Acoustical Engineering, Van Nostrand 1964.
Rossi M.: Acoustics and Electroacoustics, Artech House 1988.
Skudrzyk E.: Die Grundlagen der Akustik, Springer 1954.
Valenzuela M.: Untersuchung und Berechnungsverfahren zur Klangqualität von Klaviertönen. Diss. TUM 1998.
Zollner M., Zwicker E.: Elektroakustik. Springer 1998.

Elektrogitarren, Elektrobässe

Bacon T., Day P.: The Gibson Les Paul Book. Outline Press Ltd., London 1994.
Berger S., Perrius C.: The Gibson. Rittor Music Inc., Tokyo 1996.
Day P., Rebellius H., Waldenmaier A.: E-Gitarren, GC Carstensen 2001.
Duchossoir A. R.: The Fender Stratocaster, Hal Leonard Corporation, Milwaukee 1994
Duchossoir A. R.: The Fender Telecaster, Hal Leonard Corporation, Milwaukee 1991
Fleischer H.: Schwingungsuntersuchungen an elektrischen Gitarren. ISSN 1430-936X, Heft 2/01, 2001.
Fleischer H.: Dead Spots of Electric Basses II. ISSN 1430-936X, Heft 1/00, 2000.
Fleischer H.: Korpusschwingungen einer Elektrogitarre. ISSN 1430-936X, Heft 1/06, 2006
Lemme H.: Elektro-Gitarren. Frech-Verlag 1977.
Lemme H.: Elektrogitarren-Sound. Pflaum 1995.
Lemme H.: Elektrogitarren, Technik und Sound. Elektor-Verlag 2003.
May U.: Elektrische Saiteninstrumente in der populären Musik. Dissertation, Münster 1983.
Meinel E.: Elektrogitarren. VEB Verlag Technik Berlin 1987
Wheeler T.: The Guitar Book. Harper & Row, New York 1978.
Wheeler T.: American Guitars. Harper & Row, New York 1982.

Schwingungslehre, Mechanik

Cremer L., Heckl M.: Körperschall. Springer 1996.
Cremer L.: Physik der Geige. Hirzel 1981.
Fleischer H.: Schwingungsuntersuchungen an elektrischen Gitarren. ISSN 1430-936X, Heft 2/01, 2001.
Fleischer H.: Dead Spots of Electric Basses II. ISSN 1430-936X, Heft 1/00, 2000.
Fletcher N. H., Rossing T. D.: The Physics of Musical Instruments. Springer 1999.
Gerthsen C., Kneser H.: Physik. Springer 1969.
Irretier H.: Grundlagen der Schwingungstechnik I + II, Vieweg 2000.
Kollmann F.G.: Maschinenakustik. Springer 1993.
Paus H.: Physik in Experimenten und Beispielen. Hanser 2002.
Szabó I.: Höhere Technische Mechanik. Springer 1972.

Psychophysik:

Bednarzyk M.: Qualitätsbeurteilung der Geräusche industrieller Produkte, VDI 1999.
Blauert J.: Spatial Hearing, MIT Press, Cambridge 1997.
Fastl H., Zwicker E.: Psychoacoustics – Facts and Models. Springer 2007.
Hauske G.: Systemtheorie der visuellen Wahrnehmung, Teubner 1994.
Hellbrück, J.: Hören, Physiologie, Psychologie, und Pathologie. Hogrefe, Göttingen 1993.
Picon D. Optische Täuschungen, Fleurus, Köln 2005.

Röhrenverstärker, Schaltungstechnik

Aiken R.: WWW.Aikenamps.com
Barkhausen H.: Lehrbuch der Elektronenröhren, 4 Bände. Hirzel, Stuttgart.
Böhmer E.: Elemente der angewandten Elektronik, Vieweg, Braunschweig.
Connor: Rauschen, Vieweg 1987.
Diciol Otto: Niederfrequenzverstärker-Praktikum, Franzis 1959.
Doyle M.: The History of Marshall, Hal Leonard 1993.
Elyea Jim: VOX Amplifiers, History for Hire Press, North Hollywood
Fliege N.: Lineare Schaltungen mit Operationsverstärkern, Springer, Berlin.
Funk D.: Dave Funk's Tube Amp Workbook, ISBN: 0-9560841-0-8, 2003.
Horowitz P., Hill W.: The art of electronics. Cambridge University press, 1991.
Knobloch W.: Röhrentechnik ganz modern, Pflaum, München 1991.
Kulp M.: Elektronenröhren und ihre Schaltungen, Vandenhoeck & Ruprecht 1963.
Langford-Smith F.: Radio Designer's Handbook, Newnes 4th Edition 1997 (Original: Iliffe & Sons 1953).
Lemme H.: Gitarrenverstärker-Sound, Pflaum/München 1995; davor: Gitarrenverstärker, Frech/Stuttgart 1978.
Meinke H., Gundlach F.: Taschenbuch der Hochfrequenztechnik. Springer 1968.
Motchenbacher, Connelly: Low-Noise Electronic System Design, Wiley 1993.
Petersen D., Denney D.: The VOX Story, ISBN: 0-933224-70-2.
RCA Receiving Tube Manual, RCA, Harrison, N.J., 1964±. (Auch: Antique Electronic Supply 1994).
Röhren-Taschentabelle, Franzis, München 1964.
Schade O. H.: Analysis of rectifier operation, Proc. IRE, July 1943, 341-361.
Schröder H.: Elektrische Nachrichtentechnik, Band 2, Verlag für Radio-Foto-Kinotechnik GmbH, Berlin.
Telefunken-Laborbuch, München 1957/1961.
Terman F.E.: Radio Engineer's Handbook, McGraw Hill 1943.
Tietze U., Schenk Ch.: Halbleiter-Schaltungstechnik. Springer; div. Auflagen.
Zur Linde R.: Röhrenverstärker für Gitarren und Hi-Fi, Elektor, Aachen 1992.
www.tone-lizard.com/LESSON_INDEX.htm: Tales From The Tone Lounge.

Holz

Bader R.: Computational Mechanics of the Classical Guitar, Springer 2005.
Bucur V.: Acoustics of Wood, CRC Press New York, 2006.
Fletcher N. H., Rossing T. D.: The Physics of Musical Instruments. Springer 1999.
Haines D.: The essential mech. properties of wood prepared for musical instruments, CASJ, Nov 2000, 20-32.
Molin N., Jansson E.: Transient wave propagation in wooden plates for mus. instr., JASA 5/1989, 2179-2184.
Segerman E.: Some aspects of wood structure and function, CASJ, May 2001, 5-9.
Wagenführ A. et. al.: Taschenbuch der Holztechnik, Hanser, 2008.

Zeitschriften

Fachblatt MusikMagazin, Spezial-Zeitschriftengesellschaft, Unterschleißheim (vorher: München).
Gitarre & Bass, Musik-Media-Verlag, Köln.
Guitar Player Magazine, Guitar Players International, Saratoga, USA.
Guitar Player, United Entertainment Media Inc., San Mateo, USA
Guitarist, Future Publishing Ltd., UK.
Plug&Play, PNP-Verlag, Perching.
Tools, PNP-Verlag Media❹Musik, Perching.

Vita

1969 – 1975 Studium Elektroakustik, TU München.
1975 – 1982 Forschung und Lehre am Münchner TU-Institut für Elektroakustik.
1982 Promotion über implantierbare Hörgeräte, summa cum laude.
1983 – 1986 Interludium *"beim Bamberger Schdeuaberada seina Weldfirma"*.
1987 Gründung der Cortex Instruments GmbH.
1990 Professur in Regensburg: Akustik, Schaltungstechnik, Signal- und Systemtheorie.
1999 Beginn der Forschungsarbeiten an der Elektrogitarre.
2003 Verkauf der Cortex Instruments GmbH.

Elektro-Hardware, zumeist selbstgebaut:

Mit 4 Jahren zu Weihnachten zwei Schraubenzieher bekommen, Schreibtisch untersucht, eher langweilig. Das runde Ding an der Wand war interessanter ... überlebt! Karrierestart.

1964 Richters Superhet mit U-Röhren, viele Elektronen, viele Selengleichrichter.
1964 Der erste selbstgebaute Röhren-Gitarrenverstärker, u.a. UL41, 4 Watt.
1965 Der zweite selbstgebaute Röhrenverstärker, am RIM "Gigant" orientiert, 30 Watt!!
1965 Der erste Mittelwellen-Sender. Ja gut, ist verjährt.
1965 Elektrozünder für $KClO_3$+Zucker. Bzw. +Phosphor, dann ohne Zünder. Überlebt.
1965 Der erste selbstgewickelte Tonabnehmer, Handbohrmaschine. Nie wieder.
1966 Der 3. Amp, nun schon mit Fender-Einflüssen (Dank an Rossmeisl sen.), 45 Watt.
1966 Raketenauto, Kaliumpermanganat, lila Streifen auf der Terrasse. Mächtig Ärger.
1966 Erste Versuche zur Herstellung von Schießbaumwolle. Sehr einfach. Macht puff!
1966 Im Perlacher Forst Sandhaufen gesprengt. Absolut unspektakulär. Ende Chemie.
1966 Shadows-Platte 100mal abgespielt, Bass rausgehört. Toleranzgrenze Eltern erreicht.
1967 Der erste Transistor-Verzerrer, "der rote Fuzzi". Wo der jetzt wohl ist?
1967 Der Tongenerator im Teko-Gehäuse, Netzschalter mit einer Lage Tesafilm isoliert.
1967 Der erste HiFi-Verstärker, 2x5 Watt. Röhren, natürlich. Dazu Dual, was sonst.
1968 Der zweite selbstgewickelte Tonabnehmer, nach Jazzmaster-Vorbild. Wenn man den CuL-Draht (0,1mm) direkt auf die Magnete wickelt, sollte man diese nie mehr verschieben. Weggeschmissen. Die CuL-Rolle steht heute noch im Keller.
1968 Der erste Transistor-Gitarrenverstärker, u.a. für Thea Sämmers "Babyjump".
1969 Röhrenvoltmeter, Oszillator, Netzgeräte, ... nur das Oszi ist gekauft (Hameg 512).
1969 Der zweite HiFi-Verstärker, 2x50 Watt. Transistor, natürlich. Jede Menge Schalter.
1969 Ende der Giesing-Truderinger Schülerband. Auch die Beatles hören auf.
1970 Der 100-W-Bassverstärker, Schaltplan vom Orgel-Böhm. Schon bald abgeraucht.
1970 Der 150-W-Gitarrenverstärker, 18 Knöpfe, 10 Schalter, ∞ Transistoren. Grausam.
1973 Uher "Royal de Luxe" umgebaut, für besseren Höhenfrequenzgang.
1974 Der 30-W-Combo für die Schwabinger Clubs. Transistor + G12H, leicht + gut.
1974 Der kleine Minix, der einzige nicht selbstgebaute Amp.
1977 Der 120-W-Gitarrenverstärker "Black Eric", BD130-Endstufe, lebt immer noch. Hat allerdings bei Licht besehen höchstens 80 Watt. War aber selten im Licht.
1977 Das 12-Kanal-Pult für die Vierspuraufnahmen (Docorder). Dazu 8-Spur-Kompressor, Stereo-Hall mit AKG-Hallfeder, EQ, Phaser, Studio-Endstufe, Monitor-Anlage.
1983 Start in die Digitaltechnik: Digitaler Stereo-Hall. Der erste PC. Große Platte: 20MB!
1983 Industrieller Gitarren-Combo, für'n Bamberger Steuerberater seine Weltfirma.
1984 Drum-Computer, Pad-Entwicklung, Stanford, LA's Musik-Szene u.v.a.m. Yeah!
1986 "Beim Hall ist auf eine digitale Eingangsmachung zu achten!" Na, dann macht mal schön, Ende von Schmidteinander. CDU-Riesenhuber bietet 1 Mio Zuschuss. Haben wollen!
1987 Gründung der Cortex Instruments GmbH (Schallanalysatoren). Haben!!
1990 Der Welt erster digitaler Industrie-Lautheitsanalysator mit Postmasking. Super-Sonic!
1995 Der Welt erster digitaler Industrie-Kunstkopf, "much better than the Aching Head".
2000 Der Akustik-Verstärker für die Ovation. Mit Notch, na klar.
2000 Der ultimative Röhren-Verstärker für die Strat. Nie fertig geworden.

6-saitige Hardware:

1960 Die erste Akustische, Framus, rot. Später für Pickup aufgesägt.
1964 Die erste E-Gitarre, Höfner Nr. 173, "Höfner-Solid mit Rocker-Sattel".
1966 Die zweite E-Gitarre, Höfner Nr. 176, "für den anspruchsvollen Künstler".
1968 Die dritte E-Gitarre, Fender Jazzmaster (gebraucht, BJ '62). Und natürlich keine Stratocaster, denn die war im Lindberg-Katalog ja nur die zweitbeste Fender. Aber dann doch mit Strat-Pickup und diversen Schiebeschaltern "modifiziert".
1969 Die vierte: Gibson 335, gebraucht, ca. '67-'68. Für 2 Drehschalter angebohrt.
1975 Die zweite Akustische, Fender F-65. Immerhin: alle 6 Saiten drauf. Keller.
1997 Die Gretsch Tennessean, ca. BJ 1964. Zerlegt, wg. Forschung.
1998 Die Ovation USA-Viper. Für die Piezo-Versuche.
1999 Die 1963er Rickenbacker als Gast, Starke's Ding.
2000 Die Ovation SMT. Oh Herr, lass Hornhaut wachsen.
2000 Die erste Strat, US Standard. Aha. Wo steht die jetzt eigentlich – im Keller?
2000 Die gebrauchte Squier, zum Ausschlachten gekauft, "blue Sparky". Super, bleibt ganz.
2001 Die zweite Strat, schwarz, mit ausgewechseltem Hals. Nein, nicht die.
2001 Warwick, der Viersaitige. Gibt’s den auch mit 9er Saitensatz?
2002 Die Presentation-Taylor, das blaue Wunder. Well done, Ron.
2003 Die D-45V, für die Overdubs zu den wiedergefundenen Memoland-Aufnahmen.
2004 Die Les Paul Historic. Ja, nicht übel. Wird nicht angebohrt, darf auf die Bühne.
2005 Die erste Tele, eigentlich zum Ausschlachten bestellt. Begeisterung – bleibt ganz.
2005 Die mexikanische Collings. Super, gute Empfehlung, Uwe.
2011 Die Thinline-Tele.

Verstärker:

VOX AC30, ca. 1964, arg ramponiert, viel kaputt. Wenn mal viel Zeit ist.
VOX AD60-VT, hinstellen, aufdrehen, here we go.
Fender Tweed Deluxe. Kommt gut mit Tele und 1960-AX.
Fender Super Reverb, Blackface für'n Tag der offenen Tür zur Hallvorführung.
Fender Deluxe Reverb, cream Tolex, oxblood. Schööön.
Marshall 18 Watt, wenn mal viel Zeit ist.
Marshall JTM 45, für Messungen zerlegt.
Marshall JTM 50, für Messungen zerlegt.
Marshall MG15-CDR, für die leiseren Stunden des Lebens.

Glossar

Formelzeichen:

$\vec{A}$	Vs/m	Magnetisches Vektorpotential
A	m^2	Fläche
B	Vs/m^2	Magnetische Flussdichte
B	Nm^2	Biegesteifigkeit
B	A/V	Suszeptanz; $B = \mathrm{Im}(\underline{Y})$
C	F	Kapazität; 1 F = 1 As/V
C'	F/m	Längenspezifische Kapazität
D	m	Durchmesser
E	V/m	Elektrische Feldstärke
E	N/m^2	Elastizitätsmodul
E	Ws	Energie
F	N	Kraft; 1 N = 9,81 kgm/s^2
G	N/m^2	Schubmodul
G	A/V	Konduktanz; $G = \mathrm{Re}(\underline{Y})$
G	dB	Übertragungsmaß
H	-	Übertragungsfunktion
H	A/m	Magnetische Feldstärke
I	A	Stromstärke
I	m^4	Flächenträgheitsmoment
J	A/m^2	Stromdichte
J	Vs/m^2	Magnetische Polarisation
K	m^2	Kerndurchmesser der Saite
L	m	Länge
L	H	Induktivität; 1 H = 1 Vs/A
L'	H/m	Längenspezifische Induktivität
L	dB	Pegel
M	m	Mensur = Länge der leeren Saite
M	Nm	Biegemoment
N	1	Windungszahl
N	-	Modellkoeffizient
P	W	Leistung; 1 W = 1 Nm/s
Q	1	Resonanzkreisgüte = Güte
Q	As	Elektrische Ladung
R	Ω	Widerstand, Resistanz; 1 Ω = 1V/A
R	m	Radius
R	1	Steg-Reflexionsfaktor
R_m	H^{-1}	Reluktanz, magn. Widerstand
S	m^2	Fläche; Wicklungsfläche
S	mA/V	Steilheit (Röhre)
T	s	Periodendauer
T_N	s	Nachhallzeit
T_Uv	Vs/m	Übertragungskoeffizient $v \rightarrow U$
U	V	Elektrische Spannung
V	m^3	Volumen
V_m	A	Magnetische Spannung
W	Ns/m	Mechanischer Reibwiderstand
W	Ws	Arbeit, Energie; 1 Ws = 1 Nm
X	V/A	Reaktanz $X = \mathrm{Im}(\underline{Z})$
$\underline{Y}$	A/V	Admittanz $\underline{Y} = 1/\underline{Z}$
$\underline{Z}$	V/A	Impedanz
$\underline{Z}_\mathrm{L}$	Ns/m	Lagerimpedanz
Z_W	V/A	U/I-Wellenwiderstand
Z_WF	Ns/m	F/v-Wellenwiderstand
Z_WM	Ns/m	M/w-Wellenwiderstand
Λ	H	Permeanz, magn. Leitwert
Θ	A	Magnetische Durchflutung
Θ	$kg \cdot m^2$	Trägheitsmoment
Φ	Vs	Magnetischer Fluss
Ψ	N	Saitenspannkraft

b	1	Inharmonizitäts-Parameter
b	m	Wicklungsbreite
c	m/s	Ausbreitungsgeschwindigkeit
c_g	m/s	Gruppengeschwindigkeit
c_p	m/s	Phasengeschwindigkeit
d	m	Dicke
d	1	Dielektrischer Verlustfaktor
f	Hz	Frequenz
f_G	Hz	Grundfrequenz
f_i	Hz	Inharmonische Teiltonfrequenz
f_n	Hz	Harmonische Teiltonfrequenz
f_d	Hz	Ausschwingfrequenz (Dämpfung)
g	1	Gewichtungsfaktor
h	-	Impulsantwort
h	m	Wicklungshöhe
j	1	Imaginäre Einheit = $\sqrt{-1}$
k	1/m	Wellenzahl
k'	1/m	Randfeldzahl
k	1	Klirrfaktor
l	m	Länge
m	kg	Masse
m'	kg/m	Längenspezifische Masse
n	1	Ordnungszahl
n	m/N	Nachgiebigkeit
n'	1/N	Längenspezifische Nachgiebigkeit
p	Pa	Schalldruck; 1 Pa = 1 N/m^2
p	1/s	Komplexe Winkelfrequenz = $\sigma+j\omega$
r	1	Reflexionsfaktor
s	m	Strecke
s	N/m	Steifigkeit
s'	N/m^2	Längenspezifische Steifigkeit
s_Q	N/m	Saiten-Quersteifigkeit
t	s	Zeit
u	V	Elektrische Spannung
$\ddot{u}$	1	Windungsverhältnis
v	m/s	Schnelle
w	1/s	Winkelgeschwindigkeit
x	m	Koordinate
y	m	Koordinate
z	m	Koordinate
z	1	Komplexe Frequenz (zeitdiskret)
α	-	Wandlerkonstante
β	°	Saitendrehwinkel
γ	1	Komplexer Randfeldfaktor
δ	1/s	Dirac-Impuls (Distribution)
δ	1	Komplexer Randfeldfaktor
δ	°	Verlustwinkel
ε	F/m	Absolute Dielektrizität
ε_r	1	Relative Dielektrizitätszahl
ζ	1	Reflexionsfaktor (Biegewelle)
η	1	Wirkungsgrad
ϑ	1/s	Hüllkurven-Zeitkonstante
κ	1	Kern-/Außendurchmesser
λ	m	Wellenlänge
μ	H/m	Absolute Permeabilität
μ_r	1	Relative Permeabilität
μ	1	Querkontraktionszahl
μ	1	Leerlaufverstärkung (Röhre)
ν	m/s	Schnelle
ξ	m	Auslenkung
ρ	kg/m^3	Dichte
ρ_K	kg/m^3	Kerndichte (Saite)
ρ_W	kg/m^3	Wicklungsdichte (Saite)
$\overline{\rho}$	kg/m^3	Mittlere Dichte
ρ	Ωm	Spezifischer Widerstand
σ	N/m^2	Mech. Normalspannung
σ	1/s	Realteil der kompl. Frequenz
τ	s	Zeitkonstante
τ_g	s	Gruppenlaufzeit
τ_p	s	Phasenlaufzeit
φ	°	Winkel, Phasenwinkel
ψ	1	Transmissionsfaktor
ψ	A	Magnetisches Skalarpotential
ω	1/s	Winkelfrequenz (Kreisfrequenz)

Abkürzungen:

AWG	American Wire Gauge (Kap. 5.5.1)
DFT	Diskrete Fourier-Transformation
DGL	Differentialgleichung
FFT	Schnelle Fourier-Transformation
FIR	Finite Impulse Response
HB	Humbucker Tonabnehmer
IIR	Infinite Impulse Response
LZI	Linear Zeitinvariant
mil	1 mil = 0,001 inch; 1 inch = 25,4 mm.
PU	Pickup
STFT	Short Term Fourier Transform
SFD	Signalfluss-Diagramm
SC	Singlecoil Tonabnehmer
TA	Tonabnehmer

Konstanten:

e	2,718282
π	3,141593
ε_0	$8{,}85419 \cdot 10^{-12}$ As/Vm
μ_0	$1{,}256637 \cdot 10^{-6}$ Vs/Am
c_{Luft}	343 m/s
k	$1{,}380 \cdot 10^{-23}$ Ws/K (Boltzmann)