

Lehrstuhl für Elektroakustik
der Technischen Universität München

**Technische Grundlagen der Messung otoakustischer Emissionen
sowie deren Anwendung auf die Untersuchung der nichtlinearen
Verzerrungen des Ohres**

Dieter Jurzitza

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät
für Elektrotechnik und Informationstechnik
der Technischen Universität München
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktor – Ingenieurs
genehmigten Dissertation

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr.-Ing. K. Antreich

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr.-Ing. E. Terhardt
2. Univ.-Prof. Dr.-Ing. R. Saal, em.

Die Dissertation wurde am 17.9.91 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik am 15.1.92 angenommen.

Meinen Eltern

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Sonden zur Messung	
	Otoakustischer Emissionen	7
2.1	Allgemeine Anforderungen an die Sondenkonstruktion	7
2.2	Kriterien zur Wahl des Mikrophons	8
2.3	Thermisches Rauschen des untersuchten Systems	9
2.3.1	Rauschen des freien Schallfeldes	9
2.3.2	Rauschen des Gehörgangs	11
2.4	Mikrophonrauschen	11
2.4.1	Elektrische Rauschkomponenten	11
2.4.2	Mechanisches Membranrauschen	12
2.4.3	Diskussion	15
2.5	Wahl des Senders	17
2.6	Akustische Eigenschaften des Meßsondengehäuses	19
2.6.1	Modellierung des Sondengehäuses als Helmholtzresonator	20
2.6.2	Rückwirkungen des Mikrophons auf die akustischen Eigenschaften der Meßsonde	22
2.6.3	Beschreibung des Mikrophonteils der Meßsonde an-hand von akustischen Elementen	22
2.6.4	Druckübertragungsfunktion auf das Meßsondenmikrophon	24
2.6.5	Rauschverhalten des Empfängers in der Meßsonde	24
2.6.6	Entwurf des Meßsondengehäuses	26
2.6.7	Einfluß des Schallsenders auf die Impedanz der Meßsonde	28
2.6.8	Gesamtmodell für die Meßsonde	29
2.7	Zusammenfassung	29
3	Eigenschaften des Gehörs als Schallquelle	31
3.1	Einleitung	31
3.2	Messung der akustischen Eingangsimpedanz des äußeren Gehörgangs	31
3.2.1	Meßverfahren	31
3.2.2	Meßergebnisse	32
3.2.3	Diskussion	34
3.2.4	Pegelabhängigkeit der Eingangsimpedanz	34
3.3	Wechselwirkungen zwischen Meßsonden- und Gehörimpedanz	35
3.3.1	Modellbildung	35
3.3.2	Güte des Resonators bei reeller Last	37
3.3.3	Güte des Resonators bei komplexer Last	38

3.3.4	Konsequenzen für den Entwurf von Meßsonden	39
3.4	Modelle des Außen- Mittel- und Innenohres	40
3.4.1	Einleitung	40
3.4.2	Modelle	41
3.4.3	Ergebnisse der Berechnung	44
3.4.4	Überprüfung der theoretischen Ergebnisse durch Messung von SOAE	46
3.5	Zusammenfassung	47
4	Verzerrungsproduktemissionen (DPOAE)	48
4.1	Einleitung	48
4.2	Messung von DPOAE	48
4.2.1	Meßanordnung	49
4.2.2	Kalibrierung der Meßsonde	50
4.2.3	Meßablauf	52
4.2.4	Meßergebnisse	53
4.2.5	Diskussion	53
4.2.6	Deutung der Unterschiede zwischen objektiver und subjektiver Messung von Differenztönen	55
4.2.7	Frequenzabhängigkeit der $DPOAE_{D21}$	58
4.2.8	Einfluß der verwendeten Meßsonde auf den Pegel der $DPOAE_{D21}$	59
4.2.9	Messung von DPOAE höherer Ordnung	60
4.2.10	Wechselwirkungen der DPOAE mit anderen OAE	61
4.3	Messungen von DPOAE an einem analogen elektronischen Gehörmodell	63
4.3.1	Modelleigenschaften	63
4.3.2	Pegelabhängigkeit der DPOAE des Modells	65
4.3.3	Frequenzabhängigkeit der $DPOAE_{D21}$ des Modells	66
4.3.4	DPOAE höherer Ordnung des Modells	67
4.4	Untersuchungen zur Nichtlinearität in der Cochlea	68
4.4.1	Potenzreihenansatz zur Beschreibung der Pegelabhängigkeit der Differenztöne	68
4.4.2	Vergleiche mit Simulationsdaten eines Rechnermodells	69
4.4.3	Zusammenfassung	72
5	Zusammenfassung	73
	Literaturverzeichnis	76
	Anhang	84
A	Einheiten und Größen	84
B	Auswerteverfahren zur Bestimmung der akustischen Eingangsim- pedanz des Gehörs	86
B.1	Kalibriereinrichtung	86
B.2	Kalibrierung der Meßanordnung	87
B.3	Mathematische Beziehung zwischen elektrischer Wandlerimpedanz und akustischer Lastimpedanz des Wandlers	89
B.4	Auswerteverfahren	89

C	Anpassung der Modelle	92
D	Erzeugung von Verzerrungsprodukten durch ein Übertragungssystem mit Potenzkennlinie	95
E	Formelzeichen	98
E.1	Liste der benutzten Indizes	102

1. Einleitung

Otoakustische Emissionen (OAE) sind Schalle, die vom Gehör erzeugt werden. Seit ihrer Entdeckung durch Kemp [36] im Jahre 1978 wurden verschiedene neue Arten von solchen Emissionen gefunden, so daß man derzeit die folgenden Arten von Emissionen unterscheidet:

- spontane otoakustische Emissionen (SOAE),
- verzögerte evozierte otoakustische Emissionen (DEOAE),
- simultane evozierte otoakustische Emissionen (SEOAE),
- Verzerrungsproduktemissionen (DPOAE).

Zu den SOAE liegen schon verschiedenste Untersuchungen vor, z.B. Wit [90], Schloth [72], Dallmayer [12], van Dijk [13]. Messungen von DEOAE liegen ebenfalls von mehreren Autoren vor, hier sind Norton [61], Scherer [71] und Kemp [39] zu nennen. Messungen von SEOAE finden sich bei Schloth [72], Martin [52] und Zwicker ([105], [106]). DPOAE beim Menschen sind in Arbeiten von Harris [24], Zwicker und Harris [108], Schloth [72], Cianfrone [11], Probst [67] und Leonard [47] untersucht. Bei Tieren liegen Untersuchungen von DPOAE z.B. von Lonsbury [49] (Kaninchen), Whitehead [89] (Kaninchen), Fahey [15] (Katzen), Lenoir [46] (Ratten) und Manley [51] (Reptilien) vor.

All diese Aussendungen des Gehörs haben gemeinsam, daß sie vermutlich auf ein und dieselbe starke Nichtlinearität der Cochlea zurückgeführt werden können (Zwicker [103]). Ein wesentliches Merkmal der Emissionen besteht darin, daß sie im allgemeinen – mit Ausnahme der DPOAE – für die emittierende Person nicht hörbar sind, da sie sehr kleine Schallpegel aufweisen.

Im folgenden wird anhand von typischen Beispielen zu den verschiedenen Arten von Emissionen eine Einführung in die Problemstellung gegeben.

Fig. 1.1 zeigt eine Spektralanalyse des Schalldrucksignals, das mit einem empfindlichen Mikrophon im äußeren Gehörgang einer Versuchsperson ohne eine akustische Stimulation gemessen wurde. Bei den sichtbar werdenden Teiltönen handelt es sich um **SOAE**. Sie sind hauptsächlich im Frequenzbereich unterhalb von 4 kHz meßbar. Bei höheren Frequenzen wird die Messung weiterer Teiltöne erschwert, da die Übertragungsfunktion des Mittelohres Tiefpaßcharakter hat. Im tiefen Frequenzbereich wird die Messung durch das Eigengeräusch der Versuchsperson gestört, welches im allgemeinen eine $1/f$ -Charakteristik mit einer Eckfrequenz um 600 Hz aufweist.

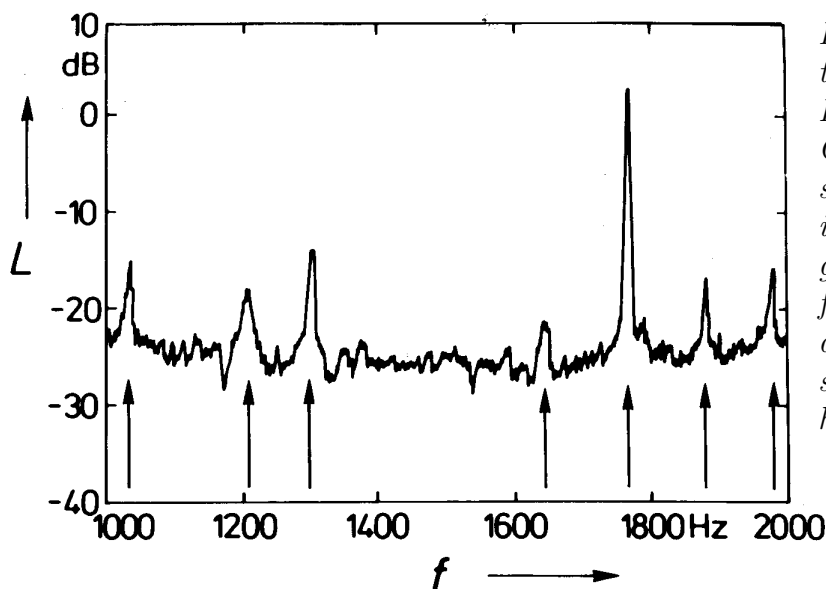


Fig. 1.1. Messung spontaner otoakustischer Emissionen im äußeren Gehörgang einer Versuchsperson. Dargestellt ist der Schallpegel L über der Frequenz f . Die Pfeile weisen auf die einzelnen Emissionslinien im Spektrum hin. (nach Schloth [72])

Zur Messung von **SEOAE** wird einem in die Meßsonde eingebauten Lautsprecher ein Gleitsinus zugeführt und gleichzeitig der im Gehörgang herrschende Schallpegel aufgezeichnet. Bei großen Schallpegeln (Fig. 1.2 oben) ergibt sich ein glatter Verlauf der Kurve über der Frequenz, der die Übertragungsfunktion der Meßsonde mit angekoppeltem Gehör repräsentiert. Ein Absenken des Pegels müßte bei einem passiven System, das keine Quellen beinhaltet, lediglich eine Parallelverschiebung der Kurve zur Folge haben. Wie man erkennt, ergeben sich bei niedrigen Pegeln Welligkeiten im Schallpegelverlauf, die SEOAE anzeigen (Fig. 1.2 unten).

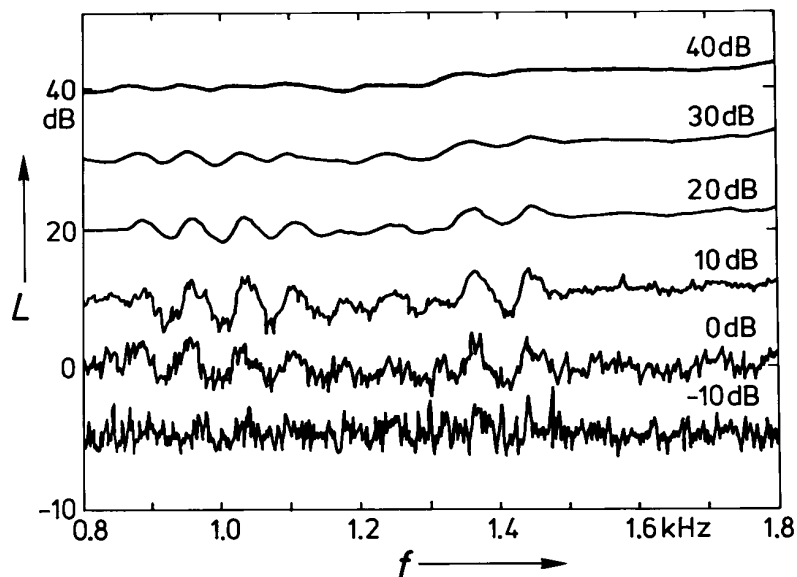


Fig. 1.2. Simultane evozierte Emissionen im Gehörgang der Versuchsperson J. W. gemessen. Dargestellt ist der Schallpegel über der Frequenz, Kurvenparameter ist der Pegel über der Ruheschwelle.

Zur Messung von **DEOAE** wird das Gehör durch einen z.B. gaußförmig modulierten Schalldruckpuls angeregt und daran anschließend die Schalldruckzeitfunktion im Gehörgang gemessen (Fig. 1.3). Es ergeben sich im Abstand von einigen Millisekunden nach dem Anregungspuls meßbare Schallsignale, die aus dem Innenohr stammen.

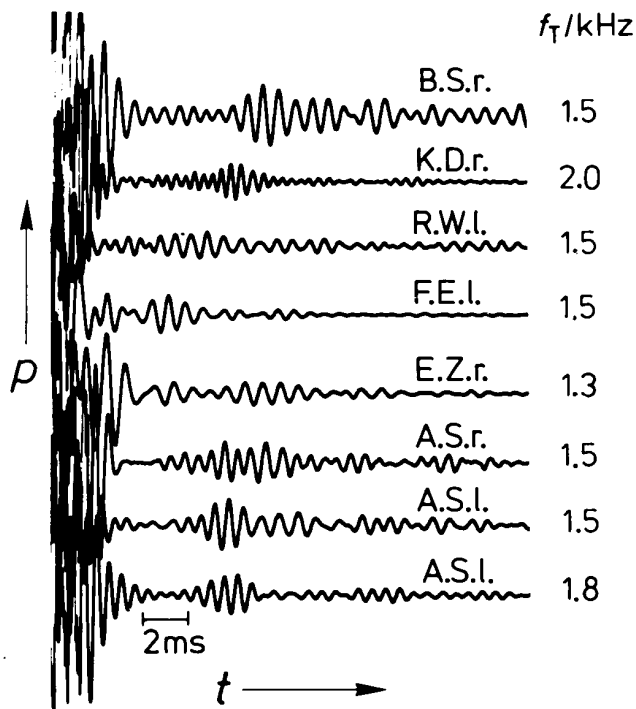


Fig. 1.3. Verzögerte evozierte Emissionen verschiedener Versuchspersonen mit unterschiedlichen Evozierungsfrequenzen (nach Scherer [71]). p ist der im Gehörgang gemessene Schalldruck. f_T ist die Testtonfrequenz. Am linken Bildrand ist der anregende Tonpuls erkennbar, die DEOAE werden als Schwingungspakete nach dem Ende des Anregungssignales erkennbar.

Ihre Abhängigkeit von der Amplitude des anregenden Schallreizes ist nichtlinear. Die Amplitude der DEOAE wächst zunächst etwa proportional zu der des anregenden Signals. Bei einem Schallpegel von etwa 40 dB über der Ruheshwelle geht sie in Sättigung, wächst bei einer Vergrößerung des anregenden Signals nicht mehr weiter an. Die Messung basiert auf einem Mittelungsverfahren, bei dem Ausschnitte aus der Schalldruck – Zeitfunktion im Gehörgang aufsummiert werden. Es ergibt sich ein Anwachsen der phasenstarrten Signalanteile mit n (Anzahl der Mittelungen), das unkorrelierte Rauschen dagegen wächst proportional der Wurzel aus n . Ohne ein solches Korrelationsverfahren ist der S/N – Abstand zu klein, um eine Auswertung der Daten zu ermöglichen.

Für die Untersuchung von **DPOAE** wird das Gehör mit zwei Sinustönen verschiedener Frequenz angeregt. Sie werden im folgenden als die Primärtöne bezeichnet. Wie durch psychoakustische Messungen seit langem bekannt ist, entstehen dabei hörbare Differenztöne. Seit einiger Zeit sind diese nun auch objektiv im äußeren Gehörgang (siehe Fig. 1.4) meßbar. Die meisten Autoren fanden bei Untersuchungen am Menschen nur Emissionen bei $2f_1 - f_2$. Jedoch fand z.B. Kemp [38] auch Differenztöne höherer Ordnungen mit zum Teil erheblichen Pegeln. Auffällig ist, daß zwischen den Primär- und den Differenztonpegeln ein deutlich größerer Unterschied auftritt als bei psychoakustischen Messungen. Im Gegensatz zu allen anderen Arten von OAE betragen die Pegel der anregenden Schalle bis zu 80 dB.

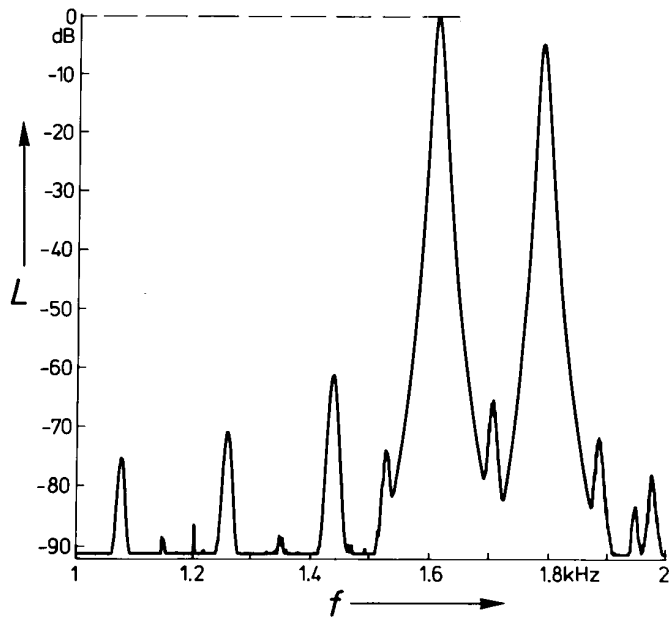


Fig. 1.4. DPOAE (Distortion Product Oto acoustic Emissions) nach Zwicker und Harris [108]. Neben den Primär-
tönen bei 1620 Hz und 1800 Hz werden die Differenz-
töne $2f_1 - f_2$, $3f_1 - 2f_2$ und $4f_1 - 3f_2$ bei
1440 Hz, 1260 Hz und 1080 Hz
sichtbar.

Eine Analyse der Eigenschaften des Gehörs als Quelle für OAE mit den Methoden der Systemtheorie fehlt bisher. Zur Messung von OAE werden Meßsonden in den Gehörgang eingeführt, die Schallsender und Schallempfänger enthalten (siehe Fig. 1.5). Die Meßsonde stellt eine akustische Impedanz dar, deren Größe und Charakteristik durch ihre Bauform bestimmt wird. Das Gehör als Generator der OAE wird mit dieser Impedanz belastet. Wie später noch gezeigt werden wird, weisen Meßsonden im allgemeinen eine Tiefpaßcharakteristik auf. Eine Messung des Freifeldfrequenzgangs des Empfängers in der Meßsonde liefert eine Kurve, welche, meist nach deutlicher Resonanzüberhöhung, zu hohen Frequenzen hin abfällt.

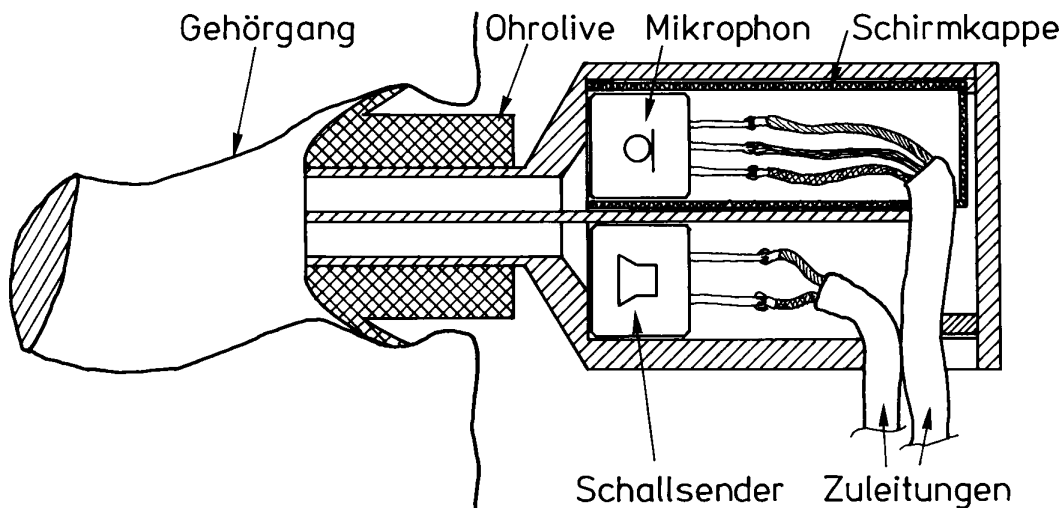


Fig. 1.5. Meßsonde im äußeren Gehörgang einer Versuchsperson. Der Schnitt läßt die Komponenten Sender und Empfänger sowie die Anordnung der Schall-
leitungskanülen erkennen.

Die Beeinflussung des Generators der OAE durch die akustische Impedanz der Meßsonde war bisher wenig untersucht worden. Bei Schloth [72] finden sich einige Ansätze zu dieser Thematik. In einer Arbeit von Zwicker [106] werden die Auswirkungen einer veränderten Belastung auf „otoakustische“ Emissionen an einem analogen elektronischen Innenohrmodell mit aktiver nichtlinearer Rückkopplung beschrieben.

Es sind Implementierungen von Innenohrmodellen auf dem Rechner von verschiedenen Autoren bekannt (Viergever [84], van Netten und Duifhuis [60], Lumer [50], Peisl [65]). Peisl gibt berechnete Daten für den Schallpegel von OAE an, die im mit einer Meßsonde akustisch belasteten äußeren Gehörgang zu erwarten sind.

In der vorliegenden Arbeit wird die Technik der Meßsonden und der Messung von OAE beschrieben. Der Einfluß von Gehör und Meßsonde auf die Schallpegel von OAE wird untersucht. Messungen von Verzerrungsproduktmissionen werden vorgestellt. Die einzelnen Kapitel sind folgendermaßen untergliedert:

- Im zweiten Kapitel werden die Grenzen bestimmt, denen die Messung von OAE durch das thermische Rauschen des Schallfeldes unterliegt. Das Rauschen der Meßsondenmikrophone wird bestimmt und mit dem Rauschen des Schallfeldes verglichen. Weiterhin wird auf die Abhängigkeit des Mikrofonrauschens von der Konstruktion des Mikrophons eingegangen. Die Eigenschaften der in den Meßsonden als Schallsender dienenden Wandler werden beschrieben. Die akustischen Eigenschaften des Meßsondengehäuses werden untersucht. Es werden Ersatzschaltbilder hergeleitet, die die akustischen Eigenschaften der Meßsonde modellieren.
- Das dritte Kapitel hat den Einfluß einer akustischen Belastung des Gehörs auf den Schallpegel von OAE zum Thema. Um das Gehör als Generator der OAE als einfaches Modell Quelle mit Innenwiderstand beschreiben zu können, wird seine akustische Eingangsimpedanz in der Öffnungsebene der Meßsonden bestimmt. Die Auswirkungen dieser Impedanz auf die mit der Meßsonde bestimmbaren Schallpegel der OAE werden untersucht. Es werden Konstruktionsvorschriften für die Auslegung des Meßsondengehäuses abgeleitet, die zu einer Verbesserung des bei der Messung von OAE erzielbaren Störabstands führen. Die Resultate der Modellierungen werden mit Meßdaten von OAE und mit Berechnungen an einem aus der Literatur bekannten Modell des Gehörs verglichen.
- Das vierte Kapitel beschreibt die Messung von DPOAE. An einer Gruppe von Versuchspersonen werden Messungen von Differenztönen ungerader Ordnung vorgenommen. Die Abhängigkeit der Schallpegel der DPOAE von den Pegeln der Primärtöne und deren Frequenzabstand wird untersucht. Auf den Einfluß der verwendeten Meßsonde wird eingegangen. Die Meßergebnisse werden mit Meßdaten von psychoakustischen Untersuchungen der auralen Differenztöne verglichen. Messungen von DPOAE an einem analogen elektronischen Innenohrmodell mit aktiver nichtlinearer Rückkopplung werden beschrieben. Die Resultate dieser Messungen werden ebenfalls mit den Daten der Versuchspersonengruppe verglichen. Die an einer Rechnersimulation gewonnenen Schallpegel der DPOAE 3. Ordnung werden mit in den Vergleich einbezogen. Der

Einfluß der der Simulation zugrundeliegenden nichtlinearen Kennlinie wird beschrieben.

- Das fünfte Kapitel beinhaltet eine Zusammenfassung der bei den Untersuchungen gewonnenen Ergebnisse.

Kapitel 2

Sonden zur Messung Otoakustischer Emissionen

2.1 Allgemeine Anforderungen an die Sonden- konstruktion

Die zur Untersuchung von OAE verwendeten Meßeinrichtungen beruhen immer auf demselben Prinzip. Es muß eine Meßsonde an den äußeren Gehörgang angekoppelt werden, die luftdicht abschließt. Die Meßsonde darf keine großen Volumina an den Gehörgang ankoppeln. Aufgrund der akustischen Belastung würde der Schallpegel der OAE auf sehr kleine Werte zurückgehen.

Je nach Art der zu untersuchenden OAE beinhaltet die Meßsonde einen Empfänger sowie bis zu zwei Schallsender. Manche Autoren verwenden mehrere Empfänger und addieren deren Ausgangsspannungen, um das Rauschen zu verringern. Teilweise werden die für die Untersuchungen benötigten Schallsignale über Schläuche in den Gehörgang eingekoppelt.

Um Untersuchungen an einer größeren Anzahl von Personen durchführen zu können, muß die Meßsonde a) an alle Versuchspersonen einer Versuchsreihe anpaßbar sein, sie darf b) auch bei einer längeren Sitzung nicht stören und muß c) einen guten Halt im Gehörgang haben. Daraus resultiert die Forderung, daß eine Meßsonde klein und leicht zu sein hat.

Über die akustischen Eigenschaften der von Schloth [72], Lenoir und Puel [46], Dallmayer [12], Scherer [71] und Zwicker [105] verwendeten Meßsonden ist vergleichsweise wenig bekannt. Es sind Konstruktionen, welche sich häufig an der individuellen Anatomie orientieren und deren Formgebung daher großen Streuungen unterliegt. Das gilt auch für ihre akustischen Eigenschaften. Teilweise kommen ausgehöhlte Abgüsse der individuellen Außenohrform zur Anwendung, die den Vorteil sehr guter Paßform aufweisen, jedoch erheblichen Aufwand verursachen, da sie nur für eine Versuchsperson verwendbar sind.

Über die akustischen Eigenschaften einer käuflichen Meßsonde wird in verschiedenen Veröffentlichungen berichtet ([42], [87]). Es handelt sich dabei um ein Produkt der Firma Etymotic Research, Illinois.

Die bei den Messungen vorkommenden Arten der Anregungssignale (Dauerton, Puls) sowie die Anregungspegelbereiche sind für die Konstruktion der Sonden von großer Bedeutung, weil die als Sender verwendeten Wandler sehr unterschiedliche Eigenschaften hinsichtlich dynamischem Verhalten und maximal erzeugbarem Schallpegel aufweisen.

Einen Überblick gibt die folgende Tabelle, in der die Pegelbereiche und Kurvenformen der bei den verschiedenen Arten von OAE vorkommenden Anregungsschalle dargestellt sind.

Emissionstyp	DEOAE	SEOAE	DPOAE
Anregungspegel	0 dB – 40 dB	0dB – 40 dB	40 dB – 80 dB
Anregungsart	Tonpuls	Dauerton	Dauerton

In der Tabelle sind Pegel über der Ruheshwelle angegeben. Aufgrund der gepulsten Anregung können bei der Messung von DEOAE bei kurzen Anregungspulsen große Schalldruckamplituden auftreten.

Der bei den Messungen von DPOAE verwendete Primärtonpegelbereich entspricht dem Pegelbereich, der auch bei den psychoakustischen Kompensationsmessungen zur Anwendung kommt (Goldstein [21], Greenwood [23], Weber [88], Zwicker [98]). Die in der Sonde verwendeten Schallsender müssen diese hohen Pegel bei nur geringen nichtlinearen Verzerrungen erzeugen können.

Bei der Untersuchung von DEOAE muß die Meßanordnung eine kurze Ausschwingzeit aufweisen. Die Ausschwingvorgänge von Mikrophon, Sender und SONDENGÄHUSE dürfen sich nicht mit den DEOAE überlagern. Die Anforderungen an die Linearität von Wandlern und Verstärkern sind geringer als bei der Untersuchung von DPOAE.

Die zur Messung von SEOAE erforderlichen Schallpegel sind einfach zu erzeugen. Auch ist ein quasi-eingeschwungener Zustand des untersuchten Systems bei der Messung gegeben, so daß das dynamische Verhalten der Meßsonde keine Rolle spielt.

2.2 Kriterien zur Wahl des Mikrophons

Das Mikrophon soll zugleich sehr empfindlich sein und einen großen Signal-Rauschspannungsabstand aufweisen. Darüber hinaus ist für die Messung von DPOAE eine hohe Aussteuerbarkeit erforderlich, ohne daß Verzerrungen des Mikrophons meßbar werden.

Mit diesen Vorgaben bleibt nur die Wahl zwischen Kondensator- und Elektretkondensatormikrophonen. Kondensatormikrophone benötigen eine Hochspannungsvorsorgung. Sie haben darüber hinaus sowohl große Abmessungen als auch ein hohes Gewicht. Daher kommen letztlich nur Elektretkondensatormikrophone in Frage.

Der Aufbau einer Elektretmikrophonkapsel ist in Fig. 2.1 dargestellt.

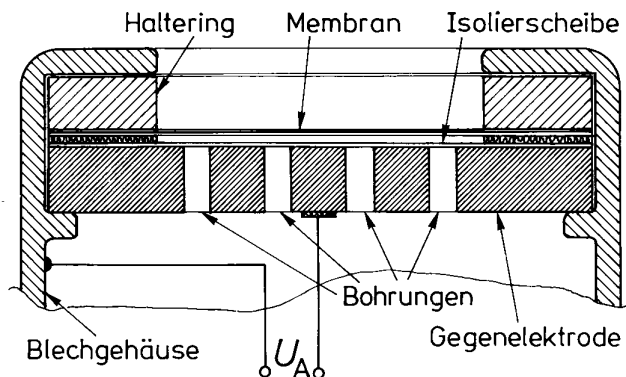


Fig. 2.1. Schnitt durch ein Elektretkondensatormikrophon. Die Bohrungen in der Gegenelektrode verändern sowohl die Federung als auch die Bedämpfung der Membran.

Die Polarisierung bewirkt ein Elektret, in den ein elektrisches Feld fest eingebunden ist (Zwicker und Zollner [110]).

Bevor auf die Eigenschaften der Elektretkondensatormikrophone selbst eingegangen wird, soll der zu erwartende Grundrauschpegel abgeschätzt werden, der unabhängig von den für die Messungen verwendeten Komponenten im untersuchten System vorhanden ist.

Im Anschluß daran werden die Rauschbeiträge untersucht, die vom elektrischen und mechanischen Teil des Mikrophons hervorgerufen werden. Um die entstehenden Abhängigkeiten genau beschreiben zu können, wird die mechanische Impedanz des Mikrophons einer Analyse unterzogen. Die Auswirkungen der Rauschkraftquelle des Realteils der Membranimpedanz werden angegeben.

2.3 Thermisches Rauschen des untersuchten Systems

2.3.1 Rauschen des freien Schallfeldes

Skudrzyk [78] leitet einen Ausdruck zur Bestimmung des Rauschens des freien Schallfeldes ab. Mit der Boltzmannkonstanten k_B , der absoluten Temperatur T , der Dichte ρ , der Frequenz f und der Schallgeschwindigkeit c läßt sich das quadratische Mittel des Rauschschalldrucks $\langle P^2 \rangle$ je Hz eines akustischen Systems folgendermaßen angeben:

$$\frac{\langle P^2 \rangle}{\text{Hz}} = 4k_B T \frac{\pi \rho f^2}{c}. \quad (2.1)$$

Gemäß Gl. 2.1 ergibt sich bei einer absoluten Temperatur von 300 K und einer Frequenz von 2000 Hz ein Schallintensitätsdichtepegel von

$$L_D = -57.4 \text{ dB} . \quad (2.2)$$

Die derzeit zur Verfügung stehenden Mikrophone lassen Messungen bis herunter zu Schallintensitätsdichtepegeln von etwa -20 dB zu, so daß hier Verbesserungen noch möglich erscheinen.

Der Ausdruck Gl. 2.1 weist große Ähnlichkeit mit der Formel für das thermische Rauschen eines Widerstands auf. Dieses wird durch das Rauschtheorem nach Nyquist beschrieben. Nach Callen und Welton [10] kann das Nyquisttheorem auf alle dissipativen Elemente verallgemeinert werden. Für akustische, mechanische und elektrische Widerstände gelten dieselben Beziehungen hinsichtlich des von ihnen generierten Rauschens. Mit den Größen Feldgröße V , Realteil der Impedanz R und Kreisfrequenz ω läßt es sich durch den Ausdruck

$$\langle V^2 \rangle = \frac{2}{\pi} k_B T \int_{\omega} R(\omega) d\omega \quad (2.3)$$

allgemein angeben. Die Feldgröße V steht beispielsweise für eine Kraft, einen Druck oder eine elektrische Spannung. Es muß vorausgesetzt werden, daß im betrachteten Frequenzbereich $k_B T \gg hf$ gilt (h ist das Planck'sche Wirkungsquantum). Das ist für alle Frequenzen f im Hörschallbereich erfüllt.

$R(\omega)$ ist ein allgemeines dissipatives Element (Kronmüller [43]), kann demnach ein akustischer, mechanischer oder ein elektrischer reeller Widerstand sein. Für frequenzunabhängige Widerstände R läßt sich der Ausdruck für den quadratischen Mittelwert der Potentialgröße vereinfachen. Durch Einführen der Bandbreite B ergibt sich (siehe auch Pfeifer [66]):

$$\langle V^2 \rangle = 4k_B T R B. \quad (2.4)$$

Setzt man den Realteil der Strahlungsimpedanz einer Kugel bzw. Kolbenmembran (Zwicker und Zollner [110]), deren Abmessungen zunächst als klein gegen die Wellenlänge angenommen werden, in Gl. 2.3 ein, resultiert wieder der Ausdruck Gl. 2.1.

Für eine Membran steigt der aus der akustischen Belastung resultierende Rauschschalldruck nicht bis zu höchsten Frequenzen proportional zu f (Gl. 2.1), sondern strebt einem Grenzwert zu, der im freien Schallfeld durch

$$\frac{P}{\sqrt{\text{Hz}}} = \sqrt{4k_B T \frac{\rho c}{\pi r^2}} \quad (2.5)$$

gegeben ist (r ist der Radius der Membran). Dies gilt jedoch erst bei Frequenzen, bei denen die Membranabmessungen in die Größenordnung der Wellenlänge kommen. Das rauschfrei gedachte Mikrophon mißt das thermische Rauschen des Realteils der akustischen Strahlungsimpedanz, mit der es belastet ist.

2.3.2 Rauschen des Gehörgangs

Die Messung von OAE findet durch Ankopplung einer Meßsonde an den Gehörgang statt. Dieser entspricht einer akustischen Leitung mit einer Querschnittsfläche von typisch $5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2$. Geht man dabei – unter Vorgriff auf Kapitel 3 – von einem Abschluß der Leitung mit dem Wellenwiderstand aus, so muß das Rauschen dieses Widerstands nach Gl. 2.3 angegeben und in die Betrachtungen mit einbezogen werden. Hierbei ergibt sich ein Wert von

$$\frac{P}{\sqrt{\text{Hz}}} = \sqrt{4k_B T \frac{\rho c}{A_{GG}}} \leftrightarrow -34.7 \text{ dB Schallintensitätsdichtepiegel.} \quad (2.6)$$

Kleinere Schallpegel sind ohne Korrelationsverfahren im Gehörgang nicht meßbar. Die rauschärmsten der verwendeten Mikrophone sind nur noch etwa 15 dB von der theoretisch erreichbaren Meßgrenze entfernt.

2.4 Mikrophonrauschen

2.4.1 Elektrische Rauschkomponenten

Das Ausgangssignal wird beim Elektretkondensatormikrophon zwischen den beiden Elektroden abgegriffen (siehe Fig. 2.1). Da die Quellimpedanz rein kapazitiv ist und die Kapazität nur einige Pikofarad beträgt, ist sie im Audiobereich sehr hochohmig. Ein Impedanzwandler ist erforderlich.

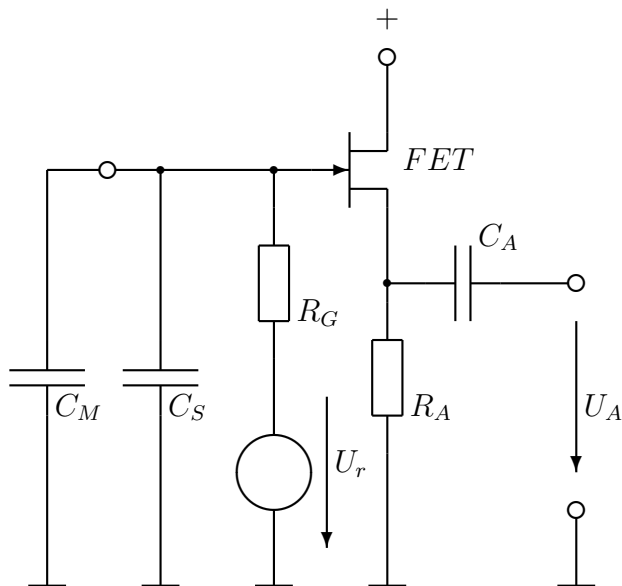


Fig. 2.2. Elektrische Ausgangsschaltung der Mikrophonkapsel. Die Membran wird in dieser Darstellung, unter Vernachlässigung der Verkopplung mit dem Schallfeld, nur durch eine Kapazität C_M repräsentiert. C_S ist die Streukapazität, R_G der Gate-Ableitwiderstand. U_r repräsentiert die Rauschspannungsquelle dieses Widerstands. R_A ist der Source-Widerstand des FET, C_A ein Auskoppelkondensator.

Die Spannung der Ur rauschquelle U_r des Widerstands R_G wird, mit einer Tiefpaßfunktion erster Ordnung gewichtet, als Eingangsspannung des Impedanzwandlers wirksam (siehe Fig. 2.2). Die Grenzfrequenz des Tiefpasses aus R_G und $(C_M + C_S)$ liegt unterhalb von 100 Hz. Die bei höheren Frequenzen wirksame Rauschspannungsdichte kann durch den Ausdruck

$$\frac{U_r}{\sqrt{\text{Hz}}} = \frac{\sqrt{4k_B T R_G}}{\omega R_G (C_M + C_S)} \quad (2.7)$$

berechnet werden. Diese Rauschspannungsdichte überlagert sich der derjenigen, die durch den Impedanzwandler selbst hervorgerufen wird.

Viele Autoren beschränken sich auf die Beschreibung dieser elektrischen Rauschvorgänge (Skudrzyk [78], Sessler [76], Fraim [17], Fraim, Ferran und Murphy [18], Schloth [72]).

2.4.2 Mechanisches Membranrauschen

Der mechanische Teil des Mikrophons trägt eine Rauschkomponente zum gesamten Rauschen des Mikrophons bei, die durch den Realteil der mechanischen Impedanz der Mikrofonmembran erzeugt wird. Dieses Rauschen ist bei den untersuchten Elektretkondensatormikrophonen größer als die Rauschbeiträge, die vom freien Schallfeld und – im Frequenzbereich oberhalb von 1 kHz – dem elektrischen Teil der Mikrofonanordnung geliefert werden. In eine vollständige Beschreibung muß daher der Realteil der mechanischen Impedanz der Mikrofonmembran mit einbezogen werden.

Die Berücksichtigung der Beiträge des mechanischen Systems zum Rauschen findet sich bei Becking [3], bei Schreiber [74], bei Leonard [48] sowie bei Tarnow [81] und Hohm [29].

Ein mechanisches Ersatzschaltbild für eine Membran ist in Fig. 2.3 dargestellt.

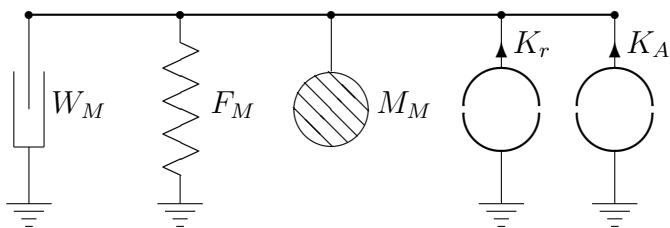


Fig. 2.3. Mechanisches Ersatzschaltbild einer Membran. K_r repräsentiert die Rauschkraftquelle des Widerstands W_M . K_A ist die vom Schalldruck auf die Membranfläche ausgeübte Kraft. F_M und M_M sind die mechanische Federung und Masse der Membran.

Im Frequenzbereich läßt sich die Beziehung zwischen der auf die Membran wirkenden Kraft $K(s)$ und der Schnelle der Membran $V(s)$ durch folgenden Ausdruck beschreiben (siehe Fig. 2.3):

$$V(s) = \frac{K(s)}{sM_{eff} + \frac{1}{sF} + W} \quad (2.8)$$

s ist die komplexe Frequenz. Die Ausgangsspannung $U_A(s)$ des dielektrischen Mikrophons ist proportional der Membranauslenkung $\Xi(s)$. Die auf die Membran wirkende Kraft $K(s)$ kann durch den Ausdruck Druck $P(s)$ mal Membranfläche A ersetzt werden. Damit ergibt sich

$$U_A(s) \sim \Xi(s) = \frac{V(s)}{s} = \frac{P(s)AF}{s^2M_{eff}F + sWF + 1}. \quad (2.9)$$

Normiert man s auf $\tilde{s}^2 = s^2MF$ und schreibt $W\sqrt{\frac{F}{M}} = a$, so ergibt sich:

$$H(\tilde{s}) = \frac{\Xi(\tilde{s})}{P(\tilde{s})} = \frac{AF}{\tilde{s}^2 + a\tilde{s} + 1}. \quad (2.10)$$

Gl. 2.10 ist eine Tiefpaßübertragungsfunktion 2. Ordnung (Wolf [92]). Die Proportionalitätskonstante AF im Zähler ist für die Übertragungseigenschaften unwichtig und kann ohne Einschränkung der Allgemeinheit gleich 1 gesetzt werden. Wird $\tilde{s} = j\Omega$ gesetzt und der Betrag gebildet, so resultiert der Ausdruck

$$|H(\Omega)| = \frac{1}{\sqrt{\Omega^4 + (a^2 - 2)\Omega^2 + 1}}. \quad (2.11)$$

Die Rausch-Urkraft des Realteils der Mikrofonimpedanz addiert sich zu der Kraft, die der Schalldruck auf die Membran ausübt (siehe Fig. 2.3).

Bei frequenzunabhängigem Realteil der mechanischen Membranimpedanz ist die auf die Membran wirkende Rauschkraft frequenzunabhängig (Gl. 2.3). Unterhalb der mechanischen Resonanzfrequenz des Mikrophons führt dies zu einer frequenzunabhängigen Rauschauslenkung $\Xi_r(\Omega)$ der Membran (Gl. 2.11). Bei der Resonanzfrequenz ergibt sich eine Überhöhung von $\Xi_r(\Omega)$, die die mechanische Güte des Resonators widerspiegelt.

Seitens der Mikrofonhersteller wird üblicherweise ein ebener Frequenzgang angestrebt. Die Bedämpfung der Membran wird so gewählt, daß eine nicht schwingende Einstellung erreicht wird. Dafür ist eine kritische Bedämpfung der Membran geeignet. a in Gl. 2.11 muß den Wert 2 annehmen. Der zur Einstellung der kritischen Dämpfung notwendige Widerstand errechnet sich zu

$$W = 2\sqrt{\frac{M_{eff}}{F}}. \quad (2.12)$$

Setzt man die Resonanzfrequenz $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{M_{eff}F}} = const.$ an, so läßt sich der Ausdruck für W in der Form

$$W = 2\sqrt{\frac{M_{eff}}{F}} = 2M_{eff}\omega_0 \quad (2.13)$$

darstellen. Um das quadratische Mittel $\langle K_r^2 \rangle$ der je Hz auf die Membran wirkenden Rauschurkraft zu berechnen, wird W aus Gl. 2.13 für R in Gl. 2.4 eingesetzt und auf $B = 1$ Hz bezogen:

$$\frac{\langle K_r^2 \rangle}{\text{Hz}} = 4k_B T \cdot 2M_{eff}\omega_0 = 8k_B T M_{eff}\omega_0. \quad (2.14)$$

Daraus ergibt sich das quadratische Mittel des äquivalenten Eigenrauschdruckes:

$$\frac{\langle P_r^2 \rangle}{\text{Hz}} = \frac{8k_B T M_{eff}\omega_0}{A^2}. \quad (2.15)$$

Die effektive Masse M_{eff} der Membran setzt sich aus zwei Anteilen zusammen. Einen Anteil bildet die Masse des Membranmaterials. Aufgrund der Geometrie der Membran ist diese Masse mit dem Faktor $4/3$ zu gewichten (Zwicker und Zollner [110]). Der zweite Anteil wird durch den Imaginärteil der Strahlungsimpedanz $\frac{8}{3\pi}\rho r A \approx 0.85\rho r A$ verursacht. Es ergibt sich aus der flächenbezogenen Masse κ des Membranmaterials:

$$M_{eff} = \left(\frac{4}{3}\kappa + 0.85\rho r\right)A. \quad (2.16)$$

Der äquivalente Rauschintensitätsdichtepiegel vergrößert sich durch die Berücksichtigung des Imaginärteils der Strahlungsimpedanz für das Mikrophon Sennheiser KE13 (siehe Tabelle 2.1) um 2 dB. Kleinere Mikrophone werden in noch geringerem Maße beeinflusst. Der Effekt wird daher im folgenden vernachlässigt.

Setzt man M_{eff} aus Gl. 2.16 in Gl. 2.15 ein und zieht die Wurzel, so erhält man den äquivalenten Rauschschalldruck P_r je $\sqrt{\text{Hz}}$:

$$\frac{P_r}{\sqrt{\text{Hz}}} = \sqrt{10.67k_B T \kappa \frac{\omega_0}{A}}. \quad (2.17)$$

Dieser Rauschschalldruck erzeugt über die Mikrophonempfindlichkeit T_{Up} die Rauschspannung je $\sqrt{\text{Hz}}$

$$\frac{U_r}{\sqrt{\text{Hz}}} = T_{Up} \sqrt{10.67k_B T \kappa \frac{\omega_0}{A}}. \quad (2.18)$$

2.4.3 Diskussion

Eine Verkleinerung des Elektrodenabstands bewirkt eine Vergrößerung der Kapselkapazität C_M und der Empfindlichkeit T_{Up} des Mikrophons (Zwicker und Zollner [110]). Die Vergrößerung der Zeitkonstanten $R_G(C_M + C_S)$ führt dazu, daß das durch R_G generierte Rauschen am Eingang des Impedanzwandlers reduziert wird (Gl. 2.7). Die Steigerung der Empfindlichkeit verringert den Einfluß des elektrischen Rauschens auf den Signal-Rauschspannungsabstand. Wird das Rauschen durch das mechanische System bestimmt, läßt sich dadurch keine Verbesserung des Signal-Rauschspannungsabstands erreichen.

Das mechanische Rauschen des Realteils der Membranimpedanz wird mit der Übertragungsfunktion des Mikrophons Gl. 2.11 gewichtet. Zu hohen Frequenzen hin fällt dieses Rauschen gemäß dem Mikrophonfrequenzgang mit 12 dB/Oktave ab, bis das Rauschniveau des Feldeffekttransistors erreicht ist. Eine große mechanische Güte (Verkleinerung des Koeffizienten 10.67 in Gl. 2.17) und eine große Membranfläche A verringern den äquivalenten Rauschschalldruck je $\sqrt{\text{Hz}}$. Der Störabstand des Mikrophons wird verbessert. Für die Messung von DEOAE darf keine schwingende Einstellung der Membran (große mechanische Güte) gewählt werden, da sich dann Ausschwingvorgänge der Mikrophonmembran den DEOAE überlagern.

Tabelle 2.1. Vergleich der technischen Daten zweier typisch für die Messung von OAE verwendeten Elektretkondensatormikrophone. Die flächenbezogene Masse des Membranmaterials stimmt bei beiden Mikroponen überein.

Mikrophon	KE4	KE13
$\frac{U_r}{\sqrt{\text{Hz}}}$ Berechnet	19 $\frac{\text{nV}}{\sqrt{\text{Hz}}}$	9.5 $\frac{\text{nV}}{\sqrt{\text{Hz}}}$
$\frac{U_r}{\sqrt{\text{Hz}}}$ Gemessen	90 $\frac{\text{nV}}{\sqrt{\text{Hz}}}$	40 $\frac{\text{nV}}{\sqrt{\text{Hz}}}$
T_{Up}	10 $\frac{\text{mV}}{\text{Pa}}$	35 $\frac{\text{mV}}{\text{Pa}}$
κ	$5.9 \cdot 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{m}^2}$	$5.9 \cdot 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{m}^2}$
Gehäusedurchmesser	4.75 mm	15.1 mm

Der Einfluß der flächenbezogenen Masse auf das Eigenrauschen zeigt, daß ein Kondensatormikrophon mit Metallmembran im Vergleich zu einem Elektretkondensatormikrophon, dessen Membran aus einer mit Metall bedampften Kunststoffolie besteht, allein aufgrund der erheblich höheren flächenbezogenen Masse ein stärkeres Rauschen bei sonst gleichen Eigenschaften produziert. Der Faktor 10.67 in Gl. 2.17, der nur für den kritisch gedämpften Fall exakt gültig ist, unterliegt aufgrund des von den

Mikrofonherstellern üblicherweise angestrebten linearen Frequenzganges nur kleinen Schwankungen. Bei einer mechanischen Güte der Membran von 0.7 resultiert der Wert 7.54, bei einer Güte von 1.0 der Wert 5.33. Da zur Berechnung des Schalldrucks die Wurzel aus diesem Zahlenwert gezogen wird, ist die Variationsbreite wenig größer als 2.

Die Differenz des Signal–Rauschabstandes ΔL zweier Mikrophone 1 und 2 beträgt:

$$\Delta L = 20 \lg \frac{T_{Up}(1)}{T_{Up}(2)} + 20 \lg \frac{U_r(2)}{U_r(1)} \quad (2.19)$$

Anhand der in Tabelle 2.1 angegebenen Daten läßt sich berechnen, daß das große Mikrofon KE13 einen um etwa 18 dB besseren Signal–Rauschabstand als das KE4 aufweist. Die aufgetretenen deutlichen Abweichungen zwischen den berechneten und den gemessenen mechanischen Rauschkomponenten der Mikrophone müssen den Eigenschaften der akustischen bzw. mechanischen Reibwiderstände zugeschrieben werden. Hier sind als Erklärung vergleichbare Effekte wie etwa bei Kohleschichtwiderständen denkbar, die bei gleichem Widerstandswert ein konstruktionsbedingt um 10 dB höheres Rauschen als Metallfilmwiderstände aufweisen.

2.5 Wahl des Senders

Als Schallsender in der Meßsonde sind dynamische Miniaturwandler oder als Sender umgebaute Elektretkondensatormikrophone verwendbar. Versuche mit Piezoscheiben kleiner Baugröße waren nicht erfolgreich, da deren Eigenresonanzen nur schlecht zu bedämpfen sind.

Die meisten Elektretkondensatormikrophone lassen sich dadurch in einen Sender verwandeln, daß die Gehäusemasse und die Source-Elektrode des eingebauten Feldefekttransistors als Signaleingangsklemmen verwendet werden. Der Drain-Anschluß bleibt frei. Diese Vorgehensweise ist immer dann möglich, wenn der Ableitwiderstand (Widerstand R_G in Fig. 2.2) durch eine antiparallele Diode zur Gate-Source Strecke des FET-Impedanzwandlers gebildet wird.

Der Tabelle 2.2 lassen sich gemessene Senderempfindlichkeiten verschiedener dynamischer Wandler und Elektretwandler entnehmen. Für diese und die folgende Frequenzgangmessung waren die Wandler in ein Meßsondengehäuse eingebaut, das an den Meßkuppel von 1.5 cm^3 Volumen angekoppelt wurde.

Tabelle 2.2. Senderempfindlichkeiten verschiedener Wandler, in einem Meßkuppel gemessen. Bei den mit Nummern gekennzeichneten Typen handelt es sich um nur zum Vergleich herangezogene Elektret-Mikrophone verschiedener Hersteller. Die Meßfrequenz beträgt 1 kHz, das Kuppelvolumen 1.5 cm^3

Elektretwandler					
Wandler	1	2	3	4	5
T_{pU} (Pa/V)	$11.7 \cdot 10^{-3}$	$10.0 \cdot 10^{-3}$	$19.3 \cdot 10^{-3}$	$4.2 \cdot 10^{-3}$	$6.7 \cdot 10^{-3}$
	Elektretwandler		dynamischer Wandler		
Wandler	KE4		Hifex OT 100		
T_{pU} (Pa/V)	$2.0 \cdot 10^{-3}$		2.06		

Die Senderempfindlichkeit der Elektretwandler ist um 40 dB bis 60 dB geringer als die des dynamischen Wandlers. Schallpegel von mehr als 70 dB mit Elektretwandlern zu erzeugen, ist aufgrund der dazu benötigten hohen Spannungen kaum möglich. Auch ergeben sich Schwierigkeiten mit den DIN-Normen für elektromedizinische Geräte (Krestel [41]), wenn der Effektivwert der an dem Wandler anliegenden Wechselspannung 24 V überschreitet. Die umgebauten Elektretkondensatormikrophone erzeugen vergleichsweise große nichtlineare Verzerrungen mit steigendem Schallpegel.

Der Abbildung Fig. 2.4 können die Senderfrequenzgänge des Elektretwandlers Nr. 5 und des dynamischen Wandlers OT 100 entnommen werden.

Der Frequenzgang des Elektretwandlers ② ist im gesamten Übertragungsbereich bis zu der Resonanz bei 2 kHz eben. Bei dieser Resonanz handelt es sich um eine Helmholtzresonanz (siehe dazu Abschnitt 2.6) des verwendeten Meßsondengehäuses.

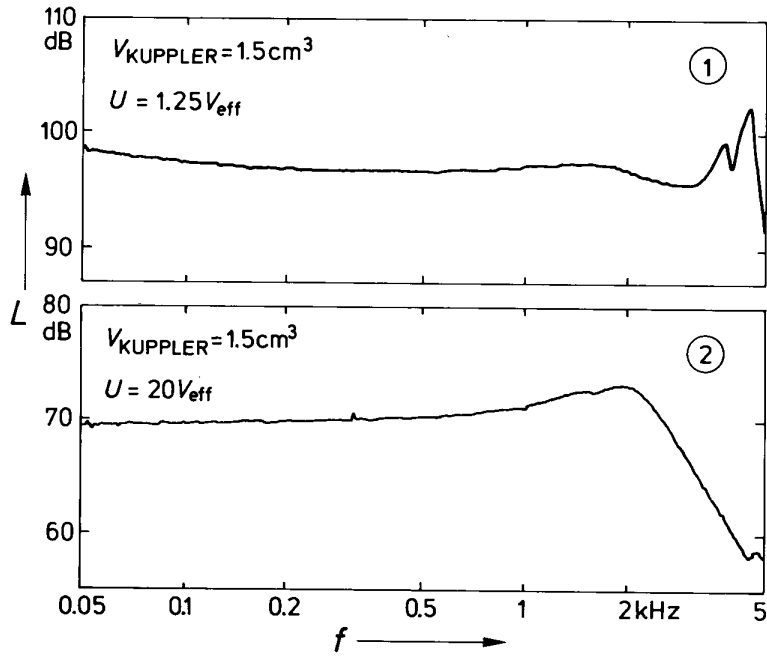


Fig. 2.4. Frequenzgänge eines dynamischen Wandlers ① und eines Elektretwandlers ② im Senderbetrieb. Der Abfall oberhalb der in beiden Frequenzgängen erkennbaren Resonanz bei 2 kHz, die durch das Sendergehäuse hervorgerufen wird, wird durch die Eigenfrequenzen des dynamischen Systems fast vollständig kompensiert.

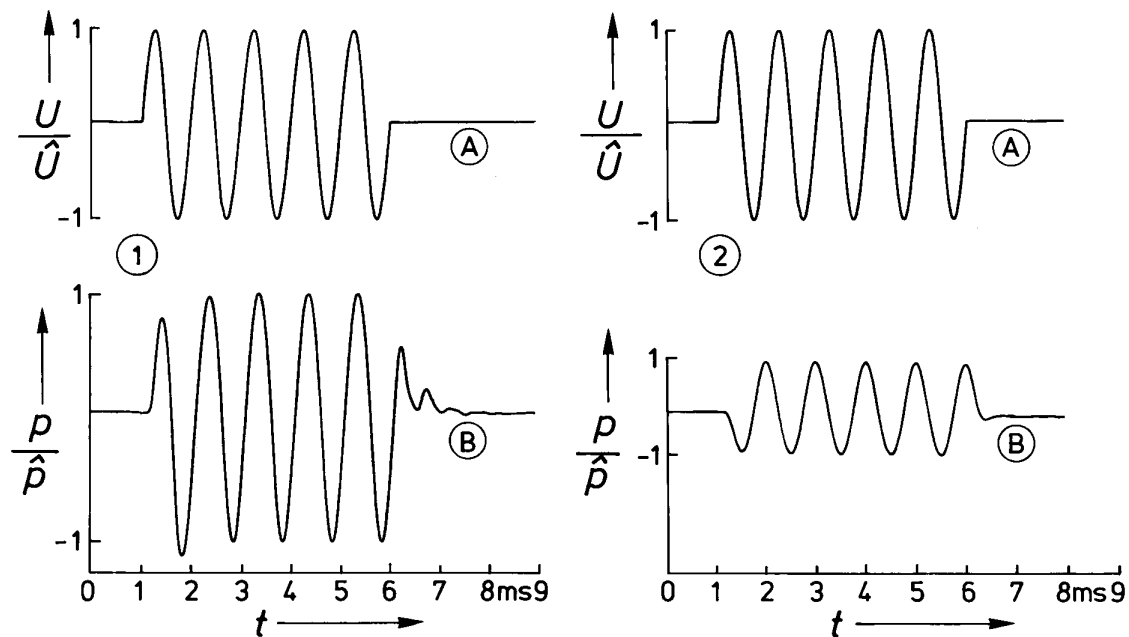


Fig. 2.5. Schalldruckantwort eines dynamischen Wandlers ① und eines Elektretwandlers ② auf einen sinusförmig mit 1 kHz modulierten Rechteckpuls von 5 ms Pulsdauer. Die am Wandler anliegende Spannung ist jeweils durch (A), die Schalldruck-Zeitfunktion im gedämpften Meßkuppler ($V = 1.5 \text{ cm}^3$) durch (B) gekennzeichnet. Der dynamische Wandler zeigt deutlich Ausschwingvorgänge.

Im Unterschied dazu lassen sich am oberen Ende des Übertragungsbereichs bei dem dynamischen System Fig. 2.4, ① deutliche Resonanzspitzen erkennen, die vom Wandler selbst herrühren.

Die Frequenzgangmessungen spiegeln sich in den Antworten auf eine Pulsanregung (Fig. 2.5) wider. Das Elektretsystm schwingt aperiodisch aus (Fig. 2.5, ②). Im Gegensatz dazu zeigt der dynamische Wandler ein deutliches Nachschwingen (Fig. 2.5, ①). Es ist durch Vergrößerung der Dämpfung nicht kontrollierbar.

Wie erwähnt, ist für die Untersuchung von DEOAE ein schnelles Ausschwingen des Anregungssignales der Meßsonde erforderlich. Dynamische Wandler scheidet daher für diese Anwendung aus. Aufgrund ihrer hohen Empfindlichkeit und der großen maximal erzeugbaren Schallpegel sind sie für Meßsonden zur Untersuchung von DPOAE und SEOAE geeignet.

2.6 Akustische Eigenschaften des Meßsondengehäuses

Der Empfänger und der Sender werden in ein Gehäuse eingebaut, welches über Kanülen im Hals akustisch mit dem Gehörgang verbunden ist. Es können daher nicht allein die akustischen Eigenschaften des Empfängers bzw. des Senders herangezogen werden, um die Systemeigenschaften zu beurteilen. Vielmehr muß die Gesamtanordnung Meßsonde auf ihre Eigenschaften hin untersucht werden.

Die Abmessungen von Gehörgang und Außenohr zwingen eine mehr oder minder feste Formgebung der Außenform der Meßsonde auf. Auf den Hals der Meßsonde wird eine Ohrolive aufgesetzt (Siehe Fig. 1.5). Daher kann der Halsdurchmesser 5 mm kaum überschreiten. Halslängen von weniger als 10 mm lassen sich nicht verwirklichen. Die Schallkanüle vor dem Meßmikrophon weist einen Innendurchmesser von 1–4 mm auf. Dabei ist es ohne Bedeutung, ob diese Kanüle als Bohrung ausgeführt ist oder ob sie durch einen Schlauch gebildet wird. Bei Verwendung eines Schlauches können zusätzliche parasitäre Helmholtzresonatoren entstehen, falls der Schlauch noch innerhalb des Halses der Meßsonde endet. Die Meßsonde läßt sich nur schlecht reinigen. Die Konstruktion mit Schlauch ist daher als weniger geeignet anzusehen.

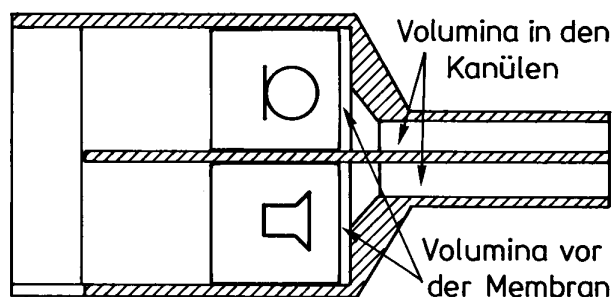


Fig. 2.6. Strukturbild einer Meßsonde. Die parasitären Volumina, welche zur Entstehung der Helmholtzresonatoren führen, sind durch Pfeile gekennzeichnet.

2.6.1 Modellierung des Sondengehäuses als Helmholtzresonator

Vor der Mikrofonmembran weitet sich die Schallkanüle auf den Außendurchmesser des Mikrophons auf. Dieser Querschnittsprung – es spielt dabei keine Rolle, ob er abrupt oder mit weichem Übergang ausgeführt ist – erzeugt in Verbindung mit dem unvermeidlichen Luftvolumen vor der Membran einen Helmholtzresonator (Siehe Fig. 2.6). Das gleiche gilt für den in der Meßsonde eingebauten Sender. Fig. 2.7 gibt eine akustische Ersatzschaltung wieder, die dem System in Fig. 2.6 äquivalent ist.

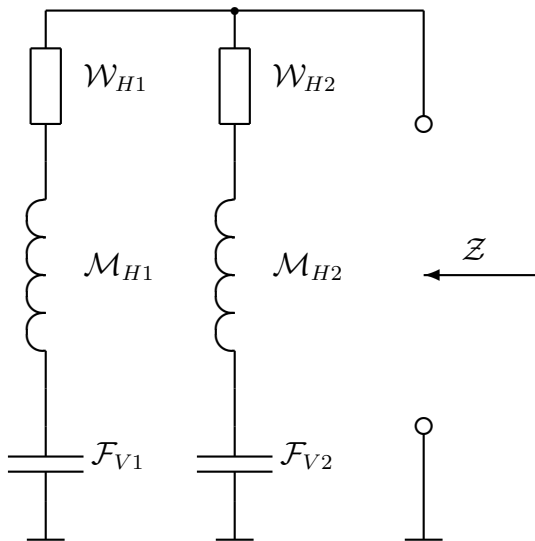


Fig. 2.7. Ersatzschaltung einer Meßsonde unter Verwendung konzentrierter akustischer Elemente. Senderkreis (Index 1) und Empfängerkreis (Index 2) sind durch je einen Helmholtzresonator repräsentiert.

Die Eigenfrequenz f_0 eines ungedämpften Helmholtzresonators wird durch den Ausdruck

$$f_0 = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{A_H}{V_V l_H}} \quad (2.20)$$

beschrieben. A_H ist die Halsöffnungsfläche, V_V das Volumen und l_H die Halslänge des Resonators.

Zwicker und Zollner [110] geben eine Formel für die Güte eines Helmholtzresonators an, bei der nur die Strahlungsdämpfung berücksichtigt wird. Diese gilt nicht für kleine Innendurchmesser der Schallkanüle, wenn $k_\lambda r_H \ll 1$ ist (k_λ ist die Wellenzahl, r_H der Kanülenradius), da der Realteil der auf die Halsöffnung transformierten Strahlungsimpedanz des Mediums im interessierenden Frequenzbereich verschwindend klein ist (Beranek [5], Skudrzyk [78], Zwicker und Zollner [110]).

Bei im Vergleich zur Wellenlänge kleinen Durchmessern der Schallkanüle wird die

Güte eines Resonators im wesentlichen durch den viskosen Reibwiderstand \mathcal{W}_H bestimmt (siehe Fig. 2.7). Er läßt sich durch den Ausdruck

$$\mathcal{W}_H = l_H A_H^{-3/2} \sqrt{2\pi\mu\omega\rho} \quad (2.21)$$

beschreiben. μ ist die Viskosität des Mediums. Die Strahlungsdämpfung trägt bei einem Innendurchmesser der Kanüle von 5 mm, einer Halslänge von 17 mm und einer Resonanzfrequenz von 1500 Hz erst etwa 10% zur Gesamtdämpfung bei. Ihr Einfluß wird in den folgenden Betrachtungen daher vernachlässigt.

\mathcal{M}_H und \mathcal{F}_V werden durch die Gleichungen (Zwicker und Zollner [110])

$$\mathcal{M}_H = \frac{\rho l_H}{A_H} \quad (2.22)$$

und

$$\mathcal{F}_V = \frac{V_V}{\rho c^2}. \quad (2.23)$$

beschrieben. V_V ist das effektive Volumen des Resonators im Unterschied zum Luftvolumen des Resonators V_S . Seine Größe wird für den Mikrophonteil der Meßsonde im Abschnitt 2.6.3 bestimmt.

Der Reihenschwingkreis (entsprechend einem der Resonatoren in Fig. 2.7) läßt sich durch zwei Größen charakterisieren. Diese sind die Eigenfrequenz (analog Gl. 2.20)

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{\mathcal{M}_H \mathcal{F}_V}} \quad (2.24)$$

und die Güte Q . Sie wird analog zur elektrischen Güte definiert. Dazu ist die Einführung des Kernwiderstandes

$$\mathcal{W}_K = \sqrt{\frac{\mathcal{M}_H}{\mathcal{F}_V}} \quad (2.25)$$

erforderlich. Die Güte bei der Resonanzfrequenz läßt sich somit zu

$$Q_H = \frac{\mathcal{W}_K}{\mathcal{W}_H} = l_H^{-1} A_H^{3/2} \sqrt{\frac{\mathcal{M}_H}{2\pi\mu\omega_0\rho\mathcal{F}_V}} \quad (2.26)$$

angeben. \mathcal{W}_H ist der viskose Halswiderstand des Resonators nach Gl. 2.21. Die Abhängigkeit von \mathcal{W}_H von \sqrt{f} wird im folgenden vernachlässigt. Bei Berechnungen wird der Widerstandswert bei der Resonanzfrequenz der Meßsonde zugrundegelegt.

Die Elemente in Fig. 2.7 tragen akustische Bezeichner, obwohl elektrische Symbole für sie verwendet werden. Diese Vorgehensweise läßt sich mit der vollständigen Analogie der akustischen und elektrischen Elemente begründen. Die Einführung einer zusätzlichen Transformationskonstanten n^2 (siehe Anhang A) kann entfallen.

Gl. 2.20 und Gl. 2.24 sind nur für den Grundmodus des Resonators gültig. Die vollständige Darstellung seiner akustischen Eigenschaften führt auf sehr komplizierte Funktionen und eine Vielzahl von Eigenschwingungen. Ausführliche Betrachtungen dazu finden sich bei Ingård [31], [32], [33] und Lambert [45]. Bei Burkhard und Sachs [8] werden Druck-Ortsverteilungen innerhalb eines Resonators untersucht.

Es wird davon ausgegangen, daß die Anordnung im Vergleich zur Wellenlänge kleine Abmessungen hat. Beträgt die Wellenlänge das Vierfache der Gesamtlänge von Hals und Volumen des Gehäuses der Meßsonde, ist diese Voraussetzung nicht mehr erfüllt. Dann nämlich tritt eine $\lambda/4$ -Resonanz auf. Die Gesamtlänge von Gehäuse und Volumen beträgt für gewöhnlich ca. 20 mm. Daraus läßt sich berechnen, daß die Frequenz, bei der die $\lambda/4$ -Resonanz auftritt, bei etwa

$$f = \frac{343 \text{ m/s}}{4 \cdot 0.02 \text{ m}} \approx 4300 \text{ Hz} \quad (2.27)$$

liegt. Die Modellierung ist nur für niedrigere Frequenzen gültig.

2.6.2 Rückwirkungen des Mikrophons auf die akustischen Eigenschaften der Meßsonde

Ein Kondensatormikrofon mit Metallmembran kann aufgrund der kleinen akustischen Federung der Membran im allgemeinen als schallhart angesehen werden. Bei den hier verwendeten Elektretkondensatormikrophonen ist das nicht der Fall. Hinweise darauf finden sich bei Schloth [72] und Dallmayer [12], die von einer nicht näher spezifizierten Rückwirkung des Mikrophons auf den Resonator sprechen. Bei größeren Mikrophonen ist die äquivalente akustische Federung der Membran in ihrer Rückwirkung auf den Helmholtzresonator nicht mehr vernachlässigbar. Aus der aus Herstellerangaben bekannten Eigenfrequenz der Mikrophone lassen sich mit der flächenbezogenen Masse (siehe Abschnitt 2.2) des Membranmaterials und der Membranfläche die mechanischen und die akustischen Federungen berechnen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 2.3 dargestellt.

Wie gezeigt wurde, haben große Mikrophone den Vorteil eines großen Signal-Rauschabstands. Aufgrund ihrer großen akustischen Federung ist ihre Rückwirkung auf den Helmholtzresonator groß.

2.6.3 Beschreibung des Mikrophonteils der Meßsonde anhand von akustischen Elementen

Eine Ersatzschaltung der akustischen Anordnung Helmholtzresonator mit an das Resonatorvolumen angekoppeltem Mikrofon kann Fig. 2.8 entnommen werden.

Tabelle 2.3. Aus der Resonanzfrequenz berechnete mechanische und akustische Federungen der Mikrophone KE13, KE10 und KE4 (Sennheiser). Die akustische Federung des KE13-Mikrophons entspricht der eines Volumens von etwa 0.4 cm^3 (Gl. 2.23)

Mikrophontyp	KE13	KE10	KE4
Mechanische Federung F (m/N)	$\approx 8 \cdot 10^{-4}$	$\approx 3 \cdot 10^{-4}$	$\approx 1.8 \cdot 10^{-3}$
Akustische Federung \mathcal{F} (m ⁵ /N)	$\approx 3.1 \cdot 10^{-12}$	$\approx 6.9 \cdot 10^{-13}$	$\approx 7.5 \cdot 10^{-14}$

Die verwendeten Elektretmikrophone (entsprechend dem Schwingkreis mit dem Index M in Fig. 2.8) sind hoch abgestimmt. Die Resonanzfrequenzen liegen höher als die des Sondengehäuses. Unterhalb der Resonanzfrequenz wird die mechanische und die äquivalente akustische Impedanz eines Mikrophons durch eine mechanische bzw. akustische Federung beschrieben. Die Masse der Membran M_M und ihr Dämpfungswiderstand W_M werden daher im folgenden bezüglich ihres Einflusses auf die Resonatoreigenschaften Resonanzfrequenz und Güte in erster Näherung vernachlässigt.

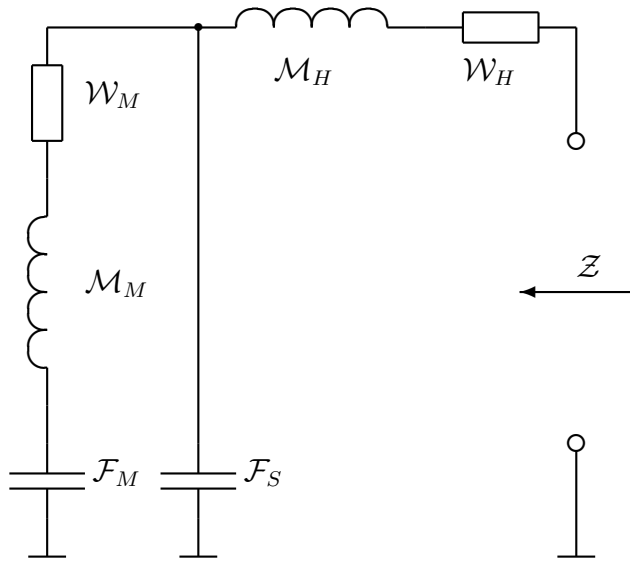


Fig. 2.8. Ersatzschaltung eines Resonators mit angekoppeltem Mikrophon. \mathcal{M}_H und \mathcal{W}_H sind die akustische Masse und der viskose Reibwiderstand im Hals der Meßsonde. \mathcal{F}_S ist die akustische Federung des Volumens der Meßsonde. \mathcal{M}_M , \mathcal{W}_M und \mathcal{F}_M repräsentieren die äquivalente akustische Masse, den äquivalenten akustischen Reibwiderstand und die äquivalente akustische Federung der Mikrofonmembran.

Aufgrund der Vernachlässigung von \mathcal{W}_M und \mathcal{M}_M können die Federungen \mathcal{F}_M des Mikrophons und \mathcal{F}_S des Resonators zu der effektiven Federung

$$\mathcal{F}_V = \mathcal{F}_M + \mathcal{F}_S \quad (2.28)$$

zusammengefaßt werden.

2.6.4 Druckübertragungsfunktion auf das Meßsondenmikrophon

Für die in Fig. 2.8 dargestellte Schaltung läßt sich unter Vernachlässigung von \mathcal{M}_M und \mathcal{W}_M die folgende Übertragungsfunktion des Schalldrucks vor der Öffnung der Meßsonde zum Schalldruck vor der Mikrofonmembran angeben:

$$H(s) = \frac{1}{\mathcal{M}_H \mathcal{F}_V s^2 + \mathcal{F}_V \mathcal{W}_H s + 1}. \quad (2.29)$$

Es handelt sich dabei um eine Tiefpaßfunktion 2. Ordnung.

2.6.5 Rauschverhalten des Empfängers in der Meßsonde

Fig. 2.9 zeigt das Rauschspektrum des Mikrophons KE13, wenn es in eine Meßsonde eingebaut ist. In Fig. 2.10 sind zum Vergleich berechnete Beiträge verschiedener Komponenten dieser Anordnung zum Gesamtrauschen dargestellt.

Die Federung \mathcal{F}_S dieser Meßsonde ist wesentlich kleiner als die Federung \mathcal{F}_M . In der Anordnung nach Fig. 2.8 wird \mathcal{F}_S vernachlässigt. Das durch \mathcal{W}_M erzeugte Rauschen wird mit der Druckübertragungsfunktion nach Abschnitt 2.6.4 gewichtet.

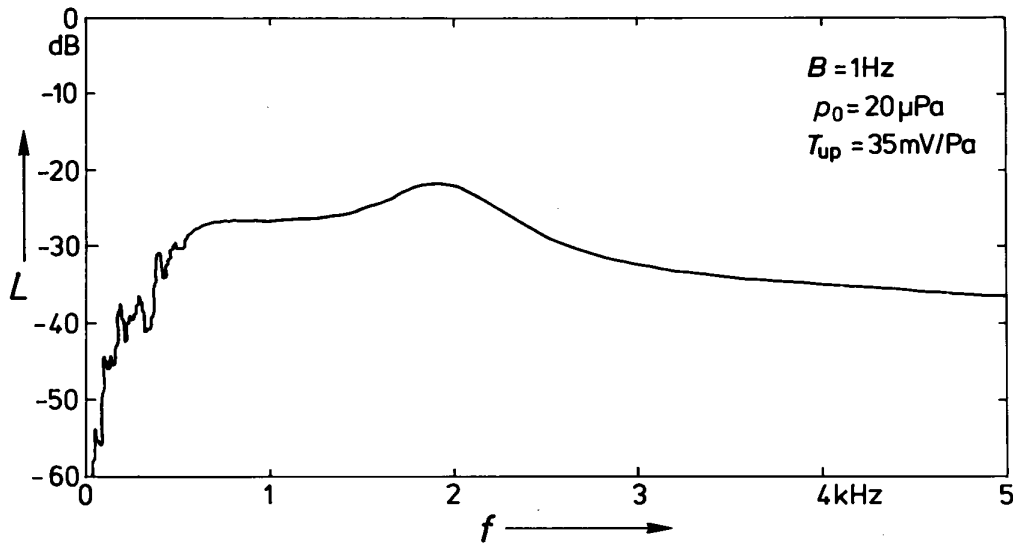


Fig. 2.9. Gemessenes Rauschspektrum des Mikrophons KE13 (Sennheiser), in eine Meßsonde eingebaut. Die Analysebandbreite beträgt 1 Hz. Bei Frequenzen kleiner 600 Hz und größer etwa 4000 Hz ist ein Abfall des Rauschintensitätsdichtepiegels zu erkennen, der der Bandpaßcharakteristik des verwendeten Meßverstärkers zuzuschreiben ist. Die Meßsondenresonanz ist als Anhebung im Verlauf des Rauschintensitätsdichtepiegels bei etwa 2 kHz erkennbar. Bei festgebremster Membran oberhalb der Meßsondenresonanzfrequenz sinkt das meßbare Rauschen ab. Es wird nur noch durch das elektrische Rauschen des Impedanzwandlers im Mikrophon bestimmt.

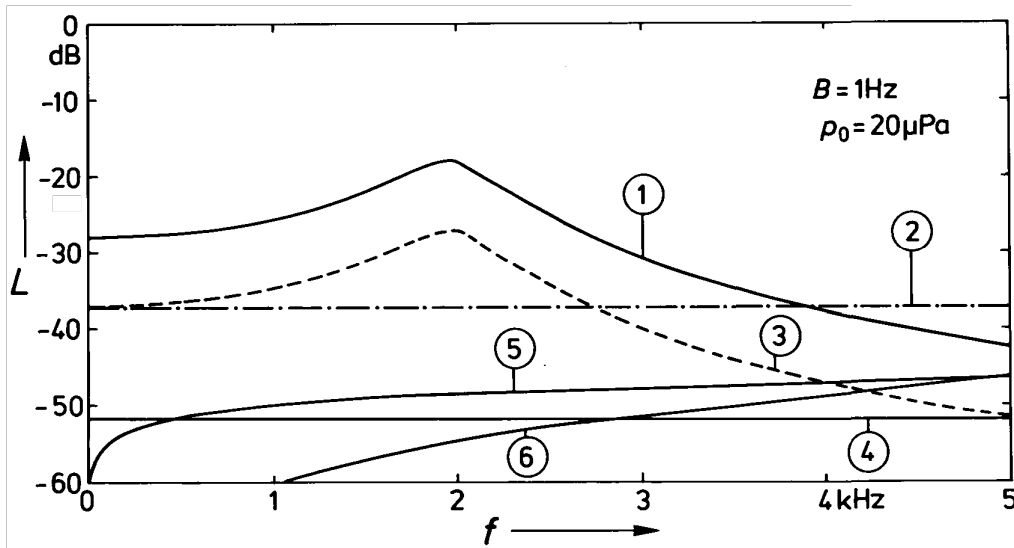


Fig. 2.10. Theoretische Beiträge zum Rauschen des Mikrophons in der Meßsonde. ① Gewichtung des bei niedrigen Frequenzen meßbaren Rauschintensitätsdichtepegels mit dem Resonatorfrequenzgang, $f_0 \approx 2000$ Hz, $Q = \sqrt{10}$. ② Beitrag des Dämpfungswiderstandes der Membran. ③ wie ②, mit dem Mikrophonfrequenzgang gewichtet. ④ Äquivalenter Schallintensitätsdichtepegel des Eigenrauschens des Vorverstärkers mit einer Eingangsräuschspannungsdichte von $1.8 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$. ⑤ Eigenrauschen des Realteils des viskosen Reibwiderstandes der Halskanüle. ⑥ Eigenrauschen des Realteils der Strahlungsimpedanz der Meßsondenöffnung (unter der Annahme $k_\lambda r_H \ll 1$). Zwischen der Kurve ① und Fig. 2.9 ist die Übereinstimmung erwartungsgemäß am besten, zwischen den theoretisch berechneten ③ und den gemessenen Daten besteht eine Abweichung von etwa 10 dB. Der Einfluß von Verstärker, viskoser Reibung und Strahlungsimpedanz kann vernachlässigt werden.

2.6.6 Entwurf des Meßsondengehäuses

Die Resonatoreigenfrequenz wird nach Gl. 2.28 und 2.24 von den akustischen Federungen von Resonatorvolumen V_S und äquivalentem Mikrophonvolumen V_M bestimmt. Die Länge des Halses und der Innendurchmesser der Mikrophonkanüle sind aufgrund der anatomischen Gegebenheiten nicht frei wählbar. Daraus resultiert für jedes Mikrophon eine kleinste Gesamtfederung \mathcal{F}_V und eine kleinste Masse \mathcal{M}_H , die die höchste Meßsondenresonanzfrequenz bestimmen. Diese Resonanzfrequenz begrenzt den Meßbereich zu hohen Frequenzen hin.

Die Güte des Resonators ist durch Gl. 2.26 gegeben. Fig. 2.11, Fig. 2.12 und Fig. 2.13 zeigen die Abhängigkeit der Güte von dem Innendurchmesser der Schallkanüle, von der Resonanzfrequenz und von der Halslänge.

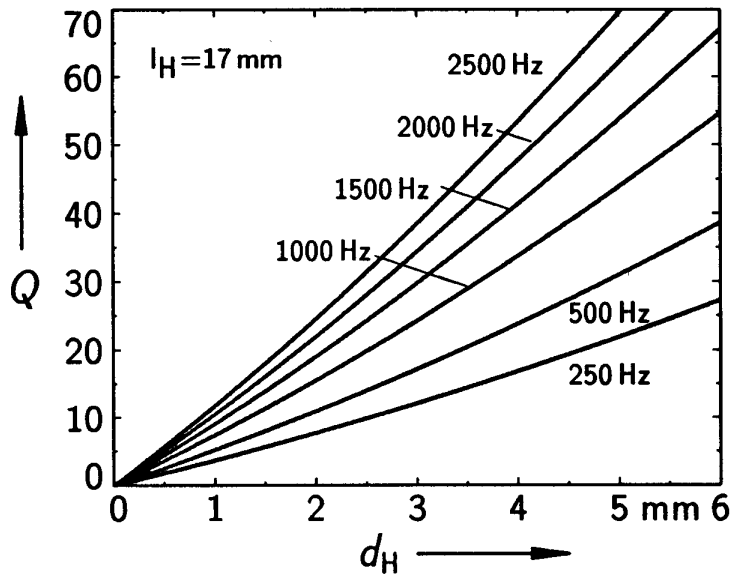


Fig. 2.11. Abhängigkeit der Resonatorgüte vom Innendurchmesser der Schallkanüle. Die Halslänge beträgt 17 mm. Kurvenparameter ist die Resonanzfrequenz.

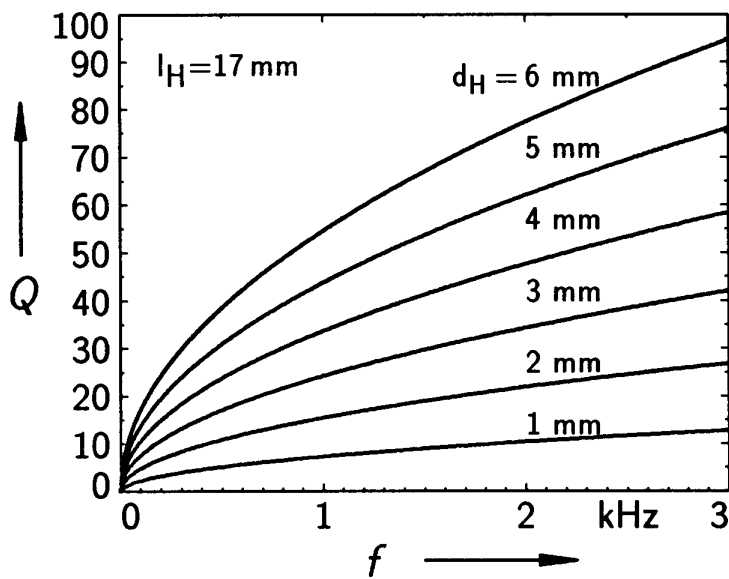


Fig. 2.12. Abhängigkeit der Resonatorgüte von der Resonanzfrequenz. Die Halslänge beträgt 17 mm. Der Innendurchmesser der Schallkanüle ist Kurvenparameter.

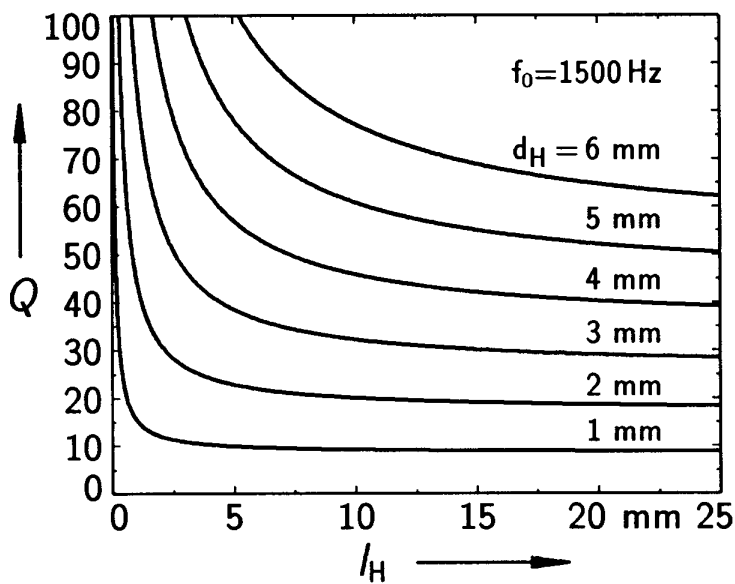


Fig. 2.13. Abhängigkeit der Resonatorgüte von der Halslänge. Die Resonatoreigenfrequenz beträgt 1500 Hz. Kurvenparameter ist der Innendurchmesser der Schallkanüle.

Die Güte ist stark von dem gewählten Innendurchmesser der Schallkanüle abhängig (Fig. 2.11). Die Abhängigkeit von der Resonanzfrequenz ist geringer (Fig. 2.12). Die Länge des Halses hat den kleinsten Einfluß auf die resultierende Güte (Fig. 2.13). Zu diesen theoretischen Betrachtungen wurden Versuche durchgeführt. Bei den Messungen wurde nur der Innendurchmesser der Schallkanüle variiert, Volumen und Halslänge blieben gleich.

Tabelle 2.4. Berechnete und gemessene Güten einiger kleiner Resonatoren. Das Resonatorvolumen beträgt jeweils 1 cm^3 , die Halslänge 17 mm.

Innendurchmesser (mm)	0.8	1.0	1.5	2.0	2.5
Resonanzfrequenz f_0 (Hz)	286	384	527	716	900
Gemessene Güte Q	2.17	3.2	6.6	10.0	12.6
Berechnete Güte Q_H	3.16	4.4	8.35	13.5	18.8
Abweichung (%)	31	27	21	26	33

Die Tabelle 2.4 zeigt, daß die Berechnungen die richtige Größenordnung für die Güte ergeben. Für sehr kleine und sehr große Innendurchmesser der Schallkanüle wachsen die Abweichungen deutlich an. Die gemessene Güte des Resonators ist immer kleiner als die berechnete Güte.

2.6.7 Einfluß des Schallsenders auf die Impedanz der Meßsonde

Der Sender wird wie das Mikrophon in das Meßsondengehäuse eingebaut und über eine Schallkanüle im Hals der Meßsonde akustisch mit dem Gehörgang verbunden. In Fig. 2.7 wird sowohl dem Empfänger– wie auch dem Senderkreis jeweils ein eigener Helmholtzresonator zugeordnet. Die Volumina vor der Sendermembran und in der Schallkanüle des Senders führen wie die Volumina vor der Mikrophonmembran und in der Schallkanüle des Mikrophons zur Entstehung eines Helmholtzresonators. Der Frequenzgang des Senders wie auch sein dynamisches Verhalten werden durch den Resonator verändert. Um diese Einflüsse gering zu halten, wird der Resonator durch Watte oder Wollfäden bedämpft (Schloth [72]).

Aufgrund der Bedämpfung des Senderkreises wird seine akustische Impedanz in der Öffnungsebene der Meßsonde durch ein vereinfachtes Modell beschrieben. Sie wird nicht durch die Impedanz eines akustischen Serienschwingkreises, sondern durch eine gedämpfte akustische Leitung mit der Querschnittsfläche A_L repräsentiert. In der Impedanzdarstellung entspricht dies einem reellen Widerstand, der parallel zum Resonator des Mikrophonkreises angeordnet ist.

Die Größe dieses Widerstands berechnet sich zu

$$\mathcal{W}_L = \frac{\rho c}{A_L}. \tag{2.30}$$

In der Nähe der Eigenfrequenz des dem Senderkreis zugeordneten Helmholtzresonators verliert diese Betrachtungsweise ihre Gültigkeit. Die akustische Impedanz des Senderkreises sinkt auf kleine Werte ab.

2.6.8 Gesamtmodell für die Meßsonde

In Fig. 2.14 ist die resultierende Gesamtschaltung der Meßsonde dargestellt. Die einzelnen Komponenten sind entsprechend den Herleitungen der vorhergehenden Abschnitte charakterisiert.

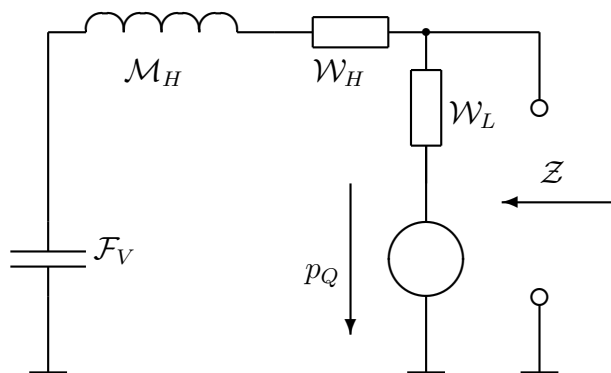


Fig. 2.14. Sondenersatzschaltung unter Einbeziehung des Sender- und des Mikrophonteils entsprechend den vorausgegangenen Modellannahmen. Dieses Modell bildet die Grundlage für die weiteren Untersuchungen.

2.7 Zusammenfassung

Dieses Kapitel behandelte die Komponenten, aus denen sich die Meßsonden für OAE zusammensetzen.

Es wurde gezeigt, daß das Eigenrauschen des freien Schallfeldes etwa -50 dB Schallintensitätsdichtepiegel beträgt. Der äquivalente Schallintensitätsdichtepiegel des Eigenrausches der rauschärmsten Elektretkondensatormikrophone liegt bei etwa -20 dB, wird damit nicht vom Rauschen des freien Schallfelds beeinflusst. Der Schallintensitätsdichtepiegel des Eigenrausches, der durch den Realteil der akustischen Eingangsimpedanz des Gehörs bei der Messung von OAE verursacht wird, beträgt etwa -35 dB. Dieser Schallpegel bildet die theoretische Grenze, bis zu der ohne Korrelationsverfahren Messungen von OAE möglich sind.

Die Größe des Mikrofonrausches wird wesentlich vom mechanischen Membranwiderstand bestimmt. Bei konstanter mechanischer Güte und Resonanzfrequenz wird der äquivalente Schallintensitätsdichtepiegel des Eigenrausches durch die Membranmasse bestimmt. Elektretkondensatormikrophone haben aufgrund ihrer geringen Membranmasse die besten Störabstände.

Für den Entwurf von Meßsonden für OAE ist die akustische Impedanz des Mikrophons von Bedeutung. Elektretkondensatormikrophone können nicht als schallhart betrachtet werden. Unterhalb ihrer Resonanzfrequenz kann ihre akustische Impedanz durch eine akustische Federung beschrieben werden.

In der Meßsonde kommen dynamische Wandler und Elektretwandler zur Anwendung. Aufgrund ihrer hohen Senderempfindlichkeit eignen sich dynamische Wandler zur Erzeugung großer Schallpegel. Wegen ihrer hohen mechanischen Güte haben sie ein schlechtes Ausschwingverhalten. Das macht sie für Meßsonden für DEOAE ungeeignet. Elektretwandler schwingen dagegen schnell aus. Ihre geringe Senderempfindlichkeit und die kleine Klirrdämpfung machen sie zur Erzeugung hoher Schallpegel ungeeignet.

Die akustischen Eigenschaften des Meßsondengehäuses wurden untersucht. Es wurde gezeigt, daß mit dem Einbau von Sender und Empfänger in das Meßsondengehäuse die Entstehung von Helmholtzresonatoren verbunden ist. Die Abhängigkeit der Güte und der Resonanzfrequenz dieser Resonatoren von der Gehäusegeometrie und den im Gehäuse integrierten Komponenten Mikrophon und Schallsender wurde beschrieben. Für die Meßsonde wurde ein Ersatzschaltbild angegeben, das ihre akustische Impedanz im Frequenzbereich bis etwa 3 kHz nachbildet. Dieses Ersatzschaltbild ist die Grundlage aller in den folgenden Kapiteln verwendeten Sondenmodelle.

Kapitel 3

Eigenschaften des Gehörs als Schallquelle

3.1 Einleitung

Im folgenden Kapitel werden zunächst Messungen der akustischen Eingangsimpedanz des Gehörs in der Öffnungsebene des Halses der Meßsonde beschrieben. Unter Zugrundelegung eines linearen Modells für das Gehör als Quelle von OAE wird der Einfluß dieser Impedanz auf die Eigenschaften von Meßsonden bestimmt. In diese Untersuchung werden bestehende lineare Modelle für das Gehör mit einbezogen. Die bei Messungen gefundene Abhängigkeit des Schallpegels von SOAE von der zur Messung verwendeten Sonde werden mit Vorhersagewerten des Modells verglichen.

3.2 Messung der akustischen Eingangsimpedanz des äußeren Gehörgangs

Untersuchungen zur akustischen Eingangsimpedanz des menschlichen Gehörs liegen bereits von vielen Autoren vor. Exemplarisch seien Troeger [83], Morton–Johnes [58], Møller [56], Nábělek [59], Zwicker [95], Zwislocki [111], Hudde [30] Stirnemann [80] und Allen [2] genannt. Die meisten Autoren geben auf das Trommelfell bezogene Werte der akustischen Eingangsimpedanz an. Die in der Öffnungsebene der Meßsonden zur Untersuchung von OAE vorhandene Eingangsimpedanz des Gehörs bildet die akustische Belastung dieser Meßsonden. Es wurden daher neue Messungen durchgeführt, mit dem Ziel, diese Impedanz zu bestimmen.

3.2.1 Meßverfahren

Zur Durchführung dieser Untersuchungen wurde eine Meßanordnung aufgebaut, die in einer ähnliche Form bereits von Zwicker [95] für seine Messung der akustischen

Belastung eines Telephonhörers durch das Gehör verwendet wurde. Das verwendete Meßverfahren ist ein indirektes Verfahren. Die akustische Belastung eines elektroakustischen Wandlers wird durch Messung seiner elektrischen Eingangsimpedanz bestimmt. Die Beschreibung der verwendeten Meßanordnung wie auch des Verfahrens zur Auswertung der gewonnenen Meßdaten findet sich im Anhang B.

An den Meßreihen waren insgesamt 18 männliche Personen beteiligt. Das Alter der Versuchspersonen lag zwischen 25 und 35 Jahren, sie hatten alle im untersuchten Frequenzbereich ein normales Hörvermögen. Es wurden Messungen an den 13 Frequenzstützpunkten 400 Hz, 530 Hz, 700 Hz, 1000 Hz, 1200 Hz, 1800 Hz, 2100 Hz, 2400 Hz, 2700 Hz, 3100 Hz, 3500 Hz, 3800 Hz und 4100 Hz vorgenommen. Die Messungen fanden in vier Durchgängen statt, wobei jedoch nicht jede Versuchsperson an jedem Durchgang beteiligt war. In den ersten beiden Durchgängen wurden nur an 7 der 13 Frequenzstützpunkten Messungen vorgenommen. Ein einzelner Meßwert bei einer Versuchsperson wurde bestimmt, indem die Versuchsperson dreimal hintereinander die Meßsonde in den Gehörgang einführte, der Versuchsleiter eine Impedanzmessung vornahm und die Versuchsperson anschließend die Sonde wieder aus dem Gehörgang entfernte. Als Meßergebnis wurde das arithmetische Mittel aus den drei Impedanzmessungen herangezogen.

3.2.2 Meßergebnisse

Fig. 3.1 zeigt den Real- und den Imaginärteil der spezifischen akustischen Eingangsimpedanz des Gehörs als Funktion der Frequenz in der Meßebe. Die Kurven basieren auf dem Zentralwert aller vorliegenden Versuchspersonendaten. In Fig. 3.2 und Fig. 3.3 sind Impedanzortskurven dargestellt. Fig. 3.2 liegt derselbe Datensatz wie Fig. 3.1 zugrunde. Fig. 3.3 zeigt die Impedanzortskurve einer einzelnen Versuchsperson.

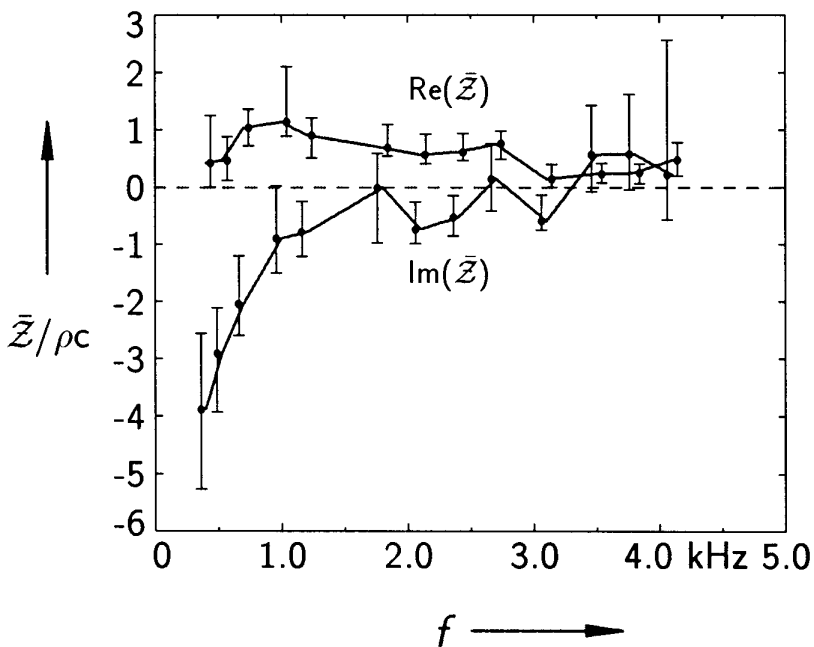


Fig. 3.1. Imaginärteil und Realteil der akustischen Eingangsimpedanz des Gehörs als Funktion der Frequenz, angegeben als spezifischer akustischer Widerstand, Zentralwert und Wahrscheinliche Schwankungen.

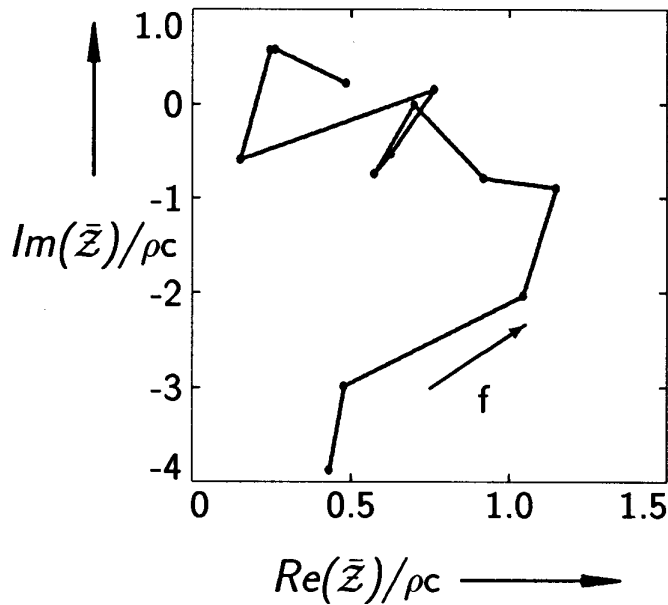


Fig. 3.2. Ortskurve des Zentralwertes der spezifischen akustischen Eingangsimpedanz der Versuchspersonengruppe.

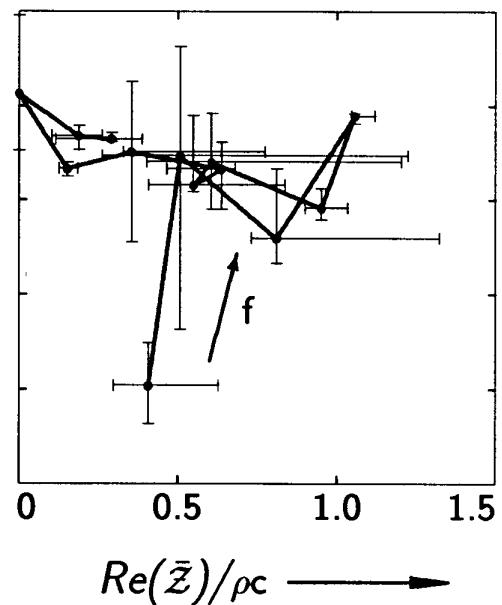


Fig. 3.3. Ortskurve des Zentralwertes der spezifischen akustischen Eingangsimpedanz einer einzelnen Versuchsperson.

Für niedrige Frequenzen entspricht der Imaginärteil der gemessenen Eingangsimpedanz dem eines Volumens (Fig. 3.1). Der Verlauf läßt sich durch eine Funktion der Art $\bar{Z} = 1/j\omega\bar{F}$ approximieren. Der Betrag des Imaginärteils fällt zunächst mit steigender Frequenz. Bei etwa 3.2 kHz ist eine Resonanz des Gehörgangs erkennbar, der Imaginärteil der Impedanz zeigt einen Nulldurchgang und wird positiv.

Der Realteil ist bis etwa 2.7 kHz zunächst weitgehend frequenzunabhängig (Fig. 3.1). Für höhere Frequenzen sinkt er auf kleine Werte ab. Zwischen 1 kHz und 2.5 kHz liegt der Realteil der Impedanz nahe beim Wellenwiderstand des Mediums.

Das Impedanzniveau wird wesentlich von der akustischen Federung des Gehörgangs mitbestimmt. Vereinfachend läßt sich die Impedanz im Frequenzbereich bis etwa 3 kHz durch eine Federungs- Widerstands- Anordnung beschreiben. Die Federung entspricht der eines Volumens von 2 cm^3 , der Widerstand kann dem Wellenwiderstand des Mediums gleichgesetzt werden.

Die Meßergebnisse weisen große Streubreiten auf. Das gilt sowohl für die interindividuellen Daten, erkennbar an den großen wahrscheinlichen Schwankungen in Fig. 3.1, als auch für die intraindividuellen Daten, was den wahrscheinlichen Schwankungen der Ortskurve in Fig. 3.3 zu entnehmen ist. Die interindividuellen Schwankungen waren immer größer als die intraindividuellen Schwankungen.

Parallel zu den Untersuchungen an den Versuchspersonen wurden einige Probevolumina in die Meßreihe mit einbezogen. Deren spezifische akustische Impedanz konnte gut reproduzierbar gemessen werden. Die bei den Versuchspersonen gefundenen großen wahrscheinlichen Schwankungen ergeben sich durch das Meßverfahren. Die Versuchspersonen mußten die Meßsonden immer selbst im Gehörgang fixieren.

Daher unterlagen Sitz und Dichtigkeit der Impedanzmeßsonden Schwankungen, die die wahrscheinlichen Schwankungen der Meßergebnisse hervorrufen.

3.2.3 Diskussion

Im Vergleich zu anderen Autoren, die Impedanzen in der Öffnungsebene der Meßsonde angeben, liegt dem Kurvenverlauf nach eine gute Übereinstimmung vor. Das gilt für die Daten von Stirnemann [80] wie auch die von Morton und Johnes [58]. Starken Einfluß auf das Resultat nimmt die Querschnittsfläche des Gehörgangs sowie die Tiefe, bis zu der die Impedanzmeßsonde in den Gehörgang eingeführt wird. Die vorgestellten Messungen lassen eine Abschätzung des äquivalenten Gehörgangsvolumens zu 2 cm^3 zu. Bei den Daten nach Morton und Johnes ergeben sich 1.7 cm^3 , bei Stirnemann etwa 1.1 cm^3 . Manche Autoren (Onchi [63], Hudde [30]) geben neben den Resultaten ihrer Messungen die Daten anderer Autoren zum Vergleich an. Kennzeichnend ist zumeist eine qualitativ gute Übereinstimmung der Verläufe, jedoch deutliche Abweichungen der gemessenen Beträge. Vermutlich sind unterschiedliche Bezugsflächen die Hauptursache für die voneinander abweichenden Ergebnisse. Onchi [63] ermittelt Werte für die Trommelfellimpedanz, die etwa um den Faktor 3 über den Daten der meisten anderen Autoren (Mehrgart und Mellert [55], Tröger [83], Waetzmann und Keibs [86], Zwislocki [111] Hudde [30]) liegen. Auf diese Unterschiede geht eine Veröffentlichung von Zwislocki [112] ein. Er führt dies auf die Untersuchung von Ohren von Toten zurück. Zwislocki gibt in seinem Artikel an, daß sich die Impedanz des Gehörs post mortem schnell und stark verändert. Mehrgart und Mellert [55] geben positive Imaginärteile für die Trommelfellimpedanz bei 1.5 kHz an. Diese Ergebnisse lassen sich anhand der gefundenen spezifischen Impedanzen nicht nachvollziehen. Bei Transformation in die Trommelfellebene bleiben die Imaginärteile negativ.

3.2.4 Pegelabhängigkeit der Eingangsimpedanz

Bei der Untersuchung von SEOAE ergeben sich frequenz- und pegelabhängige Schwankungen des im Gehörgang meßbaren Schallpegels. Diese Schwankungen können auf Veränderungen der akustischen Eingangsimpedanz des Gehörs zurückgeführt werden. Peisl [65] hat gezeigt, daß Real- und Imaginärteil der Eingangsimpedanz der von ihm verwendeten Cochleamodellierung vom Schallpegel abhängig sind. Diese nichtlineare Impedanz wird, über das Mittelohr transformiert, als Teil der äquivalenten akustischen Trommelfellimpedanz wirksam.

Die verwendete Meßanordnung zur Untersuchung der akustischen Eingangsimpedanz des Gehörs erlaubt erst von Schallpegeln ab etwa 40 dB , Messungen vorzunehmen. Bei diesem Schallpegel verhält sich die Cochlea bereits nahezu als lineares System, dessen Eigenschaften pegelunabhängig sind. Eine weitere Absenkung des Schallpegels war aufgrund der überlagerten Störungen durch die Eigengeräusche der Versuchspersonen nicht möglich. Pegelabhängigkeiten der Eingangsimpedanz des Gehörs waren daher mit dem Meßverfahren nicht erfaßbar.

3.3 Wechselwirkungen zwischen Meßsonden- und Gehörimpedanz

Im folgenden werden die Auswirkungen auf die Meßsonden für OAE untersucht, die aus der Annahme einer Quellimpedanz in der Meßsondenöffnungsebene resultieren. Diese Impedanz wurde in Abschnitt 3.2.2 bestimmt. Zu diesem Zweck wird zunächst ein einfaches lineares Modell für das Gehör als Quelle mit Innenwiderstand verwendet.

Aus der Messung der Eingangsimpedanz des Gehörs kann geschlossen werden, daß deren Realteil im wichtigen Frequenzbereich von 1 kHz bis fast 3 kHz etwa dem Wellenwiderstand des Mediums entspricht. Der Imaginärteil hat dieselbe Größenordnung wie der Realteil. Für die folgenden Betrachtungen wird der Imaginärteil zunächst vernachlässigt. Die Begründung für diese Vorgehensweise wird im Abschnitt 3.3.3 gegeben.

3.3.1 Modellbildung

Unter diesen Voraussetzungen kann das Gehör als akustische Leitung mit einem Durchmesser von etwa 7.5 mm (Gardner [20]) betrachtet werden, die am Trommelfell mit dem Wellenwiderstand abgeschlossen ist.

Meßsondenfrequenzgänge werden üblicherweise in einer Druckkammer oder im freien Schallfeld gemessen. Im freien Schallfeld ist die Quellimpedanz, aus der die Meßsonde gespeist wird, gleich ihrer Strahlungsimpedanz. Aufgrund der kleinen Meßsondenhalsfläche ist deren Realteil im betrachteten Frequenzbereich praktisch gleich null (Abschnitt 2.6.1). Der Imaginärteil der Strahlungsimpedanz geht als Korrekturfaktor für die Länge des Resonatorhalses in den Ausdruck zur Bestimmung der Resonanzfrequenz der Meßsonde mit ein. Bei der Druckkammermessung ist aufgrund der Schalldruckeinprägung im Inneren der Kammer die Quellimpedanz gleich null.

Wird die Meßsonde an eine akustische Quelle mit Innenwiderstand angeschlossen, wie sie durch den Gehörgang dargestellt wird, kann nicht von einer vernachlässigbar kleinen Quellimpedanz ausgegangen werden. Sie muß in die Berechnung der Übertragungsfunktion von der Quelle im Innenohr auf das Mikrofon in der Meßsonde mit einbezogen werden. Der Quellwiderstand des Gehörs \mathcal{W}_Q ist mit der akustischen Eingangsimpedanz des Gehörs identisch. Er kann durch den folgenden Ausdruck beschrieben werden:

$$\mathcal{W}_Q = \frac{\rho c}{A_{GG}}. \quad (3.1)$$

Unter Verwendung des Meßsondenmodells nach Fig. 2.14 können die akustischen Elemente der Meßsonde berechnet werden. Der akustische Quellwiderstand des Gehörs stellt eine zusätzliche Bedämpfung der Anordnung dar. Die modifizierte Schaltung ist Fig. 3.4 zu entnehmen. Die in Fig. 3.5 dargestellten Messungen zeigen, daß die

Resonanzüberhöhung, die bei der Messung im freien Schallfeld erkennbar ist, bei Bedämpfung der Meßsonde durch die akustische Leitung verschwindet.

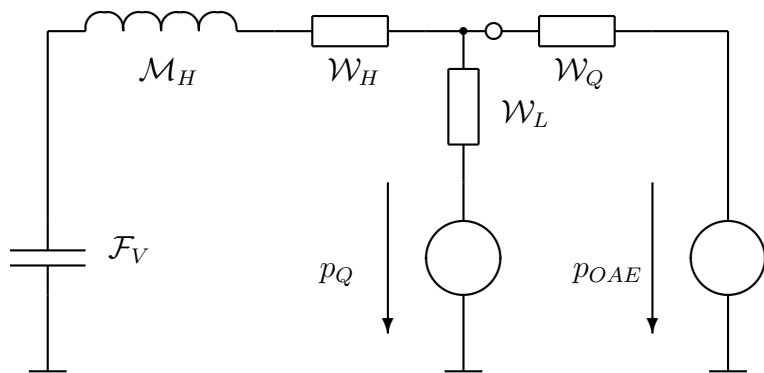


Fig. 3.4. Ersatzschaltung für eine Meßsonde, die aus einer Druckquelle mit reellem Innenwiderstand gespeist wird. p_Q ist der Urschalldruck des Senders in der Meßsonde. p_{OAE} modelliert eine Druckquelle für OAE im Gehör.

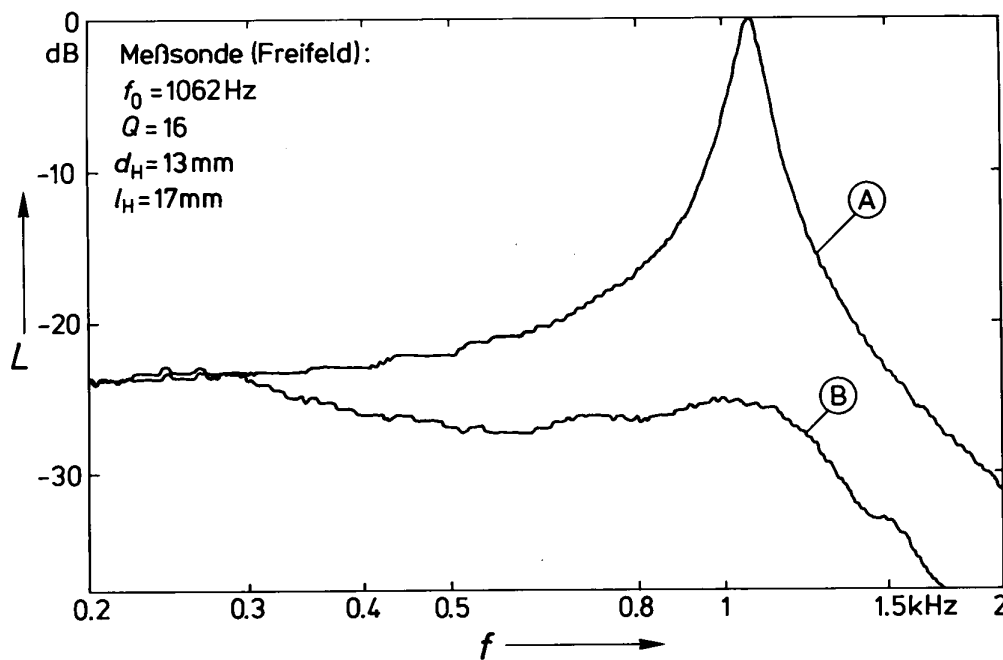


Fig. 3.5. Übertragungsfunktion einer Meßsonde, einmal im freien Schallfeld (A), einmal an einer gedämpften akustischen Leitung von 8 mm \varnothing gemessen (B). Die Welligkeiten im Verlauf von (B) wie auch die im Vergleich mit Fig. 3.6 zu geringe Güte des gedämpften Resonators werden durch das frequenzabhängige Übertragungsmaß der für die Messung verwendeten akustischen Leitung verursacht.

Es soll davon ausgegangen werden, daß die Querschnittsfläche A_L (siehe Gl. 2.30) der Schalleitungschanüle des Senders klein gegen die Querschnittsfläche A_{GG} ist. Die Belastung der Quelle p_{OAE} durch den Sender in der Meßsonde wird daher vernachlässigt.

3.3.2 Güte des Resonators bei reeller Last

Gesucht ist die Güte der Gesamtanordnung in Abhängigkeit von den Resonatorparametern \mathcal{W}_H , \mathcal{M}_H und \mathcal{F}_V . Durch Einsetzen der Ausdrücke für \mathcal{M}_H (Gl. 2.22), \mathcal{F}_V (Gl. 2.23) und $\omega_0 = 2\pi f_0$ (f_0 aus Gl. 2.20) in Gl. 2.26 ergibt sich für die Güte des Resonators ohne Berücksichtigung von \mathcal{W}_Q die Formel:

$$Q_H = \frac{\mathcal{W}_K}{\mathcal{W}_H} = \sqrt{\frac{\rho\omega(1 + 0.8\frac{d_H}{l_H})^2}{2\pi\mu}} \cdot \sqrt{A_H} . \quad (3.2)$$

l_H und d_H repräsentieren die Halslänge und den Halsdurchmesser des Resonators, A_H die Fläche seiner Halsöffnung. Die Güte, die aus der Bedämpfung mit der Quellimpedanz ohne Berücksichtigung von \mathcal{W}_H resultiert, beträgt:

$$Q_K = \frac{\mathcal{W}_K}{\mathcal{W}_Q} = \frac{\omega_0 l_H}{c} \cdot \frac{A_{GG}}{A_H} . \quad (3.3)$$

Die Gesamtgüte ergibt sich zu:

$$Q = \frac{1}{\frac{1}{Q_K} + \frac{1}{Q_H}} \quad (3.4)$$

In Gl. 3.4 sind die entsprechenden Größen aus Gl. 3.2 und Gl. 3.3 einzusetzen. Das führt auf den Ausdruck:

$$Q = \frac{1 + 0.8\frac{d_H}{l_H}}{\sqrt{\frac{2\pi\mu}{\rho\omega_0}} \cdot \frac{1}{\sqrt{A_H}} + A_H \cdot \frac{c}{\omega_0 A_{GG} l_H}} . \quad (3.5)$$

Gl. 3.5 zeigt, daß zwei gegenläufige Effekte wirksam sind. Wird die Halsfläche A_H verkleinert, so wächst der mit $\frac{1}{\sqrt{A_H}}$ gewichtete Ausdruck im Nenner, die Güte sinkt. Wird dagegen A_H vergrößert, so beginnt der zweite Term im Nenner anzuwachsen, die Güte sinkt ebenfalls. Es gibt einen Wert für die Halsfläche, bei dem die Güte maximal wird. Dieser Wert ergibt sich zu:

$$A_H = \left(\frac{\mu\pi\omega_0}{2\rho}\right)^{\frac{1}{3}} \cdot \left(\frac{A_{GG}l_H}{c}\right)^{\frac{2}{3}} . \quad (3.6)$$

Um eine geschlossene Darstellung zu ermöglichen, wurde der 2. Term im Zähler von Gl. 3.5 vernachlässigt. Dieser resultiert aus der Halslängenkorrektur des Resonators und ist für gewöhnlich kleiner oder höchstens gleich 0.1.

Setzt man den Wert der Gehörgangsfläche von typisch etwa $5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2$ in Gl. 3.6 ein, so resultieren Werte von ca. 1 mm für den optimalen Meßsondenhalsdurchmesser. Fig. 3.6 verdeutlicht den sich ergebenden Zusammenhang.

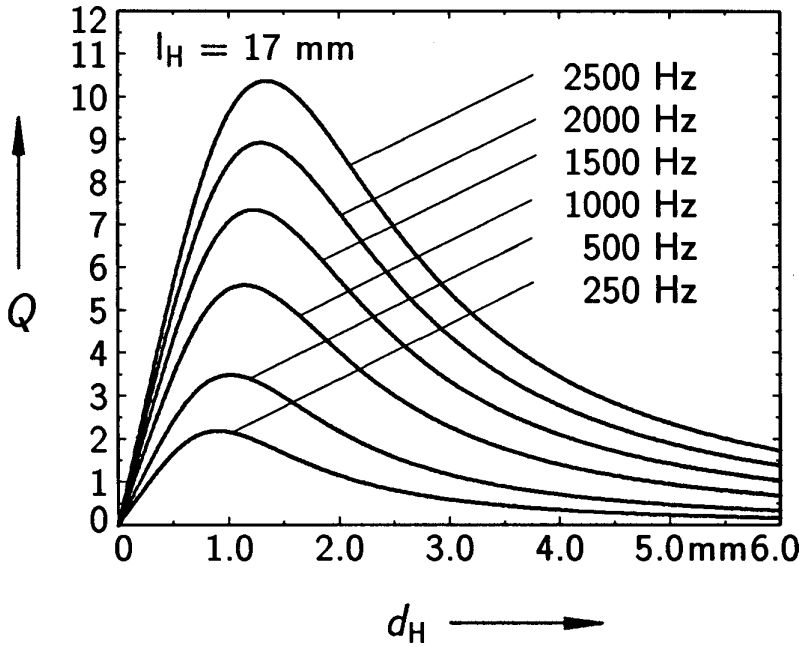


Fig. 3.6. Güte eines akustisch belasteten Resonators als Funktion des Halsdurchmessers. Kurvenparameter ist die Resonanzfrequenz. Die Lastimpedanz beträgt $8.2 \cdot 10^6 \text{ Ns/m}^5$.

Aus den Kurven geht die erzielbare Güte des Resonators in der Meßsonde bei Ankopplung an das Gehör hervor. Die Abhängigkeit des optimalen Durchmessers von der Resonanzfrequenz ist gering. Dasselbe gilt für die praktisch vorkommenden Werte für die Halslänge (siehe hierzu auch Fig. 2.13). Ihr Einfluß wurde daher nicht berücksichtigt.

Mit dem angenommenen Durchmesser von 1 mm ergeben sich bei einer Resonator-eigenfrequenz von 1500 Hz rechnerisch Güten von 9.13 im freien Schallfeld bzw. 7 bei reeller Last durch den Gehörgang. Die realen Güten von Helmholtzresonatoren zeigen Abweichungen von den nach Gl. 2.26 berechneten Werten (siehe Tabelle 2.4). Daher sind etwa 30% kleinere Werte zu erwarten. Anhand von Gl. 3.6 ist es möglich, den Resonator im Hals der Meßsonde so zu dimensionieren, daß trotz der Belastung der Meßsonde durch das Gehör eine große Resonanzüberhöhung entsteht. Sie kann zur Steigerung der Empfindlichkeit der Meßsonde ausgenutzt werden.

3.3.3 Güte des Resonators bei komplexer Last

In Abschnitt 3.3.2 wurde der Imaginärteil der Quellimpedanz vernachlässigt. Diese Vorgehensweise wird im folgenden begründet. In der Schaltungsanordnung nach Fig. 3.4 wird eine imaginäre Impedanz $j\mathcal{X}_{GG}$ in Serie zu \mathcal{W}_Q eingefügt. Die Berechnung der Übertragungsfunktion $|H(\omega)| = |P_{\mathcal{F}_V}/P_{OAE}|$ führt auf folgenden Ausdruck:

$$|H(\omega)| = \frac{1}{\sqrt{\omega^2(\mathcal{F}_V(\mathcal{W}_H + \mathcal{W}_Q))^2 + (\omega^2\mathcal{M}_H\mathcal{F}_V - 1 + \omega\mathcal{F}_V\mathcal{X}_{GG})^2}}. \quad (3.7)$$

Mit den Normierungen $\Omega^2 = \omega^2\mathcal{M}_H\mathcal{F}_V$, $\mathcal{W}_K = \sqrt{\frac{\mathcal{M}_H}{\mathcal{F}_V}}$, $Q = \frac{\mathcal{W}_K}{\mathcal{W}_Q + \mathcal{W}_H}$ folgt daraus:

$$|H(\Omega)| = \frac{1}{\sqrt{\frac{\Omega^2}{Q^2} + (\Omega^2 + \Omega \frac{\mathcal{X}_{GG}}{\mathcal{W}_K} - 1)^2}} . \quad (3.8)$$

Gl. 3.8 kann der Einfluß von \mathcal{X}_{GG} auf die Eigenschaften der Meßsonde entnommen werden. Die Frequenz, bei der die Übertragungsfunktion der Meßsonde ihr Maximum annimmt wie auch der Betrag der maximalen Überhöhung wird von \mathcal{X}_{GG} beeinflusst. Der Grad der Beeinflussung wird vom Verhältnis $\mathcal{X}_{GG}/\mathcal{W}_K$ bestimmt.

Wird die Halsfläche des Resonators gemäß Gl. 3.6 ausgelegt, so wird der Kernwiderstand des Resonators \mathcal{W}_K groß im Vergleich zu \mathcal{W}_Q . Bei einer Resonatoreigenfrequenz von 1500 Hz und einer Halslänge von 17 mm ist \mathcal{W}_K etwa 21 mal größer als \mathcal{W}_Q . Für \mathcal{X}_{GG} gelten vergleichbare Werte. Der Ausdruck $\mathcal{X}_{GG}/\mathcal{W}_K$ liegt in der Größenordnung von 0.05. Die Frequenz Ω , für die das Maximum von $|H(\Omega)|$ erreicht wird, ist nur geringfügig gegenüber der Frequenz des Maximums bei einer rein reellen Quellimpedanz ($\mathcal{X}_{GG}/\mathcal{W}_K = 0$) verschoben. Die maximale Überhöhung wird ebenfalls nur geringfügig verändert. Daraus resultiert, daß die Auswirkungen auf die Resonatoreigenschaften gering sind.

Die Vernachlässigung des Imaginärteils der Quellimpedanz bei der Herleitung der optimalen Halsfläche für die Meßsonde ist somit gerechtfertigt. Der Realteil der Quellimpedanz bestimmt die maximale Güte der Gesamtanordnung. Die durch die Konstruktion der Meßsonde beeinflussbaren Parameter werden von Gl. 3.6 erfaßt.

3.3.4 Konsequenzen für den Entwurf von Meßsonden

Ein Verfahren, die Anpassung der Meßsonde an das Gehör zu verbessern, besteht in der Ankopplung einer zusätzlichen akustischen Masse an den Gehörgang. Das Volumen des Gehörgangs wird damit in einem bestimmten Frequenzbereich kompensiert. Ein kurzer, nach außen offener Stutzen wird am Meßsondenhals angebracht. Beträgt die Eigenfrequenz der Meßsonde z. B. 1500 Hz, so ist die Resonanzfrequenz von Gehörgangsvolumen und akustischer Masse in diesem Stutzen auf etwa 1000 Hz zu legen. Das System Gehör–Meßsonde erhält eine Bandpaßcharakteristik. Die untere Grenzfrequenz ist durch die Abstimmung der Kompensationsmasse, die obere Grenzfrequenz durch die Eigenresonanz des Mikrofonresonators in der Meßsonde bestimmt.

Ein zweites Verfahren besteht darin, den mit dem Senderkreis verknüpften Helmholtzresonator unbedämpft zu lassen und tief abzustimmen, im oben genannten Beispiel auf etwa 500 Hz. Oberhalb der Resonanzfrequenz des Senderkreises wird die akustische Eingangsimpedanz des Senderkreises die einer akustischen Masse. Die akustische Masse im Hals dieses Resonators wird so ausgelegt, daß sich bei 1000 Hz eine Resonanz mit dem Gehörgangsvolumen ergibt. Das zweite Verfahren hat den Vorteil, daß eine kleinere Störschallempfindlichkeit gegeben ist. Beim ersten Kompensationsverfahren wird durch die nach außen offene Kanüle im Sondenhals insbesondere bei der Resonanzfrequenz von der Federung des Gehörgangs und der akustischen Masse in der Kanüle verstärkt Störschall in den Gehörgang eingekoppelt. Ein

Nachteil des zweiten Verfahrens ist das erforderliche Volumen des Senderkreises. Die Abmessungen der Meßsonde müssen größer gewählt werden.

In Abschnitt 2.6.2 wurde bereits darauf hingewiesen, daß die größeren Mikrophone mit hohem Signal/Rauschabstand nicht schallhart sind. Auch wenn das Luftvolumen vor der Mikrofonmembran auf ein Minimum reduziert wird, ergibt sich mit diesen Mikrofonen bei Auslegung des Meßsondenhalses entsprechend Gl. 3.6 eine sehr niedrige Resonanzfrequenz. Aus diesem Grund kann das Kriterium nach Gl. 3.6 nicht angewendet werden. Der Meßsondenhalsdurchmesser ist so groß zu wählen, daß die Resonanzfrequenz des Mikrofonkreises am oberen Ende des interessierenden Frequenzbereiches liegt. Die Resonatorgüte bei Ankopplung der Meßsonde an den Gehörgang wird bei großen Halsdurchmessern (siehe Fig. 3.6) klein. Daher kann der Resonator nicht zur Steigerung der Empfindlichkeit der Meßanordnung genutzt werden.

Wird die Federung \mathcal{F}_V hauptsächlich durch die äquivalente akustische Federung \mathcal{F}_M des Mikrophons bestimmt (siehe Fig. 2.8), so ist keine Verbesserung des S/N-Verhältnisses mit dem Resonator zu erzielen. Die Federung \mathcal{F}_S in Fig. 2.8 entfällt. Der Einfluß der Elemente \mathcal{M}_M und insbesondere \mathcal{W}_M kann nicht mehr vernachlässigt werden. Die Ur rauschquelle des Widerstands \mathcal{W}_M wird dann mit der Übertragungsfunktion des Resonators in der Meßsonde gewichtet. Es ergibt sich eine Überhöhung im Rauschintensitätsdichtepiegel, die mit der Resonanzüberhöhung des Helmholtzresonators übereinstimmt. Erkennbar ist diese Überhöhung des Rauschintensitätsdichtepiegels in Fig. 2.9. Der Resonator bewirkt nur dann eine Steigerung des S/N-Verhältnisses, wenn die akustische Federung \mathcal{F}_S groß gegen die äquivalente akustische Federung \mathcal{F}_M ist. Das durch den Realteil der akustischen Impedanz des Resonators verursachte thermische Rauschen ist wesentlich kleiner als das Eigenrauschen der Membran.

In Gl. 2.19 wurde berechnet, daß das S/N-Verhältnis für das Mikrophon KE13 etwa 18 dB größer ist als für das Mikrophon KE4. Schmalbandig kann durch einen Resonator für beide Mikrophone ein vergleichbares S/N-Verhältnis erzielt werden. Im Hinblick auf den gesamten Übertragungsbereich ist das große Mikrophon in jedem Fall von Vorteil.

3.4 Modelle des Außen– Mittel– und Innenohres

3.4.1 Einleitung

Das in den Abschnitten 3.3.2 und 3.3.3 verwendete einfache Quellenmodell ermöglicht keine Aussagen über die Größe des Urschalldrucks der Quelle. Der Einfluß der Übertragungsfunktion vom Ort der Entstehung der Emissionen in der Cochlea bis zum ovalen Fenster und der Einfluß der Mittelohrübertragungsfunktion kann nicht erfaßt werden. Im folgenden wird die Übertragungsfunktion von der Cochlea auf das Mikrophon in der Meßsonde sowie vom Gehörgang auf den Realteil der Cochleaimpedanz berechnet. Dies geschieht unter Verwendung von vorhandenen Modellen für Mittel– und Außenohr sowie einer stark vereinfachten Cochlearepräsentation. Damit ist es

möglich, den Einfluß unterschiedlicher Meßsonden auf den Schallpegel von OAE unter Einbeziehung des Mittelohres zu bestimmen. Untersuchungen zur Übertragung von DPOAE von der Cochlea in den Gehörgang liegen von Matthews [53] sowie von Matthews und Molnar [54] vor.

Das Gehör wird wie in den vorhergehenden Abschnitten als ein lineares System modelliert. Den OAE wird eine Quelle in der Cochleamodellierung zugeordnet. Der erst bei sehr hohen Schallpegeln einsetzende Stapediusreflex wird vernachlässigt. Das Mittelohr muß die Kennwiderstände von Cochlea und Schallfeld aneinander anpassen. Untersuchungen über die Güte dieser Anpassung finden sich bei Rosowski et al. [69]. Nach v. Békésy [4] und Onchi [63] beträgt das Gesamtübersetzungsverhältnis des Mittelohres für den Druck im mittleren Frequenzbereich etwa 22. Dieses Übersetzungsverhältnis wurde bei der Modellierung herausgerechnet. Daher finden in der verwendeten Modellierung keine Transformatoren Verwendung. Die Impedanzen sind auf das Impedanzniveau des Trommelfells transformiert.

3.4.2 Modelle

Für die Beschreibung des Mittel- und Innenohres wird das 1962 von Zwislocki [111] angegebene Modell herangezogen. Auch andere Autoren nehmen darauf Bezug (Møller [57]), es wird in neueren Veröffentlichungen (Stinson und Shaw [77]) als im unteren Frequenzbereich nach wie vor gültig angesehen. Stinson und Shaw nennen etwa 2 kHz als Grenzfrequenz, bis zu der diese Modellierung als gültig angesehen werden kann. Goode und Killion [22] verwenden ein Modell, welches sich an dasjenige von Zwislocki anlehnt. Die Elementewerte stimmen teilweise exakt überein. Die Modellierung nach Onchi [63] wird aufgrund der von ihm angegebenen sehr großen Eingangsimpedanzen am Trommelfell nicht weiter betrachtet.

Gardner [20] schlägt verschiedene Modelle für den Gehörgang vor. Eines der Modelle basiert auf einem konischen Rohr. Für die folgenden Betrachtungen wird ein Rohr konstanten Querschnitts mit einer Länge von 22 mm verwendet. Die Cochlea wird entsprechend den Angaben von Zwislocki durch einen Serienschwingkreis repräsentiert. Fig. 3.7 stellt die elektrische Schaltung der Gesamtanordnung dar. Die Transformationskonstante von akustischen zu elektrischen Impedanzen ist im Anhang C Gl. C.7 angegeben. U_V entspricht dem Schalldruck vor der Mikrofonmembran der Meßsonde. U_{GG} repräsentiert den Schalldruck im Gehörgang an der Außenohröffnung. U_{LS} entspricht dem von dem Sender in der Meßsonde erzeugten Urschalldruck. U_C modelliert eine Quelle für OAE in der Cochlea. Die Übertragungsfunktion U_V/U_C entspricht der Druckübertragungsfunktion von der Quelle der OAE in der Cochlea auf das Mikrofon in der Meßsonde. U_{RC}/U_{GG} ist die Übertragungsfunktion des Modells in der „normalen“ Übertragungsrichtung für Schall vom Gehörgang auf den Realteil der cochleären Eingangsimpedanz.

Um Anhaltspunkte für die Güte der verwendeten Modellierung zu erhalten, wird zunächst der Eingangswiderstand des Modells berechnet. Damit ein Vergleich mit den zuvor durchgeführten Messungen der akustischen Eingangsimpedanz des Gehörs möglich ist, wird die Impedanzberechnung am Eingang des „Gehörgangs“ des Modells

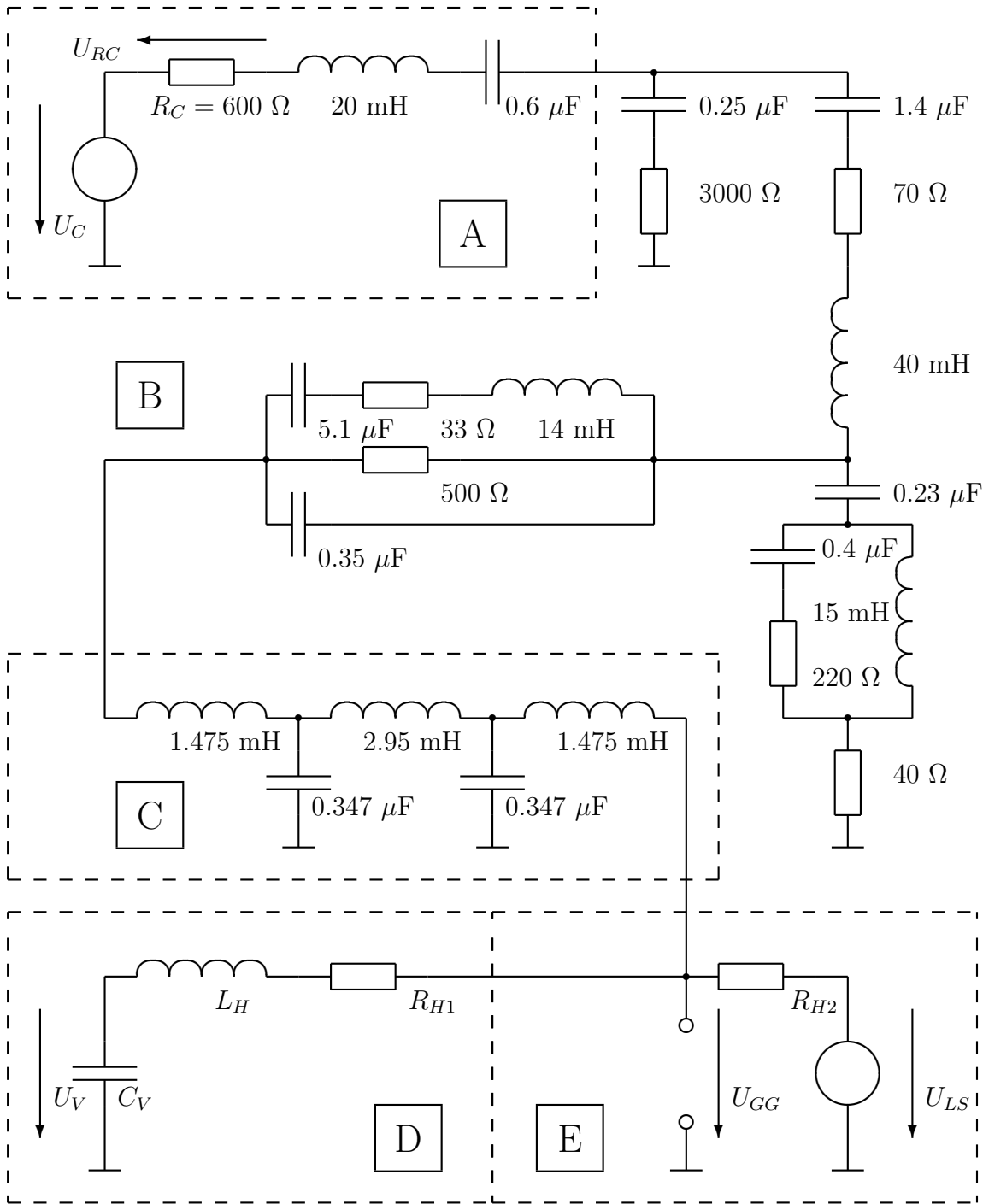


Fig. 3.7. Elektrische Gesamtschaltung (pU -Analogie) von Innenohr \boxed{A} und Mittelohr \boxed{B} nach Zwislocki [111], Gehörgang nach Gardener [20] \boxed{C} , Mikrofonteil der Meßsonde \boxed{D} und Senderteil der Meßsonde \boxed{E} . Abhängig von der Meßsonde variieren die Werte L_H , R_{H1} , R_{H2} und C_V .

durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Berechnung für die Anordnung nach Fig. 3.7 führt auf die in Fig. 3.8 dargestellten Verläufe für Real- und Imaginärteil.

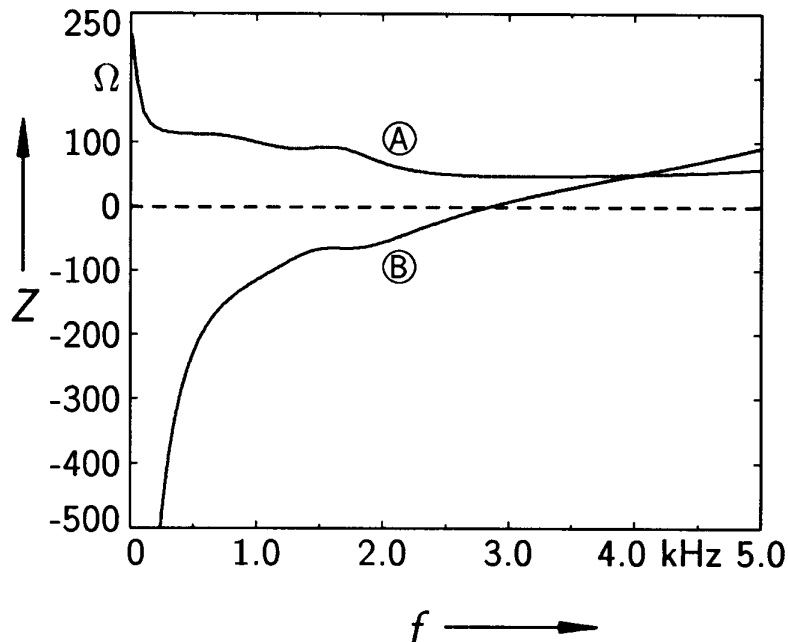


Fig. 3.8. Realteil - \textcircled{A} - und Imaginärteil - \textcircled{B} der Eingangsimpedanz der Gehörrepräsentation in Fig. 3.7.

Die in Fig. 3.8 dargestellten Impedanzverläufe sind mit den in Fig. 3.1 dargestellten Ergebnissen der Messungen zu vergleichen. Der Verlauf der Kurven für Real- und Imaginärteil stimmt gut überein. Der Imaginärteil der am Modell berechneten Impedanzen ist im Frequenzbereich zwischen 1 kHz und 3 kHz größer als bei den Versuchspersonen. Der Realteil der Eingangsimpedanz des Modells sinkt oberhalb von 2 kHz stark ab. Bei den Meßergebnissen sinkt der Realteil erst oberhalb von 2.7 kHz. Das Modell simuliert eine schlechtere Anpassung, als sie den Meßergebnissen nach gegeben ist. Es wird mehr Wirkleistung aus dem Schallfeld in das Gehör eingekoppelt, als es der Modellvorhersage entspricht. Wird der Berechnung ein verkürztes Gehörgangsmodell zugrundegelegt, um die Eindringtiefe der Ohrlive in den Gehörgang zu simulieren, so ändert sich nur wenig an den berechneten Verläufen.

Schloth [72] bildet die Meßsonde und den Gehörgang als Volumen von 1.3 cm^3 nach. Dies ist aufgrund der Resonatoreigenschaft der Meßsonde nicht hinreichend. Peisl [65] verwendet eine Gehörgangsdarstellung, die nicht mit den Daten von Gardener übereinstimmt. Darüber hinaus stimmen die von ihm zugrundegelegten Werte für die Meßsondenimpedanzen nicht mit den Daten realer Meßsonden überein.

Das für diese Untersuchungen verwendete Modell unterliegt der Einschränkung, daß das Innenohr nicht als inhomogene nichtlineare Leitung modelliert ist. Die Cochlea wird durch drei konzentrierte Elemente repräsentiert. Sie bilden den Innenwiderstand einer linearen Quelle für OAE. Das Übersetzungsverhältnis des Mittelohres wurde herausgerechnet. Es sind keine Aussagen bezüglich der tatsächlichen Größe des Urschalldrucks in der Cochlea möglich.

3.4.3 Ergebnisse der Berechnung

Für die im folgenden durchgeführte Berechnung wird der Gehörgang des Modells mit zwei unterschiedlichen Meßsondenmodellen belastet. Die Resonanzfrequenzen liegen bei 1.2 kHz und bei 2.1 kHz. Sie werden durch eine Ersatzschaltung entsprechend Fig. 2.14 repräsentiert. Die einzelnen Elementewerte sind Tabelle 3.1 zu entnehmen. Die akustischen Federungen dieser beiden Meßsonden sind groß. Die Impedanz nimmt bei der Resonanzfrequenz kleine Werte an. Für die Konstruktion dieser Meßsonden konnte das Kriterium aus Gl. 3.6 wegen der großen äquivalenten akustischen Federung der Membran nicht angewendet werden.

Tabelle 3.1. Akustische Elemente, die in der Meßsondenmodellierung Verwendung finden

	Meßsonde 1	Meßsonde 2	
\mathcal{M}_H	1732.3	2343.73	$\frac{Ns^2}{m^5}$
\mathcal{F}_V	$3.2 \cdot 10^{-12}$	$7.2 \cdot 10^{-12}$	$\frac{m^5}{N}$
\mathcal{W}_H	$0.7 \cdot 10^7$	$1 \cdot 10^7$	$\frac{Ns}{m^5}$
f_0	2137	1223	Hz

Die Berechnung der Übertragungsfunktion $|U_V/U_C|$ der Schaltung aus Fig. 3.7 für die beiden unterschiedlichen Meßsondenmodellierungen nach Tabelle 3.1 führt auf die in Fig. 3.9 dargestellten Verläufe. ① und ② stellen die Freifeldübertragungsfunktionen von Meßsonde 1 und Meßsonde 2 dar. ③ (Meßsonde 1) und ④ (Meßsonde 2) sind die am Modell berechneten Übertragungsfunktionen $|U_V/U_C|$.

Die in der Fig. 3.9 dargestellten Übertragungsfunktionen ③ und ④ zeigen, daß die hohen Güten der beiden Meßsonden (erkennbar in den Freifeldfrequenzgängen ① und ②) kaum mehr Einfluß auf den meßbaren Schalldruck haben. Der Frequenzgang ist bis zur Meßsondengrenzfrequenz nahezu eben, um dann abzufallen. Der komplexe Quellwiderstand des Gehörmodells führt zu Abweichungen des Verlaufs der Übertragungsfunktionen ③ und ④ von einer Tiefpaßfunktion 2. Ordnung.

Es liegt eine deutliche Grunddämpfung in der Größenordnung von 12 dB von der Quelle zum Meßaufnehmer vor. Sie wird durch das niedrige Impedanzniveau im Gehörgang verursacht.

Der Frequenzbereich, in dem Messungen von OAE möglich sind, wird nach oben hauptsächlich durch die Resonanzfrequenz der Meßsonde bestimmt. Oberhalb dieser Frequenz fällt der Schallpegel vor der Mikrofonmembran ab. Trotz der Verwendung des komplizierten Modells und des daraus resultierenden komplexen

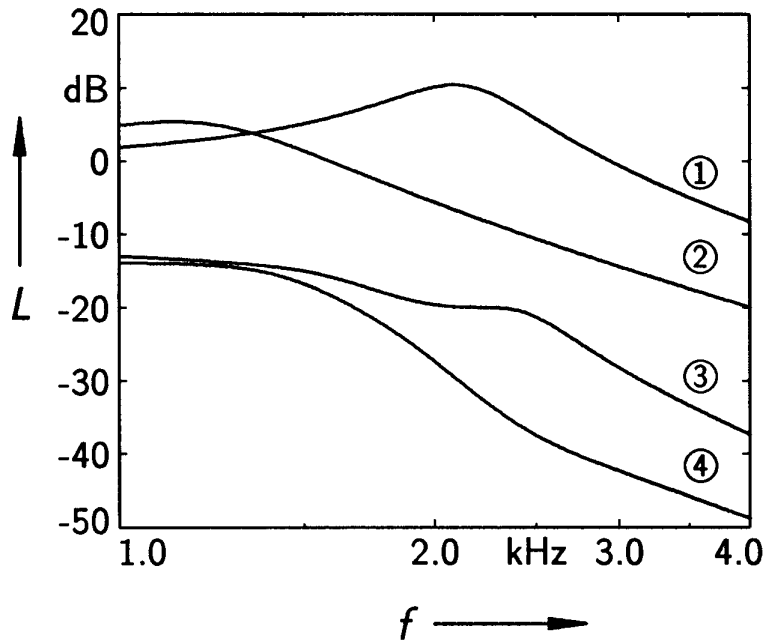


Fig. 3.9. Darstellung der mit Hilfe der Modellvoraussetzungen gewonnenen Frequenzabhängigkeiten der Ausgangssignale der Meßsonden. ① und ② kennzeichnen die Freifeldfrequenzgänge von Meßsonde 1 und Meßsonde 2, ③ und ④ ergeben sich als Übertragungsfunktion $|U_V/U_C|$ bei Ankoppelung der Meßsonden an das Modell gemäß Fig. 3.7

Quellwiderstands bleibt die Tiefpaßübertragungsfunktion des Resonators in der Meßsonde bestimmend für den Verlauf des Übertragungsfrequenzgangs.

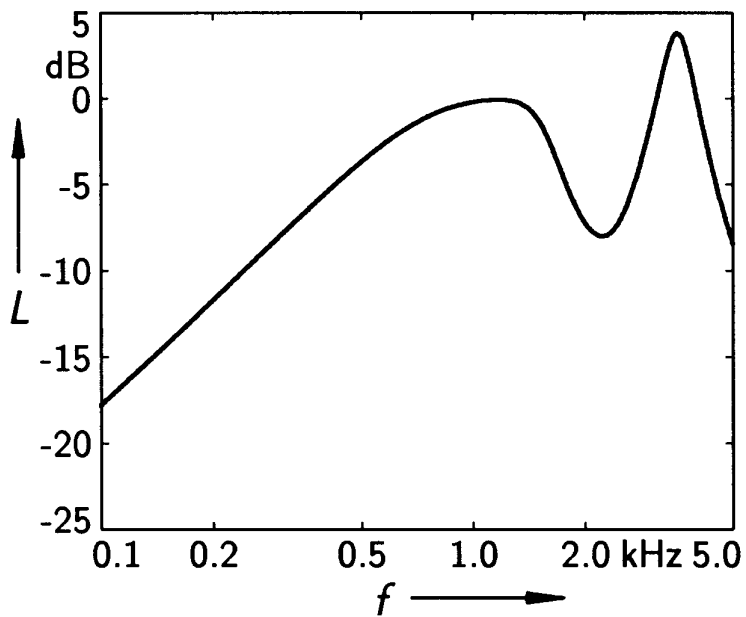


Fig. 3.10. Komplexe Übertragungsfunktion des Modells vom Gehörgang auf die Cochlea (siehe Fig. 3.7, U_{RC}/U_{GG}). Der Einbruch zwischen 1.5 kHz und 3 kHz findet sich im allgemeinen nicht in Ruhehörschwellen und beruht vermutlich auf einer Fehlauselegung des Modells.

In der „normalen“ Übertragungsrichtung (Fig. 3.10) ist bei 1 kHz praktisch keine Dämpfung gegeben. Die Spannung U_{GG} an der „Außenohröffnung“ gelangt direkt an den Realteil R_C der cochleären Eingangsimpedanz.

3.4.4 Überprüfung der theoretischen Ergebnisse durch Messung von SOAE

Das Modell sagt voraus, daß bei Messungen im freien Schallfeld zwischen Meßsonde 1 und Meßsonde 2 andere Pegeldifferenzen resultieren als bei Messungen am Gehörgang. Um die am Modell hinsichtlich der zu erwartenden Pegeldifferenzen gewonnenen Ergebnisse praktisch nachzuprüfen, wurden an einer Versuchsperson bei 10 Sitzungen die SOAE mit den beiden Meßsonden gemessen. Die Pegeldifferenz der Zentralwerte der SOAE werden mit den Pegeldifferenzen verglichen, die das Modell vorhersagt (Fig. 3.9, Pegeldifferenz zwischen ③ und ④). Tabelle 3.2 zeigt die Ergebnisse der SOAE-Messungen. Der Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Pegeldifferenzen der beiden Meßsonden ist Fig. 3.11 zu entnehmen.

Tabelle 3.2. Spontane Emissionen der Versuchsperson W. O., angegeben als Zentralwert (ZW) und Ober- & Untergrenze der wahrscheinlichen Schwankungen (WSO, WSU). Bezugsspannung ist 1 nV, aufgetragen ist der Spannungspegel am Mikrofon. Der Rauschintensitätsdichtepegel liegt bei etwa 42 dB.

Meßsonde 1									
Frequenz (Hz)	1562	1775	1950	2050	2137	2312	2475	2625	3100
WSO (dB)	66.4	54.1	62.7	57.5	55.5	57.0	54.3	65.2	56.7
ZW (dB)	66.1	53.2	61.5	54.3	53.5	56.3	53.0	64.5	55.7
WSU (dB)	64.6	51.3	60.4	52.6	52.9	54.5	51.8	64.3	53.5
Meßsonde 2									
Frequenz (Hz)	1562	1775	1950	2050	2137	2312	2475	2625	3100
WSO (dB)	65.9	51.6	60.8	53.0	48.4	51.3	46.4	58.9	52.6
ZW (dB)	65.3	50.6	60.2	50.0	48.0	50.7	46.0	57.9	50.9
WSU (dB)	64.7	49.3	59.3	49.6	47.6	48.4	45.7	57.1	48.2

Tabelle 3.2 zeigt die hohe Reproduzierbarkeit und die geringen wahrscheinlichen Schwankungen der Meßergebnisse. Dies ist auf den hohen Schallpegel der SOAE bei dieser Versuchsperson zurückzuführen. Die Meßsonde mit der niedrigeren Eigenfrequenz liefert mit steigender SOAE-Frequenz einen kleineren Schallpegel.

Im Frequenzbereich bis etwa 2 kHz liegt eine gute Übereinstimmung zwischen vorhergesagten und tatsächlich gemessenen Pegeldifferenzen vor. Die Meßergebnisse bestätigen die Behauptung, daß die im Freifeld meßbaren großen Resonanzüberhöhungen der Meßsonden nur einen geringen Einfluß auf die meßbaren Pegel der OAE haben. Der Freifeldfrequenzgang der Meßsonde spiegelt sich, von dem Tiefpaßverhalten abgesehen, nicht in den Meßergebnissen wieder, da die Güte des Mikrofonresonators bei Ankoppelung an den Gehörgang in Abhängigkeit von der Meßsondenkonstruktion absinkt.

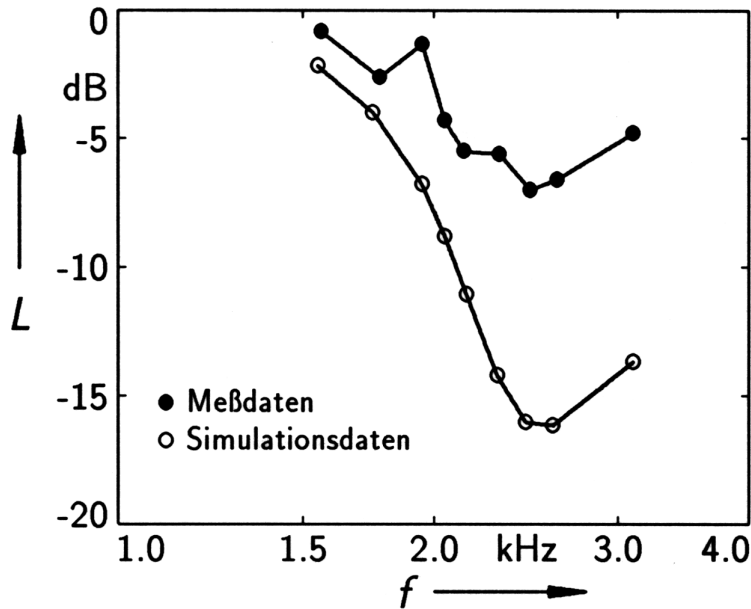


Fig. 3.11. Differenz zwischen gemessenen und berechneten Pegelunterschieden von SOAE, mit zwei unterschiedlichen Meßsonden an der Versuchsperson W.O. ermittelt bzw. am Modell (Fig.3.9 und Tabelle 3.2) berechnet.

3.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden auf verschiedene Arten die Wechselwirkungen von Gehör und Meßaufnehmer Meßsonde bei der Untersuchung von OAE bestimmt. Das erste Verfahren basiert auf einem stark vereinfachten Modell des Gehörs als einem linearen System Quelle mit Innenwiderstand in der Meßsondenöffnungsebene. Um Zahlenwerte für diese Impedanz zu erhalten, wurden Messungen der akustischen Eingangsimpedanz des Gehörs vorgenommen.

Das zweite Verfahren basiert auf aus der Literatur bekannten Modellen für Außen-, Mittel- und Innenohr. Mit diesen komplexen Systemen wurden Berechnungen der Übertragungsfunktion von der Cochleamodellierung auf das „Mikrophon“ im Meßsondenmodell durchgeführt. Auch hier liegen der Untersuchung nur lineare Systeme zugrunde. Die gewonnenen Daten wurden mit Messungen von SOAE an einer Versuchsperson verglichen. Der Vergleich bestätigt die Vorhersagen des Modells.

Für beide verwendeten Modelle begrenzt die Resonanzfrequenz des Mikrophonsystems der Meßsonde die Messung von OAE zu hohen Frequenzen hin. Für höhere Frequenzen fällt die Empfängerempfindlichkeit entsprechend einer Tiefpaßfunktion zweiter Ordnung ab, wie es der bereits in Kapitel 2 hergeleiteten Charakteristik der Meßsonde selbst entspricht.

Kapitel 4

Verzerrungsproduktmissionen (DPOAE)

4.1 Einleitung

Den Anfang des folgenden Kapitels bilden Messungen von DPOAE an einer Gruppe von Versuchspersonen. Die gewonnenen Daten werden mit Daten aus psychoakustischen Kompensationsmessungen verglichen (Zwicker [96], [98], [100]). Weiterhin wird die Abhängigkeit der Pegel der DPOAE vom Frequenzabstand der Primärtöne untersucht. Es werden Messungen von DPOAE höherer Ordnung beschrieben, darüber hinaus wird der Einfluß der verwendeten Meßsonde auf die gewonnenen Daten untersucht. Die Auswirkungen von SOAE auf den Pegel der DPOAE wird an einem Beispiel gezeigt. Messungen von DPOAE an einem analogen elektronischen Gehörmodell liefern Vergleichsdaten zu den Daten der Versuchspersonengruppe. Die Möglichkeit, die gemessenen Pegelabhängigkeiten der DPOAE durch ein nichtlineares System mit Potenzkennlinie zu beschreiben, werden untersucht.

4.2 Messung von DPOAE

Die Ordnung eines Differenztones ist durch den Grad der Potenzreihe charakterisiert, der mindestens erforderlich ist, um ihn zu erzeugen. Die Angabe der Ordnung ist jedoch nicht ausreichend, um einen Teilton aus dem Spektrum der Verzerrungsprodukte zu charakterisieren. Daher wird zur Angabe des Pegels und der Frequenz einer DPOAE bzw. eines auralen Differenztons folgendes Verfahren angewendet: $DPOAE_{D32}$ soll im weiteren die Differenztonemission der Frequenz $3f_1 - 2f_2$ beschreiben. L_{D32} bezeichnet den Pegel des auralen Differenztones oder der DPOAE der Frequenz $3f_1 - 2f_2$. Ein S anstelle des D im Index weist auf einen Summenton hin.

4.2.1 Meßanordnung

Für die Messung der DPOAE wurde ein spezieller Mikrofonvorverstärker konstruiert, der den Anforderungen hinsichtlich seines Rauschens und der Klirrrarmut entspricht.

Sein Eigenrauschen beträgt $1.8\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ (bei kurzgeschlossenem Eingang gemessen). Im Vergleich zu dem Eigenrauschen des verwendeten Mikrophons (KE13, siehe Tabelle 2.1) ist dieser Wert ohne Einfluß auf die Messung. Die Klirrdämpfung ist größer als 80 dB bezogen auf Vollaussteuerung. Die Verstärkung ist zwischen 30 dB und 60 dB in Stufen von 10 dB einstellbar. Mit integriert in den Verstärker sind Hochpaß und Tiefpaß mit den Grenzfrequenzen 600 Hz bzw. 6 kHz und Flankensteilheiten von 24 dB/Oktave bzw. 12 dB/Oktave. Diese Wahl der Grenzfrequenzen hat sich als zweckmäßig erwiesen, da so die auftretenden tieffrequenten Störsignale wirksam aus dem Nutzsignal herausgefiltert werden und auch höherfrequente Störkomponenten die Aussteuerung des Vorverstärkers nicht vergrößern.

Die verwendete Meßsonde entspricht weitgehend der von Zwicker und Harris [108] verwendeten, mit dem Unterschied, daß bei Zwicker und Harris der Schall durch zwei Kopfhörerlautsprecher erzeugt und dann über Schläuche dem Gehörgang zugeführt wurde.

Die Messungen von Harris ([25], [24]) wurden mit Hilfe einer käuflich erhältlichen Anordnung durchgeführt (EAR [42], [87]). Auch hier muß der Schall durch Schläuche in den Gehörgang der Versuchsperson geleitet werden. Kemp [38] macht keine näheren Angaben über die bei seinen Untersuchungen verwendete Meßsonde.

Die Schallkanäle von Mikrofon und Sender müssen weitgehend getrennt sein. Sie werden erst über den Gehörgang akustisch miteinander verkoppelt. Keine der beiden Schallquellen darf mit beiden Primärtonsignalen gleichzeitig beaufschlagt werden. Diese Maßnahmen sind erforderlich, weil die Klirrdämpfung der verwendeten Sender die Größenordnung von 50 dB hat. Ein einzelner Wandler, mit beiden Signalen zugleich beaufschlagt, würde Differenztonprodukte in der Größenordnung der Meßsignale erzeugen. Eine Kontrollmessung an einem künstlichen Ohr ergab über den gesamten untersuchten Schallpegelbereich keine meßbaren Differenztonverzerrungen der Anordnung.

Eine Fehlermöglichkeit könnte darin gesehen werden, daß $\text{DPOAE}_{\text{D11}}$ aus den Senderoberwellen $3f_1$ und $2f_2$ gemessen und als $\text{DPOAE}_{\text{D32}}$ interpretiert werden. Dies kann ausgeschlossen werden. Zwar erzeugen die Sender quadratische und kubische Verzerrungen, der Pegel dieser Oberwellen liegt aber schon für die quadratischen Verzerrungsprodukte etwa 50 dB unterhalb der Primärtonpegel. Die kubischen Verzerrungen haben noch kleinere Pegel. Die Pegel der von diesen „Primärtönen“ erzeugten DPOAE sind deshalb gering. Versuche, bei denen das quadratische Verzerrungsprodukt $2f_2$ des Senders durch Zusetzen eines externen $2f_2$ – Signales kompensiert wurde, zeigten folglich auch keinen Einfluß dieser Sendernichtlinearität auf die Amplitude der $\text{DPOAE}_{\text{D32}}$.

Die Meßanordnung zeigt Fig. 4.1.

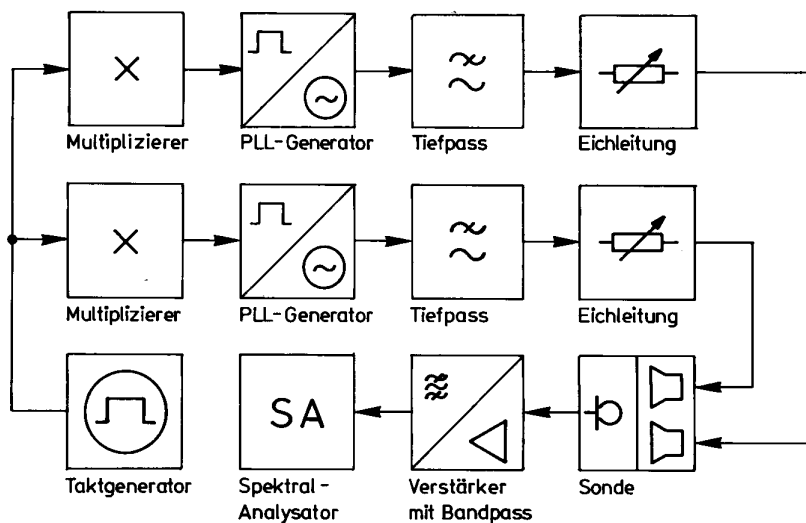


Fig. 4.1. Skizze der Meßanordnung.

Ein Taktgenerator mit einer Taktfrequenz von 36 Hz steuerte zwei Frequenzmultiplizierer. Der Wert von 36 Hz für die Taktfrequenz wurde gewählt, um möglichst keine Vielfachen von 50 Hz zu erzeugen. Am Ausgang der Multiplizierer stand die Frequenz f_1 mit 1620 Hz sowie die Frequenz f_2 ab 1692 Hz in Stufen von 36 Hz als Rechtecksignal zur Verfügung. Die Frequenz 1620 Hz wurde gewählt, um Übereinstimmung mit den Daten von Zwicker ([96], [98], [100]) zu erreichen. Mit den Ausgangssignalen der Multiplizierer wurde je ein PLL-Sinusgenerator des Typs 3300A von HP angesteuert, die schließlich die beiden Sinussignale der Frequenz f_1 und f_2 erzeugten. Sie wurden über Hochpaßfilter zur Bedämpfung der Generatornebenlinien den Eichleitungen und schließlich den Sendern in der Meßsonde zugeführt. Der Schallpegel der Frequenz f_1 wird im folgenden mit L_1 , der Schallpegel von f_2 mit L_2 bezeichnet.

Das verstärkte Mikrophonsignal wurde in einen Schmalband-Spektral-Analysator (Typ 2031 von B&K) eingespeist, der über einen IEEE-Bus mit einem Rechner zur Datenspeicherung und Datenverarbeitung verbunden war. Die Meßdaten wurden im Anschluß an jede Messung zu dem Rechner übertragen, mit der Empfindlichkeit der Meßsonde verrechnet und abgespeichert. Es wurden die Meßwerte für die $DPOAE_{D21}$, $DPOAE_{D32}$, $DPOAE_{D43}$, $DPOAE_{D54}$ und $DPOAE_{D65}$ ausgewertet.

4.2.2 Kalibrierung der Meßsonde

Um ein einfacheres Vorgehen für den Versuchsleiter zu ermöglichen, wurde die Meßsonde absolut in mV/Pa in einem kleinen hartwandigen Meßkuppler von 0.2 cm³ Volumen kalibriert. Der sich dabei ergebende Frequenzgang der Empfindlichkeit sowie die Abhängigkeit des Rauschintensitätsdichtepegels der Meßsonde über der Frequenz sind in Fig. 4.2 dargestellt. Eine Kalibrierung auf Pegel über der Ruheshwelle wurde aus Zeitgründen nicht durchgeführt. Dies hätte für jede Versuchsperson die Messung der Ruheshwelle an jedem untersuchten Frequenzpunkt erforderlich gemacht.

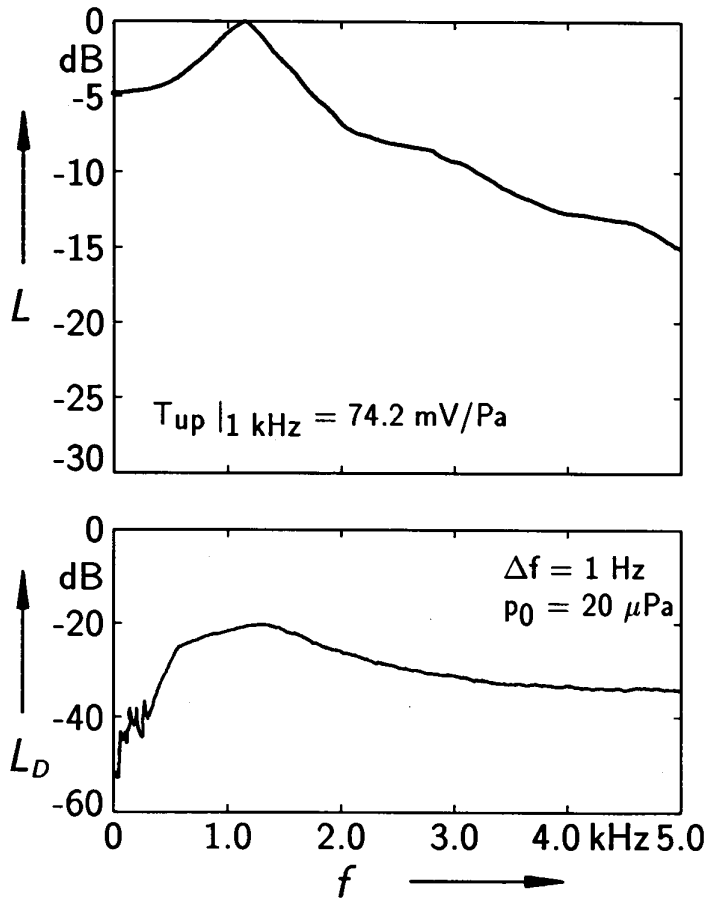


Fig. 4.2. Frequenzgang der Empfindlichkeit (oberes Diagramm) und Rauschintensitätsdichtepegel (unteres Diagramm) der Meßsonde. Der Abfall des Rauschintensitätsdichtepegels für Frequenzen kleiner 500 Hz ist auf die Hochpaßcharakteristik des bei dieser Messung verwendeten Vorverstärkers zurückzuführen.

Durch die Gewichtung der gemessenen Pegelwerte mit dem Meßsondenfrequenzgang beziehen sich die im folgenden angegebenen Pegelwerte auf den vor der Meßsondenöffnung im Gehörgang herrschenden Schallpegel. Auf den Einfluß einer akustischen Belastung des Gehörs auf die Messung von OAE wurde bereits im Abschnitt 3.4.4 hingewiesen. In Abhängigkeit von der akustischen Impedanz der verwendeten Meßsonde sind Pegelunterschiede bei der Messung von DPOAE bei ansonsten gleichen Meßbedingungen zu erwarten. Im Abschnitt 4.2.8 werden vergleichende Messungen von $DPOAE_{D21}$ mit verschiedenen Meßsonden vorgestellt.

4.2.3 Meßablauf

Die hier beschriebenen Untersuchungen wurden mit 11 Versuchspersonen (2 Frauen und 9 Männer) durchgeführt. Ihr Alter lag zwischen 20 und 35 Jahren, alle waren auf dem betrachteten Ohr normalhörend. Bei einer Voruntersuchung wurde entschieden, ob die betreffende Person für die Versuchsreihe geeignet war oder nicht. Kriterium hierfür war ein hinreichend großer Schallpegel der $DPOAE_{D21}$.

Parallel zu den Messungen der DPOAE wurden alle Versuchspersonen auf SEOAE und auf SOAE hin untersucht. Welche Auswirkungen diese auf die Meßergebnisse haben, wird im Abschnitt 4.2.10 untersucht.

Die Versuchspersonen befanden sich in einer schallisolierten Kammer. Sie hatte die Anweisung, sich möglichst leise zu verhalten. Dies war notwendig, weil der Signal-Rauschabstand häufig aufgrund der Eigengeräusche der Versuchspersonen und nicht durch das Eigenrauschen der Meßanordnung begrenzt war.

Mit der bekannten Empfindlichkeit der Meßsonde wurden die Pegel der Primärtöne im Ohr der Versuchsperson eingestellt. Im Anschluß an diesen Kalibriervorgang begann die Messung. In einer Sitzung wurde die Abhängigkeit der DPOAE von L_1 und L_2 für ein Frequenzpaar untersucht. Durch diese Vorgehensweise wurden Einflüsse einer von Sitzung zu Sitzung unterschiedlichen Meßsondenposition vermieden.

Der Schallpegel von L_1 wurde in 5 dB – Schritten von 15 dB bis 80 dB variiert, entsprechend L_2 von 30 dB bis 75 dB. Üblicherweise wurde für jeden Meßpunkt über 16 Messungen linear gemittelt, um das Rauschen zu glätten. Bei unruhigen Versuchspersonen mußte der Versuchsleiter häufig den Meßvorgang nach einigen Messungen abbrechen, wenn 16 einwandfreie Messungen am Stück nicht möglich waren, ohne den Datensatz unbrauchbar zu machen. Aufgrund der vielen Meßpunkte und der Notwendigkeit, die Messungen manuell ständig überwachen zu können, dauerte ein Meßdurchgang für ein Frequenzpaar je Versuchsperson etwa 45 Minuten.

Der bei den Messungen verwendete Schmalband-Spektralanalysator bestimmt nur das Leistungsspektrum und gibt keine Phaseninformation aus. Die Pegel- und Frequenzabhängigkeit der Phase der DPOAE konnte nicht untersucht werden.

4.2.4 Meßergebnisse

Bei den Untersuchungen ließen sich, analog den in Fig. 1.4 dargestellten Ergebnissen von Zwicker und Harris [108], Verzerrungsprodukte höherer Ordnung messen. Die $DPOAE_{D21}$ und $DPOAE_{D32}$ fanden sich bei allen Versuchspersonen. Für die $DPOAE_{D43}$ und noch höherer Ordnung liegen von den verschiedenen Versuchspersonen keine Kurven, sondern meist nur noch ein oder zwei aufeinanderfolgende Meßpunkte vor. Deren Pegel wurden mit katalogisiert, wenn sie signifikant größer als das Systemrauschen waren. Zur statistischen Auswertung wurden Zentralwert und wahrscheinliche Schwankungen der Daten aller Versuchspersonen gebildet. Diese Vorgehensweise war nur für die $DPOAE_{D21}$ und $DPOAE_{D32}$ möglich. Aufgrund der geringen Anzahl von Meßwerten für $DPOAE$ noch höherer Ordnung war eine statistische Auswertung nicht mehr sinnvoll. Ein Teil der Ergebnisse der Messungen für die $DPOAE_{D21}$ sind in Fig. 4.3, (A) – (C) dargestellt. Die Diagramme zeigen den Pegel des Zentralwertes der $DPOAE$ als Funktion von L_1 . Der Frequenzabstand der Primärtöne wird von 324 Hz in Fig. 4.3 (A) auf 180 Hz in Fig. 4.3 (C) reduziert. Kurvenparameter ist L_2 .

Die Zentralwerte eines Teils der Messungen der $DPOAE_{D32}$ sind Fig. 4.10 und Fig. 4.11 zu entnehmen. Hier ist die Abhängigkeit des Pegels der $DPOAE_{D32}$ von L_2 dargestellt, Kurvenparameter ist L_1 . Auf die Ergebnisse dieser Messungen wird in Abschnitt 4.2.9 näher eingegangen.

Die Darstellung der Abhängigkeit L_{D21} als Funktion von L_2 mit L_1 als Parameter findet sich exemplarisch für ein Primärtonpaar in Fig. 4.5 dargestellt.

4.2.5 Diskussion

Die objektiv im Gehörgang gemessenen Pegel der $DPOAE_{D21}$ (Fig. 4.3, (A) – (C)) sind erheblich kleiner als die Pegel der vergleichbaren, psychoakustisch untersuchten auralen Differenztöne. Im Unterschied zu den auralen Differenztönen liegt außerdem bei den $DPOAE_{D21}$ ein stärkerer Kompressionseffekt vor. Die Differenzen zwischen Primärton- und $DPOAE_{D21}$ -Pegeln wachsen von 30 dB bei Primärtonpegeln von 40 dB bis auf 60 dB bei Primärtonpegeln von 60 dB und mehr an.

Bei kleinen Frequenzabständen der Primärtöne (siehe Fig. 4.3, (B) und (C)) geht der Pegel des Maximums von L_{D21} bei L_2 -Pegeln ab etwa 40 dB in Sättigung, der Maximalpegel der $DPOAE_{D21}$ wird weitgehend vom Schallpegel des Kurvenparameters L_2 unabhängig. Wird der Frequenzabstand auf etwa eine Frequenzgruppenbreite vergrößert (Fig. 4.3, (A)), so nähert sich die Pegelabhängigkeit der $DPOAE_{D21}$ in ihrem Verlauf qualitativ der des psychoakustisch gemessenen Differenztons (Fig. 4.4, (A)) an. Unterhalb des Maximalpegels ist die Abhängigkeit des Pegels der $DPOAE_{D21}$ von L_2 gering. Alle Kurven scheinen für verschiedene Pegel von L_2 einer Grenzgeraden zu entspringen, deren Steigung ($\Delta L_{D21}/\Delta L_1$) bei den $DPOAE_{D21}$ etwa 0.5 beträgt. Wird der Pegel von L_2 um 10 dB angehoben, so steigt das Maximum von L_{D21} um etwa 4 dB. Die Sättigungsregion verschiebt sich

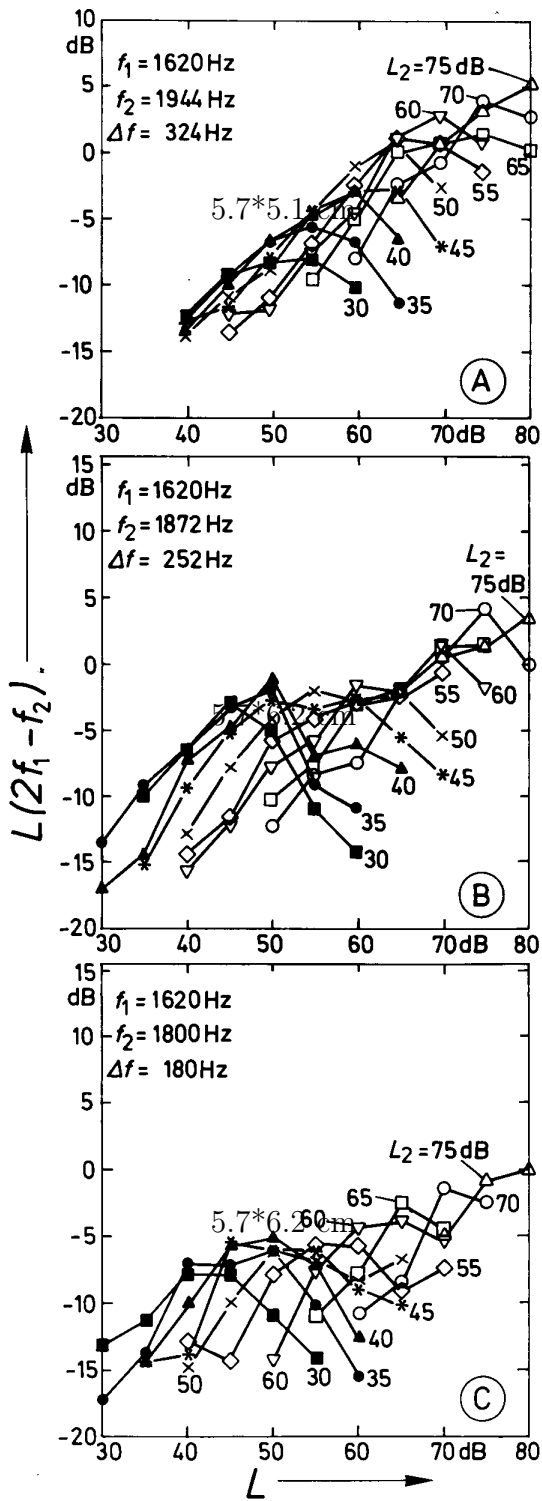


Fig. 4.3. DPOAE_{D21} 1296 Hz - (A), 1368 Hz - (B) und 1440 Hz - (C). Zentralwerte der Versuchspersonen.

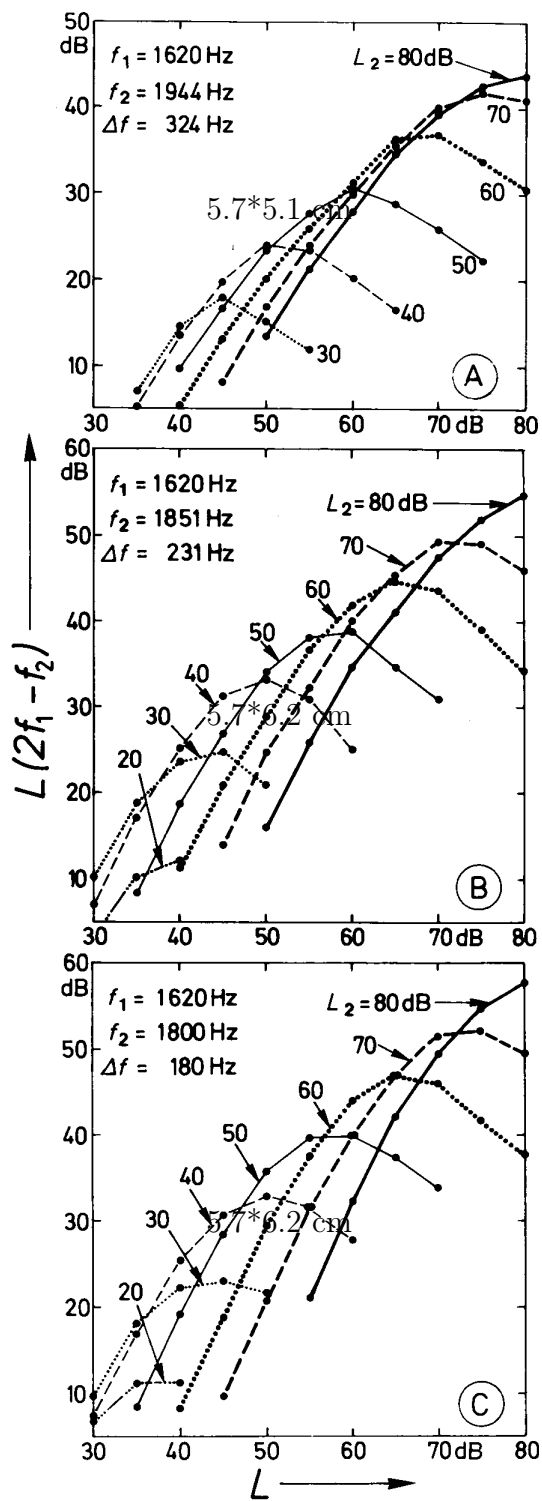


Fig. 4.4. Kubischer Differenzton, mit der Kompensationsmethode gemessen, nach Zwicker [100]. 1296 Hz - (A), 1389 Hz - (B) und 1440 Hz - (C).

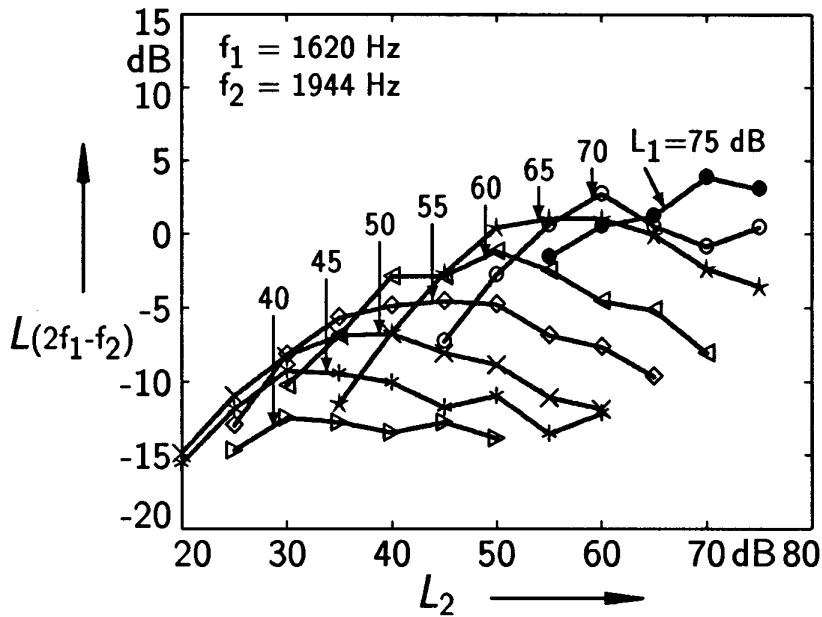


Fig. 4.5. Charakteristischer Verlauf $L_{D21}(L_2)$.
 $2f_1 - f_2 = 1296 \text{ Hz}$.
 Zentralwert aller Versuchspersonen.

zu wesentlich höheren Pegeln bis nach etwa 70 dB für L_2 . Bei noch geringeren Frequenzabständen als den dargestellten 180 Hz wird die Abhängigkeit des Maximums des Pegels L_{D21} von L_2 wieder stärker.

Wird L_{D21} als Funktion von L_2 dargestellt und L_1 als Kurvenparameter verwendet, so nehmen die Kurvenverläufe eine andere Gestalt an (siehe Fig. 4.5). Der Ursprung der Diagramme verschiebt sich um etwa 5 dB zu höheren L_2 -Pegeln, wenn der Pegel von L_1 um 5 dB vergrößert wird. Diese Form der Abhängigkeit von L_1 bleibt für alle untersuchten Frequenzabstände erhalten. Für kleine Differenztonpegel liegt die Steigung der Kurven ($\Delta L_{D21}/\Delta L_2$) etwa bei 1, woraus auf eine Potenzkennlinie 3. Ordnung geschlossen werden könnte (siehe Gl. D.8).

Die psychoakustisch gemessenen Daten (Fig. 4.4, A) – C) weisen unterhalb der Sättigungsregion von L_{D21} eine Steigung ($\Delta L_{D21}/\Delta L_1$) von etwas mehr als 1 auf. Das Maximum des Differenztonpegels wächst bei einer Steigerung von L_2 um 10 dB etwa um 6 dB an. Bei kleinen Frequenzabständen innerhalb einer Frequenzgruppe entspricht eine Erhöhung des Schallpegels von L_2 um 10 dB einer Verschiebung der Kurve in Richtung der L_1 -Achse um etwa 5 dB. Mit wachsendem Frequenzabstand der Primärtöne wird diese Verschiebung geringer, alle Kurven scheinen für kleine Pegel von L_1 derselben Grenzgeraden zu entspringen. Mit wachsendem Frequenzabstand der Primärtöne wird L_{D21} immer weniger von L_2 abhängig. Das gilt für Pegel L_1 , bei denen das Maximum von L_{D21} noch nicht erreicht ist.

4.2.6 Deutung der Unterschiede zwischen objektiver und subjektiver Messung von Differenztönen

Entsprechend dem Modell von Zwicker [99], [102] sind entlang der Basilarmembran verteilte nichtlineare Elemente anzunehmen. In Bereichen, in denen Anregungspegel

beider Primärtöne vorhanden sind, erzeugen sie Mischprodukte. Dies führt dazu, daß Wanderwellen der Verzerrungskomponenten entstehen, die sich ähnlich denen der Primärtöne entlang der Basilarmembran ausbreiten. Die Anregungsverteilung auf der Basilarmembran ist schematisch in Fig. 4.6 dargestellt. Im Unterschied zu den Differenztönen existiert für die Primärtöne nur eine Ausbreitungsrichtung auf der Basilarmembran, da davon ausgegangen wird, daß die Cochlea am Helicotrema reflexionsfrei abgeschlossen ist und auf der Basilarmembran keine Reflexionen stattfinden. Bei den Differenztönen müssen sich am Ort ihrer Entstehung zwei Wellen ausbilden, die in Richtung Helicotrema und in Richtung ovales Fenster wandern.

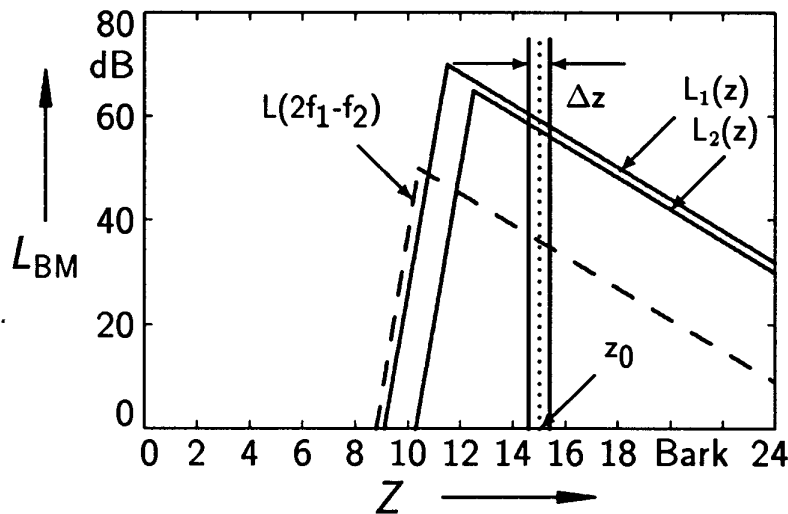


Fig. 4.6. Schematische Darstellung der Anregungsverteilung für die Primärtöne und den kubischen Differenzton als Funktion von z . Die Pegelwerte wurden der Arbeit von Peisl [65] entnommen.

In jedem Bereich Δz (siehe Fig. 4.6) innerhalb des Überlappungsgebietes der Anregungen beider Primärtöne entstehen Elementarwellen, die sich aus Mischprodukten verschiedener Ordnungen der Primärtöne in Abhängigkeit von der lokal wirkenden Nichtlinearität zusammensetzen (Siehe auch Gl. D.8). Sie breiten sich in basaler – und apikaler Richtung von $z_0(\Delta z)$ aus. An jedem Ort z (Zwicker [102], Schroeder [75]) läßt sich die zu einer bestimmten Frequenz gehörige Druck- oder Schnelleamplitude durch die Überlagerung aller Elementarwellen dieser Frequenz nach Betrag und Phase darstellen.

Wesentliche Unterschiede zwischen den gemessenen DPOAE und den auralen Differenztönen bestehen hinsichtlich des Pegels und des Dynamikbereichs. Die Wahrnehmung des Differenztones durch die Versuchsperson wird durch die Anregungsverteilung auf der Cochlea bestimmt. Im Unterschied dazu ist für die Messung der DPOAE der Teil der Verzerrungsprodukte von Bedeutung, die zum ovalen Fenster hinwandern und dort über das Mittelohr in den Gehörgang ausgekoppelt werden. Die dort vorliegenden Abschlußbedingungen sollen im folgenden untersucht werden.

Aus den Eingangsimpedanzbestimmungen für das Gehör (Kapitel 3) geht hervor, daß der Gehörgang im Frequenzbereich zwischen 1 kHz und 2 kHz etwa mit seinem Wellenwiderstand abgeschlossen ist. Die im Öffnungsquerschnitt des Gehörgangs verfügbare akustische Leistung wird somit ohne Reflexionen in die Cochlea eingekoppelt.

In der inversen Übertragungsrichtung sind die Verhältnisse anders. Im Normalfall ist der Gehörgang nach außen offen. Dies bedeutet, daß er akustisch kurzgeschlossen ist. Der Realteil des Strahlungswiderstandes eines Rohres vom Durchmesser des Gehörgangs (etwa 7.5mm) beträgt bei einer Frequenz von 2 kHz etwa 1/100 der Kennimpedanz Z_0 (nach Zwicker [110], $2k_\lambda r \approx 0.3$). Bei Frequenzen unterhalb der $\lambda/4$ -Resonanz des Gehörgangs ist die Cochlea näherungsweise mit einem Kurzschluß am ovalen Fenster abgeschlossen. Die zum ovalen Fenster hin wandernde Welle wird total reflektiert und läuft in die Cochlea zurück. Hier kann es zu Interferenzen mit anderen Wellen derselben Differenztonkomponente kommen (Schroeder [75]).

Wird das Außenohr mit einem Kopfhörer abgeschlossen, so ändert sich an diesen Bedingungen nur wenig, die akustische Abschlußimpedanz des Gehörgangs im mittleren Frequenzbereich bleibt klein. Dies sind die akustischen Bedingungen, bei denen die psychoakustischen Kompensationsmessungen vorgenommen werden (Zwicker [107]). Durch das Ankoppeln einer Meßsonde an den Gehörgang werden die Bedingungen verändert. Die Abschlußimpedanz am ovalen Fenster wird von der akustischen Meßsondenimpedanz abhängig. Darüber hinaus ist zu vermuten, daß der Pegel des Differenztones am charakteristischen Ort in der Cochlea durch die akustische Abschlußimpedanz des Gehörgangs beeinflusst wird. Hierzu liegen bisher keine Untersuchungen vor.

Im Abschnitt 3.4 wurde unter Zugrundelegung des Mittelohrmodells nach Zwislocki die Übertragungsfunktion einer hypothetischen Quelle in der Cochlea auf das Mikrophon in der Meßsonde berechnet. Dabei ergab sich (Fig. 3.9) eine Grunddämpfung des Signales in der Größenordnung von 12 dB. Es ist zu erwarten, daß die Amplitude der zum ovalen Fenster wandernden Welle kleiner ist als die am Ort der charakteristischen Frequenz des betrachteten Differenztones. Die Ausbreitungsrichtung zum ovalen Fenster ist der gewöhnlichen Ausbreitungsrichtung in der Cochlea entgegengesetzt gerichtet. Daher ist der am ovalen Fenster in das Mittelohr ausgekoppelte Pegel wahrscheinlich deutlich kleiner als der Pegel am charakteristischen Ort der Differenztonfrequenz im Innenohr.

Die Reduktion des Schallpegels der DPOAE im Vergleich zum Schallpegel der auralen Differenztone scheint somit plausibel. Der Kompressionseffekt, der beim Vergleich der Datensätze aus psychoakustischen und DPOAE – Messungen erkennbar ist, ist nicht durch eine Dämpfung durch ein lineares Übertragungssystem wie dem Mittelohr erklärbar. Die linearen akustischen Abschlußimpedanzen der Meßsonden können ebenfalls nicht als Erklärung dienen. Die im Abschnitt 4.3 beschriebenen Messungen an einem elektronischen Innenohrmodell mit angekoppeltem Mittelohr- und Sondenmodell zeigen einen Kompressionseffekt analog den Versuchspersonendaten. Messungen von Zwicker [107] am charakteristischen Ort des Differenztons an diesem Modell zeigen eine Pegelabhängigkeit, die sich weitgehend mit der bei psychoakustischen Kompensationsmessungen gefundenen Pegelabhängigkeit deckt. Es muß daher angenommen werden, daß die aus der Cochlea in den Gehörgang ausgekoppelte Differenztonleistung vom Grad der Aussteuerung der Cochlea abhängig ist.

4.2.7 Frequenzabhängigkeit der DPOAE_{D21}

Bei den Messungen ließ sich kein Maximum des Differenztonpegels in Abhängigkeit vom Frequenzverhältnis der Primärtöne bestimmen, wie es etwa von Harris [24] oder Furst [19] für das Frequenzverhältnis $f_2/f_1 \approx 1.2$ angegeben worden ist.

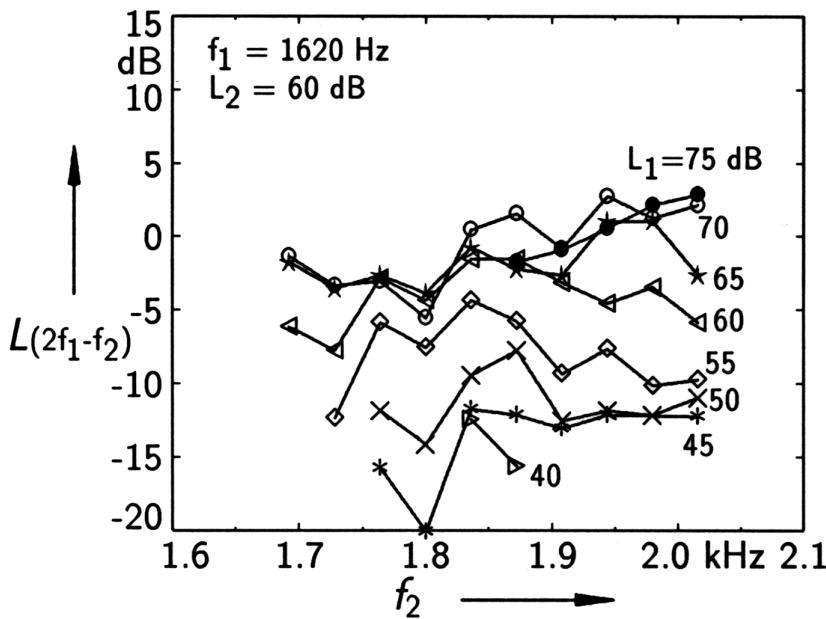


Fig. 4.7. Pegel der DPOAE_{D21} als Funktion der Frequenz f_2 , Zentralwerte der Meßdaten. Kurvenparameter ist der Pegel von L_1 .

Anhand von Fig. 4.7 ist ersichtlich, daß sich keine signifikanten Abhängigkeiten des Pegels der DPOAE_{D21} vom Frequenzabstand der Primärtöne in dem untersuchten Bereich zwischen $f_2/f_1 = 1.045 \dots f_2/f_1 = 1.245$ ergeben. Ob der Pegel zu höheren Frequenzabständen hin abfällt, wie dies von Zwicker [100] für den psychoakustisch gemessenen kubischen Differenzton gefunden wurde, läßt sich anhand der Daten nicht erkennen. Im Vergleich zu den Ergebnissen von Zwicker [98], [100] spiegelt sich die geringere Abhängigkeit von L_{D21} vom Pegel der Primärtöne bei den DPOAE_{D21} in dem kleineren Abstand von Kurve zu Kurve wieder.

Harris [24] und Furst [19] halten das geometrische Mittel $\sqrt{f_1 f_2}$ der beiden Primärtonfrequenzen bei ihren Untersuchungen konstant. Der absolute Frequenzabstand der Primärtöne ändert sich dadurch bei Änderung des Frequenzverhältnisses der Primärtöne wenig. Im Gegensatz dazu überstreicht die Frequenz des kubischen Differenztons einen großen Frequenzbereich. Bei den in Fig. 4.7 dargestellten Meßdaten wurde f_1 konstant gehalten und f_2 variiert. Der Frequenzabstand der Primärtöne ändert sich deutlich bei Veränderung ihres Frequenzverhältnisses. Der von dem kubischen Differenzton überstrichene Frequenzbereich ist dagegen kleiner als bei Harris oder Furst. Die frequenzabhängige Mittelohrübertragungsfunktion sowie die frequenzabhängige akustische Impedanz der Meßsonde kann weniger Einfluß auf die Schallpegel der DPOAE nehmen.

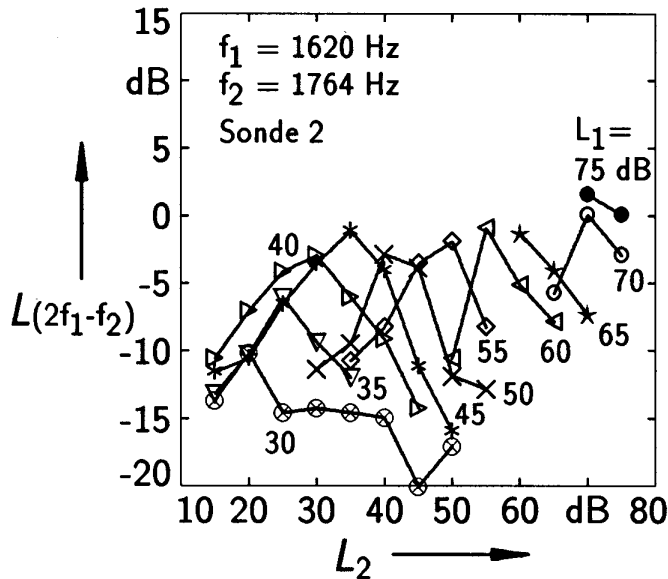


Fig. 4.8. L_{D21} als Funktion von L_2 , Versuchsperson KP, Meßsonde 2.

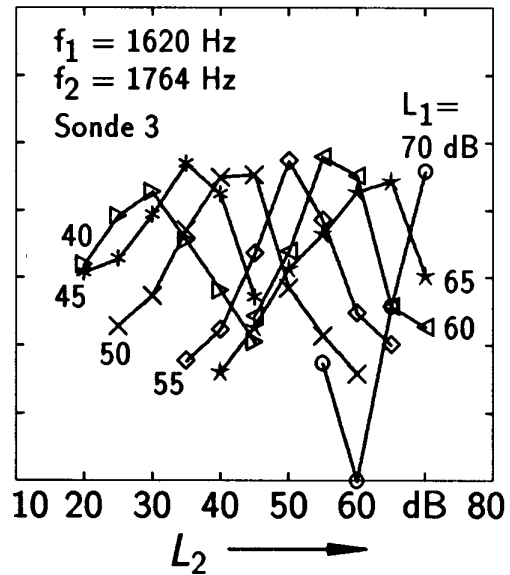


Fig. 4.9. L_{D21} als Funktion von L_2 , Versuchsperson KP, Meßsonde 3.

4.2.8 Einfluß der verwendeten Meßsonde auf den Pegel der $DPOAE_{D21}$

In einer weiteren Messung war ein Teil der Daten für die $DPOAE_{D21}$ ein zweites mal mit einer anderen Meßsonde, im folgenden als Meßsonde 3 bezeichnet, gemessen worden. Der Frequenzgang von Meßsonde 2 ist in Fig. 4.2 dargestellt. Die akustischen Eigenschaften dieser Meßsonde lassen sich anhand der Elementwerte aus Tabelle 3.1 modellieren. Die Eigenfrequenz von Meßsonde 3 liegt um etwa 300 Hz höher als die von Meßsonde 2. Die akustische Federung von Meßsonde 2 ist etwa um den Faktor 2 größer. Vier Versuchspersonen waren an beiden Sitzungen beteiligt.

Die Auswirkungen der unterschiedlichen Meßsonden auf den Schallpegel der Emissionen sind anhand von Fig. 4.8 und Fig. 4.9 zu erkennen.

Die Verläufe der Kurven stimmen gut miteinander überein, auch die Feinstruktur ist in beiden Messungen weitgehend gleich. Es ergeben sich deutliche Pegelunterschiede zwischen den Messungen. Meßsonde 2 liefert im Mittel einen um 5 dB kleineren Schallpegel der $DPOAE_{D21}$ als Meßsonde 3. Bei manchen Versuchspersonen fällt der Pegel der $DPOAE_{D21}$ für große Primärtonpegel ab, wenn mit Meßsonde 2 gemessen wird. Bei Meßsonde 3 wird dies nicht beobachtet. Möglicherweise bietet die pegelabhängige Quellimpedanz des Generators für die Differenzöne eine Erklärung.

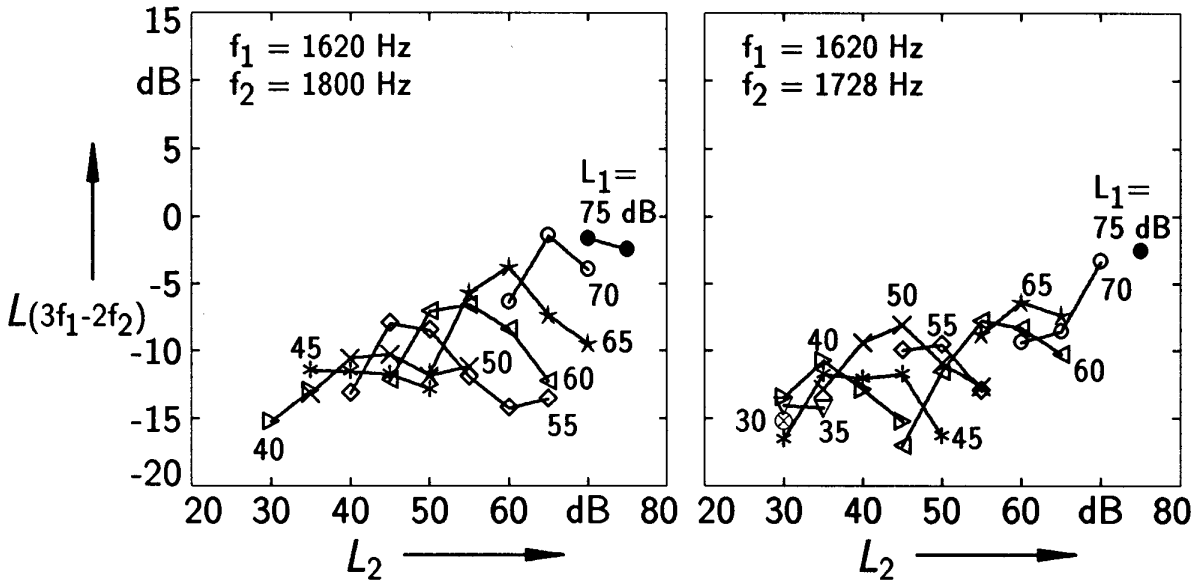


Fig. 4.10. DPOAE_{D32}, $f = 1260$ Hz Fig. 4.11. DPOAE_{D32}, $f = 1404$ Hz

4.2.9 Messung von DPOAE höherer Ordnung

Mit Ausnahme der DPOAE_{D32} sind die Meßdaten der DPOAE höherer Ordnung nicht mehr als geschlossene Kurven darstellbar. Die Anzahl der Meßpunkte ist zu gering. Diese Signale sind nur in einem kleinen Pegelbereich der Primärtöne größer als das Systemrauschen. Das verwendete Raster von 5 dB–Stufen für L_1 und L_2 erlaubt keine hinreichende Auflösung. Nur bei einer der untersuchten Versuchspersonen wurden bei der DPOAE_{D43} hinreichend viele Meßpunkte gefunden, um daraus einen Verlauf ablesen zu können.

Bei allen Messungen ergab sich, daß der Maximalpegel der DPOAE mit ihrer Ordnung abnimmt. Es existieren jedoch Pegelbereiche der Primärtöne, in denen beispielsweise der Pegel der DPOAE_{D32} größer als der der DPOAE_{D21} ist. Die Abhängigkeit des Pegels der DPOAE_{D32} von L_2 stimmt weitgehend mit der der DPOAE_{D21} von L_2 überein. Dies ist beim Vergleich von Fig. 4.10 und Fig. 4.11 (DPOAE_{D32}) mit Fig. 4.5 (DPOAE_{D21}) zu erkennen. Die Ähnlichkeit tritt noch deutlicher hervor, wenn anstelle des Zentralwertes der Meßdaten eine Versuchsperson betrachtet wird, die besonders gut emittiert (siehe Fig. 4.12).

Die DPOAE_{D32} sind in einem kleineren Frequenzbereich der Primärtöne meßbar, als dies bei den DPOAE_{D21} der Fall ist. Bei Frequenzabständen von mehr als 250 Hz finden sich nur noch einzelne Meßpunkte bei großen Primärtonpegeln. Zwicker [101] gibt den folgenden Ausdruck für die Pegelabhängigkeit des auralen Differenztones 5. Ordnung bei psychoakustischer Kompensation an:

$$L_{D32} = L_{D21} - \Delta z \frac{\text{dB}}{\text{Bark}} - 18 \text{ dB} \quad (4.1)$$

Anhand von Gl. 4.1 lassen sich die hier gewonnenen Meßwerte nicht beschreiben. Der

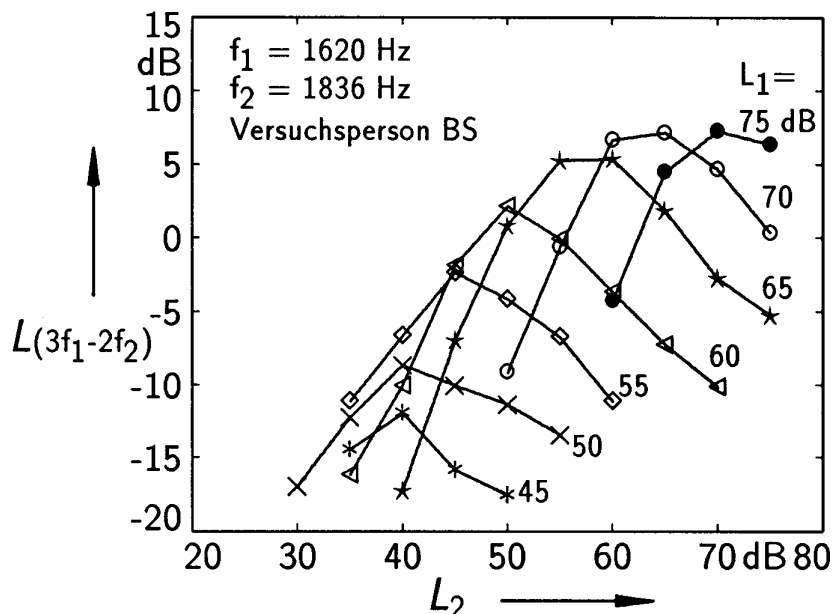


Fig. 4.12. $DPOAE_{D32}$ einer Versuchsperson mit starken DPOAE.

Pegel der $DPOAE_{D32}$ ist im Mittel etwa 5–10 dB kleiner als der der $DPOAE_{D21}$. Die Abhängigkeit von der Tonheitsdifferenz ist bei den DPOAE-Daten größer als nach Gl. 4.1 vorhergesagt. Wie auch bei den $DPOAE_{D21}$ sind die Pegel der $DPOAE_{D32}$ im Vergleich zu denen der auralen Differenztöne komprimiert.

4.2.10 Wechselwirkungen der DPOAE mit anderen OAE

Es ist bereits aus verschiedenen Untersuchungen bekannt, daß Wechselwirkungen zwischen den verschiedenen Arten von OAE bestehen (Jones et al. [34], Wit [91]). Daher ist es von Interesse, die Pegelabhängigkeit der Differenztöne einer Versuchsperson zu untersuchen, die in spektraler Nähe zu den DPOAE auch SOAE hat. Parallel zur Messung der Differenztöne wurden deshalb alle Versuchspersonen auch auf SEOAE und SOAE hin untersucht. Im Unterschied zu den Untersuchungen anderer Autoren (z. B. Harris und Probst [26]) wurden bei der Untersuchung der DPOAE die Versuchspersonen mit SOAE nicht ausgeschlossen. Diese Vorgehensweise ist damit begründbar, daß bei vielen Versuchspersonen SOAE und SEOAE vermutet werden können, die aufgrund ihres kleinen Pegels jedoch nicht meßbar sind.

Fig. 4.13 zeigt die Messung der $DPOAE_{D21}$ einer Versuchsperson, die im Frequenzbereich um 1210 Hz eine SOAE hat. Die Frequenz der unbeeinflussten Emission schwankte von Sitzung zu Sitzung ein wenig, ein für SOAE typisches Verhalten (siehe Wit [90]). Dargestellt ist die Abhängigkeit des Pegels der $DPOAE_{D21}$ von L_2 mit L_1 als Parameter. Bei dieser Messung beträgt f_2 2016 Hz. Die Differenztonfrequenz liegt bei 1224 Hz.

Die SOAE wird bereits durch kleine Primärtonpegel auf die Differenztonfrequenz synchronisiert. Dies ist für SOAE charakteristisch ([9] [14] [35] [34]). Das führt dazu, daß im Pegelbereich zwischen $L_1 \approx 30$ dB und $L_1 \approx 55$ dB, $L_2 = 20 \dots 75$ dB

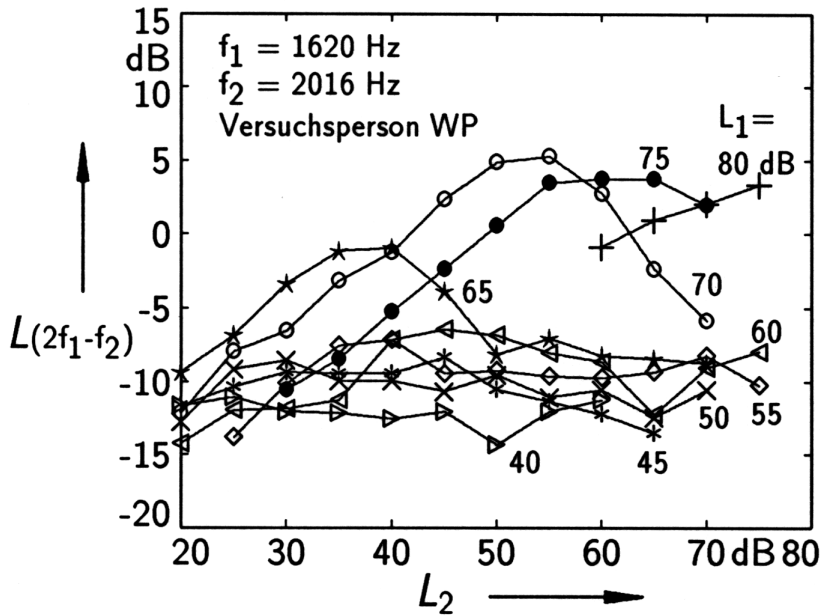


Fig. 4.13. Pegelabhängigkeit der DPOAE_{D21} einer Versuchsperson mit einer spontanen Emission in der Nähe der Differenztonfrequenz.

(siehe Fig. 4.13) ein weitgehend konstanter Schallpegel bei der Differenztonfrequenz meßbar ist. Er ist von L_1 und L_2 fast unabhängig. Der bei der Differenztonfrequenz gemessene Schallpegel stimmt mit dem Schallpegel der unbeeinflussten SOAE überein. Für L_1 -Pegel größer als etwa 55 dB gleicht die Abhängigkeit des Signalpegels bei der Differenztonfrequenz von den Pegeln der Primärtöne der des Zentralwertes der DPOAE_{D21} der Versuchspersonen. Solange der Pegel der SOAE nicht zu groß bzw. der Pegel der DPOAE_{D21} nicht zu klein ist, beeinflussen die Synchronisationseffekte die grundlegenden Pegelabhängigkeiten der Differenztöne von den Primärtönen nur wenig.

Bei manchen Versuchspersonen findet der Synchronisationsprozeß der SOAE auf die DPOAE-Frequenz für kleine Primärtonpegel nicht mehr statt. Die DPOAE „verschwindet“, nimmt als SOAE ihre Ruhefrequenz wieder an. Der bei der Differenztonfrequenz meßbare Schallpegel sinkt ab.

Die Untersuchung der Versuchsteilnehmer auf SEOAE ergab keine Hinweise auf Zusammenhänge zwischen der Ausprägtheit der SEOAE und der Meßbarkeit von DPOAE. Um statistisch gesicherte Daten über die wechselseitige Einflußnahme zu erhalten, müßten gezielte Untersuchungen an Versuchspersonen mit SEOAE durchgeführt werden.

Die stärksten DPOAE fanden sich bei einer Versuchsperson, die im Frequenzbereich oberhalb von 2 kHz SOAE aufweist. Bei einer anderen Versuchsperson, die ebenfalls sehr stark DPOAE emittierte, waren weder SOAE noch SEOAE zu finden. Nach den vorliegenden Erkenntnissen scheinen keine direkten Zusammenhänge zwischen dem Vorhandensein der einen und dem der anderen Emissionen gegeben zu sein.

4.3 Messungen von DPOAE an einem analogen elektronischen Gehörmodell

In der im folgenden beschriebenen Untersuchung wird das Innenohrmodell nach Zwicker [102] und Zwicker und Lumer [109] in der gleichen Weise wie zuvor die Versuchspersonen für eine Meßreihe zur Bestimmung der DPOAE herangezogen. Das Ziel dieser Untersuchung ist es, aus dem Vergleich der beiden Datensätze Schlüsse auf die Richtigkeit der Modellierung zu ziehen.

Das Modell stellt eine Repräsentation der Cochlea dar. Um die daran ermittelten Daten mit den Daten der Versuchspersonen vergleichen zu können, muß es um eine Repräsentation von Mittelohr, Gehörgang und Meßsonde erweitert werden. Hierfür finden die gleichen Modelle wie in Abschnitt 3.4 Verwendung. Die Schaltungsanordnung nach Zwicker basiert auf einer Kraft–Strom (ki) –Analogie (siehe auch Anhang A). Eine Dualtransformation der Modelle aus Abschnitt 3.4 ist erforderlich.

4.3.1 Modelleigenschaften

Das elektronische Innenohrmodell von Zwicker [102] ist bei Großsignalaussteuerung, d.h. im linearen Bereich, eine zu der Modellierung von Oettinger und Hauser [62] duale Schaltung, der Dualitätswiderstand beträgt 800Ω . Es ist um aktive Schaltkreise erweitert, die die einzelnen Segmente des Modells bei kleiner Aussteuerung entdämpfen. Darüber hinaus sind laterale Verkopplungen und ein zusätzlicher Widerstand zur Berücksichtigung der Flüssigkeitsreibung eingefügt (Peisl [65]). Auf diese Weise wird die nichtlineare Charakteristik des Innenohres nachgebildet. Zwicker ([102], [103], [104]) hat in verschiedenen Veröffentlichungen nachgewiesen, daß dieses Modell dazu geeignet ist, die Entstehungsmechanismen der verschiedenen Arten von OAE nachzubilden.

Das Innenohrmodell wird anstelle des Realteils der Impedanz der von Zwislocki [111] verwendeten Innenohrmodellierung eingefügt. Das duale Äquivalent von R_C der Schaltung nach Fig. 3.7, Teil A, wird durch die Eingangsklemmen des Modells ersetzt. Diese Vorgehensweise wird damit begründet, daß die Modellierung der Cochlea nach Zwicker die am ovalen Fenster mit angekoppelten, akustisch wirksamen Volumina und Massen des Innenohres nicht mit berücksichtigt. Diese sind bei der Modellierung von Zwislocki in Form eines Schwingkreises mit eingefügt (Elemente 20 mH und $0.6 \mu\text{F}$ in Fig. 3.7, Teil A).

Damit die verschiedenen Modelle aneinander ankoppelbar sind, müssen die Transformationskonstanten aneinander angepaßt werden. Stimmen diese nicht überein, sind Übertrager einzufügen. Die ohnehin erforderliche Dualwandlung der Elemente der Modelle für die Meßsonde und das Außen– Mittel– und Innenohr erlaubt es, diese Anpassung vorzunehmen.

Aus den Angaben von Oettinger und Hauser [62] läßt sich berechnen, daß das Mittelohr–, das Gehörgangs– und das Meßsondenmodell entsprechend Fig. 3.7 mit

einem Dualitätswiderstand von 462Ω in eine duale Schaltung umgewandelt werden müssen. Die Herleitung findet sich in Anhang B.

Um Messungen von DPOAE zu modellieren, mußte eine Meßsonde mit zwei Schallquellen nachgebildet werden. Die Meßsonde wird durch eine Schallquelle für beide Schallsignale repräsentiert, deren Innenwiderstand gleich der Parallelschaltung der Innenwiderstände der beiden Quellen ist. Gemäß den Voraussetzungen aus Abschnitt 2.6.7 kann diese Quellimpedanz durch einen reellen Widerstand dargestellt werden. Zur Modellierung der Meßsonde sind daher keine Veränderungen an dem der Schaltung nach Fig. 3.7 zugrundeliegenden Modell (Bildteile $\boxed{\text{D}}$ und $\boxed{\text{E}}$) notwendig.

Die bei der Modellierung des Innenohres zugrundegelegten Transformationskonstanten für Schalldruck und Schallschnelle ergeben keine Leistungsinvarianz. Leistungsinvarianz hätte zu ungünstigen Betriebsbedingungen der aktiven Elektronik des Modells geführt. Bei dem Ansatz

$$pq = ui \tag{4.2}$$

ergibt sich entweder ein sehr hohes Impedanzniveau der Anordnung, oder die Spannungen im Betrieb sind sehr klein. Die Empfindlichkeit der Schaltung gegen Störsignale wäre hoch.

Die Parameter wurden so gewählt, daß der Strom der Frequenz $f(z_\nu)$ in den „Gehörgang“ des Gesamtmodells hinein (entsprechend der Spannung U_{GG} in Fig. 3.7, Block $\boxed{\text{E}}$), der eine Vollaussteuerung der aktiven Elektronik an dem charakteristischen Ort z_ν des Basilarmembranmodells bewirkt, einem Schallpegel von 100 dB Sinusdauererton entspricht. Durch diese Vorgehensweise wurde die größtmögliche Dynamik mit der elektronischen Schaltung erzielt.

Aus verschiedenen Untersuchungen (Scherer [71], Zwicker [97], Kemp [37]) ist bekannt, daß die nichtlineare Kennlinie in der Cochlea an jedem Ort z_ν bei einem Pegel $L(z_\nu)$, der eine Aussteuerung entsprechend etwa 40 dB Sinusdauererton der charakteristischen Frequenz $f(z_\nu)$ erzeugt, in Sättigung geht. Für Schallpegel größer als 40 dB stimmen die Eigenschaften des Modells mit denen des passiven Modells nach Oettinger und Hauser überein.

Anhand dieser Randbedingungen wird die Transformationskonstante n für die Feldgröße p festgelegt. Die Kenntnis der Transformationskonstanten erlaubt es, die am Modell gemessenen Ströme in äquivalente Schallpegel umzurechnen. Analog zur Vorgehensweise bei den Daten der Versuchspersonen in Abschnitt 4.2.2 werden im folgenden die Werte für den Schallpegel im „Gehörgang“ des Modells vor der Meßsondenhalsöffnung angegeben. Die in der Meßspule ermittelten Ströme (entsprechend der an dem Kondensator C_M in Fig. 3.7, Block $\boxed{\text{D}}$ ermittelten Spannung) werden mit der frequenzabhängigen Stromübertragungsfunktion des Meßsondenmodells gewichtet.

4.3.2 Pegelabhängigkeit der DPOAE des Modells

In den Abbildungen 4.14, 4.15 und 4.16 sind die Ergebnisse der Messungen der $DPOAE_{D21}$ am Modell dargestellt. Im folgenden Abschnitt werden die Versuchspersonendaten für $DPOAE_{D21}$ (Fig. 4.3, (A) – (C)) mit den am Modell ermittelten Daten verglichen.

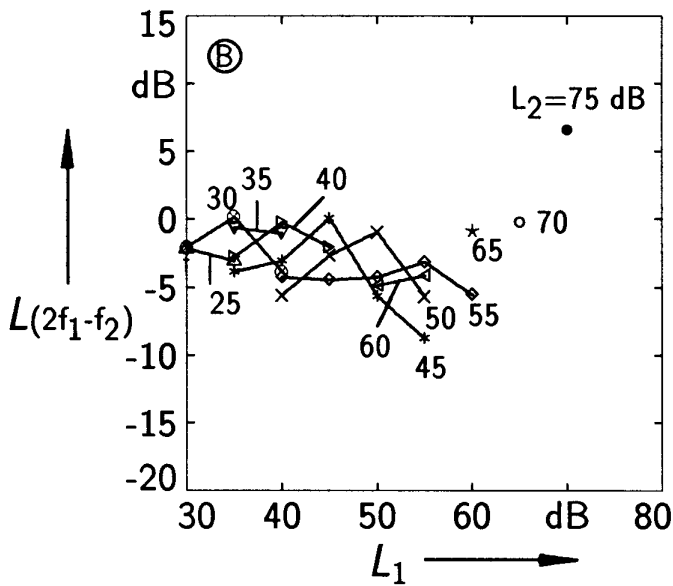
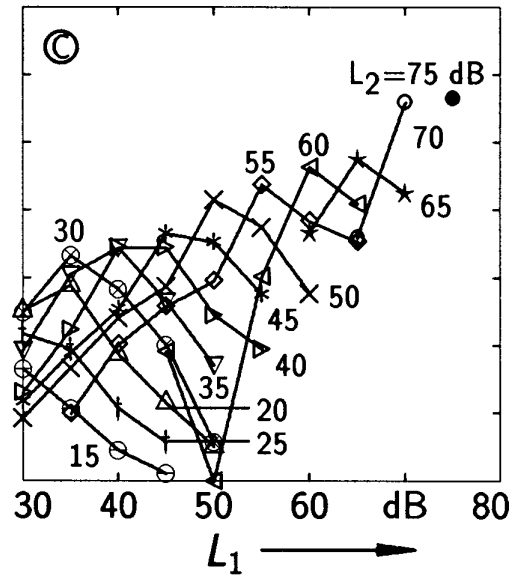
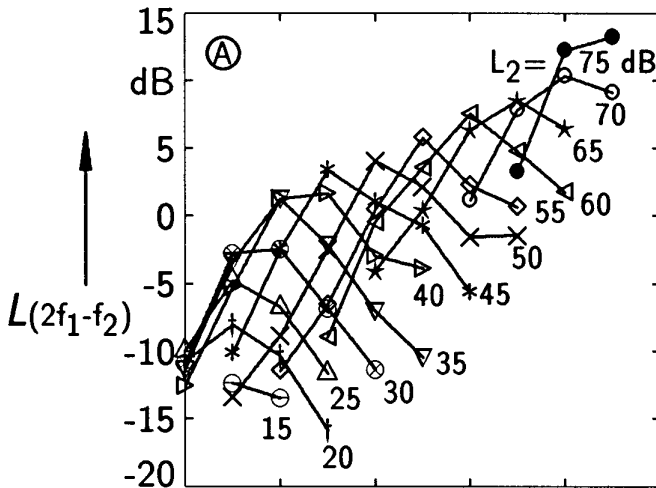


Fig. 4.14. (A) $DPOAE_{D21}$ 1296 Hz, am Modell gemessen.

Fig. 4.15. (B) $DPOAE_{D21}$ 1404 Hz, am Modell gemessen.

Fig. 4.16. (C) $DPOAE_{D21}$ 1440 Hz, am Modell gemessen.

Der Dynamikbereich des Modells erscheint größer. Dies ist damit begründbar, daß das Modell keine Eigengeräusche wie die Versuchspersonen erzeugt. Beim Modell treten nur Brummstörungen und elektronisches Rauschen auf. Der am Modell

gemessene Schallpegel zeigt eine Verschiebung zu kleineren Werten hin. Dies ist möglicherweise auf die Wahl der Transformationskonstanten n zurückzuführen. Ihre Veränderung hat eine Verschiebung der $L_{D21}(L_1)$ bzw. $L_{D21}(L_2)$ - Kurvenscharen zur Folge.

Der Vergleich der Messungen der Eingangsimpedanz des Gehörs an Versuchspersonen nach Fig. 3.1 mit den Daten der verwendeten Gehörmodellierung entsprechend Fig. 3.7 in Abschnitt 3.4 zeigt, daß das Modell einen größeren Reflexionsfaktor hat. Aus dieser Fehlanpassung kann ebenfalls eine Verschiebung der Pegel resultieren.

Die am Modell ermittelten Pegelabhängigkeiten weisen qualitativ eine gute Übereinstimmung mit den Daten der Versuchspersonen auf. Die Pegeldifferenz beträgt etwa 10 dB. Signifikante Unterschiede ergeben sich bei der Feinstruktur der Kurven. Die Steigungen $\Delta L_{D21}/\Delta L_1$ für kleine Primärtonpegel L_1 sind erheblich größer als bei den Versuchspersonendaten. Der Pegel von L_{D21} weist in Abhängigkeit von L_1 ein ausgeprägteres Maximum als bei den Daten der Versuchspersonen auf. Eine abnehmende Abhängigkeit des Pegels L_{D21} vom Pegel L_2 für größere Frequenzabstände und kleine Pegel L_1 wie bei den Versuchspersonendaten ist nicht erkennbar.

4.3.3 Frequenzabhängigkeit der $DPOAE_{D21}$ des Modells

Unterschiede zu den Ergebnissen der Messungen an den Versuchspersonen ergeben sich vor allem bei kleinen Frequenzdifferenzen der Primärtöne. Der am Modell meßbare Schallpegel der $DPOAE_{D21}$ sinkt bei einem Frequenzabstand der Primärtöne von 180 Hz auf sehr kleine Werte ab. Für größere und teilweise auch für kleinere Frequenzabstände steigt der Schallpegel wieder an (Fig. 4.17).

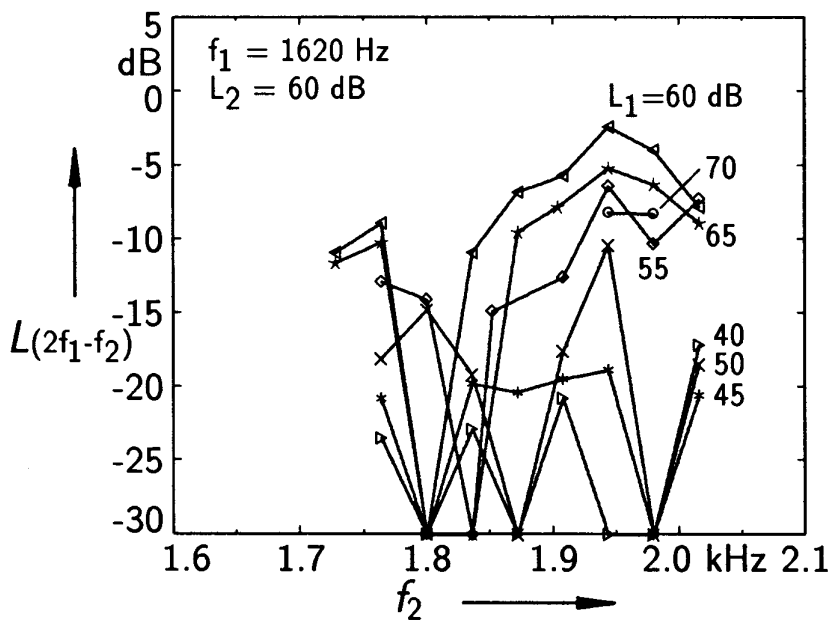


Fig. 4.17. Frequenzabhängigkeit von L_{D21} . Dargestellt ist die Abhängigkeit des Pegels L_{D21} von f_2 der Modelldaten. Kurvenparameter ist L_1

Beim kleinsten untersuchten Frequenzabstand von 72 Hz sind Meßdaten nur in einem sehr engen Pegelbereich von L_1 zu erhalten, für kleinere und größere Schallpegel

verschwinden die $DPOAE_{D21}$ vollständig. Diese Form der Abhängigkeit ließ sich bei keiner der Versuchspersonen nachvollziehen.

Bei der Messung werden relativ kleine Frequenzbereiche für die Primär- und die Differenztöne überstrichen. Die verwendete Mittel- und Außenohrmodellierung enthält keine Resonatoren hoher Güte. Innerhalb des bei den Messungen überstrichenen Frequenzbereichs der Primärtöne kann sich das Übertragungsmaß der verwendeten Modellierung nur geringfügig ändern. Daher ist es unwahrscheinlich, daß die Ursache des Pegel einbruchs in den Eigenschaften der verwendeten Mittelohrmodellierung begründet ist. Möglicherweise treten aufgrund der Diskretisierung im Innenohrmodell Reflexionen bei bestimmten Frequenzen auf, die eine Auskopplung von DPOAE-Energie am ovalen Fenster des Innenohrmodells unterbinden.

4.3.4 DPOAE höherer Ordnung des Modells

Auch bei der $DPOAE_{D32}$ stimmt der am Modell gemessene Pegel gut mit den Meßdaten der Versuchspersonen überein (Fig. 4.18). Die Maxima des Differenztonpegels sind am Modell stärker ausgeprägt. Die Kurven verlaufen bei den Versuchspersonen flacher und weisen im Ursprung eine geringere Steigung auf (siehe Fig. 4.10) als die Meßergebnisse am Modell.

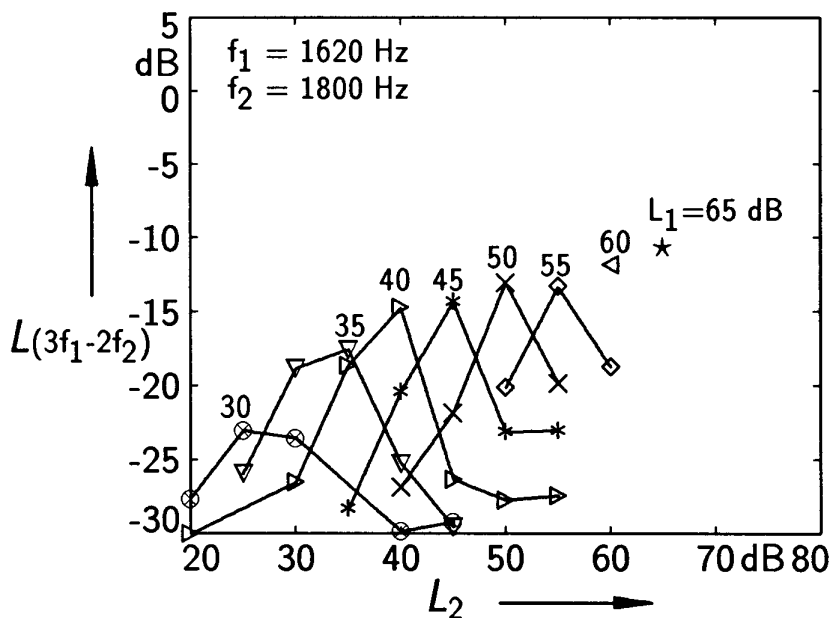


Fig. 4.18. L_{D32} als Funktion von L_2 ; Modelldaten.

Wie bei den Versuchspersonen waren auch am Modell DPOAE höherer als 5. Ordnung nur noch punktuell meßbar. Bei den Daten der Versuchspersonen war deshalb eine Zentralwertbildung unterblieben. Ein Vergleich der Meßdaten von Versuchspersonen und Modell wurde für diese DPOAE nicht mehr durchgeführt.

4.4 Untersuchungen zur Nichtlinearität in der Cochlea

4.4.1 Potenzreihenansatz zur Beschreibung der Pegelabhängigkeit der Differenztöne

Wird ein System mit einer nichtlinearen Kennlinie sinusförmig angesteuert, so entstehen im Ausgangssignal nicht nur Komponenten der Grundschwingung, sondern auch deren Oberschwingungen (Küpfmüller [44]). Ähnliche Verhältnisse liegen vor, wenn das System mit zwei sinusförmigen Signalen angesteuert wird. Außer den Harmonischen der Grundschwingungen werden dann auch deren Summen- und Differenzfrequenzen erzeugt.

Nach den Untersuchungen von Helle [28] ist es nicht möglich, ein Polynom 3., 5. oder 7. Grades zur Beschreibung der bei der Messung der auralen Differenztöne auftretenden Pegelabhängigkeiten heranzuziehen. Fahey und Allen [15] fanden bei Untersuchungen an Katzen jedoch Pegelabhängigkeiten der $DPOAE_{D21}$, die eine Potenzkennliniendarstellung scheinbar zulassen.

Vilbig [85] gibt ein Verfahren an, mit dessen Hilfe sich die Beziehung zwischen der Kennlinie eines nichtlinearen Systems und dem Amplitudenverlauf der einzelnen Teiltöne des Verzerrungsspektrums angeben läßt. Voraussetzung hierfür ist, daß die Kennlinie durch ein Polynom angenähert werden kann. Basierend auf diesem Verfahren wird in Anhang D die Abhängigkeit der Amplituden A_S und A_D der Summen- und Differenztöne von den Koeffizienten a_i des das nichtlineare System beschreibenden Polynoms hergeleitet.

Voraussetzung des Verfahrens nach Gl. D.8 ist, daß sich eine meßtechnisch gefundene Abhängigkeit der Amplitude einer DPOAE oder eines auralen Differenztons von den Amplituden der Primärtöne durch ein Polynom beschreiben läßt. Es muß eine Darstellung der Form $A_D = G(A_1) |_{A_2=const.}$ gewählt werden. Zielfunktion ist die Kennlinie des nichtlinearen Systems. Gl. D.8 stellt eine Beziehung zwischen den Koeffizienten a_i der Zielfunktion und den Koeffizienten des Polynoms auf, welches die gemessene Abhängigkeit $A_D = G(A_1) |_{A_2=const.}$ beschreibt.

Eine Approximation der meßtechnisch gefundenen Pegelabhängigkeiten der DPOAE durch Polynome wirft große Konvergenzprobleme auf. Der untersuchte Bereich der Amplituden der Primärtöne erstreckt sich über mehrere Dekaden. Der Versuch, ein Polynom durch gewählte Stützwerte aus dem Amplitudenverlauf einer DPOAE zu legen, scheitert daran, daß das Polynom zwischen den gewählten Stützwerten stark schwingt. Der gemessene Kurvenverlauf wird nur schlecht angenähert. Die bei Variation der Amplitude von A_2 resultierenden Veränderungen der Kurvenverläufe stimmten nicht mit den Meßergebnissen überein.

Wird die Zielfunktion vorgegeben, ergeben sich ebenfalls Konvergenzprobleme. Die Potenzreihenentwicklung des Arcus Tangens Hyperbolicus, der auch von anderen Autoren verwendet wird (Yates [93]), hat einen Konvergenzradius von $\pm\pi/2$

(Bronstein [7]). Eine Untersuchung der an dieser Kennlinie entstehenden Verzerrungen bei großer Aussteuerung (Amplitude größer als $\pm\pi/2$) mit Hilfe eines Potenzreihenansatzes ist nicht möglich.

Ein Potenzreihenansatz zur analytischen Beschreibung der nichtlinearen Prozesse in der Cochlea ist problematisch. Dieser Ansatz stellt den Versuch dar, eine räumlich verteilte Nichtlinearität durch ein einzelnes konzentriertes Element zu beschreiben. Die Zweckmäßigkeit eines solchen Vorgehens soll im nächsten Abschnitt unter Einbeziehung von Daten aus einer Untersuchung von Peisl [65] weiter diskutiert werden.

4.4.2 Vergleiche mit Simulationsdaten eines Rechnermodells

Peisl [65] hat das elektronische Innenohrmodell als Simulation auf dem Rechner implementiert. Es setzt sich – wie auch das Hardware-Modell von Zwicker – aus einer Vielzahl von einzelnen Segmenten zusammen, die alle jeweils dieselbe nichtlineare Kennlinie haben.

Peisl verwendet für die Simulation drei verschiedene Kennlinien, genannt 1, 2 und 3. Er gibt Zahlenwerte für den im Gehörgang zu erwartenden Schallpegel der $DPOAE_{D21}$ bei Verwendung der drei Kennlinien in den einzelnen Segmenten des Modells an. Peisl gibt auch die Abhängigkeit des an der Kennlinie selbst entstehenden kubischen Differenztones vom Pegel der Primärtöne an.

Kennlinie 1 ähnelt dem Arcus Tangens Hyperbolicus. Kennlinie 3 ist im Ursprung unstetig. Die Simulationsdaten beider Kennlinien stimmen nicht sehr gut mit den Meßdaten überein. Sie werden daher nicht weiter betrachtet.

Kennlinie 2 deckt sich hinsichtlich der resultierenden Pegelabhängigkeiten am besten mit den Meßdaten. Die Kennlinie selbst und die sich an der Kennlinie sowie am Gesamtmodell ergebenden Pegel für den kubischen Differenzton sind in Fig. 4.19 (A) bis (C) dargestellt. Die Kennlinie wurde entsprechend der Kennlinie des Analogmodells von Zwicker ausgelegt. Im Gegensatz zu der bei dem Analogmodell verwendeten Kennlinie ist sie nicht punktsymmetrisch zum Ursprung.

Bei Aussteuerung der nichtlinearen Kennlinie alleine (Fig. 4.19, (B)) gilt das Potenzkennliniengesetz (siehe Gl. D.8), solange der Pegel von L_1 kleiner als der Pegel von L_2 ist. Der an der Kennlinie entstehende Pegel des kubischen Differenztons wächst proportional zu $2L_1$ (Fig. 4.19 (B)). Der Pegel einbruch bei dem an der Kennlinie meßbaren kubischen Differenzton für bestimmte Pegelkombinationen L_1 und L_2 wird durch die Form der Kennlinie verursacht.

Im Unterschied dazu ergeben sich für die Simulation der Pegel der $DPOAE_{D21}$ im Gehörgang des Modells für die untersuchten Pegel bereiche andere Abhängigkeiten. Der Pegel der $DPOAE_{D21}$ wächst höchstens etwa proportional zu L_1 (Fig. 4.19 (C)). Den Meßergebnissen an den Versuchspersonen nach (Fig. 4.3, (A) – (C)) ist das Anwachsen noch schwächer, sie weisen eine Steigung von etwa 0.5 aus. Die Abhängigkeit von L_{D21} von L_2 unterhalb des Maximalpegels von L_{D21} ist klein. Der

Pegeleinbruch des kubischen Differenztons für bestimmte Aussteuerungsbedingungen der Kennlinie ist in Fig. 4.19 © nicht mehr erkennbar. Dies kann vermutlich mit der geänderten Skalierung der Ordinate begründet werden. Bei manchen Versuchspersonen lassen sich vergleichbare Pegelinbrüche bei den $DPOAE_{D21}$ finden. Bezüglich der Abhängigkeit der $DPOAE_{D21}$ vom Frequenzabstand der Primärtöne liegen keine Simulationsdaten von Peisl vor.

Aus den am Gesamtsystem entstehenden bzw. meßbaren Pegelabhängigkeiten der Verzerrungsprodukte sind keine direkten Rückschlüsse auf die Charakteristik der Kennlinie in den einzelnen nichtlinearen Segmenten möglich. Ein auf Gl. D.8 basierender Polynomansatz kann daher keine direkten Informationen über die Eigenschaften der nichtlinearen Kennlinien in den einzelnen Segmenten geben.

Neurophysiologische Daten ([1], [64], [70]) weisen darauf hin, daß die Haarzellen in der Cochlea Gleichrichterwirkung haben. Das deckt sich mit der Annahme asymmetrischer Kennlinien. Damit müßten geradzahlige Misch- bzw. Verzerrungsprodukte als DPOAE im Gehörgang meßbar sein. Das steht im Einklang mit den Untersuchungen von Zwicker und Martner [108], die auf in der Cochlea entstehende quadratische Verzerrungskomponenten hinweisen. Die Abhängigkeit der Pegel der von ihnen gefundenen auralen quadratischen Verzerrungskomponenten vom Pegel der Primärtöne gleicht qualitativ der des auralen kubischen Differenztons. Die Schallpegel der von Zwicker und Martner gefundenen quadratischen Differenztöne sind erheblich kleiner als die der kubischen Differenztöne. Daher ist zu vermuten, daß die $DPOAE_{D11}$ ebenfalls einen kleineren Schallpegel als die $DPOAE_{D21}$ haben. Darüber hinaus liegen die Differenztonfrequenzen $f_2 - f_1$ bei den gewählten Primärtonfrequenzen in einem Bereich, der durch das Eigengeräusch der Versuchspersonen stark gestört ist. Bei $f_2 + f_1$ ist die Empfindlichkeit der Meßsonde bereits abgesunken. Bei den Untersuchungen an Versuchspersonen konnten in keinem Fall $DPOAE_{D11}$ bzw. $DPOAE_{S11}$ gemessen werden. Die Asymmetrie der nichtlinearen Kennlinie konnte anhand der durchgeführten Messungen nicht nachgewiesen werden.

Schmiedt [73] beschreibt Messungen von emittierten, auch geradzahligen Oberwellen bei Anregung mit Einzelschallstimuli im Gehörgang von Wüstenrennmäusen. Aufgrund der hohen Wandlerverzerrungen und der kleinen Schallpegel der DPOAE beim Menschen wurden keine vergleichbaren Experimente am Menschen durchgeführt.

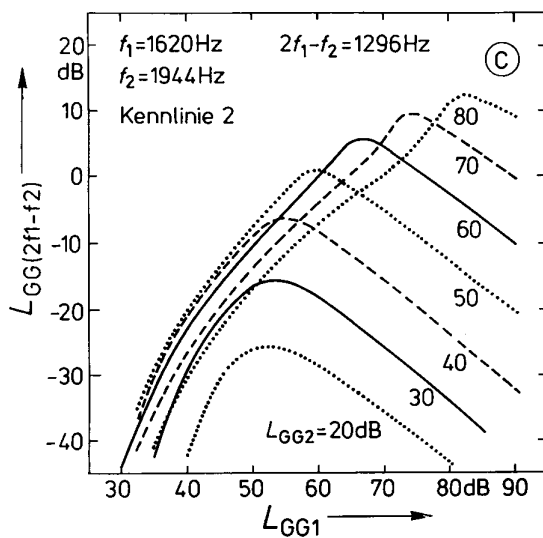
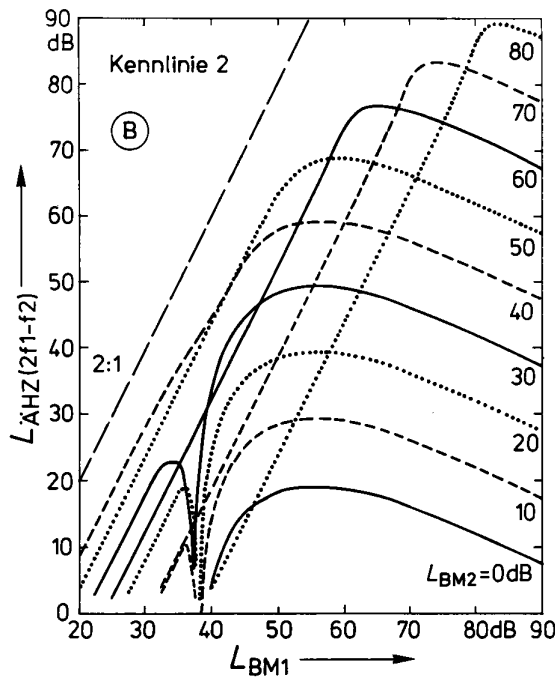
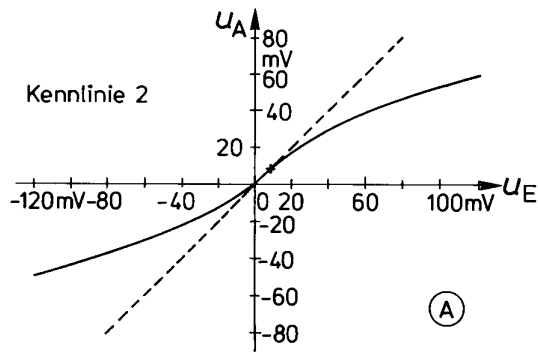


Fig. 4.19. Modellierung nach Peisl [65]. (A) Für die Simulation der Nichtlinearität in den Sektionen des Cochleamodells herangezogene Kennlinie 2. (B) Verlauf des kubischen Differenztones ($2f_1 - f_2$), von einer isolierten Sektion des Modells bei Aussteuerung mit zwei sinusförmigen Signalen erzeugt. (C) im „Gehörang“ resultierende Pegelabhängigkeiten der DPOAE_{D21}. (B) und (C) zeigen, daß die Pegelabhängigkeiten bei mittleren Pegeln am Gesamtmodell deutlich von denen des einzelnen Segmentes abweichen. An der Kennlinie (A) entsprechen 100 mV einem Pegel von 60 dB in (B). In (C) ist der äquivalente Schallpegel im Gehörang dargestellt.

4.4.3 Zusammenfassung

Das Kapitel hatte die Messung von Verzerrungsproduktmissionen (DPOAE) zum Gegenstand. Bei den Untersuchungen wurden nicht nur kubische, sondern auch Differenztöne höherer Ordnung erfasst.

Der Vergleich der Meßdaten mit Daten aus psychoakustischen Untersuchungen der auralen Differenztöne ergab qualitative Übereinstimmungen im Kurvenverlauf. Quantitativ wurden große Unterschiede sowohl hinsichtlich der absoluten Pegel der DPOAE wie auch hinsichtlich des Pegelzuwachses bei Vergrößerung der Primärtonpegel gefunden. Es wurde gezeigt, daß diese Differenzen vermutlich auf einer pegelabhängigen Auskopplung von Differenztonleistung aus der Cochlea beruhen.

Untersuchungen zur Frequenzabhängigkeit der $DPOAE_{D21}$ hatten zum Ergebnis, daß im untersuchten Frequenzbereich keine signifikante Abhängigkeit der Pegel vom Frequenzverhältnis der Primärtöne besteht. Wie aufgrund der Herleitungen des vorangegangenen Kapitels zu erwarten war, wurde ein deutlicher Einfluß der Meßsonde auf die Pegel der DPOAE gefunden. Er rührt von den unterschiedlichen akustischen Impedanzen der Meßsonden her. Bei den Messungen wurden auch DPOAE höherer Ordnung, hauptsächlich $DPOAE_{D32}$, gefunden. Ihr Pegel fällt mit wachsender Ordnung. Die resultierende Abhängigkeit der Pegel der $DPOAE_{D32}$ von den Pegeln der Primärtöne gleicht derjenigen, die auch bei den $DPOAE_{D21}$ gefunden wurde. Der Einfluß einer SOAE auf $DPOAE_{D21}$ wurde untersucht. Es ergab sich, daß bei hohen Primärtonpegeln der Einfluß der SOAE auf den Pegel der $DPOAE_{D21}$ gering ist.

Messungen von DPOAE an einer analogen elektronischen Gehörmodellierung mit einem Innenohrmodell nach Zwicker [102] führte zu weitgehenden Übereinstimmungen der Daten mit den an den Versuchspersonen gefundenen Meßergebnissen. Anhand von Daten von Peisl [65], die auf einer Rechnersimulation beruhen, konnte gezeigt werden, daß die im Gehörgang meßbaren DPOAE keinen direkten Rückschluß auf die in der Cochlea wirksame Nichtlinearität erlauben.

Kapitel 5

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit ist in zwei Hauptteile untergliedert. Der erste umfaßt die Kapitel 2 und 3. Dort werden die Technik und die physikalischen Bedingungen der Messung otoakustischer Emissionen (OAE) behandelt. Kapitel 4 beinhaltet den zweiten Teil. Es beschreibt Messungen von Verzerrungsproduktemissionen (DPOAE) sowie deren theoretische Interpretation und Vorhersage.

Im ersten Teil wird gezeigt, daß die Meßbarkeit von OAE durch das thermische Rauschen des Realteils der Mikrofonimpedanz – im Gegensatz zum Rauschen des Verstärkers – begrenzt wird. Die Stärke dieses Rauschens wird bei konstanter mechanischer Güte und Resonanzfrequenz der Mikrofonmembran im wesentlichen durch die Masse der Membran bestimmt. Elektretkondensatormikrophone haben aufgrund ihrer geringen Membranmasse ein deutlich geringeres mechanisches Rauschen als piezoelektrische und dynamische Wandler und daher den größten erreichbaren Signal-Rauschabstand. Deshalb werden sie in Meßsonden für OAE vorzugsweise verwendet.

Ein weiterer Grund für die Bevorzugung von Elektretwandlern ist folgender: Aufgrund ihrer großen mechanischen Güte haben die Membranen der dynamischen und der piezoelektrischen Wandler lange Ausschwingzeiten. Die Ausschwingvorgänge überlagern sich den verzögerten evozierten Emissionen (DEOAE), so daß eine Trennung der Emissionen vom Anregungssignal schwierig oder unmöglich ist.

Der Einbau von Mikrofon und Lautsprecher in das Meßsondengehäuse führt zwangsläufig zur Entstehung von Helmholtzresonatoren. Der Schalldruck vor dem Meßmikrofon weist deshalb den Frequenzgang eines Tiefpasses zweiter Ordnung auf. Die Abhängigkeit der Resonanzfrequenz und der Güte dieser Resonatoren von der Geometrie wurde theoretisch und meßtechnisch untersucht. Die Wirkung der akustischen Impedanz des eingebauten Meßmikrophons auf die Güte und die Resonanzfrequenz des mit ihm akustisch gekoppelten Helmholtzresonators wurde berechnet und gemessen. Damit ist es bereits beim Entwurf möglich, die Güte und die Resonanzfrequenz der Meßsonde festzulegen.

Weiterhin wurde der Einfluß der Meßsonde auf das Gehör als Quelle für OAE untersucht. Mit Hilfe eines einfachen Modells des äußeren Gehörs wurde gezeigt, daß die Quellimpedanz für OAE mit der Eingangsimpedanz des Gehörs in der Öffnungsebene

der Meßsonde gleichgesetzt werden kann. Die Bestimmung dieser Eingangsimpedanz ergab im für die Untersuchung von OAE besonders wichtigen Frequenzbereich von 1 kHz–3 kHz einen Realteil, der etwa dem Wellenwiderstand des Gehörgangs gleich ist. Der Imaginärteil hat die Impedanz eines Volumens von etwa 2 cm^3 . Der Einfluß dieser Impedanz auf den Schalldruck vor dem Meßmikrophon in der Sonde wurde bestimmt.

Durch Ausnutzen der Resonanzüberhöhung des Helmholtzresonators vor dem Meßmikrophon kann die Empfindlichkeit der Meßanordnung erheblich gesteigert werden. Das ist insbesondere bei spontanen (SOAE), simultan evozierten (SEOAE) und bei Verzerrungsproduktemissionen erwünscht. Bei diesen Arten von OAE haben Einschwingvorgänge der Meßanordnung keinen Einfluß auf den Meßvorgang.

Um die Empfindlichkeitssteigerung zu erreichen, muß der Helmholtzresonator so ausgelegt werden, daß seine Bedämpfung durch die viskose Reibung im Resonatorhals mit der Bedämpfung durch die Quellimpedanz des Gehörs übereinstimmt. Die zur Einstellung einer bestimmten Resonanzfrequenz erforderliche akustische Federung setzt sich additiv aus der akustischen Federung des Resonatorvolumens und der äquivalenten akustischen Federung des Mikrophons zusammen. Ist im Extremfall das Resonatorvolumen gleich null, so bewirkt die akustische Masse im Resonatorhals nur eine Vergrößerung der effektiven Masse der Mikrophonmembran. Das thermische Rauschen der Membranimpedanz wird dann mit dem Resonatorfrequenzgang gewichtet. Eine Verbesserung des Signal–Rauschabstands durch den Resonator ist somit nicht erreichbar.

Im zweiten Teil der Arbeit wurden an 11 Versuchspersonen Messungen von DPOAE durchgeführt. Hierbei wurden nicht nur kubische Differenztöne, sondern auch solche höherer Ordnung nachgewiesen. Der Schallpegel fällt mit steigender Ordnung der Differenztöne. Brauchbare Ergebnisse konnten daher nur bis zum Differenzton 5. Ordnung erzielt werden. Über Mischprodukte noch höherer Ordnung konnten nur noch einzelne Meßpunkte gewonnen werden, und dies nur bei wenigen Versuchspersonen.

Die DPOAE–Daten wurden mit den Ergebnissen psychoakustischer Kompensationsmessungen von Zwicker [100] verglichen. Dieser hat die Ergebnisse der psychoakustischen Kompensationsmessungen mit Messungen der auralen Differenztöne an deren charakteristischem Ort an einem elektronischen Innenohrmodell verglichen. Dabei wurde eine weitgehende Übereinstimmung gefunden (Zwicker [107]). Diese Ergebnisse lassen sich bei den DPOAE nicht nachvollziehen. Die Pegel der DPOAE sind um 30 bis 60 dB kleiner als die Pegel der mit psychoakustischen Kompensationsmessungen bestimmten auralen Differenztöne. Die Variationsbreite des Pegels der DPOAE als Funktion der Primärtonpegel ist etwa um den Faktor 2 kleiner. Da das Mittel– und Außenohr im betrachteten Pegelbereich ein lineares System ist, muß aus dem Ergebnis geschlossen werden, daß die Auskopplung von akustischer Energie aus der Cochlea pegelabhängig ist. Sie nimmt offenbar mit wachsendem Primärtonpegel ab.

Im untersuchten Frequenzbereich ergibt sich eine geringe Abhängigkeit des Pegels des kubischen Differenztons vom Frequenzabstand der Primärtöne. Im Unterschied

zu den Ergebnissen anderer Autoren wurde kein Maximum des Differenztonpegels für ein bestimmtes Verhältnis der Primärtonfrequenzen gefunden. Ein Grund hierfür liegt in dem verwendeten Meßverfahren, bei dem der Schallpegel der DPOAE $2f_1 - f_2$ durch die frequenzabhängige Übertragungsfunktion von der Cochlea auf die Meßsonde weniger beeinflusst wird. Bei den Messungen wurde die Frequenz des tieferen Primärtons konstant gehalten und nur die Frequenz des höheren Primärtons verändert. Das bewirkt, daß der kubische Differenzton im Vergleich zu einem Verfahren, welches das geometrische Mittel beider Primärtonfrequenzen bei der Veränderung ihres Frequenzverhältnisses konstant hält, einen kleineren Frequenzbereich überstreicht.

Bei kleinen Schallpegeln der Primärtöne ist die Abhängigkeit der DPOAE $2f_1 - f_2$ vom Primärtonpegel bei manchen Versuchspersonen durch die Anwesenheit von SOAE in der spektralen Umgebung der DPOAE $2f_1 - f_2$ verändert. Bei großen Schallpegeln ergeben sich aber Verläufe, die mit denen von Versuchspersonen ohne SOAE übereinstimmen.

Die Messungen von DPOAE wurden an einem elektronischen Modell des Gehörs nach Zwicker [97] nachvollzogen. Es war um ein Modell für Mittelohr, Gehörgang und Meßsonde erweitert. Dabei konnte gezeigt werden, daß die am Menschen gewonnenen Meßergebnisse gut nachgebildet werden. Die im Gehörgang des Modells gemessenen Pegel der DPOAE wie auch deren Abhängigkeit von den Primärtonpegeln zeigen weitgehende Übereinstimmung mit den an den Versuchspersonen gefundenen Meßergebnissen.

Am Ende noch ein herzliches Dankeschön an alle, die mir halfen, die Arbeit in der vorliegenden Form zu verwirklichen.

Frau A. Krimmer, Herr Dipl. Ing. W. Hemmert, Herr Dipl. Ing. M. Mummert und Herr Dipl. Ing. S. Wartini verwendeten große Mühe darauf, den Text zu korrigieren. Frau A. Kabierske half mir viel beim Erstellen der einzelnen Bilder.

Wesentliche Impulse stammen auch von meinen Diplomanden, von den Kollegen und nicht zuletzt von den Mitarbeitern der elektrischen und der mechanischen Werkstatt.

Prof. Dr. Ing. E. Zwicker, der leider viel zu früh im Herbst 1990 verstorben ist, hat mir den Beginn dieser Arbeit erst möglich gemacht. In Gesprächen mit ihm konnten immer wieder viele meiner offenen Fragen geklärt werden.

Prof. Dr. Ing. E. Terhardt hat freundlicherweise die Arbeit zu Ende betreut. Mit ihm hatte ich während meiner gesamten Zeit am Lehrstuhl für Elektroakustik immer wieder Diskussionen, die es mir erleichterten, anstehende Probleme zu lösen. Seine Gesprächsbereitschaft und seine stets konstruktive Kritik waren eine große Hilfe für mich.

Die deutsche Forschungsgemeinschaft hat die Arbeit im Rahmen des SFB 204 „Gehör“ gefördert.

Literaturverzeichnis

- [1] **Allen, J.B.** A hair cell model of neural response. In: de Boer, E. und Viergever, M.A., Editoren, *Proceedings of the IUTAM/ICA Symposium*. Martinus Nijnhoff Publishers, 1983.
- [2] **Allen, J.B.** Measurement of eardrum acoustic impedance. In: Allen, J.B. et al., Editoren, *Lecture Notes in Biomathematics 64 - Peripheral Auditory Mechanisms*. Springer Verlag, Berlin, 1985.
- [3] **Becking, A.G.Th. und Rademakers, A.** Noise in condenser microphones. *Acustica*, 4: 96–98, 1954.
- [4] **von Békésy, G.** *Experiments in Hearing*. McGraw - Hill Book Company, 8. Edition, 1960.
- [5] **Beranek, L.L.** *Acoustics*. Acoustical Society of America, 2. Edition, 1986.
- [6] **Beranek, L.L.** *Acoustical Measurements*. Acoustical Society of America, 2. Edition, 1988.
- [7] **Bronstein, I.N. und Semendjajew, K.A.** *Taschenbuch der Mathematik*. Harri Deutsch Verlag, 1981.
- [8] **Burkhard, M.D. und Sachs, R.M.** Sound pressure in insert earphone couplers and real ears. *Journal of Speech and Hearing Research*, 20: 799–807, 1977.
- [9] **Burns, E.M. et al.** Interactions among spontaneous otoacoustic emissions. 1. distortion products and linked emissions. *Hearing Research*, 16: 271–278, 1984.
- [10] **Callen, H.B. und Welton, T.W.** Irreversibility and generalized noise. *Physical Review*, 83: 34–40, 1951.
- [11] **Cianfrone, G. et al.** Distortion product otoacoustic emissions and spontaneous otoacoustic emission suppression in humans. In: *Preprints Mechanics & Biophysics Of Hearing*, 1990.
- [12] **Dallmayer, C.** *Stationäre und dynamische Eigenschaften spontaner und simultan evozierter oto-akustischer Emissionen*. Dissertation, Technische Universität München, 1986.

- [13] **van Dijk, P.** *Characteristics and Mechanisms of spontaneous otoacoustic Emissions*. Dissertation, Rijksuniversiteit Groningen, 1990.
- [14] **van Dijk, P. und Wit, H.P.** Phase-lock of spontaneous oto-acoustic emissions to a cubic difference tone. In: Duifhuis, H., Horst, J.W. und Wit, H.P., Editoren, *Basic Issues in Hearing*. Academic Press, London, 1988.
- [15] **Fahey, P.F. und Allen, J.B.** Characterization of cubic intermodulation distortion products in the cat external auditory meatus. In: Allen, J.B. et al., Editoren, *Lecture Notes in Biomathematics 64 - Peripheral Auditory Mechanisms*. Springer Verlag, Berlin, 1985.
- [16] **Feldtkeller, R.** *Vierpoltheorie*. S. Hirzel Verlag, 8. Edition, 1962.
- [17] **Fraim, F.W. und Murphy, P.V.** Miniature electret microphones. *Journal of the Acoustical Society of America*, 18: 511–517, 1970.
- [18] **Fraim, F.W., Murphy, P.V. und Ferran, R.J.** Electrets in miniature microphones. *Journal of the Acoustical Society of America*, 52: 1601–1608, 1973.
- [19] **Furst, M., Rabinowitz, W.M. und Zurek, P.M.** Ear canal acoustic distortion at $(2f_1 - f_2)$ from human ears: Relation to other emissions and perceived combination tones. *Journal of the Acoustical Society of America*, 84: 215–221, 1988.
- [20] **Gardener, M.B. und Hawley, M.S.** Network representation of the external ear. *Journal of the Acoustical Society of America*, 52: 1620–1628, 1972.
- [21] **Goldstein, J.J.** Auditory nonlinearity. *Journal of the Acoustical Society of America*, 41: 676–689, 1967.
- [22] **Goode, R.L. und Killion, M.C.** The middle ear from the standpoint of the surgeon and the acoustician. 1987.
- [23] **Greenwood, D.D.** Aural combination tones and auditory masking. *Journal of the Acoustical Society of America*, 50: 502–543, 1971.
- [24] **Harris, F.P.** *Distortion-Product Emissions and Pure-Tone behavioral Thresholds*. Dissertation, University of Arizona, 1988.
- [25] **Harris, F.P. et al.** Effects of frequency separation of primary tones on the amplitude of acoustic distortion products. In: *JASA, Supp. 1, v.82*, 1987.
- [26] **Harris, F.P. und Probst, R.** Growth functions of tone burst evoked and distortion-product otoacoustic emissions in humans. In: *Preprints Mechanics & Biophysics Of Hearing*, 1990.
- [27] **Hecht, H.** *Die Elektroakustischen Wandler*. J. A. Barth, 1961.
- [28] **Helle, R.** Amplitude und Phase des im Gehör gebildeten Differenztones dritter Ordnung. *Acustica*, 22: 74–87, 1969.

- [29] **Hohm, Dietmar.** *Kapazitive Silizium - Sensoren für Hörschallanwendungen.* Dissertation, Technische Hochschule Darmstadt, 1986.
- [30] **Hudde, H.** Measurement of the eardrum impedance of human ears. *Journal of the Acoustical Society of America*, 73: 242–247, 1983.
- [31] **Ingård, U.** On the radiation of sound into a circular tube, with application to resonators. *Journal of the Acoustical Society of America*, 20: 665–682, 1948.
- [32] **Ingård, U.** The near field of a helmholtz resonator exposed to a plane wave. *Journal of the Acoustical Society of America*, 25: 1062–1067, 1953.
- [33] **Ingård, U.** On the theory and design of acoustic resonators. *Journal of the Acoustical Society of America*, 25: 1037–1061, 1953.
- [34] **Jones, K. et al.** Interactions among multiple spontaneous otoacoustic emissions. In: Allen, J.B. et al., Editoren, *Lecture Notes in Biomathematics 64 - Peripheral Auditory Mechanisms.* Springer Verlag, Berlin, 1985.
- [35] **Keefe, D.H. et al.** Chaotic dynamics of otoacoustic emissions. In: *Preprints Mechanics & Biophysics Of Hearing*, 1990.
- [36] **Kemp, D.T.** Stimulated acoustic emissions from within the human auditory system. *Journal of the Acoustical Society of America*, 64: 1386–1391, 1978.
- [37] **Kemp, D.T.** Towards a model for the origin of cochlear echoes. *Hearing Research*, 2: 533–548, 1980.
- [38] **Kemp, D.T. et al.** Acoustic emission cochleography-practical aspects. In: Cianfrone, G. und Grandori, F., Editoren, *Cochlear Mechanics And Otoacoustic Emissions.* The Almquist And Wiksell Periodical Company, Schweden, 1985.
- [39] **Kemp, D.T., Siobham, R. und Bray, P.** Otoacoustic emission analysis and interpretation for clinical purposes. In: Grandori, F., Cianfrone, G. und Kemp, D.T., Editoren, *Cochlear Mechanisms And Otoacoustic Emissions.* Karger Verlag, München, 1990.
- [40] **Kemp, G.T. und Nolle, A.W.** The attenuation of sound in small tubes. *Journal of the Acoustical Society of America*, 25: 1083–1086, 1953.
- [41] **Kerstel, E.** Sicherheit elektromedizinischer Geräte. *Electromedica*, Seiten 120–125, 1973.
- [42] **Killion, M.C. und Stewart, J.K.** Low noise microphone for cochlear emissions. *Journal of the Acoustical Society of America*, 79, Supplement, 1986.
- [43] **Kronmüller, H.** *Methoden der Meßtechnik.* Schnäcker - Verlag, 1979.
- [44] **Küpfmüller, K.** *Die Systemtheorie der elektrischen Nachrichtenübertragung.* S. Hirzel Verlag, 4. Edition, 1974.
- [45] **Lambert, R.F.** A study of the factors influencing the damping of an acoustical cavity resonator. *Journal of the Acoustical Society of America*, 25: 1068–1083, 1953.

- [46] **Lenoir, M. und Puel, J.-L.** Development of $(2f_1 - f_2)$ otoacoustic emissions in the rat. *Hearing Research*, 29: 265–271, 1987.
- [47] **Leonard, G. et al.** Evaluation of distortion product otoacoustic emissions as a basis for the objective clinical assessment of cochlear function. In: *Preprints Mechanics & Biophysics Of Hearing*, 1990.
- [48] **Leonard, R.W.** *Generation And Measurement Of Sound In Gases, B. Measurement Of Sound*, Band XI/2, Seiten 35–73. Springer Verlag, 1962.
- [49] **Lonsbury-Martin, B.L. et al.** Acoustic distortion products in rabbit ear canal. 1. basic features and physiological vulnerability. *Hearing Research*, 28: 173–189, 1987.
- [50] **Lumer, G.** *Nachbildung nichtlinearer simultaner Verdeckungseffekte bei schmalbandigen Schallen mit einem Rechnermodell*. Dissertation, Technische Universität München, 1985.
- [51] **Manley, G.A., Köppel, C. und Johnstone, B.M.** Components of the $(2f_1 - f_2)$ -distortion products in the ear canal of the bobtail lizard. In: *Preprints Mechanics & Biophysics Of Hearing*, 1990.
- [52] **Martin, G.K. et al.** Spontaneous otoacoustic emissions in a nonhuman primate. 1. basic features and relations to other emissions. *Hearing Research*, 33: 49–68, 1988.
- [53] **Matthews, J.W.** Modelling reverse middle ear transmission of acoustic distortion signals. In: de Boer, E. und Viergever, M.A., Editoren, *Proceedings of the IUTAM/ICA Symposium*. Martinus Nijhoff Publishers, 1983.
- [54] **Matthews, J.W. und Molnar, C.E.** Modelling intracochlear and ear-canal distortion product $(2f_1 - f_2)$. In: Allen, J.B. et al., Editoren, *Lecture Notes in Biomathematics 64 - Peripheral Auditory Mechanisms*. Springer Verlag, Berlin, 1985.
- [55] **Mehrgart, S. und Mellert, V.** Transformation characteristics of the external human ear. *Journal of the Acoustical Society of America*, 61: 1567–1576, 1977.
- [56] **Møller, A. R.** An apparatus for measuring acoustic impedance of the ear. In: Cremer, Dr. Ing. L., Editor, *Proceedings of the Third international Congress on Acoustics*. Elsevier Publishing Company, 1959.
- [57] **Møller, A.R.** Transfer function of the middle ear. *Journal of the Acoustical Society of America*, 35: 1526–1534, 1963.
- [58] **Morton, J.Y. und Jones, R.A.** Acoustical impedance presented by some human ears to hearing-aid earphones of the insert type. *Acustica*, 6: 339–345, 1956.
- [59] **Nábělek, I.** Über die akustische Eingangsimpedanz künstlicher und menschlicher Ohren. In: Cremer, Dr. Ing. L., Editor, *Proceedings of the Third international Congress on Acoustics*. Elsevier Publishing Company, 1959.

- [60] **van Netten, S.M. und Duifhuis, H.** Modelling an active, nonlinear cochlea. In: de Boer, E. und Viergever, M.A., Editoren, *Proceedings of the IUTAM/ICA Symposium*. Martinus Nijnhoff Publishers, 1983.
- [61] **Norton, S.J.** Tone-burst-evoked emissions from normal-hearing subjects. *Journal of the Acoustical Society of America*, 81: 1860–1872, 1987.
- [62] **Oettinger, R. und Hauser, H.** Ein elektrischer Kettenleiter zur Untersuchung der mechanischen Schwingungsvorgänge im Innenohr. *Acustica*, 11: 161–177, 1961.
- [63] **Onchi, Y.** Mechanism of the middle ear. *Journal of the Acoustical Society of America*, 33: 794–805, 1961.
- [64] **Patuzzi, R.B., Yates, G.K. und Johnstone, B.M.** Outer hair cell receptor current and its effect on cochlear mechanics. In: Wilson, J.P. und Kemp, D.T., Editoren, *Cochlear Mechanisms*. Plenum Publishing Corporation, New York, 1989.
- [65] **Peisl, W.** *Beschreibung aktiver nichtlinearer Effekte der peripheren Schallverarbeitung des Gehörs durch ein Rechnermodell*. Dissertation, Technische Universität München, 1989.
- [66] **Pfeifer, F.** *Elektronisches Rauschen*, Band 1 & 2. Teubner Verlag, 1959.
- [67] **Probst, R., Antonelli, C. und Pieren, C.** Methods and preliminary results of measurements of distortion product emissions in normal and pathologic ears. In: Grandori, F., Cianfrone, G. und Kemp, D.T., Editoren, *Cochlear Mechanisms And Otoacoustic Emissions*. Karger Verlag, München, 1990.
- [68] **Reichardt, W.** *Physikalische Grundlagen der Elektroakustik*. B.G. Teubner Verlagsgesellschaft, 1961.
- [69] **Rosowski, J.J. et al.** The effectiveness of external and middle ear in coupling acoustic power into the cochlea. In: Allen, J.B. et al., Editoren, *Lecture Notes in Biomathematics 64 - Peripheral Auditory Mechanisms*. Springer Verlag, Berlin, 1985.
- [70] **Russell, I.J. und Cody, A.R.** Transduction in cochlear hair cells. In: Allen, J.B. et al., Editoren, *Lecture Notes in Biomathematics 64 - Peripheral Auditory Mechanisms*. Springer Verlag, Berlin, 1985.
- [71] **Scherer, A.** *Erklärung der Verdeckung mit Hilfe von Mithörschwellen - Suppressionsmustern*. Dissertation, Technische Universität München, 1987.
- [72] **Schloth, E.** *Akustische Aussendungen des menschlichen Gehörs (Otoakustische Emissionen)*. Dissertation, Technische Universität München, 1982.
- [73] **Schmiedt, R.A.** Harmonic acoustic emissions in the ear canal generated by single tones: Experiments and a model. In: Allen, J.B. et al., Editoren, *Lecture Notes in Biomathematics 64 - Peripheral Auditory Mechanisms*. Springer Verlag, Berlin, 1985.

- [74] **Schreiber, L.** Der Einfluß der mechanischen Eigenschaften des Kondensatormikrophons in Niederfrequenz-Schaltung auf sein Eigenrauschen. *Frequenz*, 15: 209–213, 1961.
- [75] **Schroeder, M.R.** Amplitude behaviour of the cubic difference tone. *Journal of the Acoustical Society of America*, 58: 728–732, 1975.
- [76] **Sessler, G.M. und West, J.E.** Electret transducers: A review. *Journal of the Acoustical Society of America*, 52: 1589–1600, 1973.
- [77] **Shaw, E.A.G. und Stinson, M.R.** The human external and middle ear: Models and concepts. In: de Boer, E. und Viergever, M.A., Editoren, *Proceedings of the IUTAM/ICA Symposium*. Martinus Nijhoff Publishers, 1983.
- [78] **Skudrzyk, E.** *Die Grundlagen der Akustik*. Springer-Verlag, 1954.
- [79] **Spandöck, F.** Beiträge zur Theorie elektroakustischer Wandler. *Frequenz*, 15: 29–33, 365–412, 1961.
- [80] **Stirnemann, A.** *Impedanzmessung und Netzwerkmodell zur Ermittlung der Übertragungseigenschaften des Mittelohres*. Dissertation, ETH Zürich, 1980.
- [81] **Tarnow, V.** Der Einfluß der mechanischen Eigenschaften des Kondensatormikrophons in Niederfrequenz-Schaltung auf sein Eigenrauschen. *Bruel & Kjaer Technical Review*, 3: 3–15, 1972.
- [82] **Terhardt, E.** Die Nachbildung mechanischer Schwingungsgebilde durch elektrische Schaltungen. In: *DAGA 75*, 1975.
- [83] **Troeger, J.** Die Schallaufnahme durch das äußere Ohr. *Physikalische Zeitschrift*, 31: 26–47, 1930.
- [84] **Viergever, M.A. und Diependaal, R.J.** Simultaneous amplitude and phase match of cochlear model calculations and basilar membrane vibration data. In: de Boer, E. und Viergever, M.A., Editoren, *Proceedings of the IUTAM/ICA Symposium*. Martinus Nijhoff Publishers, 1983.
- [85] **Vilbig, F.** *Lehrbuch der Hochfrequenztechnik*, Band 2. Geest & Portig K.-G., 5. Edition, 1958.
- [86] **Waetzmann, E. und Keibs, L.** Hörschwellenbestimmungen mit dem Thermophon und Messungen am Trommelfell. *Annalen der Physik*, 26: 141–144, 1936.
- [87] **Weber, L.A., Kruger, B. und Killion, M.C.** Reference thresholds for the ER-3A insert earphone. *Journal of the Acoustical Society of America*, 83: 669–676, 1988.
- [88] **Weber, R. und Mellert, V.** On the nonmonotonic behaviour of cubic distortion products in the human ear. *Journal of the Acoustical Society of America*, 57: 207–214, 1975.

- [89] **Whitehead, M.L., Lonsbury-Martin, B.L. und Martin, G.K.** Actively and passively generated acoustic distortion at $2f_1 - f_2$ in rabbits. In: *Preprints Mechanics & Biophysics Of Hearing*, 1990.
- [90] **Wit, H.P.** Statistical properties of a strong spontaneous oto – emission. In: Allen, J.B. et al., Editoren, *Lecture Notes in Biomathematics 64 - Peripheral Auditory Mechanisms*. Springer Verlag, Berlin, 1985.
- [91] **Wit, H.P.** Spontaneous otoacoustic emission generators behave like coupled oscillators. In: *Preprints Mechanics & Biophysics Of Hearing*, 1990.
- [92] **Wolf, H.** *Lineare Systeme und Netzwerke*. Springer-Verlag, 2. Edition, 1978.
- [93] **Yaetes, G.K.** The basilar membrane nonlinear input-output function. In: *Preprints Mechanics & Biophysics Of Hearing*, 1990.
- [94] **Zinke, O. und Brunswig, H.** *Lehrbuch der Hochfrequenztechnik*. Springer Verlag, 1965.
- [95] **Zwicker, E.** Der akustische Eingangswiderstand des äußeren Ohres. *NTZ*, 8: 397–404, 1961.
- [96] **Zwicker, E.** Different behaviour of quadratic and cubic difference tones. *Hearing Research*, 1: 283–292, 1979.
- [97] **Zwicker, E.** A model describing nonlinearities in hearing by active processes with saturation at 40 dB. *Biological Cybernetics*, 35: 243–250, 1979.
- [98] **Zwicker, E.** Zur Nichtlinearität ungerader Ordnung des Gehörs. *Acustica*, 42: 149–157, 1979.
- [99] **Zwicker, E.** Nonmonotonic behaviour of $(2f_1 - f_2)$ explained by a saturation-feedback model. *Hearing Research*, 2: 513–518, 1980.
- [100] **Zwicker, E.** Dependence of level and phase of the $(2f_1 - f_2)$ – cancellation tone on frequency range, frequency difference, level of primaries, and subject. *Journal of the Acoustical Society of America*, 70: 1277–1288, 1981.
- [101] **Zwicker, E.** Formulae for calculating the psychoacoustical excitation level of aural difference tones measured by the cancellation method. *Journal of the Acoustical Society of America*, 69: 1410–1413, 1981.
- [102] **Zwicker, E.** A hardware cochlear nonlinear preprocessing model with active feedback. *Journal of the Acoustical Society of America*, 80: 146–153, 1986.
- [103] **Zwicker, E.** “Otoacoustic” emissions in a nonlinear cochlear hardware model with active feedback. *Journal of the Acoustical Society of America*, 80: 154–162, 1986.
- [104] **Zwicker, E.** Suppression and $(2f_1 - f_2)$ – difference tones in a nonlinear cochlear preprocessing model with active feedback. *Journal of the Acoustical Society of America*, 80: 163–176, 1986.

- [105] **Zwicker, E.** On the frequency separation of simultaneously evoked otoacoustic emissions' consecutive extrema and its relation to cochlear traveling waves. *Journal of the Acoustical Society of America*, 88: 1639–1641, 1990.
- [106] **Zwicker, E.** On the influence of acoustical probe impedance on evoked otoacoustic emissions. *Hearing Research*, 47: 185–190, 1990.
- [107] **Zwicker, E. und Fastl, H.** *Psychoacoustics*. Springer-Verlag, 1. Edition, 1990.
- [108] **Zwicker, E. und Harris, F.P.** Psychoacoustical and ear canal cancellation of $(2f_1 - f_2)$ distortion products. *Journal of the Acoustical Society of America*, 87: 2583–2591, 1990.
- [109] **Zwicker, E. und Lumer, G.** Evaluating traveling wave characteristics in man by an active nonlinear cochlea preprocessing model. In: Allen, J.B. et al., Editoren, *Lecture Notes in Biomathematics 64 - Peripheral Auditory Mechanisms*. Springer Verlag, Berlin, 1985.
- [110] **Zwicker, E. und Zollner, M.** *Elektroakustik*. Springer-Verlag, 2. Edition, 1987.
- [111] **Zwislocki, J.** Analysis of the middle – ear function. part I: Input impedance. *Journal of the Acoustical Society of America*, 34: 1514–1523, 1962.
- [112] **Zwislocki, J. und Feldman, A.S.** Post – mortem acoustic impedance of human ears. *Journal of the Acoustical Society of America*, 35: 104–107, 1963.

Anhang A

Einheiten und Größen

Die zwischen den Größen und Elementen der einzelnen Systeme bestehenden Beziehungen sind in Tabelle A.1 aufgeführt. Die verwendeten Symbole sind im Anhang E erläutert. Wegen der sonst unvermeidlichen Überschneidung mit dem Bezeichner für die Federung bezeichnet der Buchstabe k die Kraft.

System	elektrisch	mechanisch	<i>akustisch</i>	<i>spez. akustisch</i>
Impedanz	$Z(s) = \frac{U(s)}{I(s)}$	$Z(s) = \frac{K(s)}{V(s)}$	$\mathcal{Z}(s) = \frac{P(s)}{Q(s)}$	$\bar{\mathcal{Z}}(s) = \frac{P(s)}{V(s)}$
Leistung $N(t) =$	$u(t)i(t)$	$k(t)v(t)$	$p(t)q(t)$	$p(t)v(t)A$
Elemente	R, L, C	W, M, F	$\mathcal{W}, \mathcal{M}, \mathcal{F}$	$\bar{\mathcal{W}}, \bar{\mathcal{M}}, \bar{\mathcal{F}}$
Analogie	entf.	ku	pu	pu
Entsprechungen	R	W	\mathcal{W}	$\bar{\mathcal{W}}$
	L	M	\mathcal{M}	$\bar{\mathcal{M}}$
	C	F	\mathcal{F}	$\bar{\mathcal{F}}$

Tabelle A.1. Darstellung der Feldgrößen sowie der einander zugeordneten Elemente im elektrischen, mechanischen, akustischen und spezifisch akustischen System.

Soweit möglich, werden nur *akustische* Impedanzen zur Beschreibung der hier behandelten akustischen Anordnungen verwendet. *Spezifische akustische* Impedanzen werden durch einen Oberstrich ($\bar{\mathcal{Z}}_0$) gekennzeichnet. Da sich der untersuchte Frequenzbereich bis etwa 4 kHz erstreckt, meist auf etwa 2 kHz beschränkt bleibt, wird von konzentrierten akustischen Elementen ausgegangen. Nur der Gehörgang wird als kurze akustische Leitung modelliert.

Der Vorteil der Annahme konzentrierter *akustischer* Elemente besteht darin, daß keinerlei Flächentransformationen beim Zusammenschalten der *akustischen* Elemente erforderlich sind; sie sind bereits implizit in den Impedanzen enthalten. Die Leistungsbeziehungen stimmen formal in allen Systemen überein, die Leistung wird aus dem Produkt der beiden Feldgrößen berechnet. Aus akustischen Elementen zusammengesetzte Anordnungen lassen sich einfach durch charakteristische Übertragungsfunktionen äquivalenter elektrischer Schaltungen beschreiben.

Es wird (siehe Tabelle A.1) die *pu*-Analogie verwendet. Die Beziehungen zwischen dem elektrischen und dem akustischen System werden durch die folgenden Gleichungen beschrieben. Anstelle der Größen *p* und *q* treten im mechanischen die Größen *k* und *v*.

$$\begin{pmatrix} u \\ i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} n_p & 0 \\ 0 & 1/n_q \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p \\ q \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

$$\frac{u}{i} = n_p n_q \frac{p}{q} \quad (\text{A.2})$$

Bei Leistungsinvarianz gilt $n_p = n_q = n$. Werden nur Impedanzen von einem Einheitensystem in ein anderes transformiert, so wird die verwendete Transformationskonstante mit n^2 bezeichnet.

Zur Thematik der elektro-mechanischen bzw. elektro-akustischen Entsprechungen existiert eine große Zahl von Veröffentlichungen in der Literatur, z. B. bei Beranek [5], Hecht [27], Kronmüller [43], Reichardt [68], Spandoeck [79], Terhardt [82] und Zwicker und Zollner [110].

Anhang B

Auswerteverfahren zur Bestimmung der akustischen Eingangsimpedanz des Gehörs

Die Bestimmung der akustischen Eingangsimpedanz des Gehörs wurde mit Hilfe von speziellen Impedanzmeßsonden vorgenommen. Diese waren entweder mit einem magnetischen oder mit einem dynamischen Kleinlautsprecher bestückt. Auf dem Hals der Impedanzmeßsonde wurde eine handelsübliche Ohrolive montiert, die Impedanzmeßsonde wurde dann analog den Meßsonden für OAE in den Gehörgang der Versuchsperson eingeführt. Vor jeder Messung wurden die Impedanzmeßsonden kalibriert. Die Kalibriereinrichtung und das Verfahren zur Auswertung der gewonnenen Meßwerte wird im folgenden beschrieben.

B.1 Kalibriereinrichtung

In einem Wasserbad, das auf etwa 36°C temperiert wurde, befand sich eine akustische Leitung mit einem harten, verschiebbaren Abschluß an ihrem Ende (Fig. B.1). An sie wurden die Impedanzmeßsonden zur Kalibrierung angekoppelt. Die Impedanzmeßsonden waren ebenfalls temperiert, um den Einfluß der stark temperaturabhängigen Schallgeschwindigkeit gering zu halten.

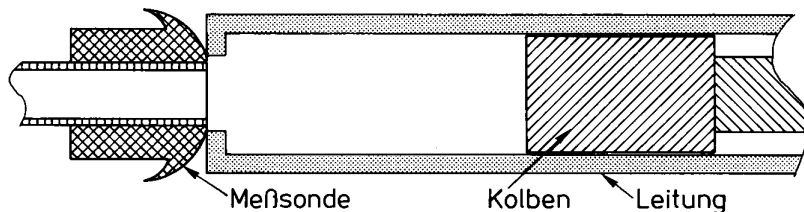


Fig. B.1. Skizze der verwendeten Kalibriereinrichtung. Die Leitung läuft an dem mit dem Schieber abgeschlossenen Ende leer

B.2 Kalibrierung der Meßanordnung

Die verwendete Leitung hatte einen Innendurchmesser von 8 mm, die Öffnung der Impedanzmeßsonde 3.5 mm. Unter der Voraussetzung, daß alle Abmessungen klein gegen die Wellenlänge sind, besteht zwischen der spezifischen akustischen Lastimpedanz \bar{Z}_S der Impedanzmeßsonde und der spezifischen akustischen Leitungsimpedanz \bar{Z}_L in der Ebene der Öffnung der Impedanzmeßsonde folgender Zusammenhang:

$$\bar{Z}_S = \frac{A_S}{A_L} \bar{Z}_L. \quad (\text{B.1})$$

Die spezifische akustische Eingangsimpedanz der Leitung wird, gewichtet mit dem Verhältnis der Flächen der aneinandergeschlossenen Anordnungen, als Lastimpedanz auf die Öffnung der Impedanzmeßsonde abgebildet.

Ist die akustische Leitung praktisch verlustfrei, was vorausgesetzt werden soll und sich auch durch Messungen bestätigen ließ, (siehe auch Kemp [40]) belastet sie die Impedanzmeßsonde mit Impedanzen der folgenden Art:

$$\bar{Z}_L = -j\bar{Z}_0 \cot(k_\lambda x), \quad k_\lambda = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad \bar{Z}_0 = \rho c. \quad (\text{B.2})$$

Die Öffnung der Impedanzmeßsonde wird mit rein imaginären Impedanzen beaufschlagt.

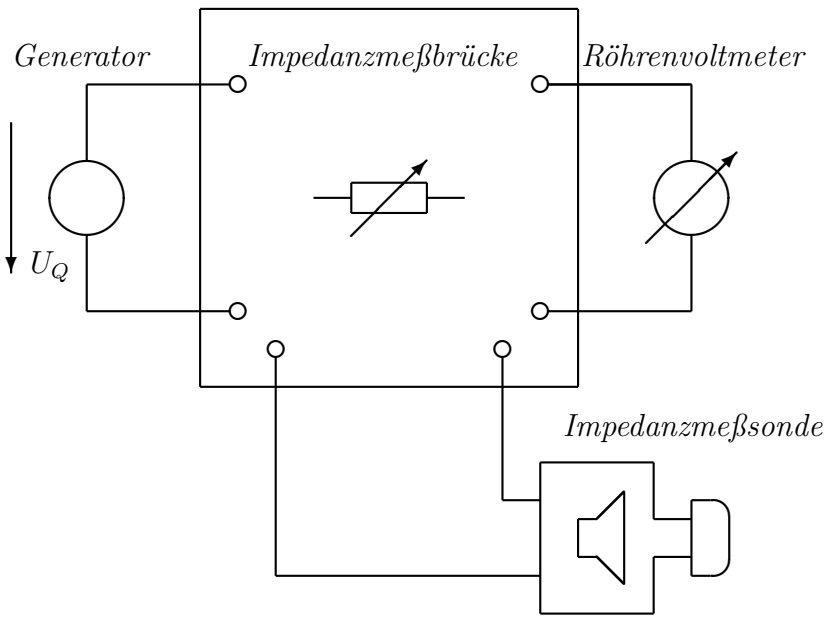
Diese werden über den Hals der Impedanzmeßsonde als Last auf die Membran des Aufnehmers in der jeweiligen Impedanzmeßsonde transformiert. Daraus resultiert eine akustoelektrische Rückwirkung, die sich als Variation der elektrischen Wandlerimpedanz Z als Funktion der akustischen Belastung im elektrischen Kreis bestimmen läßt. Auf der elektrischen Seite war der Wandler wie in Fig. B.2 dargestellt, an eine Widerstandsmeßbrücke angeschlossen. Sie erlaubte die Bestimmung seiner elektrischen Eingangsimpedanz.

Die in die Meßsonden eingebauten Wandler wurden in einem Frequenzbereich betrieben (zumeist in spektraler Nähe der Eigenfrequenz des Wandlers), bei dem eine große akustoelektrische Rückwirkung meßbar war.

Die sich beim Durchfahren der akustischen Lastimpedanz von $-j\infty$ bis $+j\infty$ ergebende Ortskurve der elektrischen Eingangsimpedanz Z des Wandlers ist ein Kreis (Feldkeller [16]). Als Kriterium für die Brauchbarkeit eines Wandlers bei einer bestimmten Betriebsfrequenz wurde das Verhältnis des Kreisdurchmessers der Ortskurve der elektrischen Wandlerimpedanz und des Realteils der Schwingspulenimpedanz herangezogen. Um eine hinreichende Meßgenauigkeit zu erreichen, wurde ein Wandler nur dann für die Messungen verwendet, wenn für die Größe

$$\eta = 100\% \frac{\text{Ortskurvendurchmesser}}{\text{Gleichstromwiderstand der Schwingspule}} \quad (\text{B.3})$$

Fig. B.2. Meßaufbau zur Messung akustischer Impedanzen. Mit Hilfe der Impedanzmeßbrücke wird die elektrische Eingangsimpedanz des Wandlers bestimmt.



mindestens 10% erreicht wurden. In Fig. B.3 ist eine typische Frequenzabhängigkeit von η für einen Wandler dargestellt. Nach dem zugrundeliegenden Modell sollte der meßbare Durchmesser der Ortskurve frequenzunabhängig sein. Alle Wandler zeigten jedoch eine Frequenzabhängigkeit des Ortskurvendurchmessers. Sie liefern nur in einem begrenzten Frequenzbereich in der Umgebung ihrer mechanischen Eigenfrequenz brauchbare Daten. Es fanden daher verschiedene Wandler Verwendung, um den gesamten interessierenden Frequenzbereich abdecken zu können.

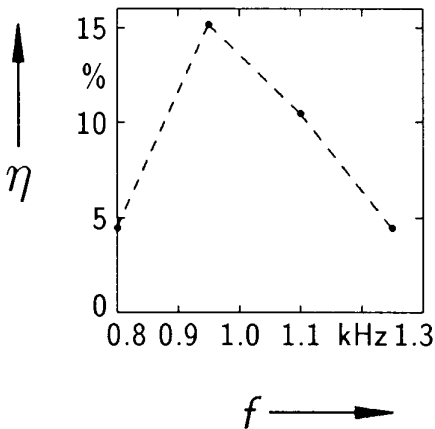


Fig. B.3. Typische Abhängigkeit von η von der Betriebsfrequenz des verwendeten Wandlers.

B.3 Mathematische Beziehung zwischen elektrischer Wandlerimpedanz und akustischer Lastimpedanz des Wandlers

Die Membran wird als mechanischem Serienschwingkreis modelliert. Die Kraft auf die Membran des dynamischen Wandlers ist proportional dem Strom durch die Schwingspule. Mit diesen Voraussetzungen läßt sich die Impedanz des Wandlers im elektrischen folgendermaßen darstellen ([5], [6], [110]):

$$Z = R_E + j\omega L_E + \frac{R}{2} + \frac{R}{2} \cdot \frac{1 - j(\omega C - \frac{1}{\omega L} + \mathfrak{S}_E)R}{1 + j(\omega C - \frac{1}{\omega L} + \mathfrak{S}_E)R} \quad (\text{B.4})$$

R_E und L_E repräsentieren die Schwingspule. R, L, C sind die ins elektrische transformierten mechanischen Wandlergrößen W_M (Dämpfungswiderstand), F_M (Federung) und M_M (Masse) der Membran. \mathfrak{S}_E repräsentiert den in einen elektrischen Leitwert transformierten Imaginärteil der akustischen Lastimpedanz des Wandlers. Realteile der Last kommen bei der Messung an der Kalibriereinrichtung unter den gegebenen Voraussetzungen nicht vor.

Dieser Ausdruck läßt sich durch Normierung auf R noch etwas einfacher darstellen. Dabei gelte:

$$\begin{aligned} \tilde{R}_E &= \frac{R_E}{R}, \quad \tilde{L}_E = \frac{L_E}{R}, \quad \tilde{Z} = \frac{Z}{R} \\ \tilde{Z} &= \tilde{R}_E + j\omega\tilde{L}_E + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cdot \frac{1 - j(\omega C - \frac{1}{\omega L} + \mathfrak{S}_E)R}{1 + j(\omega C - \frac{1}{\omega L} + \mathfrak{S}_E)R} \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

Dies stellt die Ortskurve der elektrischen Impedanz dar, Variation von \mathfrak{S}_E im Bereich von $-\infty$ bis $+\infty$ erzeugt einen Kreis mit dem Radius von $1/2$ in der komplexen \tilde{Z} -Ebene, dessen Mittelpunkt den Abstand $(1/2 + \tilde{R}_E) + j\omega\tilde{L}_E$ vom Ursprung hat.

Bestimmte, durch die Leitung definiert einstellbare imaginäre Lastimpedanzen entsprechen bestimmten Orten auf dem Kreisrand. Das Innere des Kreises repräsentiert die Lastimpedanzen, für die $Re(\tilde{Z}_L) > 0$ gilt, das Äußere stellt $Re(\tilde{Z}_L) < 0$ dar.

B.4 Auswerteverfahren

An der Kalibriereinrichtung kann nur die Ortskurve für $Re(\tilde{Z}) = 0$ bestimmt werden. Um eine Auswertung der Meßwerte zu ermöglichen, müßten die Ortskurven für $Re(\tilde{Z}) = const.$ bzw. $Im(\tilde{Z}) = const.$ bestimmt werden. Für jede Impedanzmeßsonde wäre ein sehr mühsames Kalibrierverfahren erforderlich. Darüber hinaus müßten akustische Impedanzen mit definierten Realteilen erzeugt werden, was schwierig ist.

Daher kam folgendes Verfahren zur Anwendung. Die bei der beschriebenen Kalibrierung resultierende Ortskurve der elektrischen Wandlereingangsimpedanz ist ein linear verzerrtes Smith–Diagramm (zum Smith–Diagramm siehe z. B. Zinke und Brunswig [94]). Die Abbildungsfunktion, die die Ortskurve der elektrischen Wandlerimpedanz auf ein Smith–Diagramm transformiert, wurde bestimmt. Diese Abbildungsfunktion wurde invertiert. Damit ist es möglich, Impedanzwerte in Smith–Normierung in akustische Lastimpedanzen der Meßsonde umzurechnen.

Abbildungsfunktion

Legt man zwei verschiedene Werte der imaginären akustischen Belastung der Wandlermembran W_1 und W_2 fest, so entsprechen diesen zwei Punkte P_1 und P_2 auf dem Kreis (siehe Gl. B.5) in der Ebene der elektrischen Eingangsimpedanz Z des Wandlers. Ein Smith–Diagramm wird so auf den Kreis gelegt, daß der Mittelpunkt und der Punkt für $Z = \pm\infty$ von Ortskurve und Smith–Diagramm übereinstimmen. Zwischen den Werten W_1 und W_2 sowie den den Orten P_1 und P_2 auf dem Smith–Diagramm zugeordneten Impedanzen S_1 und S_2 läßt sich die folgende konforme Abbildung definieren:

$$\begin{aligned} S &= aW + b \text{ mit} & (B.6) \\ S_1 &= aW_1 + b, \\ S_2 &= aW_2 + b. \end{aligned}$$

Anhand der Gl. B.6 werden die Konstanten a und b bestimmt:

$$\begin{aligned} a &= \frac{S_1 - S_2}{W_1 - W_2}, \\ b &= \frac{W_1 S_2 - W_2 S_1}{W_1 - W_2}. \end{aligned} \quad (B.7)$$

Unter Umkehrung der Gl. B.6 und Einsetzen der Gln. B.7 sind aus den Smith–Impedanzen die W –Impedanzen berechenbar:

$$W = \frac{W_1 - W_2}{S_1 - S_2} S + \frac{W_1 S_2 - W_2 S_1}{S_1 - S_2}. \quad (B.8)$$

Werden die Z –Daten unnormiert, lassen sie sich in ein Smith–Diagramm eingetragen. Dort können die S –Impedanzen abgelesen und mit Hilfe der Transformationsvorschrift $S \rightarrow W$ (Gl. B.8) in akustische Impedanzen umgerechnet werden.

Übertragung der Meßwerte in das Smith–Diagramm

Abgesehen von der linearen Verzerrung, die mit der in Gl. B.8 gefundenen Geradengleichung korrigierbar ist, ist die Ortskurve der elektrischen Eingangsimpedanz des Wandlers im allgemeinen gegen die Koordinatenachsen $Im(Z_E)$ und $Re(Z_E)$ verdreht. Der Punkt $Z = \infty$ von Smith–Diagramm und Impedanzortskurve muß zur Deckung gebracht werden, darüber hinaus müssen beide Diagramme denselben Durchmesser aufweisen.

Nach der Bestimmung der Ortskurve der elektrischen Eingangsimpedanz des Wandlers werden die Koordinaten des Kreismittelpunktes MP und des Punktes für $W = \pm\infty$ bestimmt. Sodann fällt eine Normierung und eine Drehstreckung der Z -Daten an. Mit der Abbildung

$$Z^* = \frac{(Z - Re_E(MP) - jIm_E(MP))e^{-j \arctan\left(\frac{Im_E(\infty) - Im_E(MP)}{Re_E(MP) - Re_E(\infty)}\right)}}{\sqrt{(Re_E(MP) - Re_E(\infty))^2 + (Im_E(\infty) - Im_E(MP))^2}} \quad (\text{B.9})$$

wird Z auf eine normierte komplexe Zahl Z^* abgebildet, die innerhalb eines Kreises mit dem Radius 1 um den Ursprung liegt. Der Punkt $\pm\infty$ wird auf $-1 + j0$ abgebildet. Multiplikation von Z^* mit dem Betrag des Radius r des verwendeten Smith–Diagramms liefert den geometrischen Ort vom Mittelpunkt des Smith–Diagramms aus, an dem ein Punkt einzutragen und sodann der Wert in Smith–Normierung abzulesen ist. Der Punkt $\pm\infty$ des Smith–Diagramms muß ebenfalls am Ort $(-r + j0)$ liegen.

Anhang C

Anpassung der Modelle

Übergang von spezifisch akustischen auf akustische Impedanzen bei der Modellierung nach Oettinger und Hauser

Oettinger und Hauser [62] rechnen in ihrer Modellbildung mit einer pu -Analogie. n_p und n_v sind die von ihnen verwendeten Transformationskonstanten für die Größen Spannung und Strom. Dabei werden die folgenden Beziehungen aufgestellt:

$$p = n_p u \tag{C.1}$$

$$v = \frac{1}{n_v} i . \tag{C.2}$$

Einer spezifischen akustischen Impedanz \bar{Z} wird eine entsprechende elektrische Impedanz Z zugeordnet. Es gilt die Beziehung:

$$\frac{p}{v} = n_p n_v \frac{u}{i} . \tag{C.3}$$

Der Ausdruck $n_p n_v$ wird von Oettinger und Hauser spezifiziert, ihm wird der Wert

$$n_p n_v = 33.3 \frac{\text{NsA}}{\text{m}^3 \text{V}} \tag{C.4}$$

zugewiesen. Um auf *akustische* Impedanzen übergehen zu können, muß die Bezugsfläche mit einbezogen werden. Dabei handelt es sich um die Fläche A_{OF} des ovalen Fensters. Mit Gl. C.2 resultiert:

$$q = A_{OF} v = \frac{A_{OF}}{n_v} i . \tag{C.5}$$

Es ergibt sich aus den Gln. C.3 und C.5:

$$\frac{p}{q} = \frac{n_p n_v}{A_{OF}} \frac{u}{i}. \quad (\text{C.6})$$

Umrechnung der Elementewerte

Um die verwendeten Modelle miteinander vergleichen zu können, müssen die Transformationskonstanten miteinander übereinstimmen bzw. ineinander umgerechnet werden. Zwislocki [111] und Gardener [20] spezifizieren die von ihnen verwendete Transformationskonstante zu:

$$Z_E = 10^{-5} \frac{\text{Vm}^5}{\text{ANs}} Z_A \quad (\text{C.7})$$

Gl. C.7 bezieht sich auf die Impedanz am Trommelfell. Um die Daten von Oettinger und Hauser bezüglich des Trommelfells anzugeben, muß die Übertragung durch das Mittelohr berücksichtigt werden. Das Mittelohr übersetzt Impedanzen mit einem Faktor (von Békésy [4]) $22^2 = 484$. Die Eingangsimpedanz des ovalen Fensters wird um den Faktor 484 zum Trommelfell hin heruntertransformiert. Es ergibt sich

$$\frac{p}{q} \Big|_{TR} = \frac{n_p n_v}{484 A_{OF}} \frac{u}{i} \Big|_{OF}. \quad (\text{C.8})$$

Die am Trommelfell wirksame akustische Impedanz muß mit der Transformationskonstanten nach Gl. C.7 in einen elektrischen Widerstand umgewandelt werden.

$$\frac{u}{i} \Big|_{TR} = \frac{n_p n_v}{484 A_{OF}} \cdot 10^{-5} \frac{\text{Vm}^5}{\text{ANs}} \frac{u}{i} \Big|_{OF} = \tilde{n}^2 \frac{u}{i} \Big|_{OF} \quad (\text{C.9})$$

Die Fläche des ovalen Fensters A_{OF} beträgt nach Oettinger und Hauser $2.06 \cdot 10^{-6} \text{m}^2$. Unter Verwendung von Gl. C.4 ergibt sich für \tilde{n}^2 ein Wert von

$$\tilde{n}^2 = 0.3336. \quad (\text{C.10})$$

Jeder Widerstandswert nach Oettinger und Hauser wird durch Multiplikation mit \tilde{n}^2 nach Gl. C.10 in einen Widerstandswert entsprechend der Modellierung von Zwislocki transformiert.

Dualtransformation der Elemente des Zwickerschen Innenohrmodells

Das elektronische Innenohrmodell von Zwicker [102] ist eine zu der Anordnung von Oettinger und Hauser duale Schaltung. Der Dualitätswiderstand beträgt 800Ω .

Die Dualtransformation des Realteils der Eingangsimpedanz des Zwickerschen Innenohrmodells von etwa $170 \Omega |_{1000 \text{ Hz}}$ (siehe Peisl [65]) ergibt:

$$R = \frac{800^2}{170} \Omega = 3765 \Omega. \quad (\text{C.11})$$

In der Zwislocki-Modellierung entspricht das einem Widerstand von 1256 Ω nach Gl. C.9. Zwislocki gibt 600 Ω als Realteil des Cochlea-Innenwiderstands an. Der Einfluß dieses Widerstands auf die Eingangsimpedanz des Gehörmodells nach Fig. 3.7 ist gering.

Der Bestimmung von \tilde{n}^2 liegt ein frequenzunabhängiges Druckübertragungsmaß des Mittelohres zugrunde. Darüber hinaus wurde die Fläche des ovalen Fensters nach Oettinger und Hauser zu $2.06 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$ im Unterschied zu den von von Békésy [4] angegebenen $3.2 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$ angenommen. Beide Größen beeinflussen den Zahlenwert der Konstanten \tilde{n}^2 , so daß die erzielte Übereinstimmung als zufriedenstellend betrachtet werden kann.

Bezüglich der Modellierung von Zwislocki läßt sich für das Zwicker-Modell ein neuer Dualitätswiderstand definieren, der die Umwandlung von Elementewerten zwischen den beiden Modellierungen vereinfacht. \tilde{n}^2 wird direkt in den Dualitätswiderstand eingerechnet. Dieser Dualitätswiderstand ergibt sich zu:

$$R = 800\sqrt{\tilde{n}^2} \Omega = 462 \Omega \quad (\text{C.12})$$

Anhang D

Erzeugung von Verzerrungsprodukten durch ein Übertragungssystem mit Potenzkennlinie

Betrachtet wird eine Kennlinie, die sich durch eine Potenzreihe der Form

$$y = \sum_{i=0}^k a_i x^i \quad (\text{D.1})$$

beschreiben läßt. Ausgesteuert werde sie durch ein Signal mit der Zeitfunktion

$$x = A_1 \cos \omega_1 t + A_2 \cos \omega_2 t . \quad (\text{D.2})$$

Die Beschränkung auf Cosinus-Schwingungen stellt keine Einschränkung der Allgemeinheit dar.

Substitution von $x = a + b$ in Gl. [D.1](#) führt auf den Ausdruck:

$$y = \sum_{i=0}^k a_i (a + b)^i . \quad (\text{D.3})$$

Dieser läßt wie folgt darstellen:

$$y = \sum_{i=0}^k a_i \sum_{p=0}^i \frac{i!}{(i-p)!p!} a^{i-p} b^p . \quad (\text{D.4})$$

Einsetzen der Cosinus-Schwingungen aus Gl. [D.2](#) führt auf die abschließende Form

$$y = \sum_{i=0}^k a_i \sum_{p=0}^i \frac{i!}{(i-p)!p!} A_1^{(i-p)} A_2^p \cos^{i-p} \omega_1 t \cos^p \omega_2 t . \quad (\text{D.5})$$

Der Ausdruck

$$z = \cos^m x \quad (\text{D.6})$$

läßt sich folgendermaßen zerlegen (für ungerade m wird nur bis $\frac{m-1}{2}$ summiert):

$$z = \frac{1}{2^{m-1}} \sum_{j=0}^{\frac{m}{2}} \frac{m!}{(m-j)!j!} \cos(m-2j)x . \quad (\text{D.7})$$

Setzt man Gl. D.7 in Gl. D.5 ein, lassen sich die Abhängigkeit der Amplitude der auftretenden Teiltöne von den Amplituden A_1 und A_2 sowie von den a_i allgemein für die Potenzreihe angeben:

$$y = \sum_{i=0}^k a_i \frac{i}{2^{(i-1)}} \sum_{p=0}^i A_1^{(i-p)} A_2^{(p)} \sum_{j=0}^{\frac{i-p}{2}} \sum_{s=0}^{\frac{p}{2}} \left\{ \frac{\cos \left[(i-p-2j)\omega_1 - (p-2s)\omega_2 \right] t + \cos \left[(i-p-2j)\omega_1 + (p-2s)\omega_2 \right] t}{j!s!(p-s)!(i-p-j)!} \right\} . \quad (\text{D.8})$$

Gl. D.8 läßt sich entnehmen, daß für das Auftreten der q -ten Harmonischen ein Polynom mindestens $k = q$ -ten Grades erforderlich ist. Für einen Summen- bzw. Differenzton der Form $l\omega_1 \pm n\omega_2$ muß der Grad k der Kennlinie mindestens $k = l + n$ betragen. Die an der Kennlinie entstehenden Amplituden von $l\omega_1 + n\omega_2$ und $l\omega_1 - n\omega_2$ sind gleich groß.

Für konstantes A_2 ergibt sich für die Amplitudenabhängigkeit eines beliebigen Mischproduktes $l\omega_1 + n\omega_2$ der beiden Primärtöne von A_1 nach Gl. D.8 ein Polynom. Die Koeffizienten dieses Polynoms werden durch die Koeffizienten der Potenzreihe bestimmt, die die zugrundeliegende Kennlinie des Übertragungsgliedes beschreibt.

Durch die Forderung einer bestimmten Amplitudenabhängigkeit $y(l\omega_1 + n\omega_2) = g(A_1) |_{A_2=\text{const.}}$ nach Gl. D.8 für ein beliebiges Mischprodukt, die sich beispielsweise aus einer Messung an einem zu untersuchenden System ergeben hat, lassen sich theoretisch die Koeffizienten der Kennlinie a_i mit $i \geq (l + n)$ bestimmen. Ist

$(l + n)$ gerade, so ergeben sich die a_i für i gerade, ist $(l + n)$ ungerade, ergeben sich die a_i für i ungerade. Die Bedingung $A_2 = \text{const.}$ muß verlassen werden, um zu überprüfen, ob mit der Kennlinie die Vorgänge bei Veränderung von A_2 , die sich an dem untersuchten System ergeben, mit hinreichender Genauigkeit beschreibbar sind.

Anhang E

Formelzeichen

Symbol	Bezeichnung	Wert	Dimension (SI)
c	Schallgeschwindigkeit	343	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$
h	Planck'sches Wirkungs- quantum	$6.626 \cdot 10^{-34}$	Js
k_B	Boltzmannkonstante	$1.381 \cdot 10^{-23}$	$\frac{\text{J}}{\text{K}}$
μ	Zähigkeit der Luft (20°C)	$1.86 \cdot 10^{-5}$	$\frac{\text{kg}}{\text{ms}}$
ρ	Dichte der Luft	1.2	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$
T	absolute Temperatur		K
κ	flächenbezogene Masse		$\frac{\text{kg}}{\text{m}^2}$
l	Länge		m
r	Radius		m

Symbol	Bezeichnung	Wert	Dimension (SI)
A	Fläche		m^2
f	Frequenz		$\frac{1}{\text{s}}$
ω	Kreisfrequenz		$\frac{1}{\text{s}}$
Ω	normierte Kreisfrequenz		
B	Bandbreite		$\frac{1}{\text{s}}$
s	Veränderliche der Laplace - transformation	$\sigma + j\omega$	$\frac{1}{\text{s}}$
λ	Wellenlänge		m
k_λ	Wellenzahl		$\frac{1}{\text{m}}$
$u(t), U(s)$	el. Spannung		V, Vs
$i(t), I(s)$	el. Strom		A, As
$k(t), K(s)$	Kraft		N, Ns
$p(t), P(s)$	Druck		$\frac{\text{N}}{\text{m}^2}, \frac{\text{Ns}}{\text{m}^2}$
$\xi(t), \Xi(s)$	Auslenkung		m, ms
$v(t), V(s)$	Schnelle		$\frac{\text{m}}{\text{s}}, \text{m}$
$q(t), Q(s)$	Fluß		$\frac{\text{m}^3}{\text{s}}, \text{m}^3$
V	Potentialgröße		bezugsabhängig
N	Leistung		W

Symbol	Bezeichnung	Wert	Dimension (SI)
I	Intensität		$\frac{W}{m^2}$
W	mech. Widerstand		$\frac{Ns}{m}$
\mathcal{W}	ak. Widerstand		$\frac{Ns}{m^5}$
\bar{W}	spez. ak. Widerstand		$\frac{Ns}{m^3}$
F	Federung		$\frac{m}{N}$
\mathcal{F}	ak. Federung		$\frac{m^5}{N}$
\bar{F}	spez. ak. Federung		$\frac{m^3}{N}$
M	Masse		$\frac{Ns^2}{m}$
\mathcal{M}	ak. Masse		$\frac{Ns^2}{m^5}$
\bar{M}	spez. ak. Masse		$\frac{Ns^2}{m^3}$
Z	el. Impedanz		$\frac{V}{A}$
Z	mech. Impedanz		$\frac{Ns}{m}$
\mathcal{Z}	ak. Impedanz		$\frac{Ns}{m^5}$
\bar{Z}	spez. ak. Impedanz		$\frac{Ns}{m^3}$
\Re, Re	Realteil (allgemein)		bezugsabhängig
\Im, Im	Imaginärteil (allgemein)		bezugsabhängig
$H(s)$	Komplexe Übertragungsfunktion		
$H(j\omega)$	dito, auf der imag. Achse		

Symbol	Bezeichnung	Wert	Dimension (SI)
T_{Up}	Empfängerempfindlichkeit		$\frac{\text{V}}{\text{Pa}}$
T_{pU}	Senderempfindlichkeit		$\frac{\text{Pa}}{\text{V}}$
n	Transformationskonstante		bezugsabhängig
n^2	— · — für Impedanzen		bezugsabhängig
Q	Güte		
L	Pegel, allgemein		dB
S/N	Fremdspannungsabstand		dB
z	Tonheit		Bark

E.1 Liste der benutzten Indizes

Symbol	Bezeichnung
A	akustisch
BM	Basilarmembran
D	Dichte (Pegel)
E	elektrisch
eff	effektiv
GG	Gehörgang
H	Hals
K	Kern (Widerstand)
L	Leitung
M	Membran
OF	ovales Fenster
Q	Quelle
r	Rauschen
S	Sonde
V	Volumen
T	Testton
TR	Trommelfell