

Einführung in die Akustik

Von

Dr. phil. Ferdinand Trendelenburg

Abteilungsleiter im Forschungslaboratorium der Siemens-Werke
a. o. Professor an der Universität Berlin

Mit 215 Abbildungen



Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH
1939

ISBN 978-3-662-05479-6

ISBN 978-3-662-05524-3 (eBook)

DOI 10.1007/978-3-662-05524-3

**Alle Rechte, insbesondere das der Übersetzung
in fremde Sprachen, vorbehalten.**

**Copyright 1939 by Springer-Verlag Berlin Heidelberg
Ursprünglich erschienen bei Julius Springer in Berlin 1939
Softcover reprint of hardcover 1st edition 1939**

Vorwort.

Das vorliegende Buch bezweckt, dem Studierenden eine Einführung in die moderne Akustik zu geben; es soll weiterhin dazu dienen, dem auf einem Spezialgebiet arbeitenden Ingenieur und Wissenschaftler einen Einblick in ihm fernerstehende Gebiete der Akustik zu ermöglichen.

Das Buch ist so aufgebaut, daß zunächst die allgemeinen Grundlagen der Schwingungslehre und der Wellenlehre behandelt werden; die theoretischen Darlegungen wurden hierbei in möglichst großem Umfang durch Beispiele aus der akustischen Praxis ergänzt. Die weiteren Abschnitte des Buches behandeln dann Schallfeldgrößen und ihre Messung, Schallerzeugung, Schallausbreitung, Schallempfang und Schallaufzeichnung, Schallanalyse und physikalische Eigenschaften natürlicher Schallvorgänge. Ein Anhang enthält ein Verzeichnis der Benennungen in der Akustik und eine Zusammenfassung wichtiger akustischer Formeln.

Der Verfasser war bemüht, eine sachlich knappe Darstellung der modernen Akustik zu bringen; er hielt es aber für angebracht, die sachlichen Darstellungen auch durch einige historische Bemerkungen zu ergänzen. Manche großen Leistungen auf akustischem Gebiet sind bisher in der Allgemeinheit nur wenig bekanntgeworden. Der Verfasser denkt hierbei z. B. an G. S. OHM, welcher die grundlegenden Gesetze des Zusammenhangs von Schallreiz und Schallempfindung fand, und der hierbei zuerst das Fouriertheorem auf dem Gebiet der Akustik anwendete; er denkt auch an WERNER VON SIEMENS, welcher — der modernen Entwicklung um 50 Jahre vorgreifend — das elektrodynamische Telephon erfand und in genialer Weise seine besondere Eignung für klanggetreue Schallübertragung erkannte. Es würde dem Verfasser Freude bereiten, wenn diese Bemerkungen zur Klärung einiger historischer Fragen beitragen würden.

Eine gewisse Schwierigkeit bildete die richtige Auswahl des in den Anmerkungen nachgewiesenen Schrifttums. Bei der raschen Entwicklung, welche die Akustik in den letzten Jahren genommen hat, ist es ausgeschlossen, alle akustischen Arbeiten anzuführen. Der Verfasser war aber bestrebt, alle diejenigen Arbeiten in Anmerkungen nachzuweisen, die in unmittelbarem Zusammenhang mit den im Text

behandelten Fragen stehen. Bezüglich weiterer Arbeiten sei auf andere einschlägige Werke¹ verwiesen.

Der besondere Dank des Verfassers gebührt dem Leiter des Forschungslaboratoriums I der Siemens-Werke, Herrn Professor GERDIEN, der die vom Verfasser in dem genannten Laboratorium durchgeführten Arbeiten stets auf das wohlwollendste förderte.

Berlin-Nikolassee, im August 1939.

FERDINAND TRENDELENBURG.

¹ Handbuch der Physik **8**, Akustik. Berlin 1927. — Handbuch der Experimentalphysik **17/1**, Schwingungs- und Wellenlehre, Ultraschall. Leipzig 1934; **17/2**, **3**, Technische Akustik. Leipzig 1934. — MEYER, E.: Beitrag „Akustik“ zur Physik i. regelm. Ber. **2**, H. **3**, 1 (1934); **6**, H. **4**, 1 (1938). — TRENDELENBURG, F.: Die Fortschritte der physikalischen und technischen Akustik, 2. Aufl. Leipzig 1934. — HIEDEMANN, E.: Ultraschall, *Ergebn. exakt. Naturw.* **14**, 201 (1935). — Literaturzusammenstellung auf dem Gebiet der technischen Mechanik und Akustik. Herausgegeben von W. ZELLER. H. 1 (W. ZELLER): Wohnlärm. Berlin 1933. H. 2 (W. ZELLER): Boden- und Gebäudeschwingungen, Lärm, Fahrzeugschwingungen. Berlin 1933. H. 3 (W. ZELLER u. E. BOEDEKER): Fortsetzung von Heft 2. Berlin 1934. H. 4 (K. TEGTMAYER u. E. BOEDEKER): Allgemeine Akustik. Raumakustik und Akustik in der Wehrtechnik. Berlin 1935. H. 5 (H. W. KOCH u. E. BOEDEKER): Schwingungen im Bauwesen, bei Fahrzeugen und Maschinen. Schwingungsmessung. Berlin 1936. H. 6 (W. ZELLER): Lärmabwehr. Berlin 1938. — BRAUNMÜHL, H. J. v., u. W. WEBER: Einführung in die angewandte Akustik. Leipzig 1936. — BERGMANN, H.: Ultraschall, 2. Aufl. Berlin 1939.

Inhaltsverzeichnis.

I. Grundlegende Fragen der Schwingungslehre und der Wellenlehre	1
1. Einfache Schwingungen	1
2. Zusammengesetzte Schwingungen	4
3. Fourierschwingungen	7
4. Lissajousschwingungen	13
5. Freie und erzwungene Schwingungen (Systeme von einem Freiheitsgrad)	19
6. Schwingungen von Systemen mit nichtlinearen Eigenschaften	32
7. Koppelungsschwingungen (Systeme von mehreren Freiheitsgraden)	36
8. Selbsterregte Schwingungen	40
9. Wellengleichung. Die verschiedenen Wellenarten	46
10. Eigenschwingungen von Luftsäulen, Saiten, Membranen, Stäben	55
11. Einfluß einer Bewegung von Schallquelle oder Schallempfänger. Dopplereffekt. Kopfwelle von Geschossen	64
II. Schallfeldgrößen und ihre Messung	66
12. Druckschwankung, Bewegung, Schnelle, Temperaturschwankung, Dichteschwankung	66
13. Frequenz, Wellenlänge, Schallgeschwindigkeit	73
14. Schallstärke, Schalleistung	80
15. Lautstärke	82
III. Schallerzeugung	87
16. Theoretisches über Schallabstrahlung	87
17. Mechanische Schallsender, Musikinstrumente	98
18. Die menschliche Stimme	115
19. Elektrische Schallsender	119
20. Thermische Schallsender	130
IV. Schallausbreitung	132
21. Schallgeschwindigkeit	132
22. HUYGENSSches Prinzip, Reflexion, Beugung, Brechung	139
23. Schallabsorption	156
24. Vorgänge in geschlossenen akustischen Systemen (Resonatoren, Filter, Leitungen)	161
25. Sonderfragen der Raum- und Bauakustik	174
V. Schallempfang und Schallaufzeichnung	189
26. Wirkungsweise und Bauart technischer Schallempfänger	189
27. Gerichteter Schallempfang	197
28. Eichung von Schallempfängern	202
29. Das Ohr als Schallempfänger	206
30. Schallaufzeichnung	222
VI. Schallanalyse. Physikalische Eigenschaften natürlicher Schallvorgänge	232
31. Verfahren zur Schallanalyse	232
32. Physikalische Eigenschaften natürlicher Schallvorgänge	243
VII. Anhang	262
33. Benennungen in der Akustik	262
34. Zusammenstellung praktisch wichtiger akustischer Formeln	263
Sachverzeichnis	268

I. Grundlegende Fragen der Schwingungslehre und der Wellenlehre¹.

1. Einfache Schwingungen.

Als Schwingungsvorgänge bezeichnet man solche Vorgänge, bei denen nach Ablauf gewisser Zeitabschnitte stets wieder der gleiche Zustand erreicht wird. Besteht ein Schwingungsvorgang aus einer Wiederholung von untereinander identischen Abschnitten, so bezeichnet man ihn als „rein periodisch“.

Ein besonders einfaches Beispiel eines rein periodischen Schwingungsvorganges stellt der mit konstanter Geschwindigkeit erfolgende Umlauf eines materiellen Punktes auf einer Kreisbahn (Abb. 1) dar.

Die Bewegung des Punktes P wird beschrieben durch die Gleichungen:

$$\left. \begin{aligned} x &= a \cdot \cos \omega(t - t_0), \\ y &= a \cdot \sin \omega(t - t_0), \end{aligned} \right\} (1)$$

wobei mit ω die Winkelgeschwindigkeit (d. h. also der Winkel, welchen der

Radiusvektor in der Zeiteinheit durchläuft) bezeichnet wird; t_0 ist die Zeit, bei welcher die Betrachtung des Schwingungsvorganges beginnt. Nach jedem vollen Umlauf erreicht der Punkt die gleiche Stelle der Bahn. Man bezeichnet die Zeit T , welche bei einem Schwingungsvorgang verstreicht, bis jeweils wieder der identische Schwingungszustand erreicht wird, als „Periode“ der Schwingung. In der Zeiteinheit erfolgen $1/T = f$ Schwingungen, f heißt die sekundliche „Schwingungszahl“ oder „Frequenz“. Die Einheit der Frequenz ist das Hertz (Hz; [sec^{-1}]). Zwischen der Winkelgeschwindigkeit ω (die

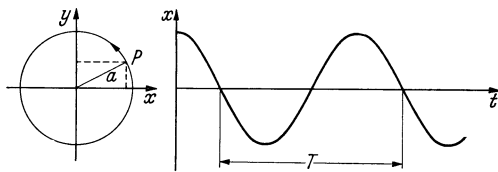


Abb. 1. Ableitung der sinusförmigen Schwingung aus der Kreisbewegung.

¹ Bezüglich eingehenderer Darstellungen der Schwingungslehre sei verwiesen auf H. BACKHAUS: Beitrag Theorie akustischer Schwingungen zum Handbuch der Physik 8, 5. Berlin 1927. — KALÄHNE, A.: Grundzüge der math.-phys. Akustik, 2 Bände. Leipzig 1910 und 1913. — MARTIN, H.: Beitrag Schwingungslehre zum Handbuch der exp. Physik 17/1, 3. Leipzig 1934. — SCHMIDT, H.: Beitrag Schwingungen kontinuierlicher Systeme und Wellenvorgänge. Ebendort S. 177. — DIESSELHORST, H.: Beitrag Allgemeine Schwingungslehre zu Müller-Pouilletts Lehrbuch der Physik, 11. Aufl., 1/1, 371. Braunschweig 1929.

auch „Kreisfrequenz“ genannt wird) und der Frequenz f besteht die Beziehung $\omega = 2\pi f$.

Die Gleichungen (1) lassen sich schreiben

$$\left. \begin{aligned} x &= a \cdot \cos(\omega t - \varphi), \\ y &= a \cdot \sin(\omega t - \varphi). \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$\varphi = \omega t_0$ bezeichnet man als die „Phase“ der Schwingung.

Projiziert man die Bewegung des Punktes P auf einen Durchmesser des Kreises — also beispielsweise auf die x -Achse —, so erhält man die einfachste Form einer geradlinigen Schwingungsbewegung; für die Lage des Projektionspunktes P' auf der Achse gilt die Beziehung

$$x = a \cdot \cos(\omega t - \varphi); \quad (3)$$

a nennt man die „Amplitude“ der Schwingung oder die „Schwingungsweite“, die jeweilige Entfernung des Punktes P' von der Ruhelage bezeichnet man als seine „Elongation“ oder „Auslenkung“. Sinusförmige Schwingungen, wie sie durch einen Ausdruck von der Form (3) beschrieben werden, nennt man auch „rein harmonische“ Schwingungen.

Durch Differentiation des Ausdrucks (3) nach der Zeit ergibt sich für die momentane Geschwindigkeit des Punktes P' oder wie man meist sagt für seine „Schnelle“

$$v = \frac{dx}{dt} = -\omega a \sin(\omega t - \varphi), \quad (4)$$

und für die momentane Beschleunigung

$$v' = \frac{d^2x}{dt^2} = -\omega^2 a \cos(\omega t - \varphi) = -\omega^2 x. \quad (5)$$

Geschwindigkeit und Beschleunigung verlaufen also bei sinusförmigen Schwingungen ebenfalls sinusförmig, aber gegen die Bewegung um die Phasenwinkel $\pi/2$ bzw. π verschoben. In Abb. 2 ist der zeitliche Verlauf der Bewegung, der Schnelle und der

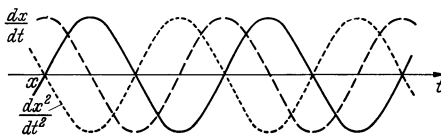


Abb. 2. Auslenkung (x), Momentangeschwindigkeit (Schnelle) (dx/dt) und Momentanbeschleunigung (d^2x/dt^2) eines sinusförmig schwingenden Punktes.

Beschleunigung eingetragen, es wurde hierbei zur Vereinfachung a sowohl wie ω gleich 1 gesetzt.

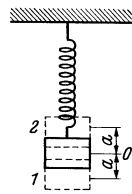


Abb. 3. Schwingungen einer elastisch aufgehängten Masse.

Sehr viele praktisch wichtige Schwingungen verlaufen nach Art der eben skizzierten geradlinigen sinusförmigen Bewegung. So kann man beispielsweise die Schwingung eines Pendels — solange nur die Pendellänge sehr groß gegen die Schwingungsamplitude ist — als eine geradlinige sinusförmige Schwingung auffassen. Ein anderes solches Beispiel ist die elastisch aufgehängte Masse (Abb. 3). Zieht man eine

derartige Masse um eine Strecke a aus ihrer Ruhelage und läßt man sie dann los, so wird sie durch die Federkraft nach der Ruhelage hin zurückgezogen; infolge der Massenträgheit schnellte sie dann über die Ruhelage hinaus bis in die Stellung 2, von dieser schwingt sie wieder nach Stellung 1, und so fort: sie führt Schwingungen um die Ruhelage aus. Würde das System keine Reibung erfahren, so würde der Schwingungsvorgang sich beliebig oft — und zwar rein sinusförmig — wiederholen, in Wirklichkeit sind derartige Systeme freilich mit Reibung behaftet; diese bewirkt, daß die Schwingungsamplitude dauernd abnimmt, bis das System schließlich wieder zur Ruhe kommt (vgl. S. 2).

Für die momentane kinetische Energie eines mit der Form $a \cdot \cos \omega t$ schwingenden Systems läßt sich — wenn die Masse des Systems mit M bezeichnet wird — die Beziehung aufstellen:

$$E_{\text{kin}} = \frac{M}{2} v^2 = \frac{M \omega^2}{2} \cdot a^2 \sin^2 \omega t = \frac{M \omega^2}{2} \cdot a^2 \frac{(1 - \cos 2\omega t)}{2}. \quad (6)$$

Die kinetische Energie erreicht ihren größten Wert jeweils beim Durchlaufen der Ruhelage, und zwar wird

$$E_{\text{kin max}} = \frac{M}{2} \cdot \omega^2 a^2. \quad (7)$$

Beim Durchlaufen der Ruhelage ist die potentielle Energie des Systems gleich Null; da die Summe von kinetischer und potentieller Energie stets gleich der Gesamtenergie des Systems sein muß, ist also auch die maximale kinetische Energie des Systems gleich der Gesamtenergie, oder wie man auch sagt gleich der „Intensität“ der Schwingung.

Für die potentielle Energie gilt

$$\begin{aligned} E_{\text{pot}} &= E_{\text{ges}} - E_{\text{kin}} = E_{\text{kin max}} - E_{\text{kin}} = \frac{M \omega^2 a^2}{2} (1 - \sin^2 \omega t) \\ &= \frac{M \omega^2}{2} \cdot a^2 \cos^2 \omega t = \frac{M \omega^2 a^2}{2} \left(\frac{1 + \cos 2\omega t}{2} \right). \end{aligned} \quad (8)$$

Die Ausdrücke (6) und (8) lehren, daß ein dauernder Wechsel der Energie von der Form der kinetischen zur Form der potentiellen stattfindet, und zwar erfolgt dieser Wechsel mit der doppelten Kreisfrequenz 2ω . Ein derartiges Pendeln der Energie ist charakteristisch nicht nur für mechanische oder akustische Schwingungsvorgänge, sondern auch für elektrische, so tritt ja beispielsweise bei elektrischen — aus Selbstinduktion und Kondensator gebildeten Schwingungskreisen — die Energie bald als magnetische im Feld der Spule, bald als elektrische im Dielektrikum des Kondensators in Erscheinung.

Schwingungsvorgänge, wie wir sie am Beispiel der schwingenden Bewegung eines Massenpunktes kennenlernten, treten in der Akustik in den verschiedensten Erscheinungsformen auf. Schwingungsförmige Druckschwankungen in der Luft sind es beispielsweise, die unsere

Schallempfindung auslösen. Die Druckänderungen rufen erzwungene Schwingungen des Trommelfells hervor, die nach dem inneren Ohr übertragen werden und dort Schallempfindung bewirken. Erfolgt die Druckschwankung nach einem sinusförmigen Gesetz von der Form $p = p_0 \sin(\omega t + \varphi)$, so nennt man den Schallvorgang einen reinen „Ton“, eine Definition, die auf G. S. OHM¹ zurückgeht.

2. Zusammengesetzte Schwingungen.

Soll ein materieller Punkt mehreren getrennten, aber gleichgerichteten Bewegungen unterworfen werden, so kann er diese nicht einzeln ausführen; die den verschiedenen einzelnen Einwirkungen entsprechenden Bewegungen werden zu einer resultierenden Bewegung zusammengefaßt. Sinngemäß gilt dieser Satz auch auf andere physikalische Schwingungsvorgänge. Treffen beispielsweise am Ohr zwei verschiedene Schallwellen ein, von denen die eine die Druckschwankung $p_1(t)$, die andere diejenige $p_2(t)$ hervorrufen würde, so entsteht der resultierende Druck $p(t) = p_1(t) + p_2(t)$.

Für die weitere Behandlung sei zunächst ein sinusförmiger Verlauf der Einzelschwingungen vorausgesetzt. Besitzen die beiden Einzel-

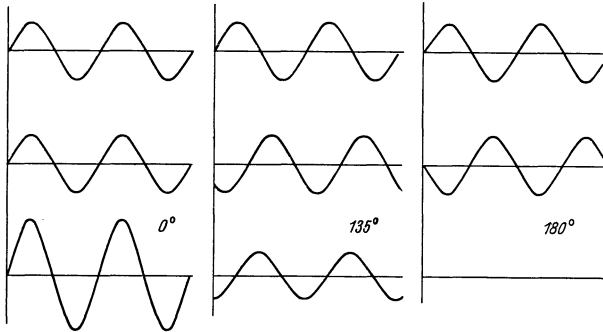


Abb. 4. Interferenz von zwei sinusförmigen Schwingungen gleicher Amplitude bei verschiedener Phasenlage.

schwingungen die gleiche Frequenz, so bezeichnet man die Zusammenwirkung als eine *Interferenz* von Schwingungen. Kommen zwei Schwingungen gleicher Amplitude und gleicher Phase zur Interferenz, so erhält die resultierende Schwingung die doppelte Amplitude (Abb. 4), bei entgegengesetzter Phase (also einem Phasenunterschied von π) wird die Amplitude der resultierenden Schwingung Null.

Allgemein gilt für beliebige Amplitude und Phase der Ausgangsschwingungen

¹ OHM, G. S.: Pogg. Ann. Phys. u. Chem. **135**, 513 (1843).

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= a_1 \sin(\omega t - \varphi_1), \\ x_2 &= a_2 \sin(\omega t - \varphi_2), \\ x &= x_1(t) + x_2(t) = a \sin(\omega t - \varphi), \\ a &= \sqrt{a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)}, \\ \operatorname{tg} \varphi &= \frac{a_1 \sin \varphi_1 + a_2 \sin \varphi_2}{a_1 \cos \varphi_1 + a_2 \cos \varphi_2}. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Diese Beziehungen lassen sich leicht ableiten, wenn man auf die auf S. 2 behandelte Herleitung der geradlinigen Schwingung aus der Projektion einer Kreisbewegung zurückgreift; Abb. 5 zeigt die entsprechende Konstruktion für die Zusammensetzung von zwei Schwingungen gleicher Frequenz, aber verschiedener Amplitude und Phase.

Beliebig viele einfach harmonische Schwingungen gleicher Frequenz lassen sich stets zu einer einzigen Schwingung zusammenfassen. Amplitude und Phase der resultierenden Schwingung kann man in einer Erweiterung der in Abb. 5 durchgeführten Konstruktion gemäß Abb. 6 leicht ermitteln.

Ist die Frequenz der sinusförmigen Ausgangsschwingungen verschieden, so besitzt die resultierende Schwingung keine Sinusform mehr, es kommt dann zu Schwankungen der Amplitude der resultierenden Schwingung; die Verhältnisse liegen bei ungleicher Frequenz der beiden Ausgangsschwingungen ja so, daß je nach der Phasenlage zu bestimmten Zeiten die beiden Ausgangsschwingungen einander entgegenwirken, während sie zu anderen Zeiten in der gleichen Richtung arbeiten.

Für zwei sinusförmige Ausgangsschwingungen

$$x_1 = a_1 \sin(\omega_1 t + \varphi) \quad \text{und} \quad x_2 = a_2 \sin \omega_2 t$$

ergibt sich

$$x = x_1 + x_2 = a \sin(\omega t + \psi),$$

wobei

$$\omega = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}, \quad a = \sqrt{a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos[(\omega_1 - \omega_2)t + \psi]},$$

$$\psi = \frac{\varphi}{2} + \operatorname{arctg} \frac{a_1 - a_2}{a_1 + a_2} \operatorname{tg} \frac{(\omega_1 - \omega_2)t + \varphi}{2}. \quad (10)$$

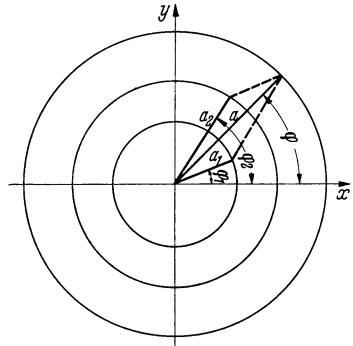


Abb. 5. Zusammensetzung von zwei sinusförmigen Schwingungen gleicher Frequenz, verschiedener Amplitude und verschiedener Phase aus der Kreisbewegung.

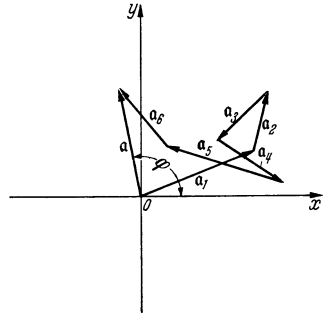


Abb. 6. Zusammensetzung von sechs sinusförmigen Schwingungen gleicher Frequenz.

Die Amplitude a der resultierenden Schwingung schwankt hier nach mit der Frequenz $\frac{\omega_1 - \omega_2}{2\pi} = f_1 - f_2$, wobei f_1 bzw. f_2 die Frequenzen der Ausgangsschwingungen bedeuten. Man bezeichnet derartige regelmäßige Amplitudenschwankungen als „Schwebungen“, $f_1 - f_2$ — also die Frequenzdifferenz der Ausgangsschwingungen — als „Schwebungsfrequenz“. Phase und Frequenz der resultierenden Schwingung sind, wie (10) zeigt, nicht konstant, sondern mit der Zeit veränderlich.

Betrachtet man den speziellen Fall

so erhält man $\varphi_1 = 0$ und $\varphi_2 = 0$,

$$\left. \begin{aligned} x &= x_1(t) + x_2(t) \\ &= a_1 \sin \omega_1 t + a_2 \sin \omega_2 t \\ &= a_1 \sin \omega_1 t + a_2 \sin \omega_2 t + a_2 \sin \omega_1 t - a_2 \sin \omega_1 t \\ &= a_2 (\sin \omega_1 t + \sin \omega_2 t) + (a_1 - a_2) \sin \omega_1 t \\ &= 2a_2 \sin \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t \cdot \cos \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t + (a_1 - a_2) \sin \omega_1 t, \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

nimmt man überdies an, daß die Amplituden der beiden Ausgangsschwingungen übereinstimmen ($a_1 = a_2 = a$), so wird

$$x = 2a \cdot \cos \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t \sin \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t, \quad (12)$$

in diesem Fall entsteht also eine resultierende Schwingung der mittleren Frequenz der beiden Ausgangsschwingungen, welche mit der Frequenz

$$\frac{\omega_1 - \omega_2}{2\pi} = f_1 - f_2$$

zu Null wird. In Abb.7 sind einige derartige Schwebungskurven dargestellt.

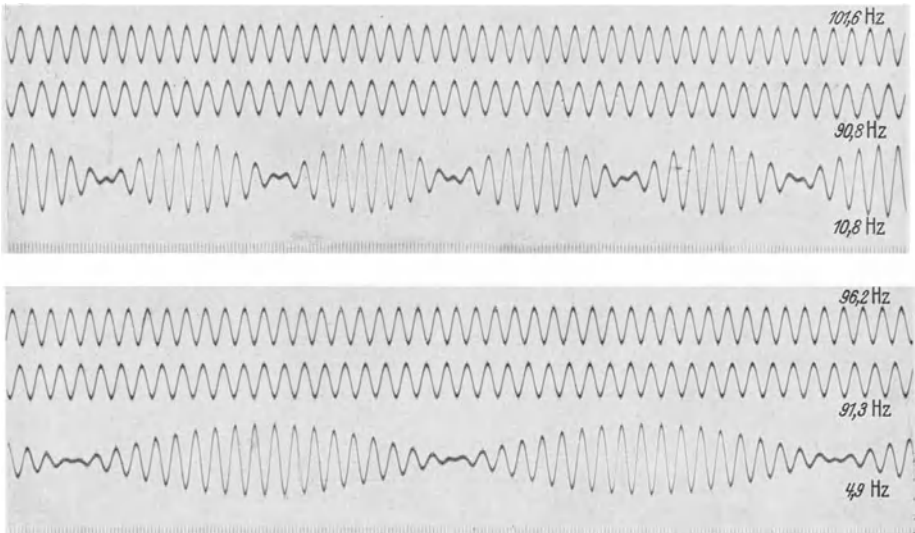


Abb. 7. Superposition zweier Sinusschwingungen gleicher Amplitude und verschiedener Frequenz: „Schwebungen“.

Fallen auf das Ohr zwei Schallvorgänge von der Frequenz f_1 und f_2 , so kann das Ohr die Schwebungen von der Frequenz $f_1 - f_2$ tatsächlich hören. Diese Fähigkeit des Ohres folgt allerdings nicht zwangsläufig aus dem vorstehend Gesagten, denn ein reiner Ton von der Frequenz $f_1 - f_2$ ist ja in dem Ausdruck (12) gar nicht vorhanden, es sind im Gegenteil an sinusförmigen Schwingungen reell vorhanden nur die beiden Ausgangsschwingungen von der Frequenz f_1 bzw. f_2 . Wenn das Ohr so gebaut wäre, daß es auch extrem eng benachbarte Töne noch scharf trennen könnte, so würde es nur die beiden Töne f_1 und f_2 , und zwar dauernd in gleicher Stärke hören. Wie wir in Ziff. 29, S. 217 sehen werden, ist die Analysierschärfe des Ohres aber nur eine begrenzte; es hört zwei eng benachbarte Töne nicht mehr getrennt, sondern nimmt einen zwischen diesen Tönen liegenden Ton schwankender Stärke, den Schwebungston, wahr.

3. Fourierschwingungen.

Die rein harmonische Schwingung von der Form $x = a \sin \omega t$ ist insofern die fundamental wichtigste Schwingungsform, als sich jede Art von noch so verwickelten Schwingungen als Superposition einer Reihe von einfachen harmonischen Schwingungen darstellen läßt.

Nach dem Theorem von FOURIER¹ gilt nämlich der Satz:

„Ist eine von einer Veränderlichen, beispielsweise also von der Zeit t abhängige Funktion $f(t)$ im Bereich $T = t_1 - t_2$ stetig, so ist sie eindeutig darstellbar durch den Ansatz

$$\left. \begin{aligned} f(t) &= a_1 \sin \frac{2\pi}{T} \cdot t + a_2 \sin 2 \cdot \frac{2\pi}{T} \cdot t + a_3 \sin 3 \frac{2\pi}{T} t \dots \\ &+ \frac{1}{2} a_0 + b_1 \cos \frac{2\pi}{T} \cdot t + b_2 \cos 2 \cdot \frac{2\pi}{T} \cdot t + b_3 \cos 3 \frac{2\pi}{T} \cdot t \dots \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

bzw. nach Umformung der Summe einer Sinus- und Kosinusreihe in eine Reihe von mit entsprechender Phase angesetzten Sinusschwingungen:

$$f(t) = A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin n(\omega t + \varphi_n), \quad (14)$$

wobei

$$A_0 = \frac{1}{2} a_0, \quad A_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2}, \quad \operatorname{tg} \varphi_n = b_n/a_n.$$

Ist die betrachtete Funktion $f(t)$ mit der Abschnittsdauer $T = t_1 - t_2$ periodisch, so gilt der Ansatz ganz allgemein für alle Werte der betrachteten Veränderlichen t ; ist eine derartige Periodizität nicht vor-

¹ FOURIER, J. B.: Mém. Acad. France 4, 185. Paris 1824. (Diese Arbeit wurde der Pariser Akademie aber bereits am 29. IX. 1811 vorgelegt.) Theorie analytique de la chaleur, S. 258. Paris 1822. Das Fouriertheorem wurde auf akustische Probleme zuerst von G. S. OHM angewendet. Pogg. Ann. Phys. u. Chem. 135, 513 (1843).

handen, so gilt der Fourieransatz nur im Bereich t_1 bis t_2 , außerhalb dieses Bereiches aber nicht. T nennt man die „Grundperiode“, $T/2$, $T/3$, $T/4 \dots$ sind die Perioden der höheren „*Harmonischen*“ oder, wie man auch sagt, der höheren „*Partialschwingungen*“. Handelt es sich um Schallschwingungen, so spricht man vom „*Grundton*“ und von höheren „*Partialtönen*“. Die Höhe der Partiaaltöne kennzeichnet man nach ihrer Ordnungszahl n , der Ton mit der Periode $T/3$ ist also beispielsweise der 3. Partiaiton. Vielfach wird auch die Bezeichnung „*Obertöne*“ verwendet, diese Bezeichnung gibt aber leicht zu Verwechslungen Veranlassung, da dem 1. Oberton der 2. Partiaiton entspricht usw.

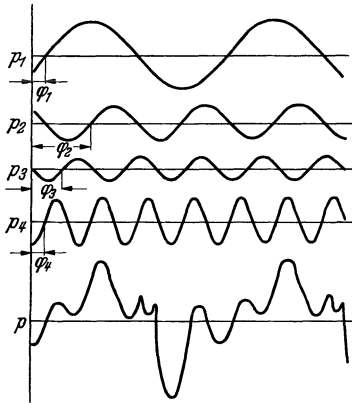


Abb. 8. Aufbau einer zusammengesetzten Schwingung aus vier harmonischen Sinuskomponenten.

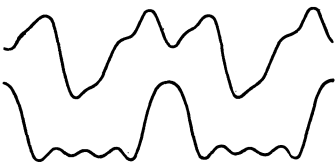


Abb. 9. Zwei Schwingungskurven mit Partialschwingungen von gleicher Amplitude, aber verschiedener Phasenlage. (Nach C. WALTHER, H. J. DREYER und H. ESTENFELD¹.)

Abb. 8 zeigt, wie sich eine verwickelte Schwingung aus mehreren Partialschwingungen zusammensetzen läßt, und zwar treten hier neben der Grundschwingung die 2., 3. und die 4. Partialschwingung auf.

Die Lage der Phase der einzelnen Teilschwingungen ist von großem Einfluß auf die äußere Gestalt der Kurve. So zeigt Abb. 9 zwei Schwingungskurven, die Teilschwingungen gleicher Amplitude, aber verschiedener Phasenlage besitzen. Bemerkt sei aber bereits hier, daß für die Klangwirkung zusammengesetzter Klänge die Phasenlage praktisch bedeutungslos ist (vgl. Ziff. 29, S. 215); das Ohr würde also zwei der Abb. 9 entsprechende Klänge als von gleicher Klangfarbe empfinden.

Die Fourierkoeffizienten a_n und b_n berechnen sich aus den Funktionswerten gemäß der Vorschrift:

$$\left. \begin{aligned} a_n &= \frac{1}{T/2} \int_{t_1}^{t_2} f(t) \sin n \frac{2\pi}{T} t dt, \\ b_n &= \frac{1}{T/2} \int_{t_1}^{t_2} f(t) \cos n \frac{2\pi}{T} t \cdot dt, \quad a_0 = \frac{1}{T} \int_{t_1}^{t_2} f(t) dt. \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

¹ WALTHER, A., H. J. DREYER u. H. ESTENFELD: Z. Instrumentenkde. 59, 162 (1939).

Für einige einfache Schwingungsformen können die Integrale (15) leicht gelöst werden. In Abb. 10 sind einige praktisch wichtige Schwingungsformen und dazugehörige Fourierdarstellungen zusammengestellt¹.

Die Bestimmung der Fourierkoeffizienten oder — wie man meist sagt — die Fourieranalyse experimentell gewonnener Schwingungskurven kann nach rechnerischen oder graphischen Verfahren erfolgen, oder es wird hierzu ein mechanischer Analysator verwendet. Zur Durchführung der rechnerischen Analyse teilt man die Abszisse der Schwingungskurve zunächst so ein, daß längs einer Periodenlänge $2m$ äquidistante Teilpunkte liegen. Man mißt dann die Ordinatenwerte der Funktion, die an diesen Teilpunkten liegen (y_1 bis y_{2m}) ab und berechnet Näherungswerte der Fourierkoeffizienten nach den Summenformeln

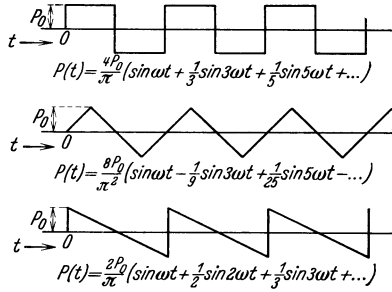


Abb. 10.
Fourierdarstellung verschiedener Funktionen.

$$\left. \begin{aligned} a_n &= \frac{1}{m} \sum_{\mu=1}^{2m} y_{\mu} \sin n \cdot \frac{\pi \mu}{m}, & n &= 1, 2, 3 \dots m-1, \\ b_n &= \frac{1}{m} \sum_{\mu=1}^{2m} y_{\mu} \cos \frac{n \cdot \pi \cdot \mu}{m}, & a_0 &= \frac{1}{m} \sum_{\mu=1}^{2m} (-1)^{\mu} y_{\mu}. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Inwieweit die berechneten Werte der Fourierkoeffizienten mit den tatsächlichen durch die Integrale (15) gegebenen Werten übereinstimmen, hängt davon ab, in welchem Maß die Funktionswerte zwischen den einzelnen Punkten, welche für die Ausrechnung benutzt wurden, schwanken. Die Annäherung wird also im allgemeinen eine desto bessere sein, je enger der Abszissenabstand der ausgemessenen Punkte ist. Gegen eine zu weitgehende Unterteilung spricht aber die Tatsache, daß die Rechenarbeit bei Auswertung der Formeln (16) mit wachsender Unterteilung sehr schnell ansteigt. Man verwendet in der Praxis meist die Unterteilung $2m = 12, 24, 36$ oder 72 . Für diese Unterteilung sind Rechenschemata aufgestellt, welche die Rechenarbeit sehr vereinfachen². Immerhin wird bei Verwendung einer Rechen-

¹ Über Fourierdarstellung weiterer einfacher Funktionen. Vgl. z. B. H. MARTIN: Schwingungslehre, im Handbuch der Exper. Physik **17/1**, 18 (1934). — HORNICKEL, R.: Elektr. Nachr.-Techn. **14**, 370 (1937). — ARDENNE, M. v.: Hochfrequenztechn. **49**, 37 (1937). — PIEFLOW, H.: Elektr. Nachr.-Techn. **14**, 225 (1937).

² Vgl. z. B. L. ZIPPERER: Tafeln zur harmonischen Analyse. Berlin 1922. — HUSZMANN, A.: Rechnerische Verfahren zur harmonischen Analyse und Synthese. Berlin 1938.

maschine und bei der Unterteilung $2m = 24$ etwa ein ganzer Arbeitstag zur Durchführung der Fourieranalyse benötigt. Graphische Verfahren zur Fourieranalyse werden in der Praxis wenig benutzt. Vorteilhaft ist hingegen die Verwendung eines mechanischen Analysators, z. B. des Analysators nach O. MADER¹. Zur Durchführung der Analyse mit einem derartigen Analysator wird der zu analysierende Kurvenzug mit einem Fahrstift umfahren, der Fahrstift bewegt ein System von Hebeln und Zahnrädern, die auf ein Polarplanimeter arbeiten. Am Polarplanimeter können die Amplituden der einzelnen Partialschwingungen sofort abgelesen werden, und zwar gehört zu jeder Partialschwingung eine bestimmte Zahnradkombination, die vor dem Umfahren der Kurve in den Analysator eingesetzt werden muß. Eine Analyse bis zur 25. Partialschwingung — also die Feststellung von 25 Sinusgliedern und 25 Kosinusgliedern — erfordert ein 50faches Umfahren der Kurve; eine Arbeit, die in wenigen Stunden geleistet werden kann².

Die Fourierdarstellung ist nicht die einzig mögliche analytische Darstellung einer gegebenen Funktion, es wäre ja beispielsweise möglich, die Funktionen als Potenzreihe darzustellen. Wenn in der Akustik die Fourierdarstellung fast ausschließlich benutzt wird, so liegt dies daran, daß bei vielen akustischen Problemen die betrachteten Schwingungen periodisch verlaufen, die Fourieranalyse gibt dann ein ungewein anschauliches Bild der Schwingungsbeschaffenheit. Auch ist zu bemerken, daß die Fourieranalyse die natürlichste Art der Zerlegung eines Schallvorganges insofern ist, als das Ohr unwillkürlich eine zusammengesetzte periodische Schwingung oder — wie man sich in der physikalischen Akustik ausdrückt — „einen Klang“ in seine Grundschiwingung und seine höheren Partialschwingungen zerlegt.

Die Tatsache, daß das Ohr nach Art eines Fourieranalysators arbeitet, wurde von G. S. OHM³ entdeckt. Wir werden diese Fragen in Ziff. 29, S. 214 eingehend behandeln. Die Klangwirkung wird durch die Stärke und die Tonhöhe der in einem Klang enthaltenen Teilschwingungen oder, wie man meist sagt, durch das „Spektrum“ eines Klanges bestimmt.

Die analytische Darstellung experimentell gewonnener Schwingungskurven durch Fourierreihen ist für streng periodische Vorgänge — wie

¹ MADER, O.: ETZ **30**, 847 (1909).

² Bemerkte sei noch, daß man auch optisch arbeitende Verfahren zur Fourieranalyse kennt; derartige Verfahren eignen sich insbesondere zur unmittelbaren Analyse von Schallfilmen. Vgl. hierzu G. v. BÉKÉSY: Elektr. Nachr. Techn. **14**, 157 (1937). — MONTGOMERY, H. C.: Bell. Syst. techn. J. **1938**, 406. — SCHOUTEN, J. F.: Philips' techn. Rdsch. **3**, 310—16 (1938). — BROWN, D.: Proc. phys. Soc., Lond. **59**, 244 (1939).

³ OHM, G. S.: Pogg. Ann. Phys. u. Chem. **135**, 513 (1843). Vgl. hierzu insbesondere auch F. TRENDELENBURG: ETZ. **60**, 449 (1939).

wir sahen — in hervorragend klarer und anschaulicher Weise gelöst. Aber auch für Schwingungsvorgänge, die nicht streng periodisch sind — ja sogar für nur ganz kurzzeitig bestehende Vorgänge —, kann die Fourierbetrachtung erfolgreich herangezogen werden. Nehmen wir zunächst einmal an, wir hätten es mit einem Schwingungsvorgang zu tun, der neben Komponenten, welche rein harmonisch aufgebaut sind, auch solche aufweist, die keinerlei harmonisches Frequenzverhältnis besitzen. Um einen Überblick über die Zusammensetzung zu einem derartigen Vorgang zu gewinnen, kann man zunächst so vorgehen, daß man einen Abschnitt der Schwingungskurve herausgreift, der alle charakteristischen Merkmale der Gesamtschwingung zu enthalten scheint, mit der Länge dieses Abschnittes als Grundperiode kann man dann die Fourieranalyse durchführen. Innerhalb des betrachteten Abschnittes ist die Fourieranalyse dann gültig, außerhalb des Abschnittes freilich nicht. Immerhin kann man auf diese Weise ein ungefähres Bild davon bekommen, wie der Schwingungsvorgang zusammengesetzt ist; man wird zwar nicht genau feststellen können, welche Teilschwingungen in dem Vorgang wirklich vorhanden sind, aber man wird immerhin ermitteln können, mit welcher Stärke ungefähr die verschiedenen Partialtonbereiche auftreten. In einer Erweiterung des eben skizzierten Verfahrens ist es aber möglich, die tatsächliche Amplitude und die tatsächliche Frequenz von rein sinusförmigen Komponenten, welche in einem verwickelten Schwingungsvorgang enthalten sind, zu ermitteln; allerdings versagt das Verfahren dann, wenn die verschiedenen Komponenten in der Frequenz sehr eng benachbart sind oder wenn die Amplitude der zu ermittelnden sinusförmigen Schwingung relativ klein ist. Man führt zu diesem Zweck eine vielfache Analyse der Schwingungskurve durch und verändert von Analyse zu Analyse stufenweise die Länge des analysierten Abschnittes oder, wie man auch sagt, die „Basislänge“. Trägt man die erhaltenen Amplitudenwerte nun in Abhängigkeit von der tatsächlichen Frequenz des betreffenden Fouriergliedes (also nicht nur in Abhängigkeit von der Ordnungszahl) in ein Diagramm ein, so erkennt man dann, wenn wahre Periodizitäten genügend großer Amplitude in der Kurve enthalten sind, ausgesprochene Maxima der Amplitudenwerte an bestimmten Stellen des Spektrums. Die Lage der Maxima in der Frequenzskala entspricht der tatsächlichen Frequenz der betreffenden Periodizität, ihre Höhe der tatsächlichen Amplitude der Periodizität. Man bezeichnet die Analyse unter stufenweiser Änderung der Basislänge auch als „Durchmusterung“ einer Schwingungskurve¹.

¹ Vgl. hierzu K. MADER: Beitrag „Ausgleichsrechnung“ zum Hdb. d. Physik 3, S. 540. Berlin 1928. — GLOGOWSKI A.: Beiträge zur Auffindung verborgener Periodizitäten. Münster i. W. 1929. — STUMPF, K.: Grundlagen und Methoden

Auch bei nur sehr kurz bestehenden Vorgängen kann, wie erwähnt, die FOURIERSche Betrachtungsweise mit bestem Erfolg verwendet werden. Die Fourierzerlegung führt für derartige Vorgänge freilich nicht auf einzelne, diskret verteilte Teilschwingungen (auf ein sog. „Linienspektrum“), sondern auf ein „kontinuierliches“ Amplitudenspektrum, das also eine unendliche Zahl unendlich dicht beieinanderliegender Teilschwingungen enthält oder, um es anders auszudrücken,

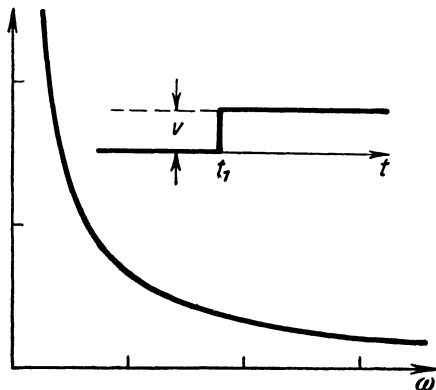


Abb. 11.

Amplitudenspektrum eines einmaligen Impulses.

auf eine Zerlegung mit einer unendlich langen Grundperiode. In einfachen Fällen lassen sich die Amplitudenspektren kurzzeitig bestehender Vorgänge streng berechnen¹. So gilt z. B. für das kontinuierliche Amplitudenspektrum des einmaligen Impulses (Abb. 11) der Ausdruck

$$a = A/2\pi\omega. \quad (17)$$

Für den Rechteckimpuls (Abb. 12) von der Zeitdauer τ gilt

$$a = A \frac{\sin \frac{\omega \cdot \tau}{2}}{\pi \cdot \omega}, \quad (18)$$

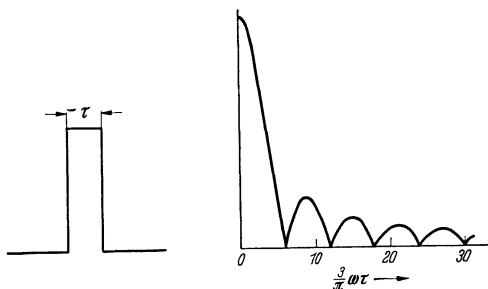


Abb. 12. Der Rechteckimpuls von der Zeitdauer τ und sein Amplitudenspektrum.

die Amplitudenwerte des Rechteckimpulses fallen also nicht — wie beim Einfachimpuls — gleichmäßig mit der Frequenz ω ab, sondern es treten Nullstellen auf, deren Lage im Frequenzbereich von der Zeitdauer des Impulses abhängt. Würde man einen derartigen Recht-

eckimpuls — wie oben skizziert — mit einem Analysator durchmustern, so würden die bei den verschiedenen Basislängen gewonnenen Am-

der Periodenforschung. S. 87. Berlin 1937. Besonders darauf hinzuweisen ist noch, daß bei der Durchmusterung von Schwingungskurven außer den die tatsächlichen Periodizitäten anzeigenden Hauptmaximen auch Nebenmaxima auftreten. Bei ungenügend kritischen Vorgehen können die Nebenmaxima, die keine reelle Bedeutung besitzen, zu Täuschungen Veranlassung geben.

¹ Vgl. K. KÜPFMÜLLER: Elektr. Nachr.-Techn. **1**, 141 (1924). — BÜRCK, W., P. KOTOWSKI und H. LICHTER: Elektr. Nachr.-Technik. **12**, 278, 326 (1935). — BACKHAUS, H., Beitrag: Nichtstationäre Schallvorgänge. Erg. Exakt. Naturwiss. **16**, 237 (1937). — THIEDE, H.: E. N. T. **13**, S. 84 (1936).

plitudenwerte sich in die in Abb. 12 gezeichnete Kurve des Amplitudenspektrums einpassen; an den Nullstellen beispielsweise würden auch die mit dem Maderanalysator ermittelten Fourierkoeffizienten verschwinden. Praktisch wichtig ist auch noch das Amplitudenspektrum des plötzlichen Einsatzes einer Sinuswelle von der Form $A \sin \omega_0 t$; für dieses gilt

$$a = A \frac{\omega_0}{2\pi(\omega^2 - \omega_0^2)} \quad (\text{Abb. 13}). \quad (19)$$

Die Darstellung kurzzeitig andauernder Vorgänge als Folge unendlich dicht verteilter Teilschwingungen besitzt durchaus nicht nur formale Bedeutung, sie ist im Gegenteil — wie zuerst

von K. KÜPFMÜLLER¹ gezeigt wurde — praktisch sehr wichtig. Will man beispielsweise untersuchen, wie ein schwingungsfähiges System auf eine plötzliche Einwirkung von der Form eines kurzen

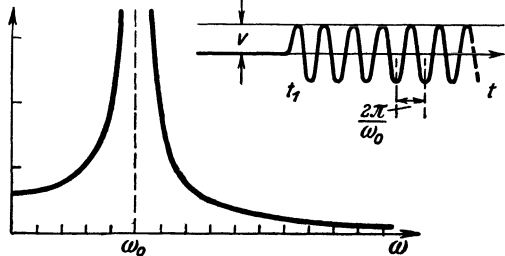


Abb. 13. Amplitudenspektrum eines plötzlich einsetzenden Sinusvorganges.

Rechteckimpulses (18) anspricht, oder wie es sich beim plötzlichen Einschalten einer sinusförmigen Erregung (19) verhält, so kann man die Berechnung so durchführen, daß man zunächst feststellt, wie das System auf die einzelnen in dem betreffenden Vorgang enthaltenen Teilschwingungen anspricht und daß man dann die den einzelnen Teilschwingungen entsprechenden Reaktionen superponiert.

Zu bemerken ist noch, daß in der Akustik gelegentlich auch die Aufgabe vorkommt, Schwingungskurven aus harmonischen Sinusgliedern bestimmter Amplitude und Phase zusammenzusetzen; für derartige Fouriersynthesen wurden mechanische Apparaturen entwickelt². Auch auf elektrischem Weg ist eine Synthese von Teilschwingungen verschiedener Amplitude und Phase durchführbar³.

4. Lissajousschwingungen.

Setzt man zwei in ihrer Richtung senkrecht zueinander liegende periodische Schwingungen — von denen die eine sinusförmigen Ver-

¹ Vgl. Fußnote 1, Seite 12.

² Über einen besonders einfachen Apparat zur Fouriersynthese berichteten kürzlich A. WALTHER, H. J. DREYER, u. H. ESTENFELD: *Z. Instrumentenkd.* **59**, 162 (1939).

³ Vgl. z. B. E. B. KURTZ u. M. J. LARSEN: *Electr. Eng.* **54**, 950 (1935). — FLETCHER, H. und W. A. MUNSON: *J. acoust. Soc. Amer.* **5**, 82 (1933). — NAHRGANG, S.: *Akust. Z.* **3**, 284 (1938).

lauf besitzt — zusammen, so erhält man einen Schwingungstyp, den man als „Lissajousschwingungen“ bezeichnet. — J. LISSAJOUS¹, nach dem dieser Schwingungstyp genannt ist, hatte es sich zur Aufgabe gestellt, aufzuklären, wie die Schwingungsform von Vorgängen verläuft, welche sich so rasch abspielen, daß eine unmittelbare Erkennung oder Registrierung der Schwingungsbewegung nicht mehr möglich ist. Eine klassische Aufgabe dieser Art — die schon von LISSAJOUS selbst erfolgreich bearbeitet wurde und später von HELMHOLTZ auf das sorgfältigste mit sehr ähnlicher Methodik untersucht wurde — ist die Klärung der

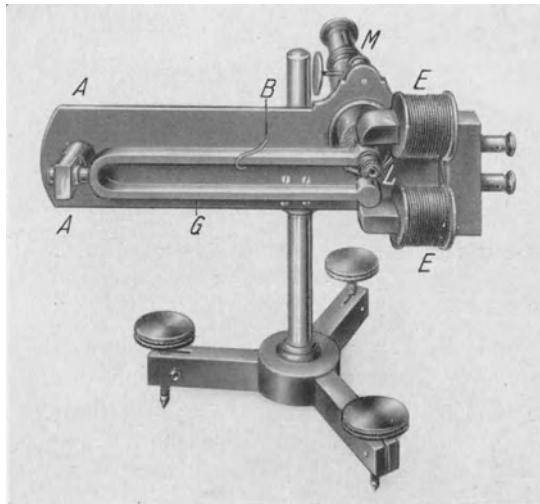


Abb. 14. Das HELMHOLTZsche Vibrationsmikroskop zur Beobachtung der Schwingungen von Saitenpunkten. *G* Stimmgabelzinke, *L* Linsensystem, *M* Okularstück des Mikroskops.

Schwingungsformen angestrichener Saiten. Die Lösung dieser Aufgabe kann so erfolgen, daß man mit der Saitenschwingung eine senkrecht dazu liegende Schwingung kombiniert. Abb. 14 zeigt das von HELMHOLTZ² zur Hervorrufung dieser Schwingung verwendete Vibrationsmikroskop. Das Okular des Mikroskops befindet sich auf einem Arm einer elektromagnetisch angeregten Stimmgabel. Stimmgabel und Saite sind aufeinander abgestimmt. Betrachtet man nun einen Saitenpunkt (vorteilhaft klebt man hierzu auf die Saite ein weißes Stärke-

¹ LISSAJOUS, J.: Ann. Chem. et Physique **51**, 147 (1857). Entdeckt wurde dieser Schwingungstyp aber nicht von LISSAJOUS, sondern bereits 1815 von N. BOWDITCH (vgl. D. C. MILLER: Anecdotal History of the science of sound, S. 49. New-York 1935). Zur Theorie der Lissajousbilder vgl. insbesondere O. H. BLAUM: Z. techn. Phys. **19**, 187 (1938).

² HELMHOLTZ, H. v.: Die Lehre von den Tonempfindungen. S. 138, 6. Aufl. Braunschweig 1913.

körnchen, das von einer Lichtquelle hell angestrahlt wird), so scheint der Punkt nach Einsetzen der Mikroskopschwingung und nach Anstreichen der Saite längs bestimmter Figuren sehr rasch umzulaufen. Nehmen wir zunächst an, daß die (senkrecht ausgespannte) Saite eine rein harmonische Schwingung ausführt und daß Saitenamplitude und Amplitude des Vibrationsmikroskops gleich sind, so läßt sich die Figur, welche der Saitenpunkt zu durchlaufen scheint, aus Abb. 15 leicht erkennen. Im ersten Zeitmoment (mit *I* bezeichnet) besitze die Saite gerade ihre größte Elongation nach oben, das Vibrationsmikroskop (dessen Bildfeld in Abb. 15 durch ein Quadrat gekennzeichnet ist) möge in der Mittelstellung sein; das Bild des Saitenpunktes erscheint dann im Punkt P_1 . Nach einer Viertelperiode ist die Saite in der Mittel-

lage, während das Vibrationsmikroskop in die Stellung am weitesten links gelaufen ist, der Punkt scheint dann bei P_2 zu liegen. Wieder eine Viertelperiode später ist die Saite in ihrer untersten Lage angelangt, das Vibrationsmikroskop steht in seiner Mittellage und der Punkt scheint bei P_3 , usf. Wenn wir uns nun der in Abb. 1, S. 1 skizzierten Ableitung der geradlinigen Sinusschwingung aus der Kreisbewegung erinnern, können wir sofort erkennen, daß die Bewegung des Punktes in diesem Fall auf einer Kreisbahn erfolgen muß: Die Lissajousfigur zweier Sinusschwingungen gleicher Amplitude und Frequenz ist bei der im vorliegenden Fall vorhandenen Phasendifferenz von $\pi/2$ (wie übrigens auch bei einer Phasendifferenz von $3\pi/2$) ein Kreis. Sind die Amplituden der beiden Ausgangsschwingungen ungleich oder besitzt die Phasendifferenz nicht die Werte $\pi/2$ bzw. $3\pi/2$, so ist die Lissajousfigur eine Ellipse. Sind nämlich die beiden Ausgangsschwingungen von der Form

$$\begin{aligned}x &= a \sin \omega t, \\y &= b \sin (\omega t + \varphi),\end{aligned}$$

so läßt sich durch Elimination der Zeit t als geometrischer Ort für das Bild des schwingenden Punktes die Gleichung aufstellen

$$\frac{x^2}{a^2} - \frac{2xy}{ab} \cos \varphi + \frac{y^2}{b^2} = \sin^2 \varphi. \quad (20)$$

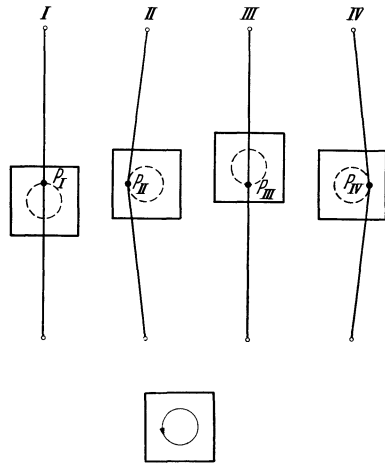


Abb. 15. Das Bild eines sinusförmig schwingenden Saitenpunktes im Blickfeld des HELMHOLTZschen Vibrationsmikroskops (schematisch).

Dies ist die Gleichung für eine Schar von Ellipsen, im Rechteck $2a, 2b$ (Abb. 16). Für die Neigungswinkel ψ der großen Achse gilt die Beziehung

$$\operatorname{tg} 2\psi = \frac{2ab \cos \varphi}{a^2 - b^2}. \quad (21)$$

Stimmt die Frequenz der beiden Sinusschwingungen nicht ganz genau überein, so verformt sich dauernd die Ellipse, sie läuft dann scheinbar innerhalb des Rechtecks $2a \cdot 2b$ allmählich um.

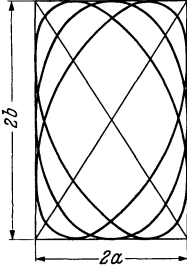


Abb. 16. Lissajous-ellipsen (Zusammenwirken zweier Sinusschwingungen von den Amplituden a und b bei verschiedener Phasenlage. Die senkrecht stehende Ellipse entspricht dem Phasenunterschied $\pi/2$, die zu Geraden entarteten Ellipsen entsprechen $\varphi = 0$ bzw. $\varphi = \pi$.

Setzt man die Lissajousschwingung aus einer Sinusschwingung $x = a' \cos \omega t$ und einer anderen von doppelter Frequenz

$$y = b' \cos (2\omega t + \varphi)$$

zusammen, so erhält man nach Elimination der Zeit:

$$y = b' \left(2 \frac{x^2}{a'^2} - 1 \right) \cos \varphi - 2x \frac{b'}{a'} \sqrt{1 - \frac{x^2}{a'^2}} \sin \varphi. \quad (22)$$

Die durch den Ausdruck (25) beschriebene Kurve besitzt im allgemeinen Fall einen Doppelpunkt. Für die Phasendifferenzen $\pi/2$ und $3\pi/2$ entartet die Kurve in eine Parabel, es wird dann ja

$$y^2 = \frac{4x^2 b'^2}{a'^2} \left(1 - \frac{x^2}{a'^2} \right). \quad (23)$$

Welche Kurvenformen bei einer Reihe von anderen Frequenzverhältnissen der Ausgangsschwingungen zu erwarten sind, zeigt anschaulich Abb. 17.

Die bisherigen Ausführungen bezogen sich auf Lissajousfiguren, welche durch zwei sinusförmige Ausgangsschwingungen erzeugt sind. Im allgemeineren Fall, in welchem eine rein sinusförmige Schwingung mit einer aus einer größeren Zahl von Harmonischen zusammengesetzten Schwingung gleicher Grundperiode zusammenwirkt, kommen sehr komplizierte Lissajousfiguren zustande, deren Beschaffenheit sich rechnerisch nicht mehr übersehen läßt. Um aus einer derartigen Lissajousfigur die tatsächliche Schwingungsform der in Frage stehenden komplizierten Schwingung zu ermitteln, bedient man sich einer leicht durchzuführenden Konstruktion. Da man jede geradlinige sinusförmige Schwingung als durch Projektion einer gleichmäßigen Kreisbewegung entstanden auffassen kann, so läßt sich eine Lissajousfigur als Projektion der auf einen Kreiszyylinder aufgewickelten tatsächlichen Schwingungsform auffassen (Abb. 18). Aus der Lissajousfigur läßt sich die tatsächliche Schwingungsform dann also so finden (Abb. 19), daß man die Abszisse der Lissajousfigur nach einem sinusoidalen Maßstab einteilt und die Ordinatenwerte in ein Diagramm mit linear geteilter Abszisse umzeichnet.

In Abb. 20 sind einige Lissajousfiguren, welche von HELMHOLTZ aufgenommen wurden, wiedergegeben, und zwar zeigt jeweils die linke

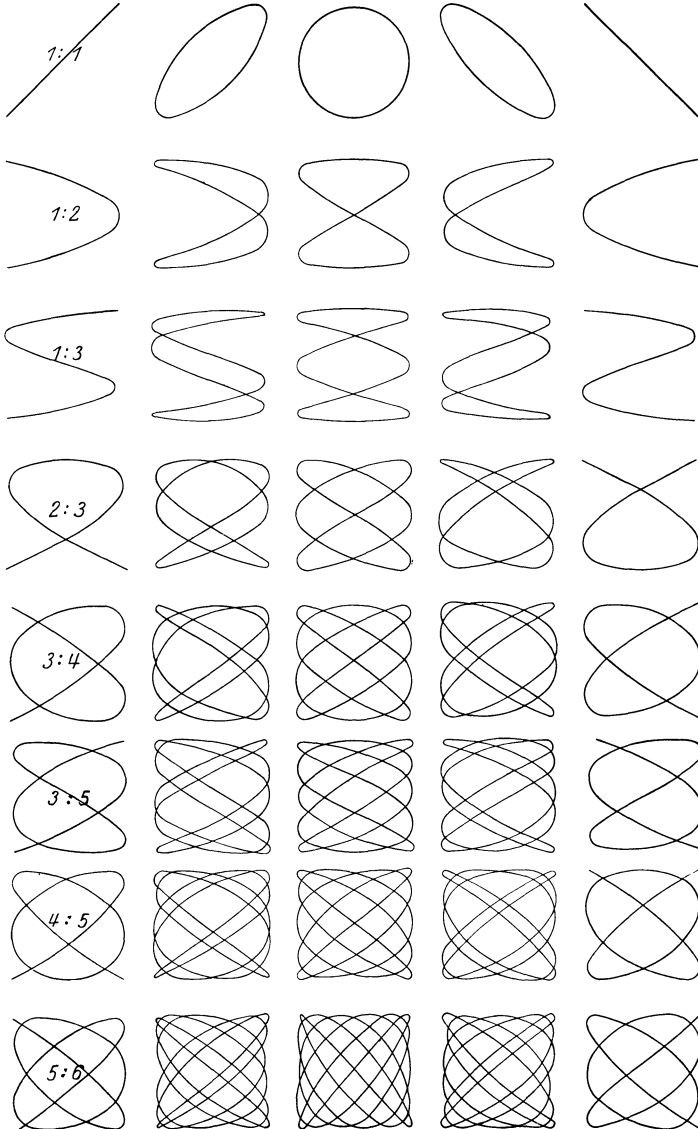


Abb. 17. Lissajousfiguren. (Die Frequenzverhältnisse der in den einzelnen Horizontalreihen dargestellten Schwingungen sind jeweils links angegeben. Die Vertikalreihen entsprechen den Phasenunterschieden $0, \pi/4, \pi/2, 3\pi/4, \pi$.)

Kurve die tatsächliche Schwingungsform, die rechten Kurven sind die zugehörigen Lissajousbilder. Die obersten drei Kurven beziehen sich

auf eine Stimmgabelschwingung, die nahezu sinusförmig verlief, die mittlere und die untere auf Violinsaitenschwingungen.

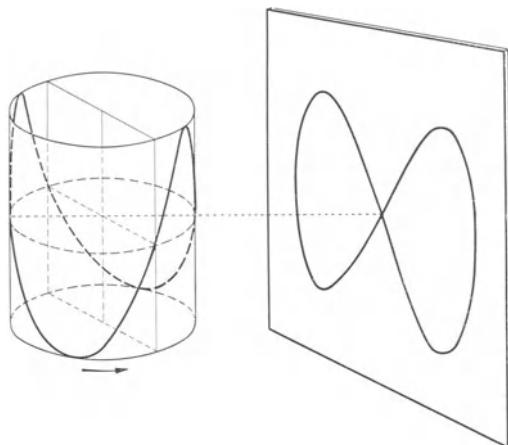


Abb. 18. Lissajousfigur als Projektion einer um einen Zylinder gewickelten Schwingungskurve.

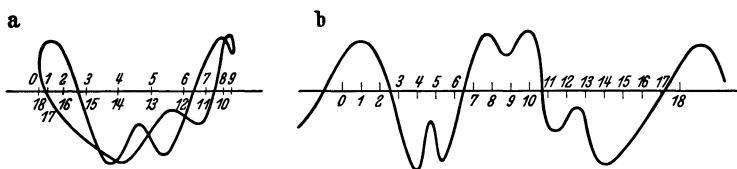


Abb. 19. Ermittlung des tatsächlichen Verlaufs einer Schwingung aus einer Lissajousfigur.

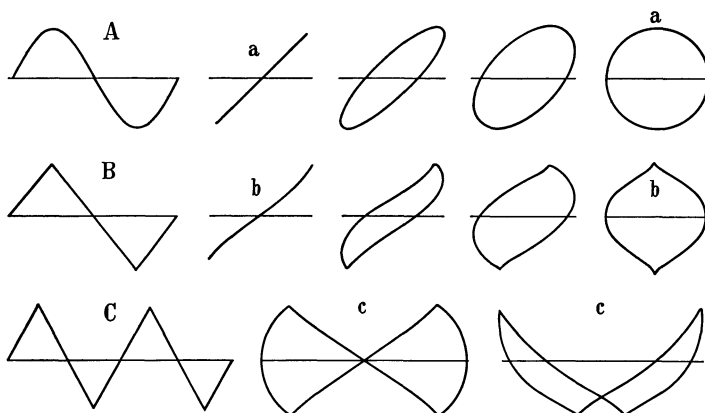


Abb. 20. Lissajousfiguren bei verschiedener Phasenlage: *a* Stimmgabelschwingung, *b*, *c* Saitenschwingungen, *A*, *B*, *C* die dazugehörigen Ausgangsschwingungen. (Nach H. v. HELMHOLTZ.)

Lissajousschwingungen — deren Eigenschaften wir an dem klassischen Fall des Vibrationsmikroskops betrachteten — spielen auch in der modernen akustischen Meßtechnik eine wichtige Rolle. Zur ob-

jektiven Messung von Klangbildern verwendet man häufig das BRAUNSCHE Rohr. Legt man an das eine Ablenkplattenpaar des BRAUNSCHE Rohres eine vom Klang gesteuerte Wechselfspannung (Abb. 21), an das andere Ablenkplattenpaar eine rein sinusförmige Spannung, deren Frequenz mit der Grundfrequenz des Klanges übereinstimmt, so beschreibt der Lichtfleck auf dem Leuchtschirm eine Lissajousfigur, welche man photographisch aufnehmen kann. Zeichnet man die Lissajousfigur gemäß der in Abb. 19 dargestellten Konstruktion auf einen linearen Abszissenmaßstab um, so erhält man unmittelbar die Schwingungsform des in Frage stehenden Klanges.

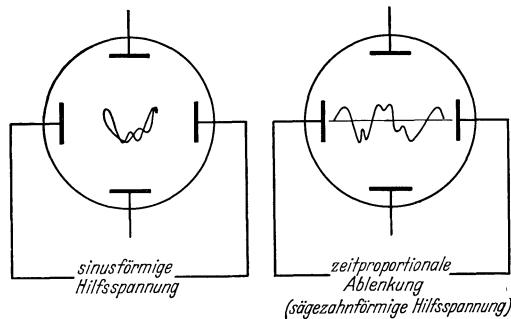


Abb. 21. Schwingungsfiguren auf dem Leuchtschirm eines BRAUNSCHE Rohres.

Ersetzt man die sinusförmige Hilfsspannung durch eine zeitproportionale Ablenkung, so wird auf den Leuchtschirm des BRAUNSCHE Rohres unmittelbar das Bild der tatsächlich vorliegenden Schwingungsform entworfen. Zur Herstellung der zeitproportionalen Ablenkung benutzt man eine synchronisierte Kippspannung, welche eine sägezahnähnliche Schwingungskurve liefert¹.

5. Freie und erzwungene Schwingungen.

(Systeme von einem Freiheitsgrad.)

Zieht man eine mit einer Flüssigkeitsdämpfung versehene federnd aufgehängte Masse (Abb. 22) aus der Ruhelage und überläßt sie dann sich selbst, so wird sie durch die Federspannung wieder nach der Ruhelage hin beschleunigt, infolge der Massenträgheit wird sie (wenn wir von dem Fall extrem starker Reibung in der Dämpfungsflüssigkeit absehen) über die Ruhelage hinaus bis zu einem oberen Umkehrpunkt schießen und sich dann wieder nach unten in Bewegung setzen.

¹ Über BRAUNSCHE Röhren vgl. E. ALBERTI: Braunsche Kathodenstrahlröhren und ihre Anwendung. Berlin 1932. — MACGREGOR MORRIS, J. T. u. J. A. HENLEY: Cathode Ray Oscillography. London 1936. — NENTWIG, K.: Die Kathodenstrahlröhre. Berlin 1937. — KLEIN, P. E.: Die praktische Anwendung des Elektronenstrahloszillographen. Berlin 1936.

Bei jeder Schwingungsphase wird durch Reibung ein gewisser Energiebetrag dem System entzogen, die Schwingungsamplitude nimmt dadurch von Schwingung zu Schwingung ab und die Masse nähert sich asymptotisch ihrer Ruhelage.

Mathematisch läßt sich dieser Vorgang folgendermaßen behandeln:

Die Summe aller Kräfte am System, also die Summe von Trägheitskraft, Reibungskraft und der von der Federspannung herrührenden rücktreibenden Kraft muß stets gleich Null sein. Es gilt also die Differentialgleichung:

$$M \frac{d^2 x}{dt^2} + R \frac{dx}{dt} + D x = 0. \tag{24}$$

M bedeutet hierbei die gesamte schwingende Masse (bei dem betrachteten Beispiel hat man zur Masse des starren Körpers noch einen Betrag,

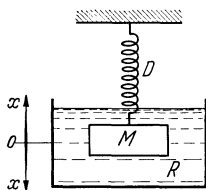


Abb. 22. Flüssigkeitsgedämpfte schwingende Masse.

welcher die Masse der „mitschwingenden Flüssigkeit“ berücksichtigt, hinzuzufügen). $R \cdot dx/dt$ ist die Reibungskraft; diese ist also proportional zur Geschwindigkeit angesetzt, was bei wirbelfreier Bewegung in einer viskosen Flüssigkeit gerechtfertigt ist. $D \cdot x$ ist die von der Federspannung herrührende rücktreibende Kraft, welche bestrebt ist, das System wieder in die Ruhelage zurückzuführen; die rücktreibende Kraft ist proportional der Elongation angesetzt, es ist also angenommen,

daß das HOOKEsche Gesetz erfüllt ist, was für nicht zu große Amplituden bei dem in Frage stehenden System sicher der Fall ist.

Nach der Art der Differentialgleichung (24) bezeichnet man das Schwingungssystem als „linear“ arbeitendes System. Es seien hier zunächst nur Schwingungen derartiger linearer Systeme betrachtet. Enthält die Differentialgleichung, welche die Schwingungen beschreibt, Glieder, welche nichtlinear sind (also beispielsweise eine Reibungskraft, welche dem Quadrat der Geschwindigkeit proportional ist oder eine rücktreibende Kraft, welche von der Form $D' = D_1 x + D_2 x^2$ ist), so bezeichnet man diese Systeme als „nichtlineare“ Systeme; wir werden derartige Systeme in Ziff. 6, S. 32 behandeln.

Für $R/2m$ sei noch die Bezeichnung δ und für D/M die Bezeichnung ω_0^2 eingeführt; (27) nimmt dann die Form an

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + 2 \delta \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0. \tag{25}$$

Bei Lösung der Differentialgleichung sind drei Fälle zu unterscheiden, je nachdem

$$\begin{aligned} \delta < \omega_0, & \quad R^2 < 4 MD, \\ \delta = \omega_0, & \quad R^2 = 4 MD, \\ \delta > \omega_0, & \quad R^2 > 4 MD. \end{aligned}$$

Im ersten Fall ($\delta < \omega_0$; $R^2 < 4MD$) lautet die Lösung

$$x = x_0 e^{-\delta t} \sin(\bar{\omega}_0 t - \varphi) \quad \text{wobei} \quad \bar{\omega}_0 = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}. \quad (26)$$

Das System geht in diesem Fall in exponentiell gedämpften Schwingungen in die Ruhelage zurück. Die Kreisfrequenz $\bar{\omega}_0$ der abklingenden Schwingungen nähert sich mit abnehmender Dämpfung dem Wert für die ungedämpfte Schwingung ω_0 , $f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi}$ ist die „ungedämpfte“ Eigenfrequenz des Systems. Die Eigenschwingung liegt nach (26) um so höher, je größer die Direktionskraft und je kleiner die Masse des Systems ist. Die Schwingungsamplitude nimmt mit der Zeit um so rascher ab, je größer die Dämpfung des Systems ist. $\delta = R/2M$ nennt man die „Dämpfungskonstante“ oder den „Dämpfungsmodul“. Die Zeit, innerhalb welcher die Amplitude auf den e ten Teil, also auf rund 37% fällt, ist gleich $1/\delta$. Statt des Dämpfungsmoduls benutzt man zur Kennzeichnung der Stärke der Dämpfung von Schwingungen meist den Wert des Verhältnisses zweier aufeinanderfolgender Ausschläge. Für das Amplitudenverhältnis zweier derartiger, um eine volle Periode getrennter Ausschläge gilt

$$k = \frac{x_n}{x_{n+1}}.$$

Den natürlichen Logarithmus δ dieses Verhältnisses bezeichnet man als „Dekrement“

$$\delta = \ln k = \ln \frac{x_n}{x_{n+1}}.$$

Bezieht man das Dekrement nicht auf das Amplitudenverhältnis zweier aufeinanderfolgender Ausschläge, sondern auf dasjenige des p ten und q ten Ausschläges, so wird

$$\delta = \frac{1}{p - q} \ln \frac{x_p}{x_q}.$$

Zwischen der Dämpfungskonstante δ und dem Dekrement δ besteht die Beziehung

$$\delta = \frac{2\pi}{\omega_0} \delta = T \delta.$$

In der nebenstehenden Tabelle sind logarithmische Dekremente für verschiedene Amplitudenverhältnisse zusammengestellt. Ferner ist in der Tabelle angegeben, in

welchem Maß bei der betreffenden Dämpfung die Periodendauer der gedämpften Schwingung von derjenigen der ungedämpften Schwingung abweicht.

Tabelle 1.

Amplitudenverhältnis zweier im Abstand einer vollen Periode liegenden Ausschläge	Dekrement	Verhältnis der Periodendauer der gedämpften Schwingung zu derjenigen der ungedämpften Schwingung
1,01	0,01	1,0000013
1,02	0,02	1,0000051
1,05	0,05	1,00003
1,11	0,1	1,00013
1,22	0,2	1,0005
1,65	0,5	1,003
2,72	1,0	1,101

In Abb. 23 sind einige abklingende Schwingungen verschiedener Dämpfung dargestellt, die Abbildungen wurden nach oszillographischen Aufnahmen an einem elektrischen Schwingungskreis gezeichnet. Im zweiten Fall ($\delta = \omega_0$; $R^2 = 4MD$) lautet die Lösung

$$x = x_0 e^{-\delta t}, \tag{27}$$

das System geht also in diesem Fall (bei der sog. „aperiodischen Grenz-dämpfung“) nach einer Exponentialfunktion asymptotisch zur Ruhe-

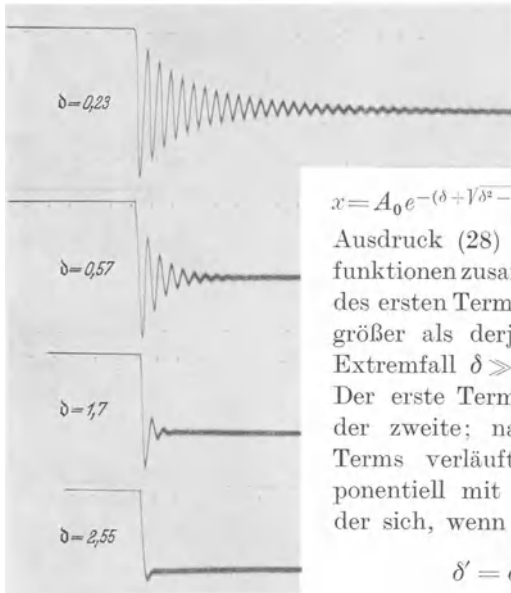


Abb. 23. Exponentiell abklingende Eigenschwingungen.

lage, Schwingungen werden in diesem Fall nicht ausgeführt.

Im dritten Fall ($\delta > \omega_0$; $R^2 > 4MD$) lautet die Lösung

$$x = A_0 e^{-(\delta + \sqrt{\delta^2 - \omega_0^2})t} + B_0 e^{-(\delta - \sqrt{\delta^2 - \omega_0^2})t}. \tag{28}$$

Ausdruck (28) ist aus zwei Exponentialfunktionen zusammengesetzt. Der Exponent des ersten Terms ist notwendigerweise stets größer als derjenige des zweiten (der im Extremfall $\delta \gg \omega_0$ nahezu zu Null wird). Der erste Term klingt also rascher ab als der zweite; nach Abklingen des ersten Terms verläuft die Bewegung rein exponentiell mit einem Dämpfungsfaktor δ' , der sich, wenn $\delta \gg \omega_0$, schreiben läßt

$$\delta' = \delta - \delta + \frac{\omega_0^2}{2\delta} = \frac{D}{R}.$$

Bei sehr großer Dämpfung „kriecht“ das System in die Ruhelage zurück. Man bezeichnet daher diesen Fall als den Fall „über-aperiodischer“ Dämpfung oder auch als den Fall „kriechender“ Dämpfung.

Läßt man auf das betrachtete Schwingungssystem eine äußere Kraft wirken — wir können uns beispielsweise vorstellen, unsere schwingende Masse sei ein Eisenkörper, unter dem eine wechselstromdurchflossene Spule angebracht ist, so daß dann auf den Eisenkörper Wechselkräfte magnetischer Natur wirken —, so führt das System erzwungene Schwingungen aus¹. Für die erzwungene Schwingung gilt die Kraftgleichung:

$$M \frac{d^2 x}{dt^2} + R \frac{dx}{dt} + Dx = K(t). \tag{29}$$

¹ Die Theorie der erzwungenen Schwingung wurde von A. SEEBECK [Pogg. Ann. Phys. u. Chem. **138**, 289 (1844)] ausgearbeitet. Diese, eine Fülle wichtigster Erkenntnisse enthaltende Arbeit scheint völlig in Vergessenheit geraten zu sein, man findet sie nirgends zitiert.

$K(t)$ ist die äußere, auf das System wirkende Kraft. Wir wollen sie zunächst als rein sinusförmig annehmen $K = k_0 \sin \omega t$; die Gleichung (29) nimmt dann die Form an:

$$M \frac{d^2 x}{dt^2} + R \frac{dx}{dt} = Dx = k_0 \sin \omega t. \quad (30)$$

Die Lösung der Differentialgleichung lautet für den Fall nicht zu großer Dämpfung

$$x = x_0 \sin(\omega t + \varphi) + x' e^{-\delta t} \sin(\bar{\omega}_0 t + \psi) \quad (31)$$

Die Lösung ist aus zwei Termen zusammengesetzt. Der zweite Term stellt die Lösung für die frei abklingende gedämpfte Schwingung (26) dar, dieser Term klingt mit der Zeit ab, nach Beendigung des „Einschwingens“ braucht er nicht mehr berücksichtigt zu werden. Der erste Term beschreibt die Schwingungen im stationären Zustand. In diesem stationären Zustand führt das (in Frage stehende lineare) System rein sinusförmige erzwungene Schwingungen aus, deren Frequenz genau mit der Frequenz der angreifenden Kraft übereinstimmt.

Für die Amplitude der erzwungenen Schwingung gilt

$$x_0 = \frac{k_0}{M \cdot \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \frac{\delta^2}{\pi^2} \omega_0^2 \omega^2}} \quad (32)$$

die Phase wird

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{R \cdot \omega}{M(\omega_0^2 - \omega^2)}$$

δ bedeutet das logarithmische Dekrement der freien gedämpften Schwingung.

Für sehr geringe Frequenz der angreifenden Kraft ($\omega \ll \omega_0$) ist nach (32) die Amplitude der erzwungenen Schwingung unabhängig von der Frequenz der angreifenden Kraft, und zwar ist sie dann gleich

$$\frac{k_0}{M \omega_0^2} = \frac{k_0}{D},$$

sie entspricht dann also der Auslenkung aus der Ruhelage, welches ein mit der Direktionskraft D an eine Ruhelage gebundenes System bei Angriff einer konstanten Kraft von der Größe k_0 erfahren würde. Mit wachsender Frequenz der angreifenden Kraft nimmt dann allmählich die Schwingungsamplitude zu, um bei $\omega = \omega_0$ ihr Maximum zu erreichen. Stimmt die Frequenz der angreifenden Kraft mit der Eigenfrequenz des Systems überein, so erreicht die Amplitude den Wert $\frac{k_0}{M \omega_0^2} \cdot \frac{\pi}{\delta}$, sie wird also an der Resonanzstelle auf den π/δ fachen Betrag „aufgeschaukelt“. Jenseits der Resonanzstelle $\omega \gg \omega_0$ fällt die Amplitude mit dem Quadrat der Frequenz ab.

Den genauen Verlauf der „Frequenzkurve“ der elastisch aufgehängten Masse zeigt Abb. 24a. Die Abbildung läßt auch erkennen, daß bei sehr großer Dämpfung die Resonanzstelle nach tieferen Frequenzen hin verschoben wird.

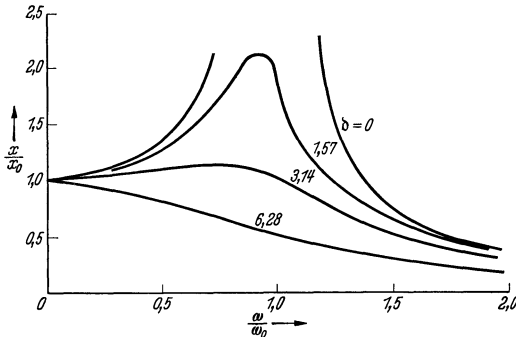


Abb. 24a. Frequenzkurven eines Schwingungssystems bei verschiedener Dämpfung.

Der Verlauf der Phasenkurve ist in Abb. 24b dargestellt. Der Phasenwinkel zwischen erregender Kraft und erzwungener Schwingung beträgt bei sehr tiefer Frequenz der angreifenden Kraft 0° , an der Resonanzstelle läuft die erzwungene Schwingung um 90° hinter der erregenden Kraft her, bei sehr hoher Frequenz um 180° hinter der Phase der erregenden Kraft.

Während des Einschwingvorgangs [Term 2 des Ausdruckes (31)] addiert sich die abklingende Eigenschwingung des Systems und die erzwungene Schwingung des stationären Schwingungsteils. Der Einschwingvorgang macht sich um so länger bemerkbar, je schwächer das System gedämpft ist. In Abb. 25 und 26 sind Ein- und Ausschwingvorgänge bei verschiedenem Verhältnis der Frequenz der angreifenden Kraft zur Eigenfrequenz des Schwingungssystems dargestellt, die Kurven sind Oszillogramme von Ausgleichsvorgängen elektrischer Schwingungskreise¹. In dem speziellen Fall, daß die aufgezwungene Frequenz und die Eigenfrequenz übereinstimmen, verläuft der Einschwingvorgang gemäß $x_0(1 - e^{-\delta t})$. Im allgemeinen Fall, bei welchem die Frequenz der angreifenden Kraft und die Eigenfrequenz voneinander abweichen, kommt es während des Einschwingvorganges zu Schwebungen. Beim plötzlichen Aussetzen der erregenden Kraft geht das

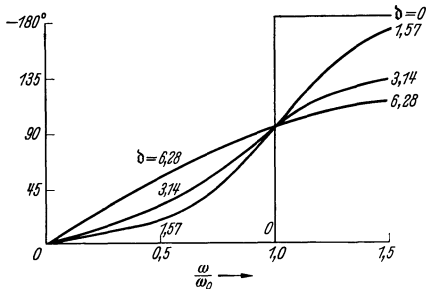


Abb. 24b. Phasenwinkel der erzwungenen Schwingung bei verschiedener Dämpfung.

¹ Über Ausgleichsvorgänge vgl. insbesondere auch H. MARTIN: Veröff. Reichsanstalt f. Erdbebenforschg H. 26. Leipzig 1935. Bemerkt sei noch, daß die Form der Ausgleichsvorgänge eines Systems in unmittelbarem Zusammenhang mit seiner Frequenzkurve steht. G. v. BÉKÉSY [Akust. Z. 2, 217 (1937)] hat gezeigt, daß man die Frequenzkurve eines Systems durch Fourieranalyse des bei einer Stoßerregung auftretenden Ausgleichsvorgangs ermitteln kann.

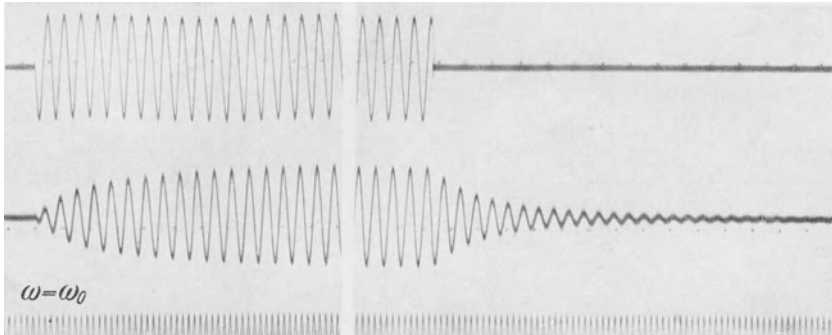


Abb. 25. Ein- und Ausschwingvorgänge bei erzwungenen Schwingungen (Spezialfall, $\omega = \omega_0$).

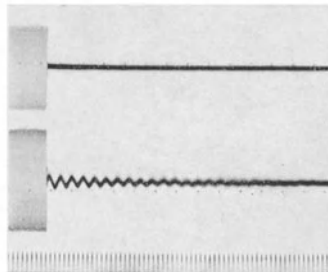
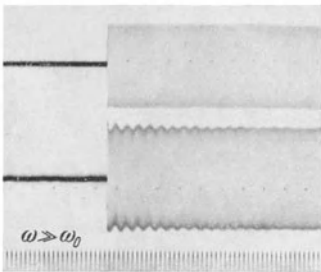
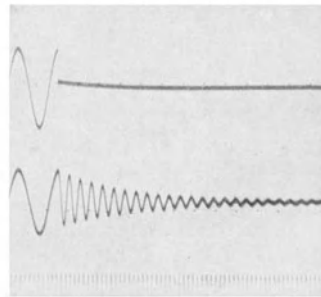
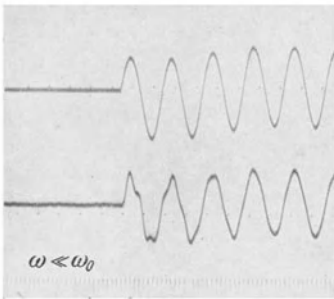
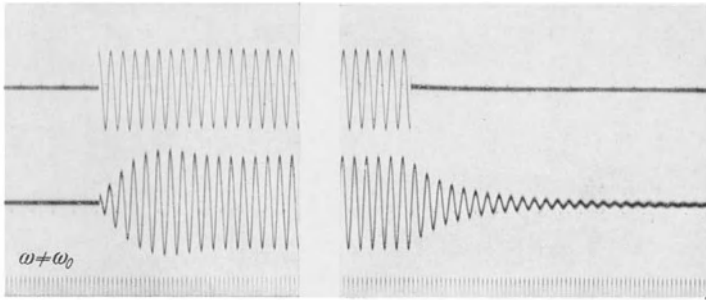


Abb. 26. Ein- und Ausschwingvorgänge bei erzwungenen Schwingungen (Allgemeiner Fall, $\omega \neq \omega_0$).

System mit seiner Eigenfrequenz exponentiell gedämpft in die Ruhelage zurück.

Wir hatten bisher angenommen, daß die angreifende Kraft eine Sinusschwingung ist. Diese Vereinfachung bedeutet insofern keine prinzipielle Einschränkung, als man Kräfte beliebigen zeitlichen Verlaufs nach dem Fouriertheorem (Ziff. 3, S. 7) in eine Reihe harmonischer Teilkräfte zerlegen kann, man kann also ansetzen

$$k(t) = k_1 \sin(\omega t + \varphi_1) + k_2 \sin 2(\omega t + \varphi_2) + k_3 \sin 3(\omega t + \varphi_3) + \dots \quad (33)$$

und kann die Lösung der Gleichung (31) für jede einzelne Teilkraft aufstellen. Sind

$$x_1 = x_{01} \sin(\omega t + \psi_1) \quad x_2 = x_{02} \sin 2(\omega t + \psi_2), \\ x_3 = x_{03} \sin 3(\omega t + \psi_3) \dots$$

derartige Teillösungen, so ergibt sich die Gesamtlösung durch Superposition der Teillösungen als

$$x = x_1 + x_2 + x_3 + \dots = x_{01} \sin(\omega t + \psi_1) + x_{02} \sin 2(\omega t + \psi_2) + x_{03} \sin 3(\omega t + \psi_3) + \dots \quad (34)$$

In der Lösung kommen — worauf hier besonders hingewiesen sei — nur Glieder mit solchen Frequenzen vor, welche auch in der angreifenden Kraft enthalten waren. Diese Feststellung gilt allgemein für Systeme, die durch eine lineare Differentialgleichung von der Form (31) beschrieben wurden. Bei nichtlinearen Systemen liegen die Verhältnisse anders, dort treten in der Lösung auch Schwingungen mit Frequenzen auf, die in der angreifenden Kraft nicht enthalten waren (vgl. Ziff. 6, S. 33).

Für die Akustik, und zwar für das Gebiet der akustischen Meßtechnik, sind auch Schwingungssysteme von Bedeutung, bei denen die Schwingungen nicht in der Form geradliniger translatorischer Bewegungen ablaufen, sondern bei denen *Drehschwingungen* („*Torsionsschwingungen*“) um eine Achse ausgeführt werden. Ein wichtiges Beispiel eines Systems, welches Drehschwingungen ausführt, ist die zum Zwecke der Schallaufzeichnung viel verwendete Oszillographenschleife. Bei dieser Art der Schallaufzeichnung wird der Schall zunächst von einem Mikrophon in elektrische Spannungen umgeformt; der Ausgangsstrom eines von den Wechselspannungen gesteuerten Verstärkers wird dann mittels einer Oszillographenschleife aufgezeichnet. Eine von dem aufzuzeichnenden Strom durchflossene Schleife ist (Abb. 27) unter starker mechanischer Spannung im Feld eines kräftigen Magneten angebracht. Infolge der Wechselwirkung zwischen Strom und Magnetfeld erfahren die beiden Schleifenteile gegensinnig liegende Kräfte senkrecht zum Feld, die Schleife wird also gedreht. Als rücktreibende

Kraft wirkt auf das System die Torsionskraft der Schleifeneinspannung. Fließt durch die Schleife ein Wechselstrom, so führt die Schleife erzwungene Torsionsschwingungen aus, deren Verlauf vermittels eines auf der Schleife befestigten Spiegelchens und eines vom Spiegel reflektierten Lichtstrahls auf einer rotierenden Trommel mit photographischem Papier aufgezeichnet werden kann.

Für die erzwungene Torsionsschwingung läßt sich die Drehmomentengleichung aufstellen

$$J \frac{d^2 \xi}{dt^2} + R \frac{d\xi}{dt} + \Theta \xi = k i \cdot (t). \quad (35)$$

k ist ein Proportionalitätsfaktor, welcher dem als Galvanometerkonstante bekannten Faktor der Galvanometertechnik entspricht.

Der Vergleich der Drehmomentengleichung (35) mit der Kraftgleichung

(24) zeigt die völlige Analogie der beiden Differentialgleichungen. Wir können also auch die für die elastisch aufgehängte Masse abgeleitete Lösung ohne weiteres benutzen und erhalten für die Torsionsschwingungen:

$$\xi_0 = \frac{k \cdot i_0}{\Theta \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \frac{d^2}{\pi^2} \omega_0^2 \omega^2}}. \quad (36)$$

Für die Eigenfrequenz der Torsionsschwingung ergibt sich, bei Vernachlässigung der Dämpfungskorrektur, $\omega_0 = \sqrt{\frac{\Theta}{J}}$, sie liegt also um so höher, je größer die Torsionskraft der Aufhängung und je geringer das Trägheitsmoment ist. Aus den Ausführungen, die wir oben über die Abhängigkeit der Amplitude der erzwungenen Schwingung von der Frequenz der angreifenden Kraft machten, folgt ohne weiteres, daß die Amplitude der erzwungenen Schwingung der Oszillographenschleife nur so lange frequenzunabhängig der Amplitude der erregenden Kraft entspricht, als die Eigenfrequenz der Oszillographenschleife genügend hoch über der Frequenz der erregenden Kraft liegt oder — mit anderen Worten ausgedrückt — daß wir nur dann eine getreue Registrierung der Schwingungsform des die Schleife durchfließenden Wechselstroms erwarten können, wenn wir die Eigenfrequenz der Schleife

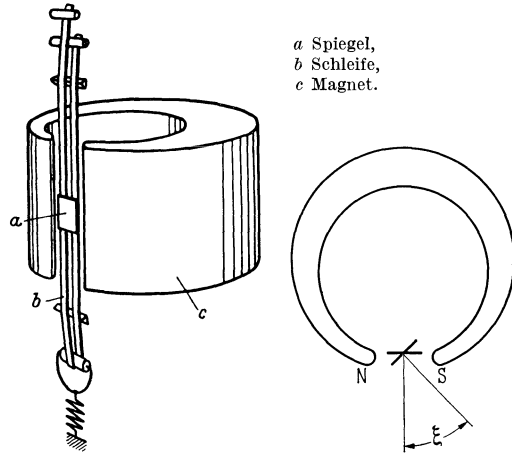


Abb. 27 a. Oszillographenschleife mit Magnetsystem (schematisch).

wesentlich höher legen als die Frequenz der höchsten, noch im Wechselstrom enthaltenen Teilschwingung. Mit Rücksicht auf Verfälschungen durch Einschwingvorgänge müssen wir die Oszillographenschleife hinreichend dämpfen. Man erreicht dies praktisch durch Einbringen in Öl. Wir dürfen allerdings nicht übersehen, daß bei großer Dämpfung eine Phasenänderung bereits verhältnismäßig tief unterhalb der Eigenfrequenz einsetzt (Abb. 24 b). Die kritische Abwägung der durch Resonanzüberhöhung, durch Einschwingvorgänge und durch Phasenverschiebung bedingten Fehler zeigt, daß wir die Schwingungsform des die Schleife durchlaufenden Wechselstroms dann am genauesten aufzeichnen, wenn das Dekrement der schwingenden Oszillographenschleife $\delta = 2\pi$ ist¹.

Ein anders für die akustische Meßtechnik wichtiges System, das Torsionsschwingungen ausführt, ist die „RAYLEIGHsche“ Scheibe. Läßt man Luftschall auf eine schräg zur Richtung der Schallwellen stehende Scheibe fallen, so wird auf Grund hydrodynamischer Effekte auf die Scheibe ein Drehmoment ausgeübt, welches bestrebt ist, die Scheibe quer zur Richtung der Schallwellen zu stellen (Abb. 28). Die an einem Torsionsfaden aufgehängte Scheibe wird also nach Einsetzen der Schallwirkung

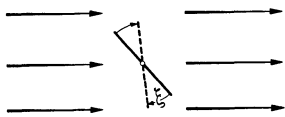


Abb. 28. Drehung einer RAYLEIGHschen Scheibe im Schallstrahl.

in eine neue Lage gedreht; in dieser neuen Lage halten sich das auf die Scheibe vom Schall ausgeübte Drehmoment und das von der Torsionskraft der Aufhängung herrührende rücktreibende Moment das Gleichgewicht, es gilt also dann

$$\mathfrak{D} = \Theta \xi. \tag{37}$$

Das vom Schall auf die Scheibe ausgeübte Drehmoment berechnet sich nach W. KÖNIG² zu

$$\mathfrak{D} = \frac{2}{3} \rho v^2 \cdot r^3 \sin 2\chi,$$

wobei ρ die Luftdichte, v die Schnelle, r den Scheibenradius und χ den Winkel zwischen der Richtung der Schallwelle und der Scheibenebene bedeutet. Hängt die Scheibe unter 45° zur Schallrichtung, so gilt

$$\mathfrak{D} = \frac{2}{3} \rho v^2 r^3. \tag{38}$$

Die Beziehung (38) gestattet es, die Amplitude der schwingenden Luftteilchen in *absolutem* Maß aus der Drehung der Scheibe zu be-

¹ Vgl. H. BUSCH: Phys. Z. **13**, 615 (1912). — EICHLER, F. u. W. GAARZ: Siemens-Z. **1930**, 598, 635

² KÖNIG, W.: Wiedemanns Ann. Phys. **43**, 43 (1891). Über Rayleigh-Scheiben; vgl. auch F. TRENDELENBURG: Wiss. Veröff. Siemens-Werk **5/2**, 120 (1926). — MEYER, E.: Elektr. Nachr.-Techn. **3**, 290 (1926). — KOTOWSKI, P.: Elektr. Nachr.-Techn. **9**, 404 (1932). — KOTANI, B. M.: Proc. Phys. Math. Soc. Japan (3), **15**, 30 (1933). — ERNSTHAUSEN, W.: Akust. Z. **4**, 13 (1939).

rechnen und damit dann also auch die Schallintensität (Ziff. 14, S. 80) zu bestimmen. Zur Durchführung der Berechnung ist es freilich noch erforderlich, die Größe der Torsionskraft in absolutem Maß zu kennen; die Torsionskraft läßt sich aber aus einer Messung die Schwingungsdauer der RAYLEIGH'schen Scheibe mittels einer Stoppuhr leicht bestimmen. Nach (36) gilt ja die Beziehung

$$T_0 = 2\pi \sqrt{\frac{J}{\Theta}},$$

die Torsionskraft ist also

$$\Theta = \frac{4\pi^2}{T^2} J. \quad (39)$$

Setzt man in (39) den gemessenen Wert der Eigenschwingungsdauer¹ und das auf Grund der mechanischen Daten der Scheibe berechenbare² Trägheitsmoment ein, so kann man die Torsionskraft und dann gemäß (38) die Geschwindigkeitsamplitude (Schnelle) der schwingenden Luftteilchen bestimmen.

Die Differentialgleichung des mechanischen Schwingungssystems — oder wie man auch sagt, des mechanischen Schwingungskreises — ist analog gebaut der Differentialgleichung des elektrischen Kreises. Für den elektrischen Kreis (Abb. 29) gilt ja die Spannungsgleichung

$$L \frac{di}{dt} + Ri + \frac{1}{c} \int i dt = E_0 \sin \omega t \quad (40)$$

die nach einmaliger Differentiation die Form annimmt:

$$L \frac{d^2 i}{dt^2} + R \frac{di}{dt} + \frac{1}{C} i = \omega E_0 \cos \omega t = \omega E_0 \sin \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right). \quad (41)$$

Die linken Seiten der Differentialgleichungen des mechanischen und des elektrischen Kreises sind völlig analog gebaut, und zwar entspricht die Selbstinduktion der Masse, der Ohmsche Widerstand dem Reibungskoeffizient und die Kapazität dem Reziprokwert der Direktionkraft. Die rechten Seiten der Gleichungen sind insofern verschieden, als im elektrischen Fall die „Störungsfunktion“ mit dem Faktor ω multipliziert ist. Dementsprechend geht dann die Resonanzkurve des elektrischen Kreises also aus der Resonanzkurve des mechanischen Kreises (Abb. 24a) dadurch hervor, daß man die Ordinatenwerte jeweils mit einem dem Reziprokwert der Frequenz proportionalen Faktor

¹ Infolge der meist vorhandenen starken Dämpfung der Rayleigh-Scheibe ist es erforderlich, die experimentell bestimmte Eigenschwingungsdauer auf die Dauer der ungedämpften Eigenschwingung umzurechnen (vgl. Ziff. 5, S. 21).

² Für die Kreisscheibe gilt (bei vernachlässigter Scheibendicke) $J = \frac{1}{4} m r^2$, wobei m die Scheibenmasse bedeutet.

multipliziert, die Resonanzkurve im elektrischen Fall nimmt dann den in Abb. 29 dargestellten Typus an: weit unterhalb der Resonanzstelle wächst die Amplitude der erzwungenen elektrischen Schwingung mit der Frequenz an, bei der Resonanzstelle, welche im Gegensatz zum mechanischen Fall unabhängig von der Dämpfung stets an der Stelle der ungedämpften Eigenschwingung liegt, erreicht sie ihr Maximum, um dann jenseits der Resonanzstelle wieder wie $1/\omega$ abzufallen. Die Phase der erzwungenen Schwingung läuft im elektrischen Fall bei tiefer Frequenz um 90° der Spannung voraus, an der Resonanzstelle ist Strom und Spannung in Phase, jenseits der Resonanz wird die Phase -90° .

Analogiebetrachtungen zwischen elektrischen und mechanischen Schwingungssystemen haben in der Akustik vielfach fruchtbare Anwendung gefunden. Die folgende Tabelle 2 gibt einen Überblick über die wichtigsten einander entsprechenden Größen¹:

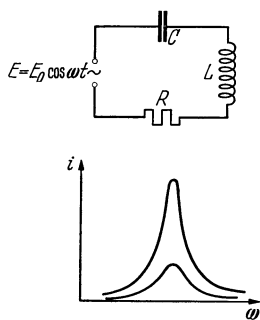


Abb. 29. Der elektrische Resonanzkreis und seine Resonanzkurve bei großer bzw. kleiner Dämpfung.

Die Tabelle läßt erkennen, daß der Spannung im elektrischen Fall die Kraft im mechanischen Fall, dem Strom im elektrischen Fall die Schnelle im mechanischen Fall entspricht. Analog zu dem als Verhältnis Spannung zu Strom definierten Widerstand des elektrischen Kreises definiert man als mechanischen Widerstand das Verhältnis Kraft zu Schnelle. Ähnlich den in der Elektrizitätslehre mit großem Erfolg durchgeführten Widerstandsbetrachtungen haben sich auch bei mechanischen Systemen

Widerstandsbetrachtungen vielfach bewährt; in sehr vielen Fällen lassen sich in der Elektrizitätslehre gewonnene Erkenntnisse auf mechanische Probleme ohne weiteres übertragen. Ähnliches gilt für akustische Schwingungssysteme (bei denen man als Widerstand das Verhältnis Druck zu Schallfluß definiert), wir werden auf solche Fragen in Ziff. 24, S. 161 zu sprechen kommen.

¹ Unter Benutzung von H. MARTIN im Beitrag Schwingungslehre zum Handbuch der Exper. Physik **17/1**, 62, Leipzig 1934, gebrachten Tabelle. — Über mechanisch-elektrische Analogien vgl. weiterhin R. L. WEGEL: J. Amer. Inst. electr. Engg., **40**, 791 (1921). — CORBEILLER, Ph. le Ann. Post. Télégr. **1929**, 1. BALLANTINE: St. Proc. Radio Eng. **17**, 929 (1929) MCLACHLAN, N. W.: Phil. Mag **7**, 1011 (1929) und insbesondere HÄHNLE, W.: Wiss. Veröff. Siemens-Werk **11/1**, 1 (1932). W. HÄHNLE weist in dieser Arbeit nach, daß ebenso wichtig wie die obenstehend aufgeführten Entsprechungen (Masse = Induktivität, Kraft = elektrische Spannung usw.) auch eine andere Entsprechung (Masse = Kapazität, Kraft = elektrischer Strom usw.) ist. Vgl. hierzu auch F. A. FIRESTONE J. acoust Soc. Amer. **4**, 249 (1933).

Tabelle 2.

Mechanisches translatorisches System		Mechanisches Drehschwingungssystem		Elektrisches System		Praktische Einheit	Eine CGS-Einheit
CGS		CGS		CGS			
Weg x	cm	Winkel ξ	1/sec	Ladung q	$\text{cm}^2 \text{g}^{\frac{1}{2}}$	Coulomb	10 C
Schnelle $v = \frac{dx}{dt}$	cm/sec	Winkelgeschwindigkeit $\omega = \frac{d\xi}{dt}$	g cm^2	Strom $i = \frac{dq}{dt}$	$\frac{\text{cm}^2 \text{g}^{\frac{1}{2}}}{\text{sec}}$	Ampere	10 A
Masse M	g	Trägheitsmoment $J = \sum m r^2$	$\text{cm}^2 \text{g}$	Selbstinduktion L	cm	Henry	10^{-9} H
Federkonstante D (Direktionskraft)	g/sec^2	Richtkraft Θ (Torsionskraft)	$\frac{\text{cm}^2 \text{g}}{\text{sec}^2}$	Kapazität C	$\frac{\text{cm}^2 \text{g}^{\frac{1}{2}}}{\text{sec}^2}$	Farad	10^{-9} F
Kraft $K = D \cdot x$	cm g/sec ²	Drehmoment $\mathfrak{D} = \Theta \cdot \xi$	$\frac{\text{cm}^2 \text{g}}{\text{sec}^2}$	Spannung am Kondensator $e = q/C$	$\frac{\text{cm}^2 \text{g}^{\frac{1}{2}}}{\text{sec}^2}$	Volt	10^{-8} V
Reibungskoeffizient R	g/sec	Reibungskoeffizient R	$\frac{\text{cm}^2 \text{g}}{\text{sec}}$	Ohmscher Widerstand	cm/sec	Ohm	10^{-9} Ω
Dämpfungskonstante $\frac{R}{2M}$	1/sec	Dämpfungskonstante $\frac{R}{2J}$	1/sec	Dämpfungskonstante $\frac{R}{2L}$	1/sec	—	—
Logarithmisches Dekrement $b \cong \pi \cdot \frac{R}{\sqrt{M \cdot D}}$	sec	Logarithmisches Dekrement $b \cong \pi \cdot \frac{R}{\sqrt{J \cdot \Theta}}$	sec	Logarithmischer Dekrement $b \cong \pi \cdot R \sqrt{\frac{C}{L}}$	—	—	—
Schwingungsdauer der gedämpften Schwingung $\bar{T} = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{D}{M} - \left(\frac{R}{2M}\right)^2}}$	sec	Schwingungsdauer der gedämpften Schwingung $\bar{T} = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{\Theta}{J} - \left(\frac{R}{2J}\right)^2}}$	sec	Schwingungsdauer der gedämpften Schwingung $\bar{T} = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{L \cdot C} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2}}$	sec	sec	sec

6. Schwingungen von Systemen mit nichtlinearen Eigenschaften¹.

Die bisherigen Ausführungen bezogen sich auf Systeme, deren Schwingungen durch eine lineare Differentialgleichung zweiter Ordnung beschrieben wurden, so war insbesondere angenommen worden, daß die translatorische Schwingung eines mechanischen Systems durch die Gleichung (29)

$$M \frac{d^2 x}{dt^2} + R \frac{dx}{dt} + Dx = K(t)$$

dargestellt wurde; es waren also die Trägheitskräfte als proportional der Beschleunigung, die Reibungskräfte als proportional der Geschwindigkeit und die elastischen Kräfte als proportional der Entfernung des Systems aus der Ruhelage angenommen worden.

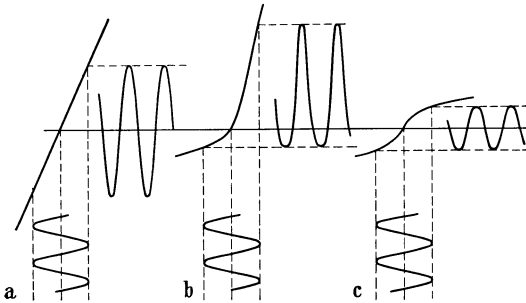


Abb. 30. Lineare und nichtlineare Kennlinien von Schwingungssystemen (a verzerrungsfrei, b unsymmetrische, c symmetrische Verzerrungen).

von der Form $D = (D_0 + D_2 x^2)$ ist. Es wird dann die Schwingung durch einen Ansatz von der Form (29) nur so lange mit hinreichender Annäherung beschrieben, als die Schwingungsamplitude so klein bleibt, daß die Glieder D_1 bzw. D_2 noch nicht gegen das Glied D_0 ins Gewicht fallen. Ist die Amplitude größer, so treten grundsätzlich neue Erscheinungen auf. Anschaulich zu übersehen ist folgender Fall: An einem System mit einer von der Amplitude x abhängigen Direktionskraft D greift eine sinusförmige Kraft, deren Frequenz sehr klein gegen die tiefste Eigenfrequenz des Systems ist, an. Wir können dann die Schwingungskurve gemäß der in der Abb. 30 angedeuteten Konstruktion aus der „statischen“ Kennlinie des Schwingungssystems

In Wirklichkeit liegen nun aber die Verhältnisse häufig wesentlich anders. So liegt z. B. bei mechanischen Schwingungssystemen sehr oft der Fall vor, daß die Direktionskraft von der Entfernung aus der Ruhelage abhängt, daß sie also beispielsweise von der Form $D = D_0 + D_1 \cdot x$ oder

¹ Man bezeichnet derartige Schwingungen vielfach auch als „nichtharmonische“ Schwingungen und unterscheidet noch zwischen „pseudoharmonischen“ und „quasiharmonischen“ Schwingungen. Die pseudoharmonischen Schwingungen sind solche, bei denen die Koeffizienten der Schwingungsgleichung von der Amplitude x des Systems abhängen, die quasiharmonischen solche, bei denen die Koeffizienten von der Zeit t abhängen. Die letzterwähnte Schwingungsart spielt in der Akustik keine große Rolle.

ermitteln. Ist D von der Entfernung aus der Ruhelage unabhängig — die statische Kennlinie also eine Gerade —, so ist auch die erzwungene Schwingung sinusförmig. Ist D amplitudenabhängig („nichtlineare Kennlinie“), so besitzt die erzwungene Schwingung keine Sinusform mehr. Es treten dann höhere Harmonische, welche in der angreifenden Kraft nicht enthalten waren, auf. Als Maß der Nichtlinearität benutzt man in der Akustik nach K. KÜPFMÜLLER¹ den „Klirrfaktor“, hierunter versteht man die Wurzel aus der Summe der Intensitäten der durch die Nichtlinearität auftretenden höheren Harmonischen dividiert durch die Intensität der bei linearer Charakteristik allein vorhandenen Grundschwingung

$$k = \sqrt{\frac{x_2^2 + x_3^2 + \dots}{x_1^2}}.$$

Von großer Bedeutung ist die Frage, wie die erzwungene Schwingung eines nichtlinearen Systems zusammengesetzt ist, auf welches zwei sinusförmige Kräfte verschiedener Frequenz einwirken. H. v. HELMHOLTZ² hat diesen Fall zuerst durchgerechnet, und zwar für die erzwungenen Schwingungen des menschlichen Trommelfells; er legte hierbei die Annahme zugrunde, daß die Direktionskraft des Trommelfells — das ausgesprochen unsymmetrisch gebaut ist — von der Entfernung aus der Ruhelage abhängig sei.

H. v. HELMHOLTZ zeigte, daß bei einem nichtlinearen System, auf welches zwei Teilkräfte von der Frequenz f_1 und der Frequenz f_2 wirken, erzwungene Schwingungen auftreten, deren Frequenz sich nach dem Bildungsgesetz $f_k = m f_1 \pm n f_2$, $m, n = 0, 1, 2, 3 \dots$ ermittelt. Man nennt die durch die Nichtlinearität hervorgerufenen, in der ursprünglichen Kraft gar nicht enthaltenen Schwingungen „Kombinationsschwingungen“ oder — soweit es sich um rein akustische Systeme handelt — auch „Kombinationstöne“. Besonders stark tritt im allgemeinen der sog. erste Differenzton $f_1 - f_2$ und der sog. erste Summationston $f_1 + f_2$ auf; im übrigen hängt die Stärke der einzelnen

¹ KÜPFMÜLLER, K.: Fachber. 31. Jahresvers. VDE 1926, 87. Fällt auf ein nichtlineares System statt eines einzelnen Sinustones ein Gemisch, so wird der Klirrfaktor sinngemäß als Verhältnis des Effektivwertes der Ober- und gegebenenfalls auch Untertöne zum Effektivwert des Gesamtgemischs definiert [vgl. Mitt. d. Deutschen Akust. Ausschusses, Akust. Z. **4**, 63 (1939)]. In vielen praktisch wichtigen Fällen, insbesondere solchen der Schallübertragungstechnik, reicht aber die Angabe des Klirrfaktors zur vollständigen Kennzeichnung der nichtlinearen Verzerrungen noch nicht aus, es ist dort vielfach erforderlich, noch Aussagen über die Stärke der einzelnen „Differenztöne“ zu machen (s. unten S. 34).

² v. HELMHOLTZ, H.: Berl. Ber. **1856**, S. 279. Die Lehre von den Tonempfindungen, 6. Aufl., S. 646. Braunschweig 1913. — Zur Theorie nichtlinearer Systeme vgl. insbesondere auch L. A. PIPES: J. acoust. Soc. Amer. **10**, 29 (1938). — MASSA, F.: Electronics, N.Y. **1938**, Sept. 20. Eine ausführliche Darstellung der Theorie der „nichtharmonischen“ Schwingungen bringt H. MARTIN im Beitrag „Schwingungslehre“ zum Hdb. d. Experiment. Physik S. 100. Leipzig 1934.

Kombinationsschwingungen im wesentlichen davon ab, ob sie einer Eigenfrequenz des Systems nahe liegen.

Das Auftreten von Kombinationsschwingungen ist nicht auf den bisher behandelten speziellen Fall der amplitudenabhängigen Direktionskraft beschränkt. Kombinationsschwingungen treten auch auf, wenn der Reibungskoeffizient von der jeweiligen Stellung des Systems abhängt oder dann, wenn die Reibungskraft nicht der Geschwindigkeit, sondern beispielsweise dem Quadrat der Geschwindigkeit proportional ist. Ganz allgemein treten — wie CL. SCHAEFER¹ gezeigt hat — Kombinationsschwingungen bei solchen Systemen in Erscheinung, deren Verhalten durch eine Differentialgleichung von der Form

$$M \frac{d^2 x}{dt^2} + D x \pm \sum_{\alpha\beta} b_{\alpha\beta} \frac{d^\alpha x}{dt^\alpha} \frac{d^\beta x}{dt^\beta} = K(t) \quad (42)$$

beschrieben wird.

Kombinationsschwingungen wurden objektiv zuerst von E. WAETZMANN² nachgewiesen, er zeigte, daß das gewöhnliche Kohlemikrophon

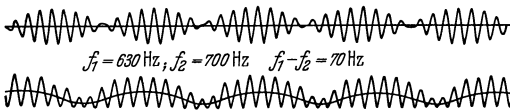


Abb. 31. Differenztonbildung an einem nichtlinearen System.
(Nach E. WAETZMANN.)

starke Kombinationstöne gibt. Die Nichtlinearität derartiger Mikrophone liegt zum Teil an der durch die einseitige Anlagerung der Membran an die Kohlekörner bedingten

Unsymmetrie des mechanischen Schwingungssystems, zum Teil an dem von der Stärke der Membranerregung abhängigen Wert des mittleren elektrischen Widerstandes. Abb. 31 zeigt von E. WAETZMANN aufgenommene Kurven des Mikrophonstroms bei Erregung durch zwei sinusförmige Töne; der erste Differenzton tritt deutlich in Erscheinung.

Die Differenztonbildung bei Mikrofonen läßt sich besonders klar übersehen, wenn man den Mikrophonstrom mit einer automatischen Methode analysiert. Abb. 32 zeigt (nach E. MEYER³) Klangspektren eines gewöhnlichen Fernsprechmikrophons und eines symmetrisch gebauten und daher von nichtlinearen Verzerrungen freien Doppelmikrophons (Abb. 33).

Zur Kennzeichnung der Stärke der Differenztonbildung benutzt man die „Differenztonfaktoren“ erster und zweiter Ordnung. Als Differenztonfaktor erster Ordnung hat man das Verhältnis der effektiven

¹ SCHAEFER, CL.: Ann. Phys. (4), **33**, 1216 (1910).

² WAETZMANN, E.: Ann. Phys. (4), **42**, 729 (1913). Kombinationstonbildung wurde später von E. WAETZMANN auch an einer einseitig belasteten und daher unsymmetrisch wirkenden Gummimembran festgestellt. Ann. Phys. (4), **62**, 371 (1920).

³ MEYER, E.: Elektr. Nachr.-Techn. **5**, 398 (1928). — Vgl. auch H. J. VON BRAUNMÜHL u. W. WEBER: ETZ **54**, 1068 (1933).

Stärke des ersten Differenztons von der Frequenz $f_1 - f_2$ zur effektiven Stärke der beiden Primärtöne f_1 und f_2 definiert¹. Entsprechend wird

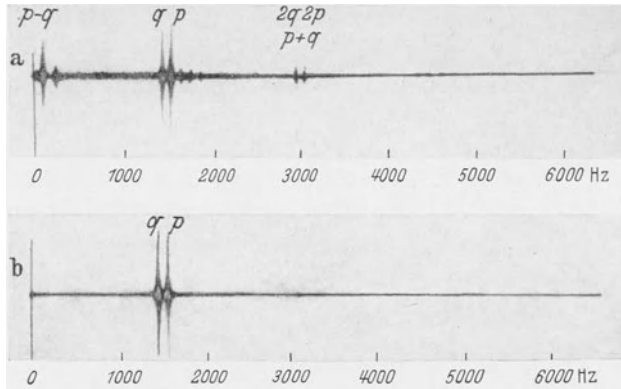


Abb. 32. Lineares und nichtlineares Verhalten von Kohlemikrofonen (Schalldruck 30μ bar).

das Verhältnis des Effektivwertes der Differenztöne $2 f_1 - f_2$ und $2 f_2 - f_1$ zum Effektivwert der Primärtöne als Differenztonfaktor zweiter Ordnung definiert. Der Differenztonfaktor erster Ordnung ist ein Maß für die durch unsymmetrische Nichtlinearität des Systems verursachten Verzerrungen, der Differenztonfaktor zweiter Ordnung ein solches für die durch symmetrische Nichtlinearität bedingten Verzerrungen.

Die durch Nichtlinearitäten verursachten Kombinationstoneffekte sind außerordentlich bedeutungsvoll für die zur klanggetreuen Schallübertragung verwendeten elektroakustischen Systeme. Das Ohr ist auf das Auftreten neuer, in dem zu übertragenden Klang ursprünglich nicht enthaltener Komponenten außerordentlich empfindlich. Ein Klirrfaktor von nur wenigen Prozent wird bereits als störend empfunden²; an die Linearität der zur klanggetreuen Schallübertragung benutzten akustischen, mechanischen und elastischen Systeme werden daher außerordentlich hohe Anforderungen gestellt. Insbesondere ist darauf zu achten, daß bei Verstärkern, die im Zuge der Übertragung liegen, nur auf den linearen Teilen

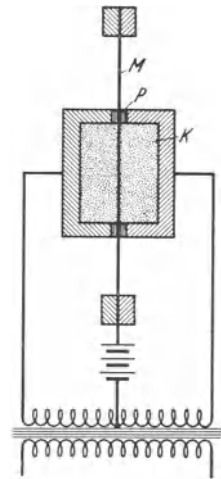


Abb. 33. Doppelmikrofon (schematisch).

¹ BRAUNMÜHL, H. J. v.: Z. Techn. Phys. **15**, 617 (1934) — Mitteilung des Deutschen Akustischen Ausschusses: Akust. Z. **4**, 63 (1939). — BRAUNMÜHL, H. J. v., u. W. WEBER: Akust. Z. **2**, 135 (1937). Über die Messung nichtlinearer Verzerrungen vgl. auch Ziff. 28, S. 205.

² Vgl. W. JANOVSKY: Elektr. Nachr.-Techn. **6**, 421 (1929).

der Röhrenkennlinie gearbeitet wird, und daß nicht in Übertragern durch nichtlineare magnetische Kennlinien Kombinationstöne entstehen.

7. Koppelschwingungen (Systeme mit mehreren Freiheitsgraden).

Findet zwischen zwei schwingungsfähigen Systemen eine Energieübertragung statt, so daß durch Schwingungen des einen Systems auch das andere erregt wird, so bezeichnet man dies System als „gekoppelt“. Abb. 34 zeigt ein gekoppeltes System von zwei mechanischen Schwingern. Die Energieübertragung zwischen den beiden Systemen erfolgt in diesem Fall durch eine die beiden Massen verbindende Feder D_{12} ; man bezeichnet eine derartige elastische Koppelung auch als „Kraftkoppelung“. Außer durch Kraftkoppelung kann eine Energieübertragung auch durch Reibungskräfte („Reibungskoppelung“) oder durch Trägheitskräfte („Massenkoppelung“ oder „Beschleunigungskoppelung“) erfolgen, schließlich ist es möglich, daß mehrere dieser Koppelungsarten zusammenwirken („gemischte Koppelung“). Bei elektrischen Systemen findet die Energieübertragung durch eine gemeinsame Kapazität („elektrische“ oder „kapazitive Koppelung“), durch einen gemeinsamen Ohmschen Widerstand („Ohmsche Koppelung“), durch eine gemeinsame Induktivität („induktive Koppelung“) oder auch durch gemischte Koppelung statt.

Abb. 34. Zwei kraftgekoppelte mechanische Schwingungssysteme (schematisch).

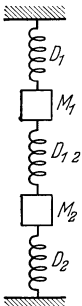


Abb. 35 zeigt die drei Grundarten der Koppelung bei elektrischen Systemen.

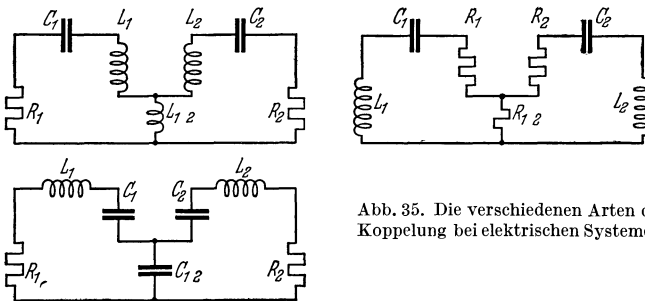


Abb. 35. Die verschiedenen Arten der Koppelung bei elektrischen Systemen.

Bringt man in der in Abb. 34 dargestellten Anordnung die Masse M_1 aus der Ruhelage, während man die andere Masse zunächst noch festhält und überläßt dann plötzlich das gesamte System sich selbst, so beginnt zunächst die Masse M_1 zu schwingen. Durch die Wirkung der Koppelungsfeder wird dann Energie aus dem System I in das System II übertragen, dieses System beginnt gleichfalls zu schwingen. Infolge

der Energieentnahme aus dem System *I* kommt dies nach einiger Zeit zur Ruhe, System *II* ist dann eingeschwingen. Nun wird wieder rückwärts vom System *II* nach System *I* Energie transportiert und *I* beginnt wieder zu schwingen, während die Schwingung in *II* nachläßt. Der Energiewechsel zwischen den beiden Systemen wiederholt sich dann so lange, bis die Schwingungsenergie durch Reibungsverluste verzehrt ist.

In Abb. 36 ist der Schwingungsverlauf in den beiden Systemen dargestellt. Die Schwingungen in jedem Einzelsystem zeigen schwebungsartigen Charakter.

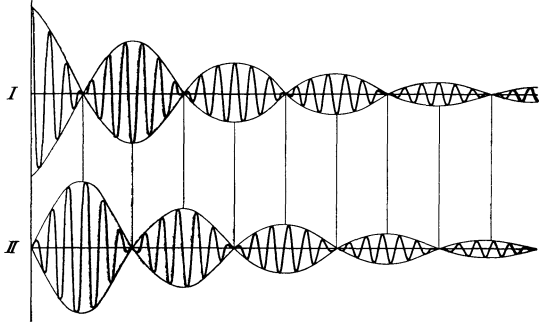


Abb. 36. Schwingungen in gekoppelten Systemen (I. Vorgang im Primärsystem, II. im Sekundärsystem).

Bei Vernachlässigung der Reibungskräfte muß

in jedem Augenblick die Summe der inneren Kräfte jedes einzelnen Systems gleich der äußeren (von den Schwingungen des anderen Systems herrührenden) Kraft sein, es gelten also die Differentialgleichungen¹

$$\left. \begin{aligned} M_1 \frac{d^2 x_1}{dt^2} + D_1 x_1 + D_{12} (x_1 - x_2) &= 0, \\ M_2 \frac{d^2 x_2}{dt^2} + D_2 x_2 + D_{12} (x_2 - x_1) &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (43)$$

Diese Gleichungen lassen sich schreiben:

$$\frac{d^2 x_1}{dt^2} + \omega_{01}^2 x_1 - \frac{D_{12}}{M_1} x_2 = 0, \quad \frac{d^2 x_2}{dt^2} + \omega_{02}^2 x_2 - \frac{D_{12}}{M_2} x_1 = 0, \quad (44)$$

wobei

$$\omega_{01} = \sqrt{\frac{D_1 + D_{12}}{M_1}}$$

die Eigenfrequenz des Schwingungssystems I bei festgehaltener Masse M_2 ,

$$\omega_{02} = \sqrt{\frac{D_2 + D_{12}}{M_2}}$$

die Eigenfrequenz des Systems 2 bei festgehaltener Masse M_1 ist. Aus (44) folgt die für x_1 und x_2 gültige Differentialgleichung

$$\frac{d^4 x}{dt^4} + (\omega_{01}^2 + \omega_{02}^2) \frac{d^2 x}{dt^2} + \left(\omega_{01}^2 \omega_{02}^2 - \frac{D_{12}^2}{M_1 M_2} \right) x = 0. \quad (45)$$

¹ Zur Theorie der Koppelungsschwingung vgl. insbesondere LORD RAYLEIGH: Theory of Sound **1**, 160, 2. Aufl. 1926. — WIEN, M.: Wiedemanns Ann. Phys. **61**, 151 (1897). — STOCKMANN, W.: Phys. Z. **31**, 939 (1930). — KOSSEL, W.: Phys. Z. **32**, 172 (1931). — FIRESTONE, F. A.: J. appl. Physics **9**, 373 (1928).

Die Lösung dieser Gleichung führt auf zwei Eigenschwingungen für jedes System, und zwar gilt:

$$\omega_I, \omega_{II} = \sqrt{\frac{\omega_{01}^2 + \omega_{02}^2}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{(\omega_{01}^2 - \omega_{02}^2)^2 + 4k^2 \omega_{01}^2 \omega_{02}^2}}, \quad (46)$$

wobei

$$k = \frac{D_{12}}{\sqrt{M_1 M_2 \cdot \omega_{01}^2 \omega_{02}^2}},$$

den „Koppelungsfaktor“ bedeutet. Ist D_{12} klein gegen D_1 und D_2 (also bei loser Koppelung) und handelt es sich um zwei untereinander gleiche Systeme ($D_1 = D_2 = D$, $M_1 = M_2 = M$), so wird $\omega_1 = \omega_2 = \omega_0$ und man erhält für die Eigenfrequenzen des gekoppelten Systems:

$$\omega_1 = \omega_0 \sqrt{1 + k}, \quad \omega_2 = \omega_0 \sqrt{1 - k}. \quad (47)$$

Die Eigenfrequenzen des gekoppelten Systems liegen also um so mehr von der Eigenfrequenz des ungekoppelten Systems entfernt, je größer die Koppelung ist.

Aus der Schwebungsperiode der abklingenden Eigenschwingungen eines Systems von zwei aufeinander abgestimmten Schwingern kann man nach (47) die Größe der Koppelung der beiden Systeme ermitteln, ein Verfahren, wie dies z. B. von H. BACKHAUS¹ durchgeführt wurde, um die Größe der Koppelung zwischen Saite und Resonanzboden bei Geigen zu bestimmen.

Die Fälle reiner Reibungskoppelung und reiner Massenkoppelung sind an mechanischen Systemen — wenn wir uns auf translatorische Schwingungen beschränken — nicht leicht zu realisieren. Es seien deshalb diese Beispiele am elektrischen Schwingungssystem veranschaulicht; die Übertragung der an elektrischen Kreisen gewonnenen Erfahrungen auf mechanische und akustische Schwinger kann dann mit Hilfe der in Ziff. 5, S. 29 angegebenen Beziehungen leicht erfolgen.

Die Spannungsgleichung im elektrischen Fall lautet, wenn mit q die Ladung bezeichnet wird für die der Kraftkoppelung analoge kapazitive Koppelung:

$$\begin{aligned} L_1 \frac{d^2 q_1}{dt^2} + \frac{1}{C_1} q_1 + \frac{1}{C_{12}} (q_1 - q_2) &= 0, \\ L_2 \frac{d^2 q_2}{dt^2} + \frac{1}{C_2} q_2 + \frac{1}{C_{12}} (q_2 - q_1) &= 0, \end{aligned}$$

hieraus folgt

$$\frac{d^2 q_1}{dt^2} + \omega_{01} q_1 - \frac{q_2}{L_1 C_{12}} = 0, \quad \frac{d^2 q_2}{dt^2} + \omega_{02} q_2 - \frac{q_1}{L_2 C_{12}} = 0, \quad (48)$$

wobei ω_{01} die Eigenfrequenz des Kreises *I* bei Berücksichtigung der Kapazität C_1 und C_{12} und ω_2 diejenige des Kreises *II* unter Berücksich-

¹ BACKHAUS, H.: Z. techn. Phys. 18, 98 (1937).

tigung von C_2 und C_{12} bei geöffnetem Kreis 2 bzw. 1 ist. Für $C_1 = C_2 = C$ und $L_1 = L_2 = L$, also $\omega_{01} = \omega_{02} = \omega_0$ folgen aus (48) die Eigenfrequenzen in gekoppeltem Zustand

$$\omega_{I, II} = \omega_0 \sqrt{1 \pm k},$$

wobei k (bei loser Koppelung) $= \frac{C}{C_{12}}$ ist.

Für induktive Koppelung werden die Spannungsgleichungen der beiden Kreise

$$\begin{aligned} L_1 \frac{d^2 q_1}{dt^2} + \frac{1}{C_1} q_1 + L_{12} \left(\frac{d^2 q_1}{dt^2} - \frac{d^2 q_2}{dt^2} \right) &= 0, \\ L_2 \frac{d^2 q_2}{dt^2} + \frac{1}{C_2} q_2 + L_{12} \left(\frac{d^2 q_2}{dt^2} - \frac{d^2 q_1}{dt^2} \right) &= 0, \end{aligned} \quad (49)$$

der Koppelungsfaktor k wird (bei loser Koppelung und bei zwei Systemen gleicher Bauart) $k = \frac{L_{12}}{L}$. Für Ohmsche Koppelung — die praktisch nur eine geringe Rolle spielt — wird $k = \frac{R_{12}}{R}$.

Die Theorie der Koppelungsschwingungen gedämpfter Systeme ist in der erwähnten klassischen Arbeit von M. WIEN eingehend behandelt worden. Die Dinge liegen so, daß bei geringer Dämpfung (also vorherrschender Koppelung) zwei Eigenfrequenzen auftreten („zweiwelliges“ System), und zwar liegen die Eigenfrequenzen entsprechend den Verhältnissen bei ungedämpften Schwingungssystemen um so weiter voneinander entfernt, je größer die Koppelung ist¹. Andererseits aber ergibt sich bei starker Dämpfung und kleiner Koppelung nur eine einzige Eigenfrequenz („einwelliges“ System) (Abb. 37).

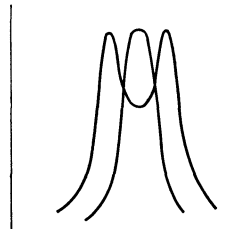


Abb. 37. Typus der Resonanzkurve eines zweifachen Systems bei vorherrschender Dämpfung (einwellig) und bei vorherrschender Koppelung (zweiwellig).

Erregt man ein gekoppeltes System durch eine sinusförmige Kraft, deren Frequenz man allmählich von sehr tiefen nach sehr hohen Werten hinlaufen läßt — nimmt man also die „Frequenzkurve“ eines solchen gekoppelten Systems auf —, so findet man, daß die Frequenzkurve zwei Maxima- oder, wie man auch sagt, zwei Resonanzstellen aufweist. Auch in der erzwungenen Schwingung machen sich also die beiden durch die Koppelung bewirkten Eigenfrequenzen bemerkbar².

¹ Dies gilt nicht bei Reibungskoppelung; vgl. G. SCHMERWITZ: Ann. Phys. (5), 30, 209 (1937).

² Die Differentialgleichung der erzwungenen Schwingungen eines gekoppelten elektrischen Systems ist u. a. behandelt im Beitrag „Vorgänge in Schwingungskreisen“ von K. WIRTZ zum Taschenbuch der drahtl. Tel. u. Tel., hrsg. von F. BANNEITZ, Berlin 1927, S. 195.

Auch die Theorie von drei und mehr gekoppelten Schwingungskreisen ist für elektrische Systeme bereits für eine Reihe von speziellen Fällen weitgehend entwickelt worden, bei der Behandlung mechanischer und akustischer Systeme von mehr als zwei Freiheitsgraden wird man häufig mit Vorteil auf die bei der Behandlung elektrischer Probleme gemachten theoretischen und praktischen Erfahrungen zurückgreifen können. Wir werden im folgenden noch an einigen Stellen Gelegenheit haben, auf solche Analogien hinzuweisen.

Geht man zu Systemen mit sehr vielen Freiheitsgraden über, so werden die Erscheinungen außerordentlich verwickelt. Bestimmte Systeme mit unendlich vielen Freiheitsgraden sind aber der theoretischen Betrachtung wieder leichter zugänglich, so beispielsweise die schwingende Saite oder die schwingende Luftsäule. Derartige Systeme sind in Ziff. 10, S. 55 behandelt.

8. Selbsterregte Schwingungen.

Die bisher behandelten Fragen bezogen sich auf abklingende Schwingungen — wie sie bei einmaligem Anstoß eines Schwingungssystems auftreten — und auf Schwingungen, welche durch Wechselkräfte, insbesondere solche rein periodischer Form, erregt wurden; wichtig sind aber auch solche Systeme, bei denen von einer Energiequelle aus in das System einströmende Energie durch einen Selbststeuerungsvorgang in oszillierende Energie verwandelt wird. Ein derartiges System ist beispielsweise die selbsterregte Stimmgabel¹ (Abb. 38). Aus einer Öffnung einer Rohrleitung strömt Luft aus. In der Öffnung befindet sich ein Kolben, der mit der einen Zinke der Stimmgabel verbunden ist. Beim Einsetzen der Luftströmung drückt sich der Kolben aus der Öffnung heraus. Mit wachsender Freigabe der Öffnung wächst der Luftstrom, der Druck sinkt damit ab und die elastische Rückstellkraft der Gabel kann dann den Kolben wieder in die Öffnung hineinführen, die Strömungsgeschwindigkeit nimmt wieder ab, der Druck wächst und das Spiel beginnt von neuem; die Stimmgabel beginnt in ihrer Eigenfrequenz zu schwingen. Die während dieser Schwingung durch Reibung (und durch Schallabstrahlung) verbrauchte Energie wird dauernd aus der Energiequelle nachgeliefert, so daß die Schwingung stationär bestehen bleiben kann².

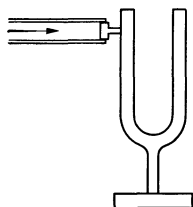


Abb. 38. Durch Luftstrom erregte Stimmgabel.

¹ Selbsterregte — allerdings mit mechanischer Kontaktgebung zur Selbststeuerung ausgestattete — Stimmgabeln wurden bereits von H. v. HELMHOLTZ benutzt. Vgl. die Lehre von den Tonempfindungen, 6. Aufl., S. 630. Braunschweig 1913.

² Über Eigensteuerung mechanischer Schwingungssysteme vgl. insbesondere W. SPÄTH: ETZ 55, 465 (1934).

Selbsterregte Schwingungen ähnlicher Art führen auch die Stimmbänder bei der Erzeugung stimmhafter Sprachlaute aus (Abb. 39). Wird der Druck unterhalb der Stimmritze durch Anspannung der Lungen erhöht, so werden die Stimmbänder auseinandergedreht. Mit wachsender Öffnung der Stimmritze wächst die Strömungsgeschwindigkeit, der Druck läßt nach und die Elastizität der Stimmbänder führt diese wieder gegen die Mitte zusammen. Die Strömungsgeschwindigkeit fällt, der Druck steigt und das Spiel beginnt von neuem¹.



Abb. 39. Die selbst-erregte Schwingung der Stimmbänder (schematisch).

In den beiden hier behandelten Beispielen „steuert“ das schwingende System automatisch den Nachfluß der Energie aus der Energiequelle. Dieser automatische Selbststeuerungsvorgang ist charakteristisch für alle Arten von selbst-erregten Schwingungen.

Besonders anschaulich lassen sich die Vorgänge bei selbsterregten Schwingungen am Beispiel des rückgekoppelten Röhrensenders verfolgen. Abb. 40 zeigt das Schaltschema eines derartigen Röhrensenders, und zwar handelt es sich in diesem Fall um einen Sender mit induktiver Rückkoppelung. Die im Kreis LC auftretende Schwingung wirkt über die Rückkoppelung L_{12} auf das Gitter eines am Kreis liegenden Verstärkerrohres, so daß im Takt der Schwingung automatisch die zur Aufrechterhaltung der Schwingungen benötigte Energie aus der Energiequelle, der Anodenbatterie, nachgeliefert wird.

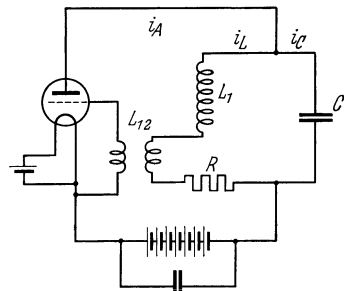


Abb. 40. Der rückgekoppelte Röhrensender.

Für die Vorgänge im Schwingungskreis lassen sich (unter Weglassung der für den Schwingungsmechanismus bedeutungslosen Gleichstrom- und Gleichspannungsanteile) die folgenden Gleichungen aufstellen:

$$\left. \begin{aligned} i_A + i_L &= i_c, & i_A &= S \cdot (V_g + \alpha V_A), \\ V_c + R i_L + L \frac{d i_L}{d t} &= 0, & V_g &= L_{12} \frac{d J_L}{d t} = k V_A, \\ i_c &= C \frac{d V_c}{d t}, \end{aligned} \right\} \quad (50)$$

hierbei ist

- k der Rückkoppelungsfaktor,
- V_c die Spannung am Kondensator,
- V_A die Wechselspannung zwischen Anode und Kathode,

¹ Über den Mechanismus der Stimmbandschwingungen vgl. insbesondere F. TRENDELENBURG: Klänge und Geräusche, S. 67. Berlin 1935.

V_g die Wechselspannung zwischen Gitter und Kathode,
 S die „Steilheit“ des Rohres
 α der „Durchgriff“ des Rohres } (Röhrenkonstanten).

Unter Vornahme einiger zulässiger Vereinfachungen läßt sich aus diesen Gleichungen die Differentialgleichung aufstellen:

$$\frac{d^2 V_c}{dt^2} + \left[\frac{R}{L} + S \left(\frac{k + \alpha}{C} \right) \right] \frac{dV_c}{dt} + \frac{1}{L \cdot C} (1 + SR(\alpha + k)) V_c = 0, \quad (51)$$

deren Lösung in Analogie zu der Differentialgleichung der freien gedämpften Schwingung (Ziff. 5, S. 23) lautet:

$$V_c = A e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{R}{L} + \frac{S(k + \alpha)}{C} \right) t} \cdot \sin(2\pi f t + \varphi), \quad (52)$$

$$f = \frac{1}{T} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{L \cdot C}}.$$

Je nach dem Vorzeichen und nach der Größe des Rückkoppelungsfaktors k (also je nach der Größe und der Polung des Übertragers L_{12}) führt der Ausdruck (51) auf gänzlich verschiedene Arten der Lösung. Ist zunächst k positiv oder eine nur kleine negative Größe, so besitzt der Exponent der Exponentialfunktion einen negativen Wert, wir haben es dann mit einer gewöhnlichen gedämpften abklingenden Schwingung zu tun. Verstärken wir nun aber die Größe der negativen Koppelung, so erreichen wir schließlich, daß

$$\frac{R}{L} + \frac{S(k + \alpha)}{C} = 0.$$

In diesem Fall ergibt (52) eine Schwingung, die stationär bestehen bleibt; eine einmal vorhandene Schwingung im Kreis LC bleibt also dann erhalten; durch die Rückkoppelung wird die zur Aufrechterhaltung der Schwingung benötigte Energie aus der Anodenbatterie im richtigen Takt nachgeschoben. Verstärkt man (die ihrem Vorzeichen nach negative) Koppelung noch weiter, so bedeutet dies, daß der Exponent der Funktion positiv wird. (52) ergibt dann ansteigende Schwingungsamplitude, und zwar wächst die Schwingungsamplitude so lange exponentiell an, bis der Schwingungsgenerator — in diesem Fall also die an die Anodenspannung angeschaltete Röhre — nicht mehr in der Lage ist, den wachsenden Energiebedarf zu decken. Diese Amplitudengrenzung kommt dadurch zustande, daß bei Überschreiten des linearen Teils der Röhrenkennlinie die Steilheit S abnimmt, so daß dann in der Gleichung (52) auch der Exponent nicht mehr zu Null wird.

¹ Vgl. hierzu z. B. J. ZENNECK u. H. RUKOP: Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie, S. 565. Stuttgart 1925.

Trägt man in das Kennliniendiagramm (41) den Verlauf des Anodenstroms bei kleiner — eben zur Schwingungsentstehung ausreichender — Rückkoppelung und bei großer Rückkoppelung ein, so erkennt man, daß nur im ersten Fall nahezu sinusförmige Schwingungen erzeugt werden, während im zweiten Fall notwendigerweise durch die Nichtlinearitäten der Kennlinie starke höhere Harmonische auftreten, es wird ja bei großer Rückkoppelung der geradlinige Teil der Charakteristik stark überschritten, ehe die Steilheit so klein geworden ist, daß ein weiteres Amplitudenanwachsen nicht mehr stattfindet.

Die eingehende Behandlung des Röhrensenders ist hier nicht nur deswegen erfolgt, weil sich am Röhrensender die wichtigsten Erscheinungen anschaulicher zeigen lassen als bei den meisten mechanischen oder akustischen Schwingern, sondern auch deswegen, weil der Röhrensender ein außerordentlich wichtiges Hilfsmittel der akustischen Forschung ist. Mit dem Röhrensender lassen sich Wechselspannungen jeder beliebigen Frequenz und Stärke, die mittels eines elektrischen Schallsenders (Ziff. 19, S. 119) in akustische Schwingungen verwandelt werden können, herstellen. Verwendet man als Kondensator einen

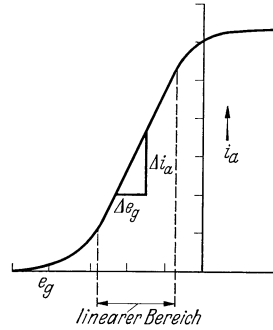


Abb. 41. Röhrenkennlinien.

Drehkondensator, so läßt sich die Frequenz leicht innerhalb weiter Grenzen ändern. Die Frequenzkonstanz des Röhrensenders ist bei zweckentsprechendem Aufbau eine sehr hohe, eine Frequenzkonstanz auf $1/10^5$ ist ohne weiteres erreichbar. Häufig benutzt man zur Schwingungserzeugung nicht einen einzelnen Sender, sondern zwei Sender sehr hoher Frequenz

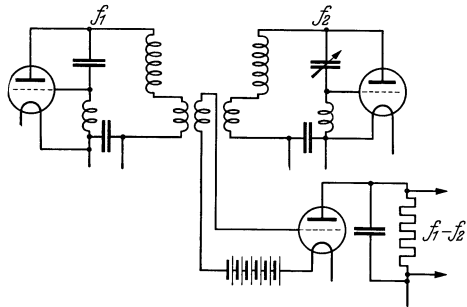


Abb. 42. Schaltschema eines Schwebungssummers.

(Abb. 42); läßt man die von den beiden Kreisen herrührenden Schwingungen zusammenwirken, so bilden sich Schwebungen mit der Periode $f_1 - f_2$. Diese Schwebungen läßt man auf das Gitter einer stark negativ vorgespannten und daher „nichtlinear“ arbeitenden Röhre oder aber auch auf einen Kupfer-Kupferoxydul-Gleichrichter arbeiten; hinter dem nichtlinearen System tritt dann die Differenzschwingung $f_1 - f_2$ auf. Derartige „Schwebungssummer“ haben den großen Vorteil, daß man bei sehr kleinen Änderungen der Kapazität eines der Ausgangskreise bereits sehr große Frequenzände-

rungen des Schwebungstons erhält; man kann die Schaltung leicht so einrichten, daß die vom Schwebungssummer gelieferte Wechselspannung beim Drehen des Drehkondensators eines Ausgangskreises den gesamten akustisch wichtigen Tonbereich durchläuft. Die Spannungsform ist bei Beachtung gewisser Kunstgriffe praktisch sinusförmig, die Spannungsamplitude im gesamten Tonbereich nahezu konstant¹.

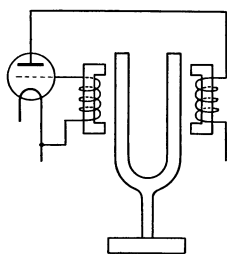


Abb. 43. Selbsterregte elektromagnetische Stimmgabel.

Auch für mechanische, schwingende Systeme kann man die Rückkoppelung über eine Verstärkerröhre zur Erregung von Schwingungen vorteilhaft benutzen. Abb. 43 zeigt die Schaltung einer selbsterregten elektromagnetischen Stimmgabel. Sorgt man dafür, daß die Temperatur der Stimmgabel genau konstant gehalten wird (die Tonhöhe von Stimmgabeln ändert sich etwa um 0,01% pro Grad C) und sorgt man dafür, daß die Stimmgabel mit möglichst gleicher Amplitude schwingt (um etwaige Änderungen der Direktionskraft durch nichtlineare Effekte auszuschließen), so läßt sich eine Frequenzkonstanz von etwa $1/10^6$ bis $1/10^7$ erreichen².

Das frequenzgenaueste selbsterregte Schwingungssystem ist der durch die elastische Eigenschwingung eines piezoelektrischen Quarzes

¹ Über Bauart und Leistungsfähigkeit von Schwebungssummern vgl. insbesondere R. v. RADINGER: Z. techn. Phys. **14**, 197 (1933). — RYALL, L. E.: Post Off. electr. Engns. J. **27**, 213 (1934). — TAMM, R. und U. HENNECKE: Z. Hochfrequenztechn. **47**, 133, (1936). (Bericht über die für Meßzwecke benutzten Tonfrequenzgeneratoren.) — ANDERSON, C. A.: Electronics, N. Y. **9**, H. 4, 26—27 (1936). — HELLMANN, R.: Wiss. Veröff. Siemens-Werk **16/2**, 58 (1937). — ZIMMERMANN, G. O.: Siemens Z. **19**, 312 (1939). — Vielfach werden, insbesondere für raumakustische Messungen, auch Summer benutzt, deren Frequenz periodisch um einen Mittelwert schwankt („Heulsummer“). Man kann einen Schwebungssummer dadurch leicht zu einem Heulsummer gestalten, daß man in der Schaltung des einen Hochfrequenzsenders eine zusätzliche motorisch angetriebene veränderliche Kapazität anbringt. [Über Heulsummer vgl. insbes. W. L. BARROW: Ann. Phys. (5) **11**, 147 (1931). J. acoust. Soc. Amer. **3**, 562 (1932).] Auch durch Gitterspannungsänderungen lassen sich Heultoneffekte herstellen [vgl. W. H. BLISS: Electr. Engng. **53**, 547 (1934)]. — Einen für raumakustische Zwecke geeigneten „Multitonsender“, der eine Anzahl eng beieinanderliegender Töne gleicher Amplitude liefert, beschreibt W. L. BARROW [J. acoust. Soc. Amer. **10**, 275 (1939)]. — Bemerkte sei hier noch, daß man für akustische Zwecke gelegentlich auch solche elektrische Sender benötigt, welche ein kontinuierliches Frequenzspektrum besitzen; zur Erzeugung eines kontinuierlichen Frequenzspektrums kann das Eigenrauschen von Röhren verwendet werden [vgl. H. THIEDE: Elektr. Nachr.-Techn. **13**, 84 (1936). — FREYGANG, H. G.: Akust. Z. **3**, 80 (1938)].

² Über Stimmgabelfrequenznormale vgl. insbesondere D. W. DYE u. L. ESSON: Proc. roy. Soc., Lond. **143**, 285 (1934). — SCHUCK, O. H.: J. acoust. Soc. Amer. **10**, 119 (1938).

gesteuerte Schwinger¹. Abb. 44 zeigt die Anordnung eines Piezoquarzes in Selbsterregungsschaltung; die Rückkoppelung erfolgt hier über die Kapazität Anode—Gitter. Piezoquarze, deren Eigenschwingungen im allgemeinen oberhalb der Hörgrenze liegen, werden auf dem Gebiet des Ultraschalls viel verwendet (vgl. Ziff. 19, S. 128).

Rein mechanische selbsterregte Schwingungen führt die durch einen Bogen angestrichene Saite aus.

Streicht man eine straff gespannte Saite an, so wird die Saite zunächst vom Bogen mitgenommen, sie bleibt (insbesondere wenn man den Bogen mit einem Mittel, wie Kolophonium bestrichen hat) an diesem zunächst haften; die Relativgeschwindigkeit Saite—Bogen ist zunächst Null. Wenn die Saitenamplitude einen bestimmten Wert erreicht hat, werden (statische) Reibungskraft zwischen Saite und Bogen und elastische Rückstellkraft der Saite einander gleich; die Saite reißt sich vom Bogen los und schnell (unter sehr geringer dynamischer Reibung) bis zu einem jenseits der Ruhelage liegenden Umkehrpunkt. Dort faßt

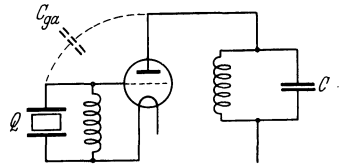


Abb. 44. Der selbsterregte Piezoquarz.

der Bogen die Saite in dem Augenblick, wo Relativbewegung Bogen—Saite zu Null geworden ist, wieder und das Spiel beginnt von neuem. Die Saite wird in einer Schwingung erregt, deren Grundfrequenz im allgemeinen dem tiefsten Eigenton der Saite entspricht (vgl. Ziff. 10, S. 57); diese Schwingungsform der selbsterregten Schwingung ist meist allerdings obertonreich, die Saite führt ja nach dem eben Gesagten zickzackförmige Schwingungen aus, im Spektrum der Zickzackschwingung sind aber höhere Harmonische stark vertreten (Ziff. 3, S. 9). Selbsterregte Eigenschwingungen einer angestrichenen Saite würden dann nicht auftreten können, wenn die Reibung zwischen Bogen und Saite mit wachsender Relativgeschwindigkeit wachsen würde, es würden dann ja die Reibungsverluste beim mit großer Relativgeschwindigkeit erfolgenden Zurückschnellen der Saite notwendigerweise größer sein als die Energie, welche der Saite beim Hinweg bei kleiner Relativgeschwindigkeit maximal mitgeteilt werden kann. Die mit wachsender Geschwindigkeit abnehmende Reibung (oder, wie man sich auch ausdrückt, die „fallende Charakteristik“) ist eine notwendige Bedingung für das Auftreten derartiger selbsterregter Reibungsschwingungen. Be-

¹ Die Frequenzkonstanz des Piezoquarzes läßt sich bis auf etwa $1/10^8$ treiben; sie ist so groß, daß der Piezoquarz das genaueste Mittel zur Zeitmessung darstellt. Vgl. hierzu A. SCHEIBE: *Genaue Zeitmessung. Ergebn. exakt. Naturw.* **15**, 262 (1936). Von einem Piezoquarz gesteuerte Normalfrequenzen werden in Deutschland täglich durch die Phys.-Techn. Reichsanstalt drahtlos gesendet. Vgl. A. SCHEIBE: *Hochfrequenztechn.* **53**, 145 (1939). — SCHEIBE, A., u. H. ADELBERGER: *Phys. Z.* **40**, 216 (1939).

merkt sei noch, daß die Verhältnisse bei der gestrichenen Saite ganz analog denen beim schwingenden Lichtbogen liegen, auch dort ist die „fallende Charakteristik“ eine notwendige Bedingung¹.

Bei einem andern selbsterregten System — der „Lippenpfeife“ — sind die Verhältnisse etwas schwerer zu übersehen, eine genaue mathe-



Abb. 45. Periodische Wirbelablösung an der Schneide einer Lippenpfeife.

matische Theorie steht hier noch aus. Der Schwingungsmechanismus bei den Lippenpfeifen ist folgender: Aus einem Spalt strömt eine Luftlamelle gegen eine Schneide (Abb. 45). An der Schneide bilden sich Wirbel, die abwechselnd rechts und links abfließen. Die zeitliche Folge der Wirbel entspricht einem Eigen-ton der angekoppelten Pfeife. Wir werden hierauf in Ziff. 17, S. 109 zurückkommen.

9. Wellengleichung. Die verschiedenen Wellenarten.

Tritt an einer Stelle eines elastischen Mediums eine Druckstörung ein, so erfahren die der Störungsstelle benachbarten Mediumteilchen Verschiebungen, welche ihrerseits dann wieder auf die angrenzenden weiteren Mediumteilchen wirken; die Druckstörung breitet sich im Medium als eine fortlaufende Welle aus.

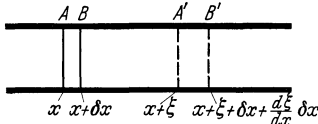


Abb. 46. Zur Berechnung der Schallgeschwindigkeit.

Die Erscheinungen lassen sich an einem speziellen Beispiel, der Ausbreitung einer Druckstörung in einem unendlich langen Rohr (Abb. 46) leicht quantitativ übersehen. Der Rohrquerschnitt sei der Einfachheit halber gleich 1 gesetzt.

Ein Mediumstreifen *AB* befindet sich im ersten Augenblick an den Stellen x und $x + \delta x$ des Rohrs. Einen kleinen Zeitteil später ist er unter der Wirkung der Druckstörung nach $A'B'$, also an die Stellen $x + \xi$, $x + \xi + \delta x + \frac{d\xi}{dx} \delta x$ gekommen, hierbei berücksichtigt das Glied $\frac{d\xi}{dx} \delta x$ die unter dem Einfluß der Druckwirkung stattfindende Volumänderung. $\frac{d\xi}{dx} = s$ ist die „relative Verdichtung“, für s gilt (bei Beschränkung auf kleine Amplituden) $s = \delta p \cdot K$, wobei

$$K = - \frac{1}{v} \frac{dv}{dp} = \frac{1}{\kappa p_0}$$

die „adiabatische“ Kompressibilität bedeutet ($\kappa = c_p/c_v$; p_0 mittlerer Druck).

Ist δp die Druckschwankung an der Stelle A' , so ist diejenige in B'

$$\delta p + \frac{d(\delta p)}{dx} \delta x = \frac{1}{K} \cdot s + \frac{1}{K} \frac{ds}{dx} \delta x.$$

¹ Vgl. H. BARKHAUSEN: Einführung in die Schwingungslehre, S. 116. Leipzig 1932.

Die gesamte auf den Streifen wirkende Kraft ist gleich der Differenz der Drücke an den beiden Enden (multipliziert mit dem gleich 1 angenommenen Rohrquerschnitt), also gleich

$$\frac{1}{K} \frac{ds}{dx} \delta x = \frac{1}{K} \frac{d^2 \xi}{dx^2} \delta x.$$

Die auf den Streifen wirkende Kraft muß (wenn wir von Reibungskräften absehen) gleich sein Masse \times Beschleunigung, es muß also gelten

$$\frac{d^2 \xi}{dx^2} \delta x = K \varrho_0 \delta x \frac{d^2 \xi}{dt^2}, \quad (53)$$

wobei ϱ_0 die Dichte bedeutet, oder

$$\frac{d^2 \xi}{dt^2} = \frac{1}{K \varrho_0} \frac{d^2 \xi}{dx^2} = c^2 \frac{d^2 \xi}{dx^2}, \quad c = \sqrt{\frac{1}{K \varrho_0}}, \quad (54)$$

c ist die Schallgeschwindigkeit¹.

Die allgemeine Lösung der Gleichung (54) lautet

$$\xi = f_1(x - ct) + f_2(x + ct), \quad (55)$$

hierbei sind $f_1(t)$ und $f_2(t)$ zunächst beliebige, von der Zeit abhängige Funktionen. Physikalisch bedeutet diese Lösung folgendes:

Betrachten wir zunächst $f_1(t)$ an der Stelle x . Wir können uns vorstellen, daß für diese Stelle der Verlauf der Funktion $f_1(t)$ als Kurve gegeben ist. Die Lösung an anderen Stellen ($x = x_1, x_2, x_3 \dots$) können wir dann dadurch erhalten, daß wir uns die Kurve längs der x -Achse

¹ Eine Berechnung der Schallgeschwindigkeit wurde zuerst von J. NEWTON (1687) durchgeführt, NEWTON benutzte aber die isotherme Kompressibilität und erhielt daher zu kleine Werte. Die richtige Berechnung unter Benutzung der adiabatischen Kompressibilität wurde von P. L. LAPLACE (1816) vorgenommen (vgl. hierzu D. C. MILLER: Anecdotal History of Science of Sound, S. 28. New York 1935). Bemerkt sei noch, daß auch in Flüssigkeiten — wie häufig nicht beachtet wird — das Verhältnis der spezifischen Wärme vielfach von 1 abweicht, so beträgt dies z. B. für Benzol 1,44, für Wasser ist es allerdings (bei Zimmertemperatur) nahezu 1 (1,001). Vgl. zu diesen Fragen F. TRENDELENBURG: Z. techn. Phys. **11**, 466 (1930). — AIGNER, F.: Unterwasserschalltechnik, S. 44. Berlin 1922.

Bei der Berechnung der Schallgeschwindigkeit wurde angenommen, daß die Druckänderungen klein gegen den mittleren Druck im Medium bleiben, so daß man also die Amplituden als unendlich klein auffassen kann. Die Schallgeschwindigkeit für Wellen endlicher Amplitude ist größer als die normale Schallgeschwindigkeit, es läßt sich dies insbesondere bei Explosionen in den der Explosionsstelle naheliegenden Zonen feststellen. Über Schallwellen endlicher Amplitude vgl. insbesondere H. RIEMANN: Göttinger Abhandlungen **8**, 43 (1860). — LAMB, H.: Dynamical Theory of Sound, S. 177. London 1925. — FAY, R. D.: J. acoust. Soc. Amer. **3**, 222 (1931). — EICHENWALD, A.: Rend. Mat. Fis. Milano **6**, 28 (1932) Nr. 10. — THURAS, A. L., R. T. JENKINS and H. T. O'NEIL: J. acoust. Soc. Amer. **6**, 173 (1935). — MCLACHLAN, N. W.: Proc. phys. Soc., Lond. **47**, 644 (1935). — MILLER, D. C.: Sound waves. Their shape and speed S. 126 u. ff. New York 1937.

mit der Geschwindigkeit c verschieben, an den einzelnen Punkten der x -Achse läuft die Funktion $f_1(t)$ ja in der gleichen Weise nur jeweils um die Zeitdifferenz x/c verspätet ab. Das gleiche gilt für die Funktion $f_2(t)$, nur müssen wir diese Kurve nicht in Richtung der positiven, sondern in Richtung der negativen x -Achse verschieben. Welcher Verlauf der Funktion $f_1(t)$ und $f_2(t)$ im einzelnen vorliegt, hängt von der Form der Druckstörung ab.

Nehmen wir an, die Druckstörung werde durch eine sinusförmig schwingende Telephonmembran (Abb. 47) erregt, welche sich an dem Ende eines (einseitig unendlichen) Rohres befindet, so bekommt die Lösung die Form

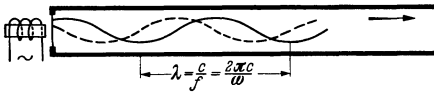


Abb 47. Ablauf einer Schallwelle an einer sinusförmig schwingenden Membran. (Die gestrichelte Kurve gibt die Verhältnisse für einen Zeitpunkt, der um eine Viertelperiode später liegt als derjenige der ausgezogenen Kurve, wieder.)

$$\xi = \xi_0 \cos \left[\omega \left(t - \frac{x}{c} \right) + \varphi \right], \quad (56)$$

es läuft also dann eine Sinuswelle in Richtung der positiven x -Achse mit der Geschwindigkeit c ab.

Die Welle ist eine „longitudinale“ Welle: die Teilchenverschiebung erfolgt in der Richtung der Fortpflanzung der Welle.

Die Entfernung zwischen zwei Stellen, an denen gleicher Schwingungszustand herrscht (also beispielsweise zwischen zwei Stellen maximaler Amplituden gleicher Richtung), bezeichnet man als „Wellenlänge“. Zwischen der Wellenlänge, der Frequenz und der Fortpflanzungsgeschwindigkeit gilt die Beziehung

$$f \cdot \lambda = c. \quad (57)$$

Wir haben uns bei Ableitung der Wellengleichung auf den besonders einfachen Fall beschränkt, daß die Fortpflanzung der Druckstörung in einem langen starrwandigen Rohr gleichen Querschnitts erfolgt, daß daher — mit anderen Worten — auch keine Ausbreitung der Welle auf größere Querschnitte erfolgt. Lassen wir diese Einschränkung fallen — betrachten wir also beispielsweise die Ausbreitung einer Druckstörung in einem unendlich ausgedehnten Medium —, so breitet sich die Störung nach allen Seiten aus, es werden also immer größere, die Schallquelle umschließende Flächen von der Wellenbewegung erfaßt.

Ganz allgemeingültig ist die Wellengleichung in der Form

$$\frac{d^2 \xi}{dt^2} = c^2 \Delta \xi \quad \text{wobei} \quad \Delta \xi = \frac{d^2 \xi}{dx^2} + \frac{d^2 \xi}{dy^2} + \frac{d^2 \xi}{dz^2}, \quad (58)$$

für $\frac{d^2 \xi}{dy^2} = 0$ und $\frac{d^2 \xi}{dz^2} = 0$ geht die Gleichung in den oben abgeleiteten Ausdruck (54) über.

Statt für die Teilchenbewegung setzt man die Wellengleichung meist für eine andere Variable, für das sog. „Geschwindigkeitspoten-

tial“ Φ an. Bei wirbelfreier Bewegung — und diese liegt bei den meisten akustischen Problemen vor — läßt sich nämlich die Geschwindigkeit der Mediumteilchen (die „Schnelle“) durch Differentiation einer Potentialfunktion nach den räumlichen Koordinaten gemäß

$$v = -\text{grad } \Phi \quad (59)$$

herleiten. Der Druck ist der zeitlichen Ableitung des Geschwindigkeitspotentials proportional

$$p = \rho_0 \frac{d\Phi}{dt}. \quad (60)$$

Die Einführung des Geschwindigkeitspotentials hat den Vorteil, daß man die Schallfeldberechnungen zunächst nur für eine Größe durchzuführen braucht. Ist die Lösung dann für das Geschwindigkeitspotential für eine Schallfeldstelle gegeben, so kann man durch Ausführung der einfachen Differentialoperationen (59) und (60) Schnelle sowie Druckschwankung ohne weiteres ermitteln.

Die Wellengleichung für das Geschwindigkeitspotential lautet, in vollständiger Analogie zu (58), $\frac{d^2\Phi}{dt^2} = c^2 \cdot \Delta\Phi$. (61)

Ist die Störungsstelle im Medium klein gegen die Wellenlänge — handelt es sich also um eine „punktförmige“ Schallquelle —, so breiten sich die Druckstörungen kugelsymmetrisch aus. Für eine sinusförmige Erregung von der Amplitude A ergeben die Differentiationen (59) und (60) nach Umformung auf Kugelkoordinaten:

$$\left. \begin{aligned} p &= -\frac{\rho_0 \omega A}{4\pi r} \sin\left(t - \frac{r}{c}\right) \\ v &= -\frac{\omega A}{4\pi r \cdot c} \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda}{2\pi r}\right)^2} \sin\left[\omega\left(t - \frac{r}{c}\right) + \varphi\right] \\ \text{tg } \varphi &= \frac{\lambda}{2\pi r}, \quad \lambda = \frac{c}{f} = \frac{2\pi c}{\omega} \quad (\text{Wellenlänge des Schalls}). \end{aligned} \right\} \quad (62)$$

Druck und Schnelle nehmen also im kugelsymmetrischen Schallfeld (Abb. 48) wie $1/r$ ab. An allen Aufpunkten, welche auf der gleichen zur Störungsstelle konzentrischen Kugel­fläche liegen, besitzen Druckschwankung bzw. Schnelle dieselbe Amplitude. In größeren Entfernungen von der Schall­quelle — also bei ebenen Wellen — sind Druck und Schnelle in Phase. Das Verhältnis beider hat in großen Entfernungen von der Quelle einen konstanten Wert, nämlich $\rho_0 \cdot c$; man nennt dies Verhältnis den Schallwellenwiderstand.

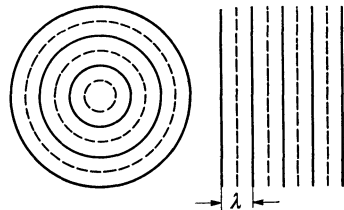


Abb. 48. Kugelwelle und ebene Welle.

Findet die Wellenausbreitung zylindersymmetrisch statt, so nimmt das Geschwindigkeitspotential und damit auch Druck und Schnelle wie $1/\sqrt{r}$ ab.

Die bisherigen Betrachtungen beziehen sich auf absorptionsfreie Schallausbreitung, auf einen Schallvorgang also, bei dem keinerlei Schwingungsenergie beispielsweise durch die innere Reibung eines Gases in Wärme verwandelt wird. Wird bei der Wellenausbreitung Schwingungsenergie in Wärme verwandelt, so haben wir dies in der Differentialgleichung durch ein der Schnelle proportionale Reibungskraft zu berücksichtigen, die Lösung der Wellengleichung führt dann auf einen Ausdruck von der Form

$$\Phi = \Phi_0 \frac{1}{r} e^{-\beta r} \sin \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \quad (\text{bei Kugelwellen})$$

bzw.

$$\Phi = \Phi_0 e^{-\beta x} \sin \omega \left(t - \frac{x}{c} \right) \quad (\text{bei ebenen Wellen}),$$

neben der durch die Ausbreitung auf größere Flächen bedingten Amplitudenabnahme tritt also jetzt noch eine durch die Reibungsverluste bedingte exponentielle Abnahme mit der Entfernung. Die Geschwindigkeit der Ausbreitung bleibt — solange wir es nicht mit sehr großen Dämpfungen zu tun haben — unverändert, bei großen Dämpfungen wird sie kleiner. Wir werden die Dämpfungsfragen in Ziff. 23, S. 156 eingehender behandeln.

Sendet man von zwei Quellen aus Schall in ein Schallfeld, so superponiert sich an jeder Schallfeldstelle die von der Schallquelle 1 und die von der Schallquelle 2 ausgehende Erregung. Besitzen die beiden Schallquellen gleiche Frequenz, so spricht man von „Interferenz“ der Wellen (vgl. Ziff. 2, S. 4); ist die Frequenz der beiden Schallwellen etwas verschieden, so machen sich im Schallfeld „Schwebungen“ bemerkbar. Die bei Frequenzgleichheit auftretenden Interferenzmaxima und Interferenzminima liegen, solange an den Eigenschaften des Mediums und an den Mediumbegrenzungen sich nichts ändert, im Raum fest.

Praktisch besonders wichtig ist der Fall der Interferenz zweier ebener Schallwellen gleicher Amplitude, ein Fall, der in Abb. 49 schematisch dargestellt ist.

Superponiert man die von rechts bzw. von links einfallende Welle, so erhält man:

$$\begin{aligned} \Phi' &= \Phi \sin \omega \left(t - \frac{x}{c} \right) + \Phi \sin \omega \left(t + \frac{x}{c} \right) \\ &= 2\Phi \sin \omega t \cos \frac{\omega x}{c}, \end{aligned}$$

hieraus folgt

$$\left. \begin{aligned} v &= -\frac{d\Phi'}{dx} = \frac{2\omega\Phi}{c} \sin \omega t \sin \omega \frac{x}{c}, \\ \xi &= \int v dt = -\frac{2\Phi'}{c} \cos \omega t \sin \omega \frac{x}{c}, \\ p &= \varrho \frac{d\Phi'}{dt} = 2\varrho\omega\Phi' \cos \omega t \cos \omega \frac{x}{c}. \end{aligned} \right\} \quad (63)$$

Unter Benutzung der Beziehung $\lambda = 2\pi c/\omega$ erkennt man, daß zu *allen* Zeiten an den Stellen $2\pi x/\lambda = 0, \pi, 2\pi, \dots$ Teilchenverschiebung und Schnelle sowie an den Stellen $2\pi x/\lambda = \pi/2, 3\pi/2 \dots$ der Druck

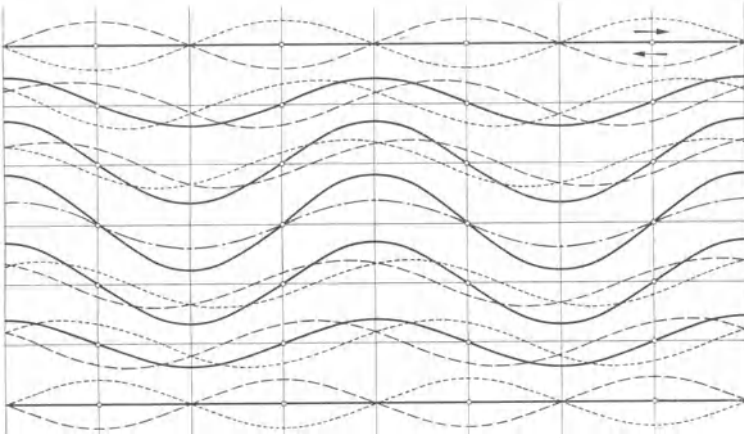


Abb. 49. Interferenz zweier gegenläufiger Wellen gleicher Amplitude und gleicher Wellenlänge (stehende Welle).

zu Null wird. In dem von zwei gegenläufig fortschreitenden Wellen gleicher Wellenlänge und gleicher Amplitude durchflossenen Raum bildet sich ein System von „stehenden“ Wellen aus (Abb. 49).

Stehende Schallwellen treten insbesondere dann auf, wenn Schall an der Begrenzungsfläche zwischen zwei Medien reflektiert wird. Handelt es sich um Reflexion an einer unnachgiebigen Wand, wie z. B. für Luftschall an einer starren Platte, so verlangt die Grenzbedingung in der Trennungsfläche $\xi = 0$, also auch $v = 0$. Die Welle läuft dann mit einem Phasensprung der Geschwindigkeit um den Winkel π in das Medium zurück, während der Druck in der Grenzfläche auf das Doppelte seines Wertes in der fortlaufenden Welle ansteigt (Abb. 50). Die von der Reflexionsfläche zurücklaufende Welle bildet mit der ankommenden Welle eine stehende Schwingung, wobei — nach dem eben Gesagten — in der Reflexionsfläche ein Geschwindigkeitsknoten bzw. ein Druckbauch entsteht.

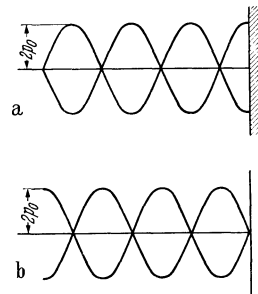


Abb. 50. Druckverteilung in der stehenden Welle bei Reflexion an einer starren Grenzfläche (a) und an einer völlig nachgiebigen Grenzfläche (b).

Erfolgt die Reflexion an einer gegen Druckschwankungen im ersten Medium völlig nachgiebigen Grenzschicht (also beispielsweise für Wasserschall an einer Grenzschicht gegen Luft) so ist die Grenzbedingung in der Grenzschicht $p = 0$, die ankommende

Welle wird dann also mit einem Phasensprung des Druckes reflektiert, während die Schnelle auf den doppelten Wert geht.

Erfolgt die Reflexion an einer Grenzschicht, welche weder völlig unnachgiebig noch völlig nachgiebig gegen Druckschwankungen im ersten Medium ist, so geht ein Teil der Welle in das zweite Medium hinein, die zurücklaufende Welle hat keine Amplitudengleichheit mit der ankommenden Welle, es entsteht dann im Raum vor der Reflexionsfläche eine Überlagerung einer stehenden und einer fortlaufenden Welle. Durch Ausmessung der Wellenform im Raum vor der Reflexionsstelle kann man dann auf die akustischen Eigenschaften der Reflexionsfläche schließen. Wir werden hierauf in Ziff. 24, S. 172 zu sprechen kommen.

In unbegrenzt ausgedehnten gasförmigen Medien und in Flüssigkeiten können, wenn wir von dem praktisch bedeutungslosen Fall von Flüssigkeiten sehr großer innerer Reibung absehen, nur *longitudinale* Wellen, deren wesentlichste Eigenschaften wir eben kennenlernten, entstehen.

Grundsätzlich anders liegen die Verhältnisse in festen elastischen Körpern, in welchen eine elastische Dehnung von einer zur Dehnungsrichtung senkrechten Kontraktion, der sog. „*Querkontraktion*“, begleitet ist. Die Querkontraktion bewirkt, daß neben longitudinalen Wellen auch *transversale* Wellen entstehen, bei welchen die Teilchenbewegung in der zur Fortpflanzungsrichtung senkrechten Ebene erfolgt¹.

In festen elastischen unbegrenzten Körpern lautet die Wellengleichung für ebene longitudinale Wellen

$$\frac{d^2 \xi}{dt^2} = c_{\text{long}}^2 \frac{d^2 \xi}{dx^2}, \quad c_{\text{long}} = \sqrt{\frac{E(1-\mu)}{\rho(1-\mu-2\mu^2)}}, \quad (64)$$

hierbei ist E der „Elastizitätsmodul“ und μ die „*Poissonsche Konstante*“ der Querkontraktion, deren Wert bei den einzelnen Stoffen verschieden ist, er liegt erfahrungsgemäß zwischen 0,2 und 0,5. Für $\mu = 0$ entspricht die Schallgeschwindigkeit dem oben abgeleiteten Wert für querkontraktionsfreie Flüssigkeiten und Gase.

Betrachtet man statt des unendlich ausgedehnten Mediums einen sehr langen dünnen Stab, so macht sich der Einfluß der Querkontraktion mit heruntergehender Stabstärke immer weniger bemerkbar. Für einen (im Verhältnis zur Wellenlänge sehr dünnen Stab) gilt die Formel

$$c_{\text{long. Stab}} = \sqrt{E/\rho_0}, \quad (65)$$

eine Formel, welche ganz analog der oben abgeleiteten Formel für die Schallgeschwindigkeit in einer luftgefüllten Röhre gebaut ist.

¹ Vgl. hierzu insbesondere R. BERGER: Die Schalltechnik, S. 14ff. Braunschweig 1926. Diesem Buch wurden auch die Abb. 51—53 entnommen.

Die Wellengleichungen für die beiden Komponenten ζ und η der transversalen Schwingungsbewegung in unbegrenzten festen elastischen Körpern lauten

$$\frac{d^2 \zeta}{dt^2} = c_{\text{trans}}^2 \frac{d^2 \zeta}{dy^2}, \quad \frac{d^2 \eta}{dt^2} = c_{\text{trans}}^2 \frac{d^2 \eta}{dz^2}, \quad c_{\text{trans}} = \sqrt{\frac{E}{2(1+\mu)\varrho_0}} = \sqrt{\frac{F}{\varrho_0}}, \quad (66)$$

wenn mit F der „Torsionsmodul“ bezeichnet wird. Die Geschwindigkeit der transversal verlaufenden Wellen ist, wie der Vergleich von (66) mit (64) zeigt, notwendigerweise stets kleiner als diejenige der longitudinalen Wellen, und zwar ist der Unterschied um so größer, je größer die Querkontraktion μ ist.

An den Grenzflächen elastischer Medien kann noch eine andere Art von Wellen auftreten, welche man als „Oberflächenwellen“ oder „Rayleighwellen“ bezeichnet¹ (Abb. 51). Weitere Wellenarten sind die „Dehnungswellen“ (Abb. 52) und die „Biegungswellen“ (Abb. 53).

Die letztgenannte Wellenart tritt bei Stäben und bei Membranen auf; sie ist von großer praktischer Bedeutung.

Der Ansatz für Biegungswellen führt (unter gewissen Vernachlässigungen) auf eine Differentialgleichung von der Form

$$\frac{d^2 \zeta}{dt^2} = \alpha^2 \frac{d^4 \zeta}{dy^4}. \quad (67)$$

Die Lösung dieser Gleichung führt ebenso wie die Lösung der gewöhnlichen Wellengleichung (58) auf fortlaufende Wellen; sie unterscheidet sich aber von der gewöhnlichen Wellengleichung insofern ganz grundsätzlich, als die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Biegungswellen von der Wellenlänge abhängig ist. Es gilt nämlich für Biegungswellen von Stäben

$$c_{\text{bieg}} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{E \cdot \Theta}{\varrho_0 \cdot q}}, \quad (68)$$

wobei Θ das Flächenträgheitsmoment und q den Querschnitt bedeutet.

¹ LORD RAYLEIGH: Proc. Lond. Math. Soc. **17**, 4 (1885/86). Vgl. insbes. auch K. ULLER: Ann. Phys. (4) **56**, 463 (1918). — Z. Hochfrequenztechn. **33**, 15 (1929).

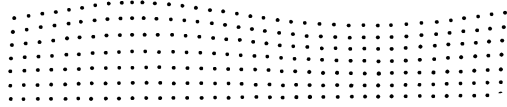


Abb. 51. Oberflächenwelle (Rayleighwelle).

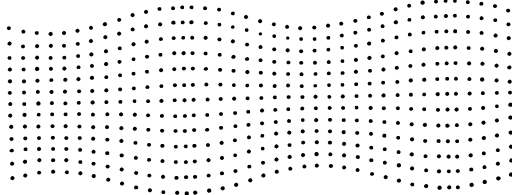


Abb. 52. Dehnungswelle.

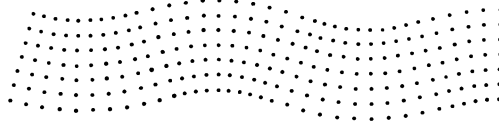


Abb. 53. Biegungswelle.

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Biegungswellen nimmt mit wachsender Wellenlänge, und zwar umgekehrt proportional zu dieser, ab¹.

Bemerkt sei noch, daß bei unsymmetrisch gebauten Stäben, bei denen Θ in bezug auf die y - bzw. z -Achse verschiedene Werte hat, die Ausbreitungsgeschwindigkeit der in der y -Achse bzw. in der z -Achse schwingenden Biegungswellen verschieden ist.

Für zwei Sonderfälle sei die Ausbreitungsgeschwindigkeit noch angegeben: Für den Stab rechteckigen Querschnitts von der Breite b und der Dicke d ist das Trägheitsmoment in bezug auf eine zu b parallele Achse $\Theta = \frac{b d^3}{12}$, da $q = b d$, wird dann die Ausbreitungsgeschwindigkeit für die parallel zu b schwingende Biegungswelle

$$c_{\text{bieg.}\square} = \frac{\pi \cdot d}{\lambda} \sqrt{\frac{E}{3 \rho_0}} \tag{69}$$

Für einen Stab von kreisförmigem Querschnitt (Radius r) wird

$$\Theta = \frac{r^4 \pi}{4} \quad \text{und} \quad q = \pi \cdot r^2,$$

also
$$c_{\text{bieg.}\circ} = \frac{\pi \cdot r}{\lambda} \sqrt{\frac{E}{\rho_0}}. \tag{70}$$

Geht man zu dünneren Stäben über, so nimmt die Ausbreitungsgeschwindigkeit, da das Flächenträgheitsmoment abnimmt, gleich-

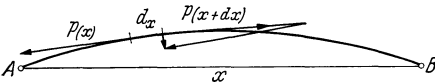


Abb. 54. Die Kräfte an der schwingenden Saite.

falls immer mehr ab. Für einen unendlich dünnen Stab wird die Biegesteifigkeit Null, damit wird auch die Ausbreitungsgeschwindigkeit Null, eine Wellenausbreitung findet nicht mehr statt.

Die Verhältnisse ändern sich aber grundlegend, wenn man den unendlich dünnen Stab unter Zug spannt, oder mit anderen Worten, wenn man zur ausgespannten Saite übergeht. Die Wellengleichung für Wellen, die längs einer gespannten Saite fortlaufen, läßt sich durch folgende Überlegung² aufstellen:

Am Saitenelement ds (Abb. 54) greifen die Kräfte \mathfrak{P}_x und \mathfrak{P}_{x+dx} in tangentialer Richtung an; da die Tangenten an den beiden Enden der Strecke dx einen kleinen Winkel miteinander bilden, resultiert eine Kraftkomponente in Richtung senkrecht zur Gleichgewichtssache der

¹ Die bei Biegungswellen nach (68) vorhandene sehr große Dispersion führt zu einem sehr großen Unterschied von Gruppen- und Phasengeschwindigkeit bei dieser Wellenart; dies ist bemerkenswert, da sonst in der Akustik diese Fragen praktisch keine Rolle spielen; Gruppengeschwindigkeit und Phasengeschwindigkeit stimmen in der Akustik im allgemeinen überein.

² Vgl. G. Joos: Lehrbuch der theoretischen Physik. 3. Aufl., S. 162. Leipzig 1939.

Saite. Die Kraftkomponente quer zur Gleichgewichtssachse wird

$$K_y = q \cdot P \sin(\alpha + d\alpha) - q \cdot P \cdot \sin \alpha,$$

diejenige in Richtung der Gleichgewichtssachse

$$K_x = qP \cdot \cos(\alpha + d\alpha) - q \cdot P \cdot \cos \alpha,$$

wobei P die Saitenspannung bedeutet.

Bei Beschränkung auf kleine Winkel

wird
$$\sin \alpha = \alpha = \operatorname{tg} \alpha = \frac{dy}{dx}$$

$$K_y = q \cdot P \cdot \frac{d^2 y}{dx^2} dx,$$

und es gilt die Kraftgleichung

$$\varrho_0 \cdot q \cdot \frac{d^2 y}{dt^2} \cdot dx = q \cdot P \cdot \frac{d^2 y}{dx^2} dx.$$

Hieraus folgt die Wellengleichung

$$\frac{d^2 y}{dt^2} = \frac{P}{\varrho_0} \frac{d^2 y}{dx^2}, \quad (71)$$

wobei P die Spannung je Flächeneinheit und ϱ_0 die Dichte bedeutet. Die Gleichung ist völlig analog gebaut der Wellengleichung für die Schallausbreitung in einer Röhre (54). Die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Saitenschwingungen ist

$$c_{\text{Saite}} = \sqrt{\frac{P}{\varrho_0}}. \quad (72)$$

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der transversalen Saitenwellen ist im Gegensatz zur Ausbreitungsgeschwindigkeit von Biegungswellen nicht gespannter Stäbe *unabhängig* von der Wellenlänge.

10. Eigenschwingungen von Luftsäulen, Saiten, Membranen, Stäben.

Die Lösung der Wellengleichung für die Schallschwingungen in einem Rohr hatten wir in Ziff. 9, S. 46 unter der Annahme aufgestellt, daß das Rohr unendlich lang ist.

Über die Vorgänge in Rohren *endlicher* Länge ist folgendes festzustellen:

Für ein beiderseits mit einem unnachgiebigen Abschluß versehenes Rohr von der Länge l gelten die Grenzbedingungen

$$\left. \begin{array}{l} \text{für} \quad x = 0, \quad \xi = 0, \quad \frac{d\xi}{dt} = 0, \quad p = 2p_0, \\ \text{für} \quad x = l, \quad \xi = 0, \quad \frac{d\xi}{dt} = 0, \quad p = 2p_0. \end{array} \right\} \quad (73)$$

Die allgemeine Form (55) der Wellengleichungslösung kann die Grenzbedingungen (73) jeweils nur an einem Rohrende erfüllen; diese allgemeine Form ist daher hier nicht brauchbar. Schreiben wir für

die Lösungen aber die spezielle Bedingung vor, daß die Kreisfrequenz ω_n nur Werte besitzen darf, für welche

oder da

$$\left. \begin{aligned} \frac{\omega_n \cdot l}{c} &= n \cdot \pi, & n &= 1, 2, 3 \dots \\ \lambda_n &= \frac{2\pi c}{\omega_n}, & l &= n \cdot \frac{\lambda_n}{2}, \end{aligned} \right\} \quad (74)$$

so sind Grenzbedingungen (73) jeder Zeit erfüllt. Die Lösung (55) nimmt dann die Form an

$$\xi = \xi_0 \sin \omega_n \left(t - \frac{x}{c} \right) + \xi_0 \sin \omega_n \left(t + \frac{x}{c} \right).$$

Es bildet sich also im Rohr gemäß (63) eine unendliche Folge von stehenden Wellen aus, und zwar liegen gemäß (74) die Wellenlängen so, daß jeweils ein ganzzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge in

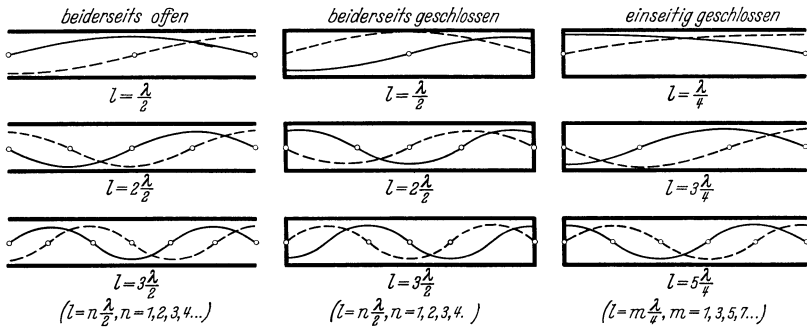


Abb. 55. Schwingungsform des Schalls in Rohren bei verschiedener Abschlusart. (Ohne Berücksichtigung der Mündungskorrektur; ausgezogene Linie Druckschwankung, gestrichelte Linie Elongation bzw. Schnelle.)

die Rohrlänge hineinpaßt. Man nennt diese Folge von Wellen die „Eigenwellen“, die ihnen zugeordneten Frequenzen die „Eigenfrequenzen“ oder auch die „Eigentöne“ eines Rohrs. Abb. 55 zeigt die Schwingungsform des Druckes und diejenige der Teilchenbewegung an einem beidseits geschlossenen Rohr. Für ein beidseits offenes Rohr lauten die Grenzbedingungen

für $x = 0, \quad \xi = 2\xi_0, \quad \frac{d\xi}{dt} = 2v_0, \quad p = 0,$

für $x = l, \quad \xi = 2\xi_0, \quad \frac{d\xi}{dt} = 2v_0, \quad p = 0.$

Die Eigenfrequenzen sind die gleichen wie bei dem beidseits geschlossenen Rohr (74), es liegen aber am Rohrende jetzt Druckknoten bzw. Bewegungsbäuche. Zur tatsächlichen Rohrlänge l muß aber (bei endlichem Rohrdurchmesser) noch eine Mündungskorrektur l_{korr} hinzugerechnet werden, die davon herrührt, daß der Druck in der

Öffnung selbst nicht streng Null wird. Für die wirksame Rohrlänge gilt $l = l_{\text{geom}} + l_{\text{korrr}}$, wobei (für ein kreisförmiges Rohr vom Radius R) $l_{\text{korrr}} = 0,82 R$ wird¹.

Ist das Rohr einseitig verschlossen, am anderen Ende aber offen, so lauten die Grenzbedingungen

$$\begin{aligned} x = 0, \quad \xi = 0, \quad \frac{d\xi}{dt} = 0, \quad p = 2p_0, \\ x = l, \quad \xi = 2\xi_0, \quad \frac{d\xi}{dt} = 2v_0, \quad p = 0, \end{aligned}$$

für das einseitig offene Rohr gilt dann

$$\frac{\omega_n l}{c} = n \frac{\pi}{2} \quad \text{bzw.} \quad l = n \frac{\lambda}{4} \quad n = 1, 3, 5 \dots$$

es ist also stets eine ungerade Anzahl von Viertelwellen gleich der Rohrlänge.

Die Eigenschwingungen dreidimensionaler Gebilde lassen sich in Erweiterung der eben durchgeführten Überlegungen ableiten². Die Lösung der Wellengleichung führt dann auf eine dreifach unendliche Folge von stehenden Wellen. Für einen rechteckigen Raum von den Kantenlängen a, b, c ergibt sich z. B. für die „Eigentöne“

$$f_{pqr} = \frac{c}{2} \sqrt{\frac{p^2}{a^2} + \frac{q^2}{b^2} + \frac{r^2}{c^2}}. \quad p, q, r = 1, 2, 3, \dots$$

Die Schwingungen einer beiderseits über einen Steg gespannten Saite können ganz analog den Schwingungen des beiderseits fest verschlossenen Rohres behandelt werden, auch bei der Saite gilt ja für $x = 0$ und $x = l$ die Grenzbedingung $\xi = 0$.

Die Eigenfrequenzen der Saite werden also

$$\frac{\omega_n \cdot l}{c} = n \cdot \pi; \quad n = 1, 2, 3 \dots$$

für die (47) Eigentöne (in Hertz) gilt, da $c_{\text{Saite}} = \sqrt{P/\varrho_0}$ [nach (72)]

$$f_n = \frac{n}{2l} \sqrt{\frac{P}{\varrho_0}},$$

wobei P die Spannung je Flächeneinheit bedeutet.

Zieht man die Saite aus der Ruhelage und überläßt man sie dann sich selbst, „zupft“ man die Saite also an, so wird eine unendliche Folge diskret verteilter Eigenschwingungen angeregt, und zwar treten alle diejenigen Eigenschwingungen auf, bei denen an der Zupfstelle kein Bewegungsknoten liegt. Infolge der Energieverluste durch Rei-

¹ Über Mündungskorrekturen vgl. insbesondere K. SATO: Rep. aeron. Res. Inst., Tokio **5**, 49 (1930). — LEOPOLD, H. P.: Z. techn. Phys. **13**, 222 (1932). — BATE, A. E.: Philosophic. Mag. (7) **24**, 453 (1937).

² Vgl. hierzu insbesondere V. O. KNUDSEN: J. acoust. Soc. Amer. **4**, 20 (1932). — LAMB, H.: Dynam. Theor. of Sound, S. 258. London 1925.

bung und durch Abstrahlung von Schall in das umgebende Medium klingen die angeschlagenen Saitenschwingungen gedämpft ab. Wenn wir von den Energieverlusten zunächst absehen, können wir über den Mechanismus angezupfter Saitenschwingungen folgendes erkennen:

Die Saite besitzt im ersten Augenblick des Anzupfens die Form eines Spitzdachs (Abb. 56, oberer Teil). Die Saitenspannung ist bemüht, die Knickstelle auseinander zu ziehen; gewisse Zeit nach dem

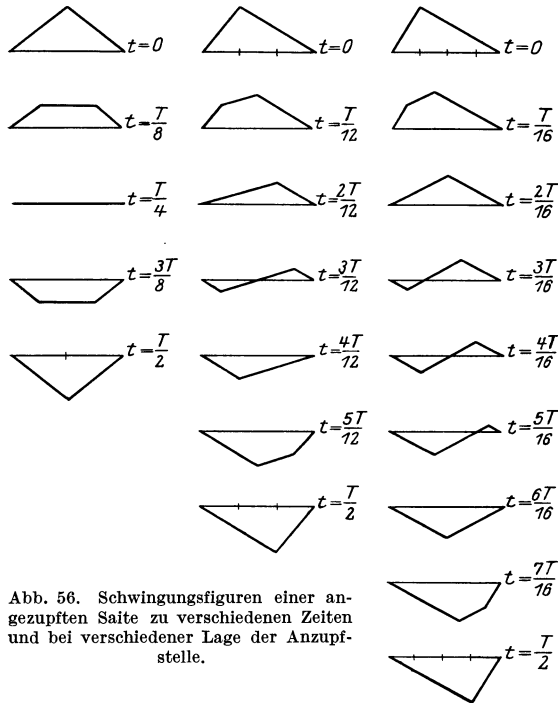


Abb. 56. Schwingungsfiguren einer angezupften Saite zu verschiedenen Zeiten und bei verschiedener Lage der Anzupfstelle.

Anzupfen hat also die Saite dann die Form eines Daches mit First angenommen. Mit wachsender Zeit verbreitert sich der First, die Knickstellen laufen ja [entsprechend der allgemeinen Lösung der Wellengleichung für die gespannte Saite (71)] mit der Geschwindigkeit der Saitenwellen $c = \sqrt{P/\rho_0}$ nach den beiden Endpunkten der Saite hin ab. An den Enden werden sie unter Phasensprung reflektiert, so daß nach einer Halbperiode der tiefsten Saiteneigen-schwingung eine zur Ausgangsform spiegelbildliche Figur ent-

standen ist. Die Saite verformt sich dann weiter spiegelbildlich zur ersten Halbperiode, bis die Ausgangsfigur wiederhergestellt ist und das Spiel von neuem beginnt.

Analytisch läßt sich die angezupfte Saitenschwingung¹ folgendermaßen behandeln:

Die allgemeine Lösung der Saitenschwingung läßt sich als Fourierreihe (vgl. Ziff. 3, S. 7) schreiben

¹ Nach S. BRANDT: Pogg. Ann. Phys. u. Chem. **188**, 324 (1861). (Die Arbeit wurde bereits 1855 fertiggestellt und HERMANN VON HELMHOLTZ vorgelegt.) — Vgl. auch HERMANN VON HELMHOLTZ: Die Lehre von den Tonempfindungen, S. 603. Braunschweig 1913. — LAMB, H.: Dynamical Theory of Sound, S. 100. London 1925.

$$\left. \begin{aligned} \xi = & A_1 \sin \frac{\pi \cdot x}{l} \cos \omega_0 t + A_2 \sin \frac{2\pi x}{l} \cos 2\omega_0 t + A_3 \sin \frac{3\pi x}{l} \cos 3\omega_0 t \dots \\ & + B_1 \sin \frac{\pi x}{l} \sin \omega_0 t + B_2 \sin \frac{2\pi x}{l} \sin 2\omega_0 t + B_3 \sin \frac{3\pi x}{l} \sin 3\omega_0 t \dots, \end{aligned} \right\} (75)$$

wobei ω_0 die tiefste Eigenfrequenz der Saite bedeutet. Die beiden Grenzbedingungen

$$\begin{aligned} x = 0, \quad \xi &= 0, \\ x = l, \quad \xi &= 0 \end{aligned}$$

sind für alle Werte von t ohne weiteres erfüllt, es müssen aber noch zwei weitere Grenzbedingungen berücksichtigt werden, und zwar diejenigen, daß im Zeitmoment $t = 0$ längs der ganzen Saite (also für alle Werte von x) $d\xi/dt = 0$ ist und daß im Zeitmoment $t = 0$ die im ersten Augenblick des Anzupfens vorliegende geometrische Form der Saite $f(x)_{t=0}$ durch den Ausdruck (75) richtig beschrieben wird. Die erstgenannte dieser beiden Bedingungen ist erfüllt, wenn alle Koeffizienten B_n gleich Null sind, der zweitgenannten Bedingung wird Rechnung getragen, wenn

$$\xi_{(t=0)} = f(x) = A_1 \sin \frac{\pi x}{l} + A_2 \sin \frac{2\pi x}{l} + A_3 \sin \frac{3\pi x}{l} + \dots, \quad (76)$$

d. h. also mit anderen Worten, wenn die Koeffizienten A_n Fourierkoeffizienten der Funktion $f(x)$ sind. Nach den in Ziff. 3, S. 7 angegebenen Verfahren können die Fourierkoeffizienten einer gegebenen Funktion berechnet werden. Besitzt beispielsweise (wie in Abb. 56, linker Teil) die Saite im Augenblick $t = 0$ die Form eines gleichschenkeligen Dreiecks, so gilt

$$A_n = \frac{8}{\pi^2} \frac{A_0}{n^2}, \quad n = 1, 2, 3 \dots \quad (77 a)$$

es nimmt also dann die Amplitude mit dem Quadrat der Ordnungszahl der Partialschwingungen ab. Wird die Saite nicht in der Mitte angezupft, sondern an der Stelle $x = a$, gilt also für die geometrische Form der Saite zur Zeit $t = 0$

$$\xi = \beta \cdot \frac{x}{a} \quad [0 < x < a]$$

und

$$\xi = \beta(l - x)(l - a) \quad [a < x < l],$$

so wird

$$A_n = \frac{2\beta l^2}{n^2 \pi^2 a(l-a)} \sin \frac{n\pi a}{l}, \quad (77 b)$$

es werden dann also alle $A_n = 0$, für welche $\sin n\pi a/l$ verschwindet, oder mit anderen Worten, es treten keine Partialtöne auf, für welche an der Anzupfstelle ein Knoten der Bewegung auftreten würde.

Erfolgt die Saitenerregung nicht durch Anzupfen, sondern durch Anschlag, so liegen die Verhältnisse den eben geschilderten durchaus

analog, solange der Anschlag auf einen Punkt der Saite beschränkt bleibt und solange er momentan, d. h. nach Art eines sehr kurzen Impulses erfolgt. Ist dies nicht der Fall, erfolgt also beispielsweise der Anschlag durch einen verhältnismäßig breiten, mit Filz bekleideten Klavierhammer, so bewirkt dies, daß die höheren Teiltöne schwächer auftreten als nach den Ausdrücken (77 a) bzw. (77 b) zu erwarten¹.

Für die Eigenschwingungen *longitudinal* schwingender Stäbe gelten genau analoge Beziehungen, es tritt insbesondere bei longitudinal erregten Stäben genau wie bei transversal schwingenden Saiten eine Folge diskret verteilter, aber zueinander harmonischer Eigentöne auf, die Knotenpunkte liegen bei den höheren Eigenschwingungen in äquidistanten Abständen. Ganz grundsätzlich anders liegen die Verhältnisse bei zu *Biegungsschwingungen* angeregten (also *transversal* angeregten) Stäben. Da bei Biegungsschwingungen von Stäben die Ausbreitungsgeschwindigkeit von der Wellenlänge abhängt (68), liegen die höheren Eigentöne *unharmonisch* zur Grundschiwingung, auch teilt sich der zu Biegungsschwingungen angeregte Stab *nicht*, wie die Luftsäule, wie die gespannte Saite oder wie der longitudinal schwingende Stab, in äquidistante Teile auf.

Die Diskussion der Wellengleichung (67) der Biegungsschwingungen zeigt, daß die Eigentöne folgender Beziehung² gehorchen:

$$N_k = \frac{s_k^2 \cdot K}{2\pi l^2} \cdot \sqrt{\frac{E}{\rho_0}},$$

die Beiwerte s_k hängen von der Einspannung ab, und zwar wird für

	Stabende: fest-fest	Stabende: frei-fest
s_1	4,730	1,875
s_2	7,853	4,694
s_3	10,996	7,855
s_4	14,137	10,996
s_5	17,279	14,137

Der Faktor K nimmt für rechteckigen Stabquerschnitt (Dicke in der Schwingungsrichtung gleich d) den Wert $K = d/\sqrt{12}$, für kreisförmigen Stabquerschnitt (Radius r) den Wert $K = R/2$ an.

¹ Über die Hammerwirkung vgl. insbesondere den Beitrag von A. KALÄHNE: „Schallerzeugung mit mechanischen Mitteln“, zum Handbuch d. Physik 8, 181. Berlin 1927. Vgl. auch Ziff. 17 S. 105, dort ausführliche Literaturangaben.

² Vgl. A. KALÄHNE: Beitrag „Schallerzeugung mit mechanischen Mitteln“ zum Handbuch d. Physik 8, 201. Berlin 1927. — KALÄHNE, A.: Grundzüge d. mathem.-physikal. Akustik 2, 134. Leipzig 1913. Dort auch ausführliche Angaben über die Lage der Knotenpunkte.

Setzt man die Schwingungszahl des Grundtons gleich 1, so werden die Eigentöne

	Stabende: frei-frei fest-fest	Stabende: fest-frei
N_1	1	1
N_2	2,76	6,27
N_3	5,41	17,57
N_4	8,94	34,37
N_5	13,37	56,84

Die Tonhöhe der Eigentöne wächst also, insbesondere bei einseitig fest eingespanntem Stab mit der Ordnungszahl rasch an, so besitzt z. B. der 5. Eigenton bereits etwa die 57fache Frequenz des Grundtons.

Stimmgabelschwingungen (Abb. 57) lassen sich in erster Annäherung als Stabschwingungen auffassen; insbesondere liegen die höheren Eigentöne der Stimmgabel auch *unharmonisch* zum Grundton. Für eine genaue Ermittlung der Stimmgabeleigentöne reichen freilich die theoretischen Behandlungsmöglichkeiten nicht aus, man ist auf das Experiment angewiesen.

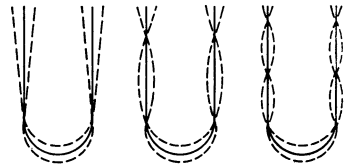


Abb. 57. Grundschwingung und (unharmonische) Oberschwingungen einer Stimmgabel.

Die Stimmgabel wird als Tonnormale viel benutzt. Ihre Frequenzkonstanz ist, wenn man sich auf kleine Amplituden beschränkt, ausgezeichnet. Der Temperaturkoeffizient ist gering, bei Gabeln aus gewöhnlichem Stahl liegt er bei etwa $1 : 10^4$ pro Grad C, bei Gabeln aus Invarstahl läßt er sich auf $1 : 10^6$ pro Grad C herab drücken. Schlägt man die Stimmgabel mit einem weichen Klöppel an so werden die höheren Eigenschwingungen nur verhältnismäßig schwach angeregt; auch klingen die höheren Eigentöne verhältnismäßig rasch ab, so daß nach geraumer Zeit die Stimmgabel nahezu sinusförmig in ihrer tiefsten Eigenschwingung schwingt. Die Dämpfung ist bei Verwendung guten Stahls sehr gering, das Dekrement ist aber nicht ganz unabhängig von der Amplitude, so daß bei Schlüssen aus Beobachtungen der Ausklingzeit von Stimmgabeln Vorsicht am Platz ist.

Am Rand unter Zug gespannte dünne „Membranen“, deren eigene Biegegssteife vernachlässigt werden kann, sind ein zweidimensionales Gegenstück der straff gespannten Saite, biegegssteife „Platten“ das zweidimensionale Gegenstück zu Stäben. Während die Eigenschwingungen gespannter Membranen — die keine innere Biegegssteife besitzen — theoretisch noch verhältnismäßig gut zu übersehen sind, stößt man bei Plattenschwingungen auf ziemlich verwickelte mathematische Aufgaben.

Für die am Rand unter allseitig gleichem Zug eingespannte Kreis-
membran gilt die Wellengleichung¹

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial r^2} = c^2 \left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \xi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial \varphi^2} \right) c^2 = \frac{p'}{\varrho'}, \quad (78)$$

hierbei bedeutet p' die Flächenspannung, ϱ' die Flächendichte. Die Lösung führt auf BESSELSche Zylinderfunktionen. Es zeigt sich, daß *unharmonisch* verteilte Eigenfrequenzen auftreten, die Verhältnisse liegen bei Membranen also anders als bei dem eindimensionalen Gegenstück, der schwingenden gespannten Saite. Auf der Membran bilden sich Knotenlinien aus, für alle auf den Knotenlinien liegenden Punkte ist die Bewegung für alle Zeiten t gleich Null. Abb. 58 zeigt die Lage der Knotenlinien der Kreismembran und die Frequenz der zugeordneten

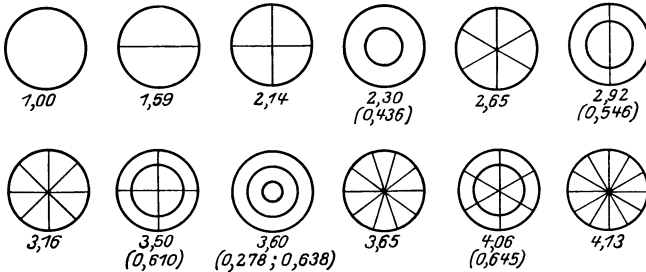


Abb. 58. Knotenlinien einer allseitig gleichmäßig gespannten Kreismembran. (Radien der Knotenkreise in Klammern, die nicht eingeklammerten Zahlen sind die relativen Schwingungszahlen.)

Eigenschwingungen. Kreismembranen werden in der praktischen Akustik häufig verwendet. So sind z. B. die schallempfindlichen Systeme der meisten modernen Kondensatormikrophone kreisförmige gespannte Membranen; meist ist bei derartigen Mikrophonen außer der von der Einspannung herrührenden Flächenspannung als eine weitere Rückstellkraft allerdings die Luftpolsterwirkung des Luftpolsters zwischen der Membran und Gegenelektrode wirksam, so daß die Verhältnisse gegen den durch den Ansatz (78) beschriebenen Fall etwas verändert werden. Zu bemerken ist, daß die Bezeichnung Membran — worunter physikalisch eine gespannte Fläche ohne innere Biege-
steife verstanden wird — praktisch häufig auch für Schwingungskörper gebraucht wird, die nach Art von Platten schwingen, so ist beispielweise die Membran eines Telephons physikalisch eine am Rand eingespannte Platte. Die unrichtige Bezeichnungsweise ist aber insofern von keinen sehr schweren Folgen, als am Rand gespannte Membranen in ihrem Verhalten den am Rand festgeklebten Platten sehr ähneln.

¹ Vgl. A. KALÄHNE: Grundzüge d. mathem.-physikal. Akustik 2, 157. Leipzig 1913.

Für biegungssteife Platten gilt als Bewegungsgleichung eine Differentialgleichung vierter Ordnung, nämlich der Ausdruck

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} + \alpha^4 \Delta \Delta \xi = 0, \quad \alpha^4 = \frac{E D^2}{3 \rho (1 - \mu^2)} \quad (79)$$

($2D = d =$ Plattendicke, ρ Dichte, E Elastizitätsmodul, μ Poisson'sche Konstante der Querkontraktion¹).

Die Lösung des Ausdrucks (79) führt bei am Rand eingespannten Kreisplatten — wie wir sie im schwingenden System des Telephons oder des Wasserschallsenders realisiert finden — wieder auf BESSEL'sche Funktionen. Die relativen Schwingungszahlen und die Lagen der Knotenkreise sind aus der nachstehenden Tabelle 3 zu ersehen².

Tabelle 3. Kreisplatte mit fest eingespanntem Rand.
Relative Schwingungszahlen der Schwingungen (h, σ) bezogen auf den tiefsten Ton ($h = 0, \sigma = 0$); $h =$ Zahl der Knotendurchmesser, $\sigma =$ Zahl der Knotenkreise.
In Klammern beigefügt die entsprechenden Werte für die Kreismembran.

σ	$h = 0$	$h = 1$	$h = 2$
0	1	2,07 (1,59)	3,42 (2,14)
1	3,90 (2,30)	5,98 (2,92)	8,68 (3,50)
2	8,70 (3,60)	11,76	
3	15,50		

Kreisplatte mit fest eingespanntem Rand.
Radien der Knotenkreise bezogen auf den Plattenradius als Einheit. In Klammern die Werte für die Kreismembran.

σ	$h = 0$	$h = 1$	$h = 2$
1	0,38 (0,44)	0,49 (0,55)	0,54 (0,61)
2	0,26 (0,28)	0,35	
	0,58 (0,64)	0,64	
3	0,19		
	0,44		
	0,68		

Der Vergleich der Lage der Eigenschwingungen der Kreisplatte mit derjenigen der Eigenschwingungen der Kreismembran zeigt, daß bei der Kreisplatte die Tonhöhe der Eigenschwingungen mit der Ordnungszahl rascher ansteigt als bei der Kreismembran.

¹ Das Zeichen $\Delta \Delta \xi$ bedeutet den vierten Differentialparameter

$$\Delta \Delta \xi = \frac{\partial^4 \xi}{\partial x^4} + \frac{2 \partial^4 \xi}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 \xi}{\partial y^4}.$$

Die Lösungen der Gleichung sind eingehend behandelt bei A. KALÄHNE: Grundzüge der mathem.-physikal. Akustik 2, 169. Leipzig 1913. Dort ausführliche Literaturangaben.

² Nach A. KALÄHNE: Beitrag „Schallerzeugung mit mechanischen Mitteln“ zum Handbuch d. Physik 8, 237. Berlin 1927.

Auch quadratische und rechteckige Platten besitzen unharmonisch verteilte Eigentöne.

Über die Lage der Knotenlinien von Membranen und Platten kann man — experimentell — nach dem klassischen Versuch von E. F. F. CHLADNI¹ Auskunft erhalten: Die Platte oder Membran wird mit feinem Sand oder feinem Pulver (meist benutzt man Lykodiumpulver) bestäubt, man erregt Platte bzw. Membran durch Anschlagen oder auch durch Anstreichen zu Eigenschwingungen mittels eines Violinbogens an. Die Bestäubung bleibt dann an den Knotenlinien liegen, während sie an allen anderen Stellen abgeschleudert wird. Auch mit elektrischer Meßmethode, und zwar mit der Methode des „Abtastkondensators“, läßt sich die Lage der Knotenlinien ermitteln. H. BACKHAUS² hat dies Verfahren zur Untersuchung der Schwingungen von Geigenkörpern verwendet (Ziff. 17, S. 102).

Die Schwingungen gekrümmter Flächen, wie z. B. die Schwingungen von Glocken, sind der strengen theoretischen Betrachtung nur in geringem Umfang zugänglich. Wir werden auf praktische Erfahrungen an Glocken in Ziff. 17, S. 108 zurückkommen.

11. Einfluß einer Bewegung von Schallquelle oder Schallempfänger. Dopplereffekt. Kopfwelle von Geschossen.

Bewegt sich eine Schallquelle — wir wollen zur Vereinfachung annehmen, daß die Quelle einen sinusförmigen Ton erzeugt — auf einen gegenüber dem Medium feststehenden Beobachter zu, so bedeutet dies, daß in der Zeiteinheit mehr Maxima und Minima der Welle über die Beobachtungsstelle hinweglaufen, als der Frequenz f_{qu} der Quelle selbst entspricht, es tritt also durch die Bewegung der Schallquelle gegenüber dem Medium und damit gegenüber dem Beobachter eine tatsächliche Frequenzerhöhung ein. Ist c_{qu} die Relativgeschwindigkeit der Quelle zum Medium, so wird die Frequenz im Medium

$$f_{med} = \frac{f_{qu}}{1 - c_{qu}/c}, \quad (80)$$

¹ CHLADNI, E. F. F.: Entdeckungen über die Theorie des Klages, 1787, Die Akustik 1802. — Über Knotenlinienbilder an Membranen und Platten vgl. insbesondere auch W. FLÜGGE: Z. techn. Phys. **13**, 199 (1932). — SCHILLER, P. E.: Z. techn. Phys. **15**, 294 (1934). — SCHÜNEMANN, R.: Ann. Phys. **24**, 507 (1935). (In dieser Arbeit wird das oben erwähnte Verfahren des Abtastkondensators benutzt.) — WOOD, A. B.: Proc. phys. Soc., Lond. **47**, 794 (1935). — COLWELL, R. C.: J. acoust. Soc. Amer. **7**, 228 (1936). — COLWELL, R. C.: J. Franklin Inst. **221**, 635 (1936). — BÄR, R.: Helv. phys. Acta **9**, 618 (1936). (Untersuchung über die Klangfiguren von Piezoquarzen.) — PAVLIK, B.: Ann. Phys. **28**, 353, 632 (1937). — SIBAIYA, L.: Indian J. Phys. **12**, 407 (1938). — COLWELL, R. C., J. K. STEWART u. A. W. FRIEND: Phil. Mag. (7) **27**, 123 (1939).

² BACKHAUS, H.: Z. techn. Phys. **9**, 491 (1928) — Z. Phys. **62**, 143 (1930).

bzw. wenn die Schallquelle sich vom Beobachter entfernt,

$$f_{\text{med}} = \frac{f_{\text{qu}}}{1 + c_{\text{qu}}/c}. \quad (81)$$

Die diesem akustischen Effekt analogen optischen Erscheinungen wurden von CH. DOPPLER¹ entdeckt. Man bezeichnet nach diesem den Effekt allgemein als „Dopplereffekt“. Läuft die Schallquelle unmittelbar am Beobachter vorbei, so hört dieser im Augenblick des Vorbeilaufens einen Frequenzsprung. Man kann den Dopplereffekt sehr eindrucksvoll beim Vorbeifahren eines hupenden Kraftwagens, am Auspuffgeräusch eines Motorrades oder beim Vorbeifliegen eines in niedriger Höhe fliegenden Flugzeuges wahrnehmen.

Liegt die Schallquelle relativ zum Medium fest und bewegt sich der Beobachter auf die Schallquelle zu bzw. von ihr fort, so tritt für den Beobachter gleichfalls eine Frequenzänderung gegenüber dem Ruhezustand ein. Die Frequenzänderung ist in diesem Fall aber nicht eine tatsächliche Frequenzänderung der Teilchenschwingungen im Medium, sondern es ändert sich nur die Frequenz der erzwungenen Schwingungen des relativ zum Medium bewegten Empfängers, also bei subjektiver Beobachtung die Frequenz der erzwungenen Schwingungen des Trommelfells. Die Frequenz am Empfänger wird in diesem Fall

$$f_{\text{empf}} = f_{\text{qu}} \left(1 \pm \frac{c_{\text{qu}}}{c} \right). \quad (82)$$

Besonders interessante Erscheinungen ergeben sich dann, wenn die Schallquelle mit einer die Schallgeschwindigkeit übertreffenden Geschwindigkeit das

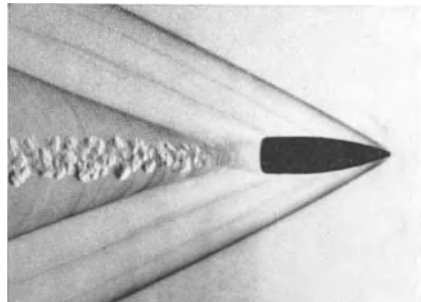


Abb. 59. Kopfknavelle eines Geschosses.

Medium durchheilt, so beispielsweise beim Vorbeilaufen eines Geschosses in der Nähe eines Beobachters². Der beim Anprall der Geschößspitze auf die ruhenden Luftteilchen entstehende Knall wird gewissermaßen vor dem Geschöß hergeschoben (Abb. 59), er breitet sich dabei von der Schallquelle, der Geschößspitze, dauernd mit

¹ DOPPLER, CH.: Abhandlungen der Böhmisches Gesellschaft der Wissenschaften (5) 2 (1843). Akustische Versuche über den Dopplereffekt, und zwar von fahrenden Lokomotiven aus, wurden zuerst 1845 durch C. H. D. BUYS BALLOT ausgeführt. (Vgl. D. C. MILLER: Anecdotal History of the Science of Sound, S. 61. New York 1935.)

² Vgl. hierzu insbes. C. CRANZ: Lehrb. d. Ballistik, 3. Bd. Berlin 1927. — MILLER, D. C.: Sound waves. Their shape and speed. New York 1937.

Schallgeschwindigkeit in das umgebende Medium aus (Abb. 60). Beim Vorbeilauf eines mit Überschallgeschwindigkeit fliegenden Geschosses

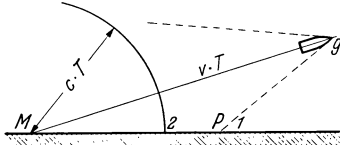


Abb. 60. Kopfwelle und Mündungsknall.

hört also der Beobachter zuerst den von der Geschosspitze herrührenden Kopfknull, später hört er dann den vom Abschub herrührenden Knall. Bei weit entfernten Geschützen kann die Zeitdifferenz zwischen „Kopfwelle“ und „Mündungsknall“ viele Sekunden betragen.

Eine scharfe Unterscheidung zwischen „Kopfwelle“ und „Mündungsknall“ ist wichtig besonders beim „Schallmeßverfahren“ (Ziff. 13, S. 80), nur die Beobachtung des Mündungsknalls läßt richtige Schlüsse auf den Standort des feuernenden Geschützes zu.

II. Schallfeldgrößen und ihre Messung.

12. Druckschwankung, Bewegung, Schnelle, Temperaturschwankung, Dichteschwankung.

Die allgemeinste Form der Wellengleichung für Vorgänge in gasförmigen Medien lautet (vgl. Ziff. 9, S. 48)

$$\frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = c^2 \Delta U, \quad (83)$$

für U können wir hier jede Schallfeldgröße einsetzen, welche beim Ablauf des Schallvorganges zeitliche Änderungen erfährt. Wir können die Wellengleichung also für das — für theoretische Berechnungen besonders wichtige — Geschwindigkeitspotential (Ziff. 9, S. 49) ansetzen als

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = c^2 \Delta \Phi, \quad (84)$$

wir können sie aber ganz analog auch für die unmittelbar anschaulichen physikalischen Größen wie Teilchenbewegung, Schnelle, Dichteschwankung oder Temperaturschwankung aufstellen¹.

¹ Die obenstehend durchgeführten Betrachtungen beziehen sich durchweg nur auf solche Schallfelder, in denen die Dichteschwankung klein gegen die mittlere Dichte ist ($\rho \ll \rho_0$), d. h. also auf Wellen mit unendlich kleiner Amplitude. In einigen Fällen (so z. B. bei Explosionsschall in der Nähe der Quelle, bei Funkenschall, bei Schallvorgängen im engsten Teil eines Trichters) ist diese Bedingung nicht erfüllt. Die Wellengleichung nimmt dann wesentlich kompliziertere Form an; es zeigt sich insbesondere auch, daß Wellen endlicher Amplitude sich nicht ohne Formänderung fortpflanzen, daß also die Fourierzusammensetzung eines Schallsignals sich dann örtlich ändert. Vgl. über Schallwellen endlicher Amplitude H. LAMB: The dynamical theory of Sound, S. 177 ff. 2. Aufl. London 1925. — McLACHLAN, N. W., u. A. L. MEYERS: Elektr. Nachr.-Techn. **12**, 259 (1935). — McLACHLAN, N. W.: Proc. phys. Soc., Lond. **47**, 644 (1935). — GOLDSTEIN, S.,

Für eine punktförmige Quelle wird

$$\Phi = -\frac{A}{4\pi r} \cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right), \quad (85)$$

wobei A die Ergiebigkeit der Quelle bedeutet. Durch Differentiation nach der Zeit ergibt sich

$$p = \varrho_0 \frac{d\Phi}{dt} = \frac{\varrho_0 \omega A}{4\pi r} \sin \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \quad (86)$$

und durch Differentiation nach der räumlichen Koordinate

$$\begin{aligned} v &= -\text{grad } \Phi = -\frac{d\Phi}{dr} \\ &= \frac{A\omega}{4\pi r \cdot c} \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda}{2\pi r}\right)^2} \sin \left[\omega \left(t - \frac{r}{c} \right) - \varphi \right], \quad \text{tg } \varphi = \frac{\lambda}{2\pi r}, \end{aligned} \quad (87)$$

$$\xi = \int v dt = -\frac{A}{4\pi r \cdot c} \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda}{2\pi r}\right)^2} \cos \left[\omega \left(t - \frac{r}{c} \right) - \varphi \right], \quad (88)$$

bzw. in großer Entfernung von der Quelle

$$v = \frac{A\omega}{4\pi r \cdot c} \sin \omega \left(t - \frac{r}{c} \right).$$

Aus (86) kann man die Dichteschwankung ϱ gemäß der Beziehung

$$\varrho = p \cdot \frac{\varrho_0}{\varkappa P_0}, \quad (89)$$

wobei $\varkappa = \frac{c_p}{c_v}$ und P_0 den Normaldruck bedeutet, berechnen. Die Temperaturschwankung T wird

$$T = p \cdot \frac{\varkappa - 1}{\varkappa} \frac{T_0}{P_0}. \quad (90)$$

Zur Beschreibung eines Schallfeldes sind alle der eben aufgeführten physikalischen Größen formal in gleicher Weise geeignet, sobald wir die Werte einer dieser Größen an allen Stellen x, y, z des Feldes kennen, das Schallfeld festgelegt und wir können auch alle anderen Größen gemäß den Beziehungen (86) bis (90) berechnen.

In der praktischen Akustik bezieht man Aussagen über Schallfelder meist auf die Druckschwankung. Diese Bevorzugung des Druckes beruht darauf, daß von den verschiedenen Schallfeldbestimmungsstücken der Druck der Messung am besten zugänglich ist, und daß die Druckschwankung es ist, welche uns den Schall zur Wahrnehmung bringt (Ziff. 29, S. 206).

Die Messung der Druckschwankung erfolgt heutzutage fast ausschließlich mit Hilfe elektrischer Schallempfänger. Meist werden zur

u. N. W. MCLACHLAN: J. acoust. Soc. Amer. **6**, 275 (1935). — KONSTANTINOW, B. P., u. I. M. BRONSTEIN: Phys. Z. Sowjet. **9**, 630 (1936). — MILLER, D. E.: Sound waves. Their shape and speed, New York 1937. — FUBINI-GHIRON, E.: Atti 43 Riunione AEI, S. 7. 1938.

Schalldruckmessung Kondensatormikrophone (Ziff. 26, S. 190) benutzt, deren Empfindlichkeit in absolutem Maß durch Eichung (Ziff. 28, S. 202) bestimmt wurde. Abb. 61 zeigt die Schaltung eines derartigen Schalldruckmessers. Die Druckschwankungen im Schallfeld bewirken erzwungene Schwingungen der Mikrofonmembran und damit Änderungen der Kapazität zwischen Membran und fester Gegenelektrode. Legt man das Kondensatormikrofon in Serie mit einer Gleichspannungsquelle und einem Widerstand, so treten bei Kapazitätsänderungen infolge von Ladungsverschiebungen Spannungsänderungen am Widerstand auf; diese werden in einem Verstärker verstärkt und in einem an den Ausgang des Verstärkers gelegten Meßinstrument gemessen. Die Skala des Meßinstruments pflegt man in μbar (dyn/cm^2) zu unterteilen. Mit richtig gebauten Schalldruckmessern kann man Schalldrucke zwischen etwa 10^{-4} und $10^4 \mu\text{bar}$ messen.

Der große Druckbereich der Schallvorgänge (zwischen Hörschwelle und Schmerzschwelle des Ohres liegen im mittleren Frequenzbereich etwa sechs Zehnerpotenzen des Drucks) (Ziff. 29, S. 208) führt dazu, daß für Druckangaben häufig eine logarithmische Skala gewählt wird. Um unmittelbare Angaben mit der logarithmischen Skala machen zu

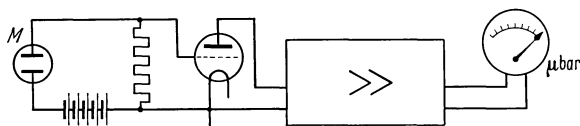


Abb. 61. Schalldruckmesser.

können, hat man Schalldruckmesser gebaut, welche logarithmisch ansprechen, so z. B. den von H. J. v. BRAUNMÜHL und W. WEBER angegebenen Pegelschnellschreiber¹ („Neumannschreiber“).

Bei der Messung von Schalldrucken ist — wie übrigens bei allen andern Schallfeldmessungen — darauf zu achten, daß nicht das Schallfeld durch Einbringen des Meßorgans gestört wird, Störungen sind nur so lange vernachlässigbar, als die Ausdehnung des Meßorgans klein gegen die Wellenlänge ist. Ist dies nicht der Fall, so werden die Schallwellen an der Empfänger Oberfläche reflektiert, vom Meßorgan aus läuft dann ein reflektierter Wellenzug in das Medium zurück, der mit

¹ BRAUNMÜHL, H. J. v., u. W. WEBER: Elektr. Nachr.-Techn. **12**, 223 (1935). — Über weitere logarithmisch anzeigende Geräte vgl. E. MEYER u. L. KEIDEL: Elektr. Nachr.-Techn. **12**, 37 (1935). — WENTE, E. C., E. H. BEDELL u. K. D. SWARTZEL: J. acoust. Soc. Amer. **6**, 121 (1935). — THILO, H. G.: Z. techn. Phys. **17**, 558 (1936). — HOLLE, W., u. E. LÜBCKE: Z. Hochfrequenztechn. **48**, 41 (1936). — THILO, H. G., u. M. BIDLINGMAIER: Elektr. Nachr.-Techn. **13**, 176 (1936). — VOGEL, F. O., u. P. RICHTER: Veröff. Nachr.-Techn. **4** (1937). — MARTIN, A., u. B. JADEN: Siemens-Z. **19**, 224 (1939). — KEIDEL, L.: Akust. Z. **4**, 169 (1939).

der ankommenden Welle zu Interferenzerscheinungen führt. Im Extremfall, wenn der Empfänger sehr groß gegen die Wellenlänge ist, tritt (vgl. Ziff. 27, S. 197) durch die Reflexion an der Empfängeroberfläche eine Verdoppelung des ursprünglichen Druckes des freien Schallfeldes ein.

Für sehr genaue Druckmessungen kann man sich eines Kompensationsverfahrens¹ bedienen. Bei Kondensatormikrophonen lassen sich die von den Schallfelddruckschwankungen herrührenden, an der Membran angreifenden Kräfte durch elektrostatische Kräfte entsprechender Frequenz, Amplitude und Phase derart kompensieren, daß die Membran in Ruhe bleibt; die elektrostatischen Kompensationskräfte sind

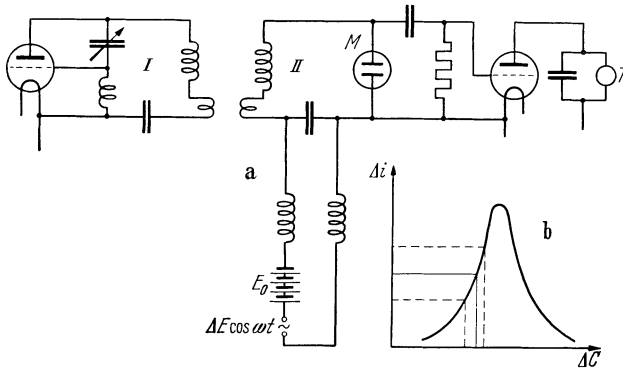


Abb. 62. Schalldruckkompensation durch elektrostatische Kräfte am Kondensatormikrophon (a Schaltung, b Resonanzkurve des Hochfrequenzkreises II).

dann ein unmittelbares Maß für die Schallfeldkräfte². Abb. 62 zeigt eine derartige Kompensationsschaltung. Die zur Kompensation verwendeten elektrostatischen Kräfte werden einer Gleichspannungsquelle mit überlagerter Wechselspannung entnommen. Der Nachweis der Kompensation erfolgt mit einer Hochfrequenzhilfsschaltung³, der sog. Schaltung der „halben Resonanzkurve“, welche von H. RIEGGER angegeben wurde. Das Kondensatormikrophon liegt als Kapazität in einem Hochfrequenzschwingungskreis, der von einer Senderöhre erregt

¹ Das Kompensationsprinzip wurde in die akustische Meßtechnik zuerst von E. GERLACH eingeführt; E. GERLACH kompensierte die am Bändchenmikrophon angreifenden Schallfeldkräfte durch elektro-dynamische Gegenkräfte [Wiss. Veröff. Siemens-Werk 3/1, 139 (1923)]. — Vgl. über Schalldruckkompensation insbes. auch C. A. HARTMANN: VDE. Fachberichte XXI. Jahresversammlung S. 83 (1926), dort findet sich auch erstmalig ein Hinweis auf die Möglichkeit der Kompensation durch elektrostatische Kräfte. — Vgl. weiterhin C. A. HARTMANN: Siemens-Jahrb. 1928, S. 188.

² Vgl. E. MEYER: Elektr. Nachr.-Techn. 4, 86, 509 (1927). — HARTMANN, C. A.: Elektr. Nachr.-Techn. 7, 100 (1930).

³ RIEGGER, H.: Wiss. Veröff. Siemens-Werk 3/2, 67 (1924).

wird. Man wählt die Wellenlänge des Senders so, daß man sich im Ruhezustand auf halber Höhe eines Astes an der Resonanzkurve des Schwingungskreises befindet. Wird nun die Membran des Kondensatormikrophons bewegt, die Kapazität des Kreises also geändert, so wandert der Arbeitspunkt auf dem ansteigenden Ast der Resonanzkurve im Takt der Membranbewegung hin und her, der Anodenstrom eines an den Schwingungskreis geschalteten Gleichrichterrohres schwankt also dann auch ganz entsprechend den Bewegungen der Mikrophonmembran. Mit einem in den Anodenkreis des Gleichrichterrohres geschalteten Kopfhörer kann man die Kompensation einregeln; bei völliger Kompensation, also bei völliger Ruhe der Membran, schweigt der Kopfhörer. An Stelle des Kopfhörers kann man zur objektiven Beobachtung der Kompensation auch ein in den Ausgangsstrom geschaltetes Wechselstrominstrument verwenden¹.

Eine unmittelbare Messung der Bewegungsamplitude ist nur in besonders günstig liegenden Fällen möglich. Bei den meisten Schallvorgängen sind die Teilchenverschiebungen außerordentlich klein, so beträgt ja z. B. nach (86) bis (88) die Bewegungsamplitude bei einem Ton von 1000 Hz und einem Schalldruck von 1 dyn/cm² nur rund $3 \cdot 10^{-6}$ cm; nur bei Schallvorgängen großer Stärke und tiefer Frequenz ist es also möglich, die Teilchenbewegung zu verfolgen; man kann dann so vorgehen, daß man sehr leichte Fremdkörperchen — z. B. Lykpodiumsamen² oder besser noch feinste Öltröpfchen³ — in das Schallfeld einstäubt und dann die Bewegung dieser Teilchen unter starker Beleuchtung mikrophotographisch registriert. Sind die Teilchen klein genug, so machen sie — zumindest bei tiefen Frequenzen — die Bewegung der angrenzenden Luftteilchen praktisch völlig mit.

Zur Messung der Schallschnelle kann man die (bereits in Ziff. 5, S. 28 behandelte) RAYLEIGHsche⁴ Scheibe verwenden. Eine sehr

¹ Ein besonders einfaches „Kompensationsmikrophon“ zu Schalldruckmessungen wurde von H. TISCHNER [Elektr. Nachr.-Techn. **7**, 192 (1930)] angegeben. Dies Gerät besitzt eine elektromagnetisch kompensierte Telephonmembran, die Kompensation wird mit Hilfe eines an der Membran befindlichen Mikrophonkontaktes eingeregelt. Über Kompensationsmikrophone vgl. auch W. GEFFCKEN: Elektr. Nachr.-Techn. **10**, 39 (1933).

² LEWIS, E. P., u. L. P. FARRIS: Phys. Rev. (2), **6**, 491 (1915). — Vgl. auch hierzu W. KÖNIG: Ann. Phys. (4), **49**, 648 (1916). — Über Messungen an Rauchteilchen vgl. E. N. da C. ANDRADE: Phys. Soc. London Rep. Disc. on Audition, S. 79, Juni 1931.

³ GEHLHOFF, K.: Z. Phys. **3**, 330 (1920). — Über die Bewegung von Teilchen in Schallfeldern vgl. insbesondere auch S. W. GORBATSCHEW u. A. B. SEVERNY: Kolloid-Z. **73**, 146 (1935). — BRANDT, O.: Kolloid-Z. **76**, 272 (1936). — BRANDT, O., H. FREUND u. E. HIEDEMANN: Z. Phys. **104**, 511 (1937).

⁴ Lord RAYLEIGH: Proc. roy. Soc., Lond. **32**, 110 (1881); Theory of Sound **2**, 44. London 1926. — Vgl. insbesondere auch W. KÖNIG: Ann. Phys. **43**, 43

leichte, schräg zur Schallrichtung aufgehängte Scheibe (Abb. 63) ist auf Grund eines hydrodynamischen Effektes bemüht, sich quer zur Schallrichtung zu stellen.

Mit Hilfe der in Ziff. 5, S. 28 angegebenen Formeln ist es ohne weiteres möglich, die Schallschnelle aus dem — mit Spiegelbeobachtung meßbaren — Winkelausschlag und den mechanischen Daten der Scheibe zu berechnen. Die hauptsächliche Bedeutung der RAYLEIGHschen Scheibe liegt in der Tatsache, daß mit ihrer Hilfe eine Grundgröße des Schallfelds, die Schnelle in absolutem Maß bestimmt werden kann; ein Nachteil liegt aber darin, daß sie nur bei verhältnismäßig starkem Schall (Druckamplitude größer als etwa 1 dyn/cm^2) benutzt werden kann. Auch ist sie sehr empfindlich gegen Störungen durch Luftzug, sie kann nur im Laboratorium unter großen Vorichtsmaßregeln benutzt werden. Es sei noch besonders hingewiesen, daß die in Ziff. 5, S. 28 angegebene Formel für das Drehmoment nur so lange gilt, als der Scheibendurchmesser $< \lambda/2\pi$; man muß streng darauf achten, daß diese Bedingung eingehalten ist. Bei Scheiben, die größer sind als die Wellenlänge, können paradoxe Erscheinungen auftreten, so kann es z. B. dann vorkommen, daß die Scheibe sich mit ihrer Ebene in die Schallrichtung dreht.

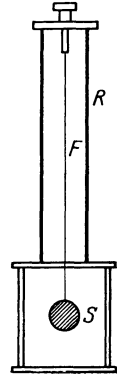


Abb. 63.
RAYLEIGHsche
Scheibe.
S Scheibe,
F Fadenauf-
hängung.

Setzt man eine aus einer Düse geeigneter Form bei entsprechend gewähltem Druck ausströmende Gasflamme der Einwirkung von Luftschall aus, so zuckt die Flamme bei Einsetzen des Schalls zusammen; derartige schallempfindliche Flammen sprechen, wie insbesondere H. ZICKENDRAHT¹ gezeigt hat, auf die „Schallschnelle“ an. Schallempfindliche Flammen sind zu qualitativem Nachweis von Schall gut zu verwenden, für quantitative Messungen sind sie aber nicht zu brauchen.

Eine unmittelbare Messung der Dichteschwankung ist nur bei sehr großer Schallstärke möglich; ein prinzipiell sehr interessantes optisches

(1891). — ZERNOV, W.: Ann. Phys. (4), **26**, 79 (1908). — SKINNER, CH. H.: Phys. Rev. **27**, 346 (1926). — MEYER, E.: Elektr. Nachr.-Techn. **3**, 290 (1926). — TRENDLENBURG, F.: Wiss. Veröff. Siemens-Werk **5/2**, 120 (1926). — FREIMANN, L., u. I. RUSSAKOFF: Z. techn. Phys. **12**, Nr 2, 125—126 (1931). — KOTOWSKI, P.: Elektr. Nachr.-Techn. **9**, 404 (1932). — KOTANI, M.: Proc. phys.-math. Soc., Japan (3), **15**, 30 (1933). — GRÖSSER, W.: Arch. Elektrotechn. **27**, 329 (1933). — WOOD, A. B.: Proc. phys. Soc., Lond. **47**, H. 5, 779 (1935). — KING, L. V.: Proc. roy. Soc., Lond. **153**, 17 (1935). — DEVIK, O., u. H. DAHL: J. acoust. Soc. Amer. **10**, 50 (1938). — KOBAYASHI, M., u. T. HAYASHI: Electr. J., Jap. **2**, 277(1938). — ERNSTHAUSEN, W.: Akust. Z. **4**, 13 (1939).

¹ ZICKENDRAHT, H.: Helv. phys. Acta **5**, 317 (1932); **7**, 773 (1934). — Vgl. auch E. G. RICHARDSON: Nature, Lond. **116**, 171 (1925); Sound 2. Aufl., 158ff. London 1935. — HARDUNG, V.: Helv. phys. Acta **7**, 655, 804 (1934). — BROWN, G. B.: Proc. phys. Soc., Lond. **47**, 703 (1935). — SCHILLER, P. E.: Akust. Z. **3**, 36 (1938).

Verfahren hierfür hat A. RAPS¹ angegeben. Der eine Lichtstrahl eines JAMINSchen Interferentialrefraktors fällt unmittelbar, ohne vom Schall beeinflußt zu werden, auf einen Schirm, der zweite Lichtstrahl durchsetzt die Schallfeldstelle, deren Dichteschwankungen gemessen werden

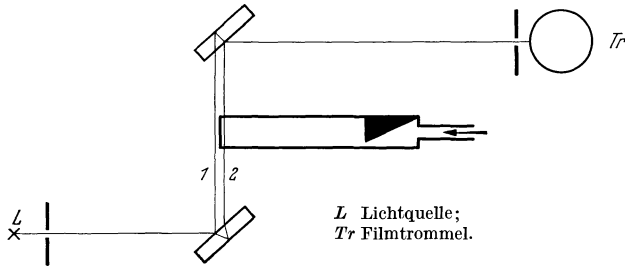


Abb. 64. Verfahren zur photographischen Registrierung von Dichteschwankungen mittels optischen Interferenzen. (Nach A. RAPS.)

sollen. Abb. 64 zeigt die Anordnung so, wie sie von A. RAPS zur Messung der Dichteschwankungen in einer gedackten Pfeife verwendet wurde. Auf dem Schirm bilden sich Interferenzstreifen aus, die sich dann im Takt der Schallschwingung bewegen. Auf einem bewegten



Abb. 65. Dichteschwankungen in einer gedackten Orgelpfeife. (Nach A. RAPS.)

Filmstreifen können die Interferenzstreifen und damit die Kurvenform der Dichteschwankung registriert werden. Das Verfahren hat den großen Vorteil, daß es völlig trägheitsfrei arbeitet, es gibt aber nur bei sehr großen Dichteänderungen brauchbare Resultate. Abb. 65 zeigt Aufnahmen, welche A. RAPS an Orgelpfeifen durchführte.

Die mit den Druckänderungen verknüpften adiabatischen Temperaturschwankungen können mittels eines Widerstandsthermometers gemessen werden, ein Verfahren, das zuerst von K. NEUSCHELER² benutzt wurde und dann von

E. WAETZMANN und J. FRIESE eingehend untersucht wurde³. Als Widerstandsthermometer dient ein Wollastondraht, der extrem dünn

¹ RAPS, A.: Ann. Phys. **50**, 193 (1893).

² NEUSCHELER, K.: Ann. Phys. (IV.) **34**, 131 (1911). — Vgl. auch K. HEINDLHOFER: Ann. Phys. **37**, 247 (1912); **45**, 259 (1914). — HAYASHI, T.: Electr. J., Jap. **3**, 103 (1939).

³ FRIESE, J., u. E. WAETZMANN: Z. Phys. **29**, 110 (1924); **31**, 50 (1925); **34**, 131 (1925) — Ann. Phys. **76**, 39 (1925).

sein muß, wenn die Leitertemperatur auch schnellen Temperaturschwankungen im Medium genau folgen soll. Der Wollastondraht liegt in einem Zweig einer von einer Gleichspannungsquelle gespeisten WHEATSTONESchen Brücke. In der Brückendiagonale liegt ein Verstärker, der die kleinen, bei Temperaturschwankung des Wollastondrahtes an der Brücke auftretenden Spannungsschwankungen soweit verstärkt, daß sie mit einem Wechselstrominstrument gemessen werden können. Das Verfahren ist auf starke Schallvorgänge beschränkt. Die Temperaturschwankungen sind im allgemeinen außerordentlich klein, man erhält in der Brücke Wechselspannungen bestenfalls von etwa 10^{-5} Volt.

Die durch die adiabatischen Temperaturschwankungen bedingten Effekte dürfen nicht mit den um Größenordnungen stärkeren Temperatureffekten verwechselt werden, welche durch Vorbeistreichen der schwingenden Luft an einem geheizten Leiter auftreten. Mit derartigen „Hitzdrahtmikrophonen“¹ können Messungen auch bei geringen Schallstärken ausgeführt werden.

13. Frequenz. Wellenlänge. Schallgeschwindigkeit.

Die drei Größen Frequenz, Wellenlänge und Schallgeschwindigkeit sind durch die Beziehung

$$f \cdot \lambda = c \quad (91)$$

verknüpft. Da — zumindest bei Luftschall — die Schallgeschwindigkeit meist sehr genau bekannt ist, reicht es in vielen praktischen Fällen aus, die eine der beiden anderen Größen zu messen, die zweite ist dann gemäß (91) leicht zu berechnen.

Bei fortschreitenden Wellen ist die am leichtesten meßbare Größe die Frequenz. In vielen Fällen genügt es, die Frequenz durch subjektiven Hörvergleich mit einer Normalschallquelle zu bestimmen. Als Normalschallquellen können Stimmgabeln² verwendet werden, die — falls man sie nur zu kleinen Schwingungsamplituden erregt — außerordentlich frequenzgenau sind. Praktisch viel verwendet werden elektroakustische Schallsender³, die von einem Schwebungssummer erregt werden; kontrolliert man kurz vor der Messung einige Bezugs-

¹ Vgl. G. GOLDBAUM u. E. WAETZMANN: Z. Phys. **54**, 179 (1929). — MÜLLER, H., u. E. WAETZMANN: Z. Phys. **62**, 167 (1930). — MÜLLER, H., u. T. KRAEFFT: Z. Phys. **75**, 313 (1932) (Messungen mit Hitzdrahten im Ultraschallgebiet). — TUGMAN, O.: Rev. sci. Instrum. **7**, 287 (1936).

² In physikalischen Laboratorien benutzt man meist Gabeln, welche in der physikalischen Stimmung ($C_2 = 16$ Hz, $C_1 = 32$ Hz usw.) gestimmt sind. Der Normalton der musikalischen Stimmung war bislang $a^1 = 435$ Hz; man ist jedoch bemüht, ihn auf 440 Hz zu legen [vgl. Mitt. dtsh. Akust. Aussch.: Akust. Z. **4**, 6 (1939). — KAYE, G. W. C.: Nature **143**, 905 (1939)].

³ Über frequenzgenaue elektrische Sender vgl. Ziff. 8, S. 44.

Tabelle 4.

I. Schwingungszahlen der temperierten 12stufigen Leiter für $C_2 = 16$, $a^1 = 430,54$ (sog. physikalische Stimmung*).

Töne	C	G_{is} Des	D	D_{is} Es	E	F	F_{is} Ges	G	G_{is} As	A	A_{is} B	H
Ableitung . . . $\sqrt[12]{2} = \frac{cis}{(c=)1}$		d	$dis = \frac{e}{d}$	e	f	$fis = \frac{g}{f}$	g	$gis = \frac{a}{g}$	a	$ais = \frac{h}{a}$	h	$(c=)2$
Verhältnisse zu C . . .	1	$\sqrt[12]{2}$	$\sqrt[12]{2^2}$	$\sqrt[12]{2^2}$	$\sqrt[12]{2^4}$	$\sqrt[12]{2^5}$	$\sqrt[12]{2^6}$	$\sqrt[12]{2^7}$	$\sqrt[12]{2^8}$	$\sqrt[12]{2^9}$	$\sqrt[12]{2^{10}}$	$\sqrt[12]{2^{11}}$
Intervalle zu C in Cents	1,00000	1,05946	1,12246	1,18921	1,25992	1,33484	1,41421	1,49831	1,58740	1,68179	1,78180	1,88775
Intervallnamen	Prime	Kleine Sekunde	Große Sekunde	Kleine Terz	Große Terz	Quarte	Tritonus	Quinte	Kleine Sexte	Große Sexte	Kleine Septime	Große Septime
Subkontra-Oktave . . C_2	16	16,95	17,96	19,03	20,16	21,36	22,63	23,97	25,40	26,91	28,51	30,20
Kontra-Oktave . . . C_1	32	33,90	35,92	38,05	40,32	42,71	45,25	47,95	50,80	53,82	57,02	60,41
Große Oktave . . . C	64	67,81	71,84	76,11	80,63	85,43	90,51	95,89	101,59	107,63	114,04	120,82
Kleine Oktave . . . c	128	135,61	143,68	152,22	161,27	170,86	181,02	191,78	203,19	215,27	228,07	241,63
1-gestrichene Oktave c^1	256	271,22	287,35	304,44	322,54	341,72	362,04	383,37	406,37	430,54	456,14	483,26
2-gestrichene Oktave c^2	512	542,45	574,70	608,87	645,08	683,44	724,08	767,13	812,75	861,08	912,28	966,53
3-gestrichene Oktave c^3	1024	1084,89	1149,40	1217,75	1290,16	1366,88	1448,15	1534,27	1625,50	1722,16	1824,56	1933,05
4-gestrichene Oktave c^4	2048	2169,78	2298,80	2435,50	2580,32	2733,75	2896,31	3068,53	3251,00	3444,31	3649,12	3866,11
5-gestrichene Oktave c^5	4096	4339,56	4597,60	4870,99	5160,64	5467,50	5792,62	6137,07	6501,99	6888,62	7298,24	7732,22
6-gestrichene Oktave c^6	8192	8679,12	9195,21	9741,98	10321,27	10935,01	11585,24	12274,13	13003,99	13777,25	14596,48	15464,44

* Nach C. STUMPF u. K. L. SCHAEFFER. Entnommen dem Handbuch d. Physik 8, 448. Berlin 1927. Herausg. von H. GEIGER u. K. SCHEEL.

Tabelle 5.
 II. Schwingungszahlen der temperierten 12stufigen Leiter für $a^1 = 435$ Hz (internationale Stimmung).

	C	C_{is} <i>Des</i>	D	D_{is} <i>Es</i>	E	F	F_{is} <i>Ges</i>	G	G_{is} <i>As</i>	A	A_{is} <i>B</i>	H
C_2	16,17	17,13	18,15	19,22	20,37	21,58	22,86	24,22	25,66	27,19	28,80	30,52
C_1	32,33	34,25	36,29	38,45	40,74	43,16	45,72	48,44	51,32	54,38	57,61	61,03
C	64,66	68,50	72,58	76,90	81,47	86,31	91,45	96,89	102,65	108,75	115,22	122,07
c	129,33	137,01	145,17	153,80	162,94	172,63	182,90	193,77	205,30	217,50	230,44	244,14
c^1	258,65	274,03	290,33	307,59	325,88	345,26	365,79	387,54	410,59	435	460,87	488,27 *
c^2	517,30	548,06	580,66	615,18	651,76	690,52	731,58	775,08	821,18	870	921,74	976,54
c^3	1034,60	1096,12	1161,32	1230,36	1303,52	1381,04	1463,16	1550,16	1642,36	1740	1843,48	1953,08
c^4	2069,20	2192,24	2322,64	2460,72	2607,04	2762,08	2926,32	3100,32	3284,72	3480	3686,96	3906,16
c^5	4138,40	4384,48	4645,28	4921,44	5214,08	5524,16	5852,64	6200,64	6569,44	6960	7373,92	7812,32
c^6	8276,80	8768,96	9290,56	9842,88	10428,16	11048,32	11705,28	12401,28	13138,88	13920	14747,84	15624,64

* Die Werte für die 1-gestrichene Oktave wurden entnommen bei A. KALÄHNE: Grundzüge der mathematisch-physikalischen Akustik I, 38. Leipzig u. Berlin 1910.

punkte der Frequenzskala des Schwebungssenders durch Vergleich mit Stimmgabeln, so erhält man eine Genauigkeit, die für die meisten praktischen Zwecke ausreicht. Der genaue Abgleich zweier Frequenzen aufeinander erfolgt am besten derart, daß man die Schwebungen der beiden in Frage stehenden Töne subjektiv beobachtet, es läßt sich so ohne weiteres eine Abgleichung auf Bruchteile von 1 Hz herstellen.

Gegenüber den elektrisch erregten Normalschallquellen, die in ihrer Tonhöhe und in ihrer Stärke leicht auf jeden gewünschten Wert gebracht werden können, haben ältere Verfahren — wie z. B. die mit einem Zählwerk verbundene Lochsirene — ihre Bedeutung eingebüßt.

Zur objektiven Frequenzmessung kann man die zu untersuchende Schwingung mit einem elektrischen Schallempfänger aufnehmen und sie dann nach entsprechender Verstärkung oszillographisch aufzeichnen (vgl. Ziff. 31, S. 234). Registriert man auf dem Oszillographenfilm gleichzeitig eine Zeitmarke (z. B. 50 periodigen Wechselstrom oder die Kurve einer elektromagnetisch selbsterregten Stimmgabel), so kann man dann durch Auszählen einer Anzahl von Perioden des zu untersuchenden Vor-

gangs und des Vergleichsvorgangs die Frequenz objektiv ermitteln. Möglich ist es auch, an den Verstärker einen unmittelbar anzeigenden Frequenzmesser, z. B. einen Zungenfrequenzmesser oder eine Frequenzmeßbrücke anzuschließen.

Eine fortlaufende Registrierung der Tonhöhe — also insbesondere eine Registrierung der Melodiekurve von Musikstücken, von gesprochenem oder gesungenem Text — ermöglicht der Melodieschreiber von M. GRÜTZMACHER¹; der Verlauf der Tonhöhe wird bei diesem Gerät unmittelbar auf dem Leuchtschirm eines BRAUNschen Rohres sichtbar.

In der Akustik benutzt man Tonhöhenkalen, die nach einem logarithmischen Maßstab unterteilt sind. Der Grund hierfür liegt in gehörpsychologischen Erscheinungen. Beobachtet man nämlich die Art des Zusammenklangs zweier Töne, so stellt man fest, daß der Zusammenklang dann als sehr rein empfunden wird, wenn das Verhältnis der Frequenzen der beiden Töne sich durch kleine ganze Zahlen (1 : 2, 2 : 3, 3 : 4 usw.) ausdrücken läßt. Wir werden diese Fragen der Konsonanz zweier Klänge in Ziff. 29, S. 218 eingehender behandeln. Der musikalische Wert einer Tonstufe (eines „Tonintervalls“) ist also nicht durch die absolute Frequenzdifferenz zweier Töne, sondern durch das Verhältnis ihrer Schwingungszahlen gegeben. Es empfiehlt sich hiernach eine Tonhöhenkala, welche in geometrischer Progression fortschreitet, die also nach einem logarithmischen Maßstab unterteilt ist. Praktisch benutzt man Logarithmen zur Basis 2, die Skala wiederholt sich also von Oktave zu Oktave. Die Oktaven unterteilt man in gleich große Stufen vom Intervall $\sqrt[12]{2}$. Man nennt eine derartige Tonleiter eine solche mit „gleichschwebender Temperatur“.

Unterteilt man die Tonskala streng nach den einfachen Zahlenverhältnissen — so daß also dann die Intervallstufen zum Teil nicht ganz genau identisch werden —, so bezeichnet man die Skala als „rein gestimmt“.

In den vorstehenden Tabellen 4 und 5 sind die Schwingungszahlen der verschiedenen Töne der gleichschwebend gestimmten Skala, und zwar in sog. physikalischer Stimmung ($C = 16$ Hz) und in sog. internationaler Stimmung ($a^1 = 435$ Hz) angegeben.

In Schallfeldern mit fortschreitenden Wellen ist eine unmittelbare Messung der Wellenlänge nicht ohne weiteres möglich, man ermittelt

¹ GRÜTZMACHER, M., u. M. LOTTERMOSER: Akust. Z. **2**, 242 (1937); **3**, 183 (1938). — Vgl. auch J. OBATA u. R. KOBAYASHI: Proc. phys.-math. Soc., Japan (3), **21**, 109 (1939) — J. acoust. Soc. Amer. **10**, 147 (1938). — Über Geräte zur genauen Messung von Tonhöhen *schwankungen* (insbesondere von Tonfilmen) vgl. E. W. KELLOGG u. A. R. MORGAN: J. acoust. Soc. Amer. **7**, 271 (1936). — K. H. R. WEBER: Akust. Z. **4**, H. 1 (1939).

in derartigen Schallfeldern fast immer zunächst die Frequenz und berechnet dann die Wellenlänge gemäß (91).

Anders liegen die Dinge bei stehenden Wellen, bei diesen ist es häufig sehr einfach, eine Wellenlängenbestimmung auszuführen, und man kann dann vorteilhaft häufig die Wellenlänge messen und aus dieser gemäß (91) die Frequenz berechnen.

Klassische Versuche zur Wellenlängenmessung in stehenden Wellen wurden von A. KUNDT¹ ausgeführt. Stäubt man in eine Glasröhre etwas Lykpodiumsamen ein und erregt man die Luft im Glasrohr zu stehenden Schwingungen, so wird der Lykpodiumsamen an allen den Stellen, wo eine nennenswerte Teilchenbewegung stattfindet, fort-

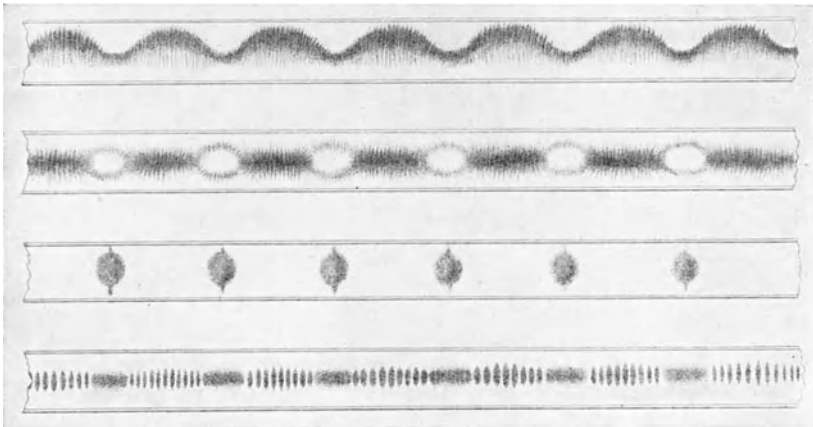


Abb. 66. Staubfiguren in einem KUNDT'schen Rohr.

geschleudert, während er sich an den Stellen der Bewegungsknoten sammelt (Abb. 66). Der Abstand zweier Knotenstellen entspricht einer halben Wellenlänge.

Wellenlängen lassen sich auch auf interferometrischem Wege ermitteln. Vor der Schallquelle (Abb. 67) wird eine starre schallreflektierende ebene Platte angeordnet, die groß zur Wellenlänge ist. Verschiebt man nun die Platte allmählich in Richtung auf die Schallquelle zu, so findet dann eine besonders starke Rückwirkung auf die Quelle statt, wenn der Abstand Quelle-Platte ein ganzzahliges Vielfache der halben Wellenlänge ist. Die Rückwirkung auf die Quelle läßt sich durch einen in der Nähe der Quelle angebrachten Schalldruckmesser ermitteln. Bei elektrischen Schallquellen ist es häufig auch

¹ KUNDT, A.: Pogg. Ann. Phys. Chem. **127**, 497 (1866). — Vgl. insbesondere auch E. N. da C. ANDRADE: Proc. roy. Soc., Lond. (A), **134**, 445 (1931) — Phil. Trans. (A), **230**, 413 (1932). — R. V. COOK: Phys. Rev. (2) **37**, 1189 (1931). — HASTINGS, R. B., u. D. H. BALL: J. acoust. Soc. Amer. **7**, 59 (1935).

möglich, die Rückwirkung der reflektierenden Wand auf die Quelle an der elektrischen Leistungsaufnahme des Senders festzustellen. Das interferometrische Verfahren wird insbesondere zu Schallwellenmessungen im Ultraschallgebiet mit Vorteil verwendet. Abb. 68 zeigt nach G. W. PIERCE¹ den Verlauf des Anodenstroms eines Piezoquarzsenders bei verschiedenem Abstand der reflektierenden Platte; die durch die Rückwirkung bedingten Schwankungen sind deutlich zu sehen.

Zur Messung der Wellenlänge von Ultraschall, insbesondere in Flüssigkeiten, können die von P. DEBYE und F. W. SEARS

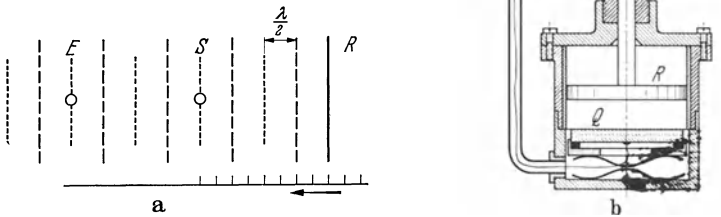


Abb. 67. Interferometrische Wellenlängenmessung, *a* schematische Darstellung, *b* Interferometer für Ultraschallmessungen in Flüssigkeiten (*Q* = Quarzsender, *R* = Reflektionsplatte, *F* = Feinverschiebung der Platte *R*).

und unabhängig auch von R. LUCAS und P. BIQUARD² entdeckten optischen Beugungserscheinungen herangezogen werden. Schickt

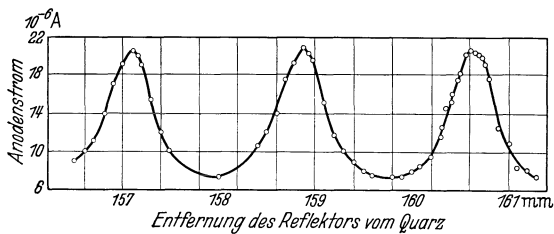


Abb. 68. Interferometrische Wellenlängenmessungen für Ultraschall: Rückwirkung bei verschiedener Stellung der Reflektionsplatte. (Nach G. W. PIERCE.)

¹ PIERCE, G. W.: Proc. amer. Acad. Boston **60**, 271 (1925). — Vgl. auch W. H. PIELEMEIER: Phys. Rev. **34**, 1183 (1929).

² DEBYE, P., u. F. W. SEARS: Proc. nat. Acad. Sci., Wash. **18**, 410 (1932). — LUCAS, R., u. P. BIQUARD: J. Phys. Radium **3**, 464 (1932). — Vgl. auch L. BRILLOUIN: La diffraction de la lumière par les Ultra sons. Paris 1933. — HIEDEMANN, E., u. E. SCHREUER: Z. Phys. **99**, 363 (1936). — BERGMANN, L.: Der Ultraschall. Berlin 1937. — LUCAS, E., u. P. BIQUARD: Rev. d'Acoustique **3**, 198 (1934). — KORFF, W.: Phys. Z. **37**, 708 (1936).

man gemäß Abb. 69 planparalleles monochromatisches Licht durch einen Ultraschallwellenzug senkrecht hindurch, so machen sich Beugungseffekte (Abb. 70) bemerkbar. Die Beugungserscheinungen kommen dadurch

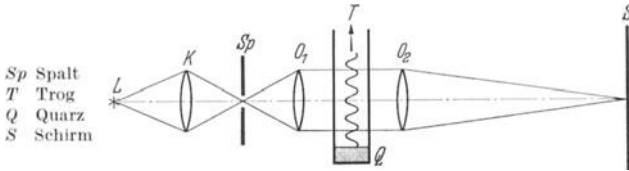


Abb. 69. Anordnung zur Lichtbeugung an Ultraschallwellen.

zustande, daß die in den Schallwellen vorhandenen periodisch aneinander gereihten Stellen wechselnder Dichte (also auch wechselnden Brechungsindex) ähnlich wie ein Strichgitter wirken. Bezeichnet man mit λ die Schallwellenlänge in der Flüssigkeit und mit A die Schallwellenlänge des Lichts, so gilt für den Beugungswinkel α_k des Bildes k ter Ordnung

$$\sin \alpha_k = k \cdot \frac{A}{\lambda}, \quad (92 a)$$

ist der Abstand A des Schirms vom Schallwellengitter groß gegen den Abstand d_k des k ten Beugungsbildes vom Zentralbild, so gilt

$$d_k = k \cdot A \frac{A}{\lambda}. \quad (92 b)$$

Die Beugung von Licht an Ultraschall ist von großer allgemeiner Bedeutung. Abgesehen von der durch diesen Effekt gegebenen Möglichkeit, Wellenlängenmessungen — und damit also auch bei bekannter Frequenz Schallgeschwindigkeitsmessungen — an sehr kleinen Materialmengen durchzuführen, kann man mit seiner Hilfe auch wichtige Aufschlüsse über die Schwingungseigenschaften durchsichtiger Körper (z. B. Glas, Piezoquarz u. dgl.) gewinnen¹.

Die Messung der Ausbreitungsgeschwindigkeit akustischer Wellen kann durch Beobachten der Zeitdifferenz des Eintreffens eines Signals an zwei in einem gewissen Abstand liegenden Beobachtungsstellen erfolgen. Wird mit $t_2 - t_1$ die Laufzeit des Schalls und mit $x_2 - x_1$ die Entfernung der beiden Meßstellen bezeichnet, so gilt

$$v = \frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1}.$$

¹ Vgl. L. BERGMANN u. C. L. SCHAEFER: Berl. Ber. **X**, 152 (1934); **XIII**, 192 (1934); **XIV**, 222 (1935). — L. BERGMANN: Z. techn. Phys. **17**, 441 (1936). — BERGMANN, L.: Der Ultraschall. Berlin 1937.

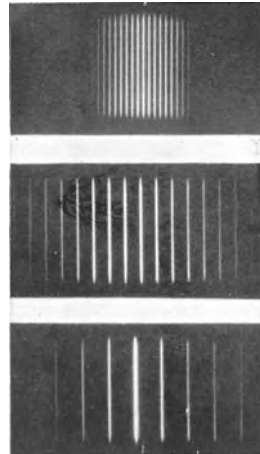


Abb. 70. Mit Schallwellen in Xylol erhaltene Beugungsbilder. (Nach L. BERGMANN.)

Zur Erzielung einer hohen Meßgenauigkeit ist eine Meßbasis genügender Länge und eine Laufzeitmessung erforderlich. Vorteilhaft nimmt man das Signal an den beiden Beobachtungsstellen mit elektrischen Schallempfängern auf und leitet es einem Oszillographen zu, aus dem Oszillogramm läßt sich dann, wenn man gleichzeitig noch eine Schwingungskurve bekannter Frequenz aufzeichnet, die Laufzeit sehr genau ermitteln. Man kann zur Laufzeitbestimmung auch die für Echolote benutzten Kurzzeitmesser (vgl. Ziff. 22, S. 143) verwenden¹. Die oszillographische Bestimmung der Laufzeit akustischer Wellen kann — bei bekannter Schallgeschwindigkeit — auch zur Feststellung des Ortes einer Schallquelle von einer entfernten Meßbasis aus benutzt werden; beispielsweise kann sie zur Ermittlung des Standortes eines feuernden Geschützes verwendet werden. Man zeichnet zu diesem Zweck den Mündungsknall an drei, an geeigneten Punkten eingesetzten Meßstellen auf, aus den Zeitdifferenzen $t_1 - t_2$, $t_1 - t_3$ und $t_2 - t_3$ läßt sich dann der Standpunkt des Geschützes unter Zuhilfenahme einer einfachen Konstruktion als Schnittpunkt zweier Hyperbeln ermitteln. Das Schallmeßverfahren arbeitet, wenn die der betreffenden Witterungslage entsprechende Schallgeschwindigkeit genau genug bekannt ist und wenn sich der Einsatz des Mündungsknalls von der Kopfwelle des Geschosses und sonstigem Störschall hinreichend abhebt, außerordentlich exakt².

Bei stehenden Wellen ermittelt man die Schallgeschwindigkeit unter Benutzung der Beziehung

$$f\lambda = c,$$

man mißt also zunächst Frequenz und Wellenlänge und errechnet dann die Schallgeschwindigkeit.

14. Schallstärke (Schallintensität). Schalleistung.

Die — bei fortlaufenden Schallwellen — in der Zeiteinheit durch eine zur Schallrichtung senkrechte Flächeneinheit durchtretende Energiemenge nennt man die Schallstärke oder auch die Schallintensität (Abb. 71).

Bei ebenen Wellen läßt sich die Schallstärke aus der Gesamtenergie berechnen, welche in einem Zylinder vom Einheitsquerschnitt enthalten ist, dessen Länge der Strecke gleich ist, welche der Schall in der

¹ Es sei hier auch noch auf ein von M. REICH u. O. STIERSTADT, Phys. Z. **32**, 124 (1931), angegebenes Verfahren zur Messung der Schallgeschwindigkeit hingewiesen, bei dem man mit sehr kurzer Meßbasis auskommt. Bei diesem Verfahren wird der Binauraleffekt des Gehörs (vgl. Ziff. 27, S. 220) zur Kurzzeitmessung herangezogen.

² Über das Schallmeßverfahren vgl. insbesondere R. BERGER: Die Schalltechnik, S. 81ff. Braunschweig 1926.

Zeiteinheit durchläuft; diese Energiemenge ist es ja, die in der Zeiteinheit durch den Einheitsquerschnitt hindurchgeschoben wird.

Da die Gesamtenergie sich aus der Summe der kinetischen und der potentiellen Energie zusammensetzt und diese beiden Energieanteile (falls eine genügend große Wellenzahl in dem betrachteten Zylinder liegt) einander gleich sind, kann man die Schallintensität einmal aus der potentiellen Energie allein berechnen, dies gibt

$$J = \frac{p^2}{2 \varrho_0 \cdot c} = \frac{p_{\text{eff}}^2}{\varrho_0 \cdot c}, \quad (93)$$

man kann sie aber auch allein aus der kinetischen Energie ermitteln zu

$$J = \frac{v^2}{2} \cdot \varrho_0 \cdot c = v_{\text{eff}}^2 \cdot \varrho_0 \cdot c \text{ (Erg/sec cm}^2 = 10^{-7} \text{ Watt/cm}^2 [m t^{-3}]). \quad (94)$$

Für Kugelwellen in großer Entfernung von der Quelle gelten die gleichen Beziehungen.

Eine unmittelbare Messung der Schallstärke ist mit der RAYLEIGHschen Scheibe möglich, der Ausschlag der Scheibe ist ja dem Quadrat der Schnelle proportional. Wegen der geringen Absolutempfindlichkeit und der großen Störeffindlichkeit der RAYLEIGHschen Scheibe wird diese freilich nur für bestimmte Fragestellungen im Laboratorium benutzt. Man geht bei Schallstärkemessungen in der Praxis meist so vor, daß man zunächst eine Schalldruckmessung ausführt und aus dem Schalldruck dann die Schallstärke berechnet.

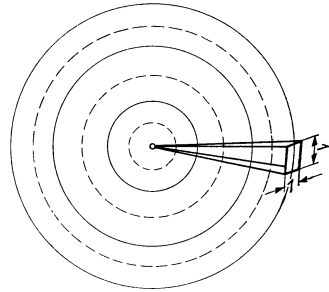


Abb. 71. Zur Definition der Schallstärke.

Bei stehenden Schallwellen, insbesondere solchen der Raumakustik (vgl. Ziff. 25, S. 174 u. ff.), benutzt man häufig den Begriff der räumlichen Energiedichte, hierunter versteht man die im Mittel in der Raumeinheit enthaltene Schallenergie. Zwischen der Schallstärke und der räumlichen Energiedichte besteht die Beziehung

$$J_R = \frac{J}{c} \text{ (Erg/cm}^3 = 10^{-7} \text{ Watt/sec cm}^3 [l^{-1} m t^{-2}]). \quad (95)$$

Integriert man die Schallstärke über eine geschlossene, die Schallquelle umgebende Fläche, so erhält man die gesamte von der Quelle in der Zeiteinheit abgestrahlte Schallenergie, also die *Schalleistung* L der Quelle

$$L = \oint J dF \text{ (Erg/sec} = 10^{-7} \text{ Watt} [l^2 m t^{-3}]). \quad (96)$$

Zur Bestimmung der Leistung einer Quelle, welche in einen allseits unbegrenzten Raum abstrahlt, kann man zunächst die Schalldrücke an allen Stellen einer die Quelle umgebenden Fläche bestimmen, aus

dem Schalldrucke kann man dann gemäß (93) die Schallstärken berechnen und durch Integration der Schallstärken gemäß (96) die Gesamtleistung errechnen. Findet die Abstrahlung in einem geschlossenen stark nachhallenden Raum (Ziff. 25, S. 178) statt, so läßt sich — nach einem von E. MEYER und P. JUST¹ angegebenen grundlegend wichtigen Verfahren — die Schalleistung unmittelbar durch eine einzige Schalldruckmessung ermitteln, und zwar ist dies Verfahren analog dem optischen Verfahren der ULBRICHTSchen Kugel. Im Hallraum entstehen unter Wirkung einer Schallquelle von der Leistung L Systeme von stehenden Wellen, und zwar wird — wenn wir von Stellen in unmittelbarer Nähe der Schallquelle absehen — die mittlere räumliche Energiedichte

$$J_R = \frac{4L}{A \cdot c}. \quad (97)$$

Hierbei bedeutet A die Gesamtschallabsorption des Raumes (vgl. Ziff. 25, S. 180), die man aus einer Nachhalldauermessung gemäß $A = \frac{0,16V}{T}$, wobei T die Nachhallzeit und V das Raumvolumen (in m^3) bedeutet, ermitteln kann; es wird also $L = \frac{0,16J_R V c}{4T}$. Führt man statt der mittleren Energiedichte das Quadrat des Effektivdrucks ein, so gilt:

$$L = \frac{0,16 p_{\text{eff}}^2 \cdot V}{4 \rho_0 \cdot c T}. \quad (98)$$

Unter Verwendung dieser Beziehung läßt sich die Leistungsbestimmung von Schallquellen auf eine einzige Schalldruckmessung in einem Hallraum bekannter Nachhalldauer zurückführen.

Über die Schalleistung einiger Schallquellen gibt die nachstehende Tabelle 6 Auskunft:

Tabelle 6.

Unterhaltungssprache, Mittelwert	etwa	$7 \cdot 10^{-6}$ Watt
Spitzenleistung der menschlichen Stimme	„	$2 \cdot 10^{-3}$ „
Geige (fortissimo)	„	10^{-3} „
Piston (fortissimo)	„	$5 \cdot 10^{-3}$ „
Flügel (fortissimo)	„	$2 \cdot 10^{-1}$ „
Trompete (fortissimo)	„	$3 \cdot 10^{-1}$ „
Orgel (fortissimo)	„	1—10 „
Pauke (fortissimo)	„	10 „
Großlautsprecher	bis etwa	10^2 „

15. Lautstärke.

Im Bereich der größten Ohrempfindlichkeit — d. h. im Bereich Frequenz um 1000 Hz — ist diejenige Schallstärke, bei welcher eben die Tonempfindung einsetzt von derjenigen Schallstärke, bei welcher Schmerz erregt wird, um den Faktor rund 10^{13} verschieden. Der In-

¹ MEYER, E., u. P. JUST: Z. techn. Phys. **10**, 309 (1929).

tensitätsbereich des hörbaren Schalls ist also — in dem in Frage stehenden Frequenzbereich um 1000 Hz — ein sehr großer. Es ist einleuchtend, daß dieser große Energiebereich des hörbaren Schalls zu großen Schwierigkeiten bei Schallstärkenmessungen führt; vor der Einführung der Verstärkerröhren war es nicht möglich, Messungen im gesamten Energiebereich vorzunehmen.

Die Größe des Stärkebereichs führt dazu, daß man Schallstärken in der Praxis nicht nach einem linearen Maßstab, sondern nach einer logarithmisch aufgebauten Skala angibt. Man benutzt heute allgemein eine logarithmische Skala zur Basis 10, und zwar unterteilt man die Skala derart, daß sich zwei Intensitäten I_1 und I_2 auf der logarithmischen Skala um $10 \log_{10} I_1/I_2$ Skalenteile oder — bei Bezug auf die Schalldrucke p_1 und p_2 (da Schallstärke und Schalldruck nach einem quadratischen Gesetz verbunden sind) — um $20 \log_{10} p_1/p_2$ unterscheiden. Setzen wir die Schallstärke im physikalischen Maß am Nullpunkt der neuen Skala willkürlich gleich 1, so würde die Skala so fortschreiten, daß bei der Schallstärke 10 der zehnte Skalenteil, bei der Schallstärke 100 der zwanzigste, bei der Schallstärke 1000 der dreißigste, bei 10000 der vierzigste, bis schließlich bei der Schallstärke 10^{13} der 130. Skalenteil erreicht ist. Man bezeichnet die Einheit der Schallstärkenskala mit „Dezibel“.

Eine derartige logarithmische Skala für Schallstärken hat den Vorteil, daß man eine Maßzahl erhält, welche die Wirkung des Schalls auf die Gehörempfindung — in einer freilich nur groben Annäherung — kennzeichnet. Nach dem WEBER-FECHNERSchen Gesetz (Ziff. 27, S. 210) besteht zwischen der eben merkbaren Lautstärkenänderung δL und der dieser entsprechenden Änderungen des physikalischen Reizes δJ die Beziehung

$$\delta L = k \frac{\delta J}{J}. \quad (99)$$

Aus (99) läßt sich unter gewissen vereinfachenden Annahmen die Beziehung

$$L = \text{konst.} \log J \quad (100)$$

herleiten; die Empfindung steigt hiernach also mit dem Logarithmus des physikalischen Reizes an. In Wirklichkeit ist die Beziehung (100) nur in verhältnismäßig grober Annäherung gültig (vgl. Ziff. 27, S. 210); immerhin sind aber die Abweichungen von der Wirklichkeit nicht so groß, daß nicht die (mathematisch so ungemein einfach aufgebaute) logarithmische Skala in der Praxis mit Nutzen verwendet werden könnte.

Unter Benutzung der logarithmischen Skala können wir ein „Lautstärkenmaß“ schaffen, welches nicht nur für einen einzelnen Ton bestimmter Höhe im Bereich der größten Ohrempfindlichkeit — auf den sich unsere bisherigen Ausführungen allein bezogen —, sondern auch

für kompliziert zusammengesetzte Schallvorgänge brauchbar ist. Zunächst ergibt sich hierbei allerdings eine Schwierigkeit: Die Empfindlichkeit des menschlichen Ohres hängt von der Frequenz stark ab.

Gleicht man durch subjektive Beobachtung Töne der verschiedensten Tonhöhe auf die gleiche Lautstärke mit einem Normalton von 1000 Hz bei verschiedener Druckamplitude dieses Normaltons ab, so erhält man die in Abb. 72 dargestellten „Kurven gleicher Lautstärke“; es zeigt sich also beispielsweise, daß ein Ton von 1000 Hz und einer Druckamplitude von nur $2 \cdot 10^{-3}$ dyn/cm² dem Ohr gleichlaut erscheint wie ein Ton von 100 Hz und der sehr viel größeren Amplitude von etwa

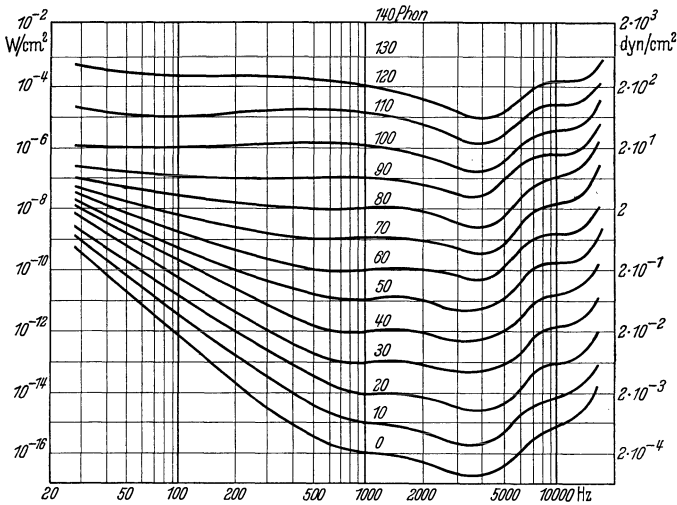


Abb. 72. Kurven gleicher Lautstärke. (Nach H. FLETCHER und W. A. MUNSON.)

$1 \cdot 10^{-1}$ dyn cm², das Ohr ist also bei dem 1000-Hz-Ton in dem in Frage stehenden Intensitätsbereich um ein Vielfaches empfindlicher wie bei 100 Hz. Steigert man den 1000-Hz-Ton um das 10²fache, so erscheint er gleichlaut wie der 100-Hz-Ton von etwa 1 dyn/cm² Druckamplitude, es braucht also der 100-Hz-Ton nur um das 10fache gesteigert zu werden, damit er mit dem um das 10²fache gesteigerten 1000-Hz-Ton gleich laut wirkt. Ein praktisch brauchbares Lautstärkenmaß für Schallvorgänge komplizierter Zusammensetzung kann man nur dann aufstellen, wenn man die in Abb. 72 gezeigte Abhängigkeit der Ohrempfindlichkeit von der Tonhöhe und vom Schalldruck¹ berücksichtigt. Dieser Notwendigkeit wird Rechnung getragen durch

¹ Nach H. FLETCHER u. W. A. MUNSON: J. acoust. Soc. Amer. 5, 82 (1933). „Kurven gleicher Lautstärke“ wurden zuerst von B. A. KINGSBURY: Phys. Rev. 29, 588 (1927), aufgenommen.

das von H. BARKHAUSEN¹ angegebene Verfahren der Lautstärkemessung durch „Hörvergleich“: Man gleicht subjektiv die physikalische Stärke eines Normaltons von 1000 Hz so ab, daß er gleich laut erscheint wie der Schallvorgang, dessen Lautstärke gemessen werden soll, und benutzt dann die Stärke des Normaltons als Maßzahl für die Lautstärke des betreffenden Schallvorganges. Die Lautstärkenskala wird als logarithmische Skala gemäß folgender Vorschrift aufgebaut:

„Sind I_1 bzw. I_2 zwei Schallstärken des Normalschalls, so unterscheiden sich die Lautstärken um $10 \log_{10} I_1/I_2$ ‚Phon‘ bzw. wenn statt der Schallstärken die Schalldrucke p_1 bzw. p_2 gegeben, um $20 \log p_1/p_2$ Phon.“

Der Nullpunkt der Lautstärkenskala liegt bei einer Schallstärke des Normaltons (in der freien Welle, vor Einbringen des Kopfes) von 10^{-16} W/cm² *. Dies bedeutet, daß 0 Phon einem 1000-Hz-Ton von $2 \cdot 10^{-4} \mu$ bar (bei $T = 20^\circ \text{C}$, $p_0 = 736$ Torr) Schalldruck entsprechen. Man hat früher in Deutschland den Anschluß an die physikalische Skala so hergestellt, daß man 70 Phon gleich 1μ bar ansetzte: die nach dieser Feststellung gemessenen Phonwerte liegen um rund 4 Phon niedriger als diejenigen nach der neuen, auf einem internationalen Kongreß in Paris 1937 getroffenen Regelung. Es sei bemerkt, daß sich in älteren Arbeiten auch Angaben nach heute nicht mehr verwendeten Phonskalen zur Basis 2 oder auch zur Basis der natürlichen Logarithmen finden. Die letzterwähnte Skala entspricht der in der Fernmeldetechnik üblichen Neperskala. Die in einer Skala zur Basis der natürlichen Logarithmen angegebenen Werte sind mit 8,67 zu multiplizieren, wenn sie in die Werte der Skala der Logarithmen zur Basis 10 übertragen werden sollen.

Zur objektiven Lautstärkemessung benutzt man elektrische Geräte, bei denen die einzelnen Komponenten des in Frage stehenden

¹ BARKHAUSEN, H.: Z. VDI **71**, 1471 (1927). — Über die Genauigkeit des Hörvergleichs siehe insbesondere J. C. STEINBERG u. W. A. MUNSON: J. acoust. Soc. Amer. **8**, 71 (1936). — v. BÉKÉSY, G.: Forsch. u. Fortschr. **14**, 342 (1938). — Über Lautstärkemessung vgl. weiterhin C. TRAGE: ETZ **55**, 931 (1934). — CHURCHER, B. G., A. J. KING u. H. DAVIES: J. Instn. electr. Engrs. **75**, 401 (1934). — CAMPBELL, N. R., u. G. C. MARRIS: Proc. phys. Soc., Lond. **47**, 153 (1935). — LÜBCKE, E.: Siemens-Z. **15**, 141 (1935). — CHURCHER, B. G., u. A. J. KING: Nature **138**, 329 (1936). — BÜRCK, W., P. KOTOWSKI u. H. LICHTÉ: Ann. Phys. **27**, 664 (1936). — CHURCHER, B. G., u. A. J. KING: J. Instn. electr. Engrs. **81**, 57 (1937). — LÜBCKE, E.: Naturwiss. **26**, 17, 33 (1938).

* Es sei noch darauf hingewiesen, daß in älteren Arbeiten mitunter auch für Angaben von Schallstärkenunterschieden die Bezeichnung Phon gebraucht wurde. Nach den neuen Festlegungen ist für Angaben von Schallstärkenunterschieden ausschließlich die Bezeichnung „dezibel“ zu verwenden, während Lautstärken in „Phon“ anzugeben sind.

Schallvorganges entsprechend der Ohrempfindlichkeit automatisch bewertet¹ werden; man kann dies durch einen Verstärker erreichen, dessen Frequenzkurve der bei der betreffenden Intensität geltenden Kurve gleicher Lautstärke angepaßt ist, und zwar benutzt man nach den Richtlinien des Akustischen Ausschusses² Verstärker, welche drei verschiedene, entsprechend den Fletcher-Munson-Kurven (Abb. 72) gewählte Frequenzkurven besitzen. Als Anzeigeeinstrument wird zur Zeit ein quadratisch arbeitendes Meßinstrument vorgeschrieben; die Einstellzeit des Meßinstruments soll dabei etwa derjenigen des menschlichen Ohrs entsprechen, der Endausschlag soll nämlich in etwa 0,15 sec

dyn/cm ² W/cm ² bei 1000 Hz		Phon	Lautstärke
10 ³	10 ⁻³	130	in Kesselschmieden
10 ²	10 ⁻⁵	110	in Nähe von Flugzeugen
10	10 ⁻⁷	90	in Maschinenräumen
1	10 ⁻⁹	70	in Großstadtstraßen
10 ⁻¹	10 ⁻¹¹	50	bei Umgangssprache
10 ⁻²	10 ⁻¹³	30	in Vorortanlagen
10 ⁻³	10 ⁻¹⁵	10	beim Flüstern
10 ⁻⁴	10 ⁻¹⁶	0	an der Hörschwelle

Abb. 73. Phonskala.

erreicht werden. Für Schallvorgänge, die einigermaßen kontinuierlich sind, geben derartige objektive Lautstärkemesser eine befriedigende Übereinstimmung mit den subjektiven Meßverfahren; für kurze Impulse, Knalle u. dgl. ergeben sich Fehler, für derartige kurze Impulse dürfte vielleicht ein die Spitzenwerte anzeigendes Instrument besser geeignet sein; die Arbeiten hierüber sind noch nicht abgeschlossen.

In Abb. 73 ist die Phonskala dargestellt, es sind auch einige Lautstärkenwerte aus dem praktischen Leben eingetragen.

Ausdrücklich sei hier noch bemerkt, daß die Phonwerte nur ein Maß für die Lautstärke sind, es ist aber nicht etwa so, daß die *Lautstärkenempfindung* im Ohr (oder wie man hierfür sagt, die „Lautheit“) nun genau den Phonwerten entspricht. Wir werden auf die Zusammenhänge zwischen „Lautstärke“ und „Lautheit“ in Ziff. 27, S. 211 zu sprechen kommen.

¹ Über das Verfahren des gehörähnlich arbeitenden Verstärkers vgl. F. TRENLENBURG: Phys. Soc. London Rep. Disc. on Audition June 1931, S. 44.

² Mitt. dtsh. Akust. Aussch.: Akust. Z. **2**, 54 (1937). — Über objektive Messung von Lautstärken vgl. (außer bereits in Anm. 1, S. 85 genannten Arbeiten) insbesondere auch H. SELL: Siemens-Z. **15**, 147 (1935). — WILLMS, W.: ETZ **56**, 25, 53 (1935). — THILO, H. G., u. U. STEUDEL: Wiss. Veröff. Siemens-Werk **14**, 78 (1935). — BÜRCK, W., P. KOTOWSKI, H. LICHTÉ: Z. Hochfrequenztechn. **47**, 33 (1936). — LABROUSSE, A.: Ann. Post. Télégr. Téléph. **1937**, 677. — DAVIS, A. H.: J. Instn. electr. Engrs. **83**, 249 (1938).

III. Schallerzeugung.

16. Grundlegende theoretische Bemerkungen zur Schallabstrahlung.

Die wichtigsten Gesetze der Schallabstrahlung lassen sich an idealisierten Strahlertypen, den „Kugelstrahlern“, und an einem weiteren Strahlertyp, der „Kolbenmembran“, anschaulich erläutern.

Die einfachste Form eines Kugelstrahlers ist die sog. „atmende Kugel“, hierunter versteht man eine Kugel, welche ihr Volumen periodisch ändert, und zwar in der Weise, daß alle Teile der Kugeloberfläche mit gleicher Amplitude und mit gleicher Phase schwingen (Abb. 74). Nehmen wir zur Vereinfachung an, daß das Atmen der Kugel nach einem Sinusgesetz erfolgt, so gilt für das Kugelvolumen

$$V = V_0 + \delta V \sin \omega t \quad (101)$$

und für den Kugelradius

$$R = R_0 + \delta R \sin \omega t. \quad (102)$$

Das Schallfeld der atmenden Kugel führt — wie bereits eine einfache Symmetriüberlegung zeigt — auf Kugelwellen, und es gilt dann nach (85) für das Geschwindigkeitspotential

$$\Phi = -\frac{A}{4\pi r} \cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right), \quad (103)$$

also für die Schnelle

$$v = -\text{grad} \Phi = -\frac{d\Phi}{dr} = \frac{A\omega}{4\pi r \cdot c} \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda}{2\pi r} \right)^2} \sin \left[\omega \left(t - \frac{r}{c} \right) - \varphi \right], \quad (104)$$

$$\text{tg} \varphi = \frac{\lambda}{2\pi r},$$

und für den Druck

$$p = \rho_0 \frac{d\Phi}{dt} = \frac{\rho_0 \omega A}{4\pi r} \sin \omega \left(t - \frac{r}{c} \right), \quad (105)$$

wobei A die Quellenergiebiegigkeit bedeutet. Aus (104) und (105) läßt sich nach einigen Umformungen für den Druck die Beziehung herleiten¹

$$p = \frac{c\rho_0}{1 + \left(\frac{\lambda}{2\pi r} \right)^2} \cdot v + \rho_0 r \frac{1}{1 + \left(\frac{2\pi r}{\lambda} \right)^2} \frac{dv}{dt}. \quad (106)$$

Wir können (106) schreiben

$$p = Rv + M \frac{dv}{dt}, \quad (107)$$

wobei

$$R = \frac{c\rho_0}{1 + \left(\frac{\lambda}{2\pi r} \right)^2}, \quad M = \rho_0 r \frac{1}{1 + \left(\frac{2\pi r}{\lambda} \right)^2},$$

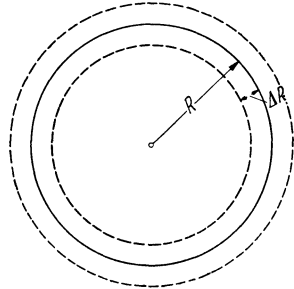


Abb. 74. Die atmende Kugel (Strahlen nullter Ordnung).

¹ Vgl. hierzu W. HAHNEMANN u. H. HECHT: Phys. Z. **17**, 601 (1916); **18**, 261 (1917). F. AIGNER: Unterwasserschalltechnik, S. 38. Berlin 1922. — HEYMANN, O.: Akust. Z. **2**, 193 (1937).

die Beziehung (107) ist völlig analog gebaut der Spannungsgleichung der Elektrizitätslehre für einen aus einem OHMSchen Widerstand und aus einer Selbstinduktion zusammengesetzten Widerstand,

$$e = Ri + L \frac{di}{dt}. \quad (108)$$

Ebenso wie man beim elektrischen System die Gesamtspannung aus einem Spannungsanteil am OHMSchen Widerstand R und einem um 90° phasenverschobenen Anteil an der Induktivität $j\omega L$ zusammensetzt, besteht auch der Druck im akustischen Fall aus einem reellen Anteil $R \cdot v$ und einem imaginären Anteil $j\omega M v$.

Im elektrischen Fall berechnet sich die Leistung gemäß

$$L_{\text{el}} = R \cdot \frac{i^2}{2} = R_{\text{eff}} \frac{i^2}{2}, \quad (109)$$

ganz entsprechend wird im akustischen Fall die (pro Flächeneinheit des Kugelstrahlers vom Radius R_0) abgestrahlte „spezifische“ Leistung

$$L_{\text{spez}} = R \cdot \frac{v^2}{2} = R \cdot v_{\text{eff}}^2 = \frac{c \cdot \varrho_0}{1 + \left(\frac{\lambda}{2\pi R_0}\right)^2} \cdot v_{\text{eff}}^2, \quad (110)$$

also die gesamte abgestrahlte Leistung

$$L_{\text{strahl}} = \int L_{\text{spez}} dF = 4\pi R_0^2 \cdot L_{\text{spez}} = \frac{4\pi R_0^3 \cdot c \cdot \varrho_0}{1 + \left(\frac{\lambda}{2\pi R_0}\right)^2} v_{\text{eff}}^2,$$

oder, da an der Kugeloberfläche die Grenzbedingung gilt $v = \omega \Delta R$,

$$L_{\text{strahl}} = \frac{4\pi R_0^3 \cdot c \cdot \varrho_0}{1 + \left(\frac{\lambda}{2\pi R_0}\right)^2} \cdot \omega^2 \cdot \frac{\Delta R^2}{2}, \quad R_{\text{str}} = \frac{4\pi R_0^3 \cdot c \cdot \varrho_0}{1 + \left(\frac{\lambda}{2\pi R_0}\right)^2}. \quad (111)$$

R_{str} nennt man den „Strahlungswiderstand“ eines Strahlers. Der Induktivität L im elektrischen Fall entspricht im akustischen Fall eine Masse, und zwar die pro Flächeneinheit „mitschwingende Mediummasse“

$$M_{\text{spez}} = \varrho_0 r \frac{1}{1 + \left(\frac{2\pi r}{\lambda}\right)^2}.$$

Die gesamte bei einem Kugelstrahler vom Radius R_0 mitschwingende Masse wird dann

$$M_{\text{mitschw}} = \oint M dF = 4\pi R_0^2 \varrho_0 \frac{1}{1 + \left(\frac{2\pi R_0}{\lambda}\right)^2}. \quad (112)$$

Es ist vorstehend versucht worden, die grundlegenden Gesetze der Schallabstrahlung der atmenden Kugel möglichst anschaulich herauszuarbeiten, es war daher sofort Kugelsymmetrie des Schallfeldes vorausgesetzt worden. Man hätte die Berechnung streng formal so aufbauen

müssen, daß man zunächst das Geschwindigkeitspotential berechnet hätte, das durch Zusammenwirken der über die gesamte Oberfläche der Kugel verteilten punktförmigen Quelle zustande kommt, man hätte also Φ ansetzen müssen als

$$\Phi = \frac{1}{4\pi c^2} \int \int \frac{1}{r} \Phi_0 \left(t - \frac{r}{c} \right) dF. \quad (113)$$

Die Lösung dieses Integrals führt auf Kugelfunktionen; diejenige nullter Ordnung, welche ein kugelsymmetrisches Feld ergibt, stimmt mit obenstehender in anschaulicher Weise abgeleiteter Lösung überein. Die Kugelfunktionen höherer Ordnung beschreiben dann die Schallfelder der Kugelstrahler höherer Ordnung¹. Wir werden auf die Eigenschaften der Kugelstrahler höherer Ordnung gleich zurückkommen.

Der Strahlungswiderstand R_{str} der atmenden Kugel wird für $\lambda \gg 2\pi R_0$

$$R_{\text{str}} = \frac{4\pi R_0^4 \rho_0 \omega^2}{c}, \quad (114)$$

er nimmt dann also mit dem Quadrat der Frequenz und mit der vierten Potenz des Kugelradius zu. Für $\lambda \ll 2\pi R_0$ wird

$$R_{\text{str}} = 4\pi R_0^2 \rho_0 \cdot c, \quad (115)$$

es wächst dann also der Strahlungswiderstand nur noch mit dem Quadrat des Kugelradius, und er ist dann frequenzunabhängig. Für sehr großen Kugelradius entspricht der Wert des Strahlungswiderstandes dem Produkt von Kugeloberfläche und Schallwellenwiderstand des Mediums.

Die mitschwingende Masse M_s wird für $\lambda \gg 2\pi R_0$

$$M_s = 4\pi R_0^3 \cdot \rho_0, \quad (116)$$

die mitschwingende Masse ist also für lange Wellen unabhängig von der Frequenz. Für $\lambda \ll 2\pi R_0$ nimmt die mitschwingende Masse gemäß

$$M_s = \frac{4\pi c^2 R_0 \rho_0}{\omega^2} \quad (117)$$

nur noch proportional dem Radius zu, und umgekehrt proportional dem Quadrat der Frequenz ab. Bei hohen Frequenzen und kleinem

¹ Vgl. zu diesen Fragen Lord RAYLEIGH: *Theory of Sound* 2, 103ff., 236ff. London 1926. — BACKHAUS, H.: Beitrag „Schwingungen räumlich ausgedehnter Kontinua“ zum Handbuch d. Physik 8, 107. Berlin 1927. — McLACHLAN, N. W.: *Loudspeakers*, S. 115ff. Oxford 1934. — Bemerkte sei noch, daß der Ansatz für das Geschwindigkeitspotential im allgemeinsten Fall räumlich beliebig verteilter Schallquellen lautet:

$$\Phi = \frac{1}{4\pi c^2} \iiint \Phi_0 \left(t - \frac{r}{c} \right) \frac{d\tau}{r},$$

wobei $d\tau$ das Volumelement bedeutet.

Kugelradius kann die mitschwingende Masse bei Luftschall vernachlässigt werden. Andererseits ist zu bemerken, daß bei Wasserschall infolge der großen Mediumdichte die mitschwingende Masse eines Strahlers sehr erhebliche Beträge erreichen kann.

Außer der in ihrer ganzen Oberfläche mit gleicher Amplitude schwingenden atmenden Kugel kennt man auch noch andere Formen von Kugelstrahlern. So zeigt z. B. Abb. 75 b eine Kugel, welche längs einer Geraden hin und her schwingt. Bei diesem Typ eines Kugelstrahlers ist an allen denjenigen Punkten, welche

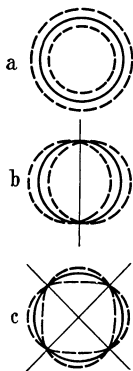


Abb. 75. Kugelstrahler verschiedener Ordnung (a nullter Ordnung, b erster Ordnung, c zweiter Ordnung).

längs eines größten Kreises liegen, die radiale Bewegung gleich Null, diese Punkte führen nur tangentielle Bewegungen aus. Alle diejenigen Schallfeldpunkte, welche sich auf einer durch den Knotenkreis gelegten Ebene befinden, werden von der rechten bzw. von der linken Kugelhälfte gegenphasig erregt; in der durch den Knotenkreis gelegten Ebene ist die resultierende Erregung daher gleich Null. Man nennt das Schallfeld eines derartigen Strahlers „polarisiert“. Allgemein bezeichnet man die Kugelstrahler nach der Zahl ihrer Knotenlinien, man spricht also von der atmenden Kugel auch als von dem Kugelstrahler „nullter Ordnung“, von einem Kugelstrahler gemäß Abb. 75 b von einem Strahler erster Ordnung“ usw. Kugelstrahler mit Knotenlinien, welche Breitenkreise sind, bezeichnet

man als „zonale Kugelstrahler“, Kugelstrahler mit Knotenlinien, welche Längskreise sind, als „sektorielle Strahler“, Kugelstrahler mit Knotenlinien entlang von Breitenkreisen und entlang von Längskreisen als „tesserale Strahler“.

Aus der Tatsache, daß bei den Strahlern höherer Ordnung die durch eine Knotenlinie getrennten Flächenteile gegenphasig arbeiten, so daß also eine Druckerhöhung an der einen Seite der Knotenlinie sich mit einer Druckerniedrigung an der anderen Seite der Knotenlinie teilweise ausgleichen kann, folgt bereits anschaulich, daß Strahler höherer Ordnung unter sonst gleichen Verhältnissen weniger strahlen als Strahler nullter Ordnung. Es macht sich dies um so mehr bemerkbar, je größer die Wellenlänge im Vergleich zum Durchmesser ist.

Das Schallfeld der Strahler höherer Ordnung kann streng aus dem Ausdruck (113) berechnet werden, die Berechnung führt — wie erwähnt — auf Kugelfunktion entsprechender Ordnung. Für Strahlungswiderstand und mitschwingende Mediummasse des Strahlers erster Ordnung ergibt sich auf diese Weise¹

¹ Vgl. Lord RAYLEIGH: Theory of Sound 2, 246. London 1925. — AIGNER, F.: Unterwasserschalltechnik, S. 109. Berlin 1922.

$$R_{\text{str (1. Ordnung)}} = \frac{\frac{4\pi}{3} R_0^3 \rho_0 \omega \left(\frac{2\pi R_0}{\lambda}\right)^3}{4 + \left(\frac{2\pi R_0}{\lambda}\right)^4}, \quad (118)$$

für $\lambda \ll 2\pi R_0$ strebt R_{str} dem Grenzwert

$$\text{zu} \quad R_{\text{str (1. Ordnung, } \lambda \ll 2\pi R_0)} = \frac{4}{3}\pi R_0^3 \rho_0 \cdot c. \quad (119)$$

Die mitschwingende Mediummasse des Strahlers 1. Ordnung wird

$$M_s \text{ (1. Ordnung)} = \frac{4\pi}{3} R_0^3 \rho_0 \frac{2 + \left(\frac{2\pi R_0}{\lambda}\right)^2}{4 + \left(\frac{2\pi R_0}{\lambda}\right)^4}, \quad (120)$$

für sehr lange Wellen $\lambda \gg 2\pi R_0$ wird (120)

$$M_s \text{ (1. Ordnung, } \lambda \gg 2\pi R_0) = \frac{2\pi}{3} R_0^3 \rho_0, \quad (121)$$

für sehr kurze Wellen $\lambda \ll 2\pi R_0$ wird M_s zu Null. In Abb. 76 ist die Abhängigkeit des Strahlungswiderstandes der Strahler nullter und erster Ordnung vom Verhältnis λ/R_0 eingetragen. Das Bild zeigt sehr anschaulich, wieviel schlechter der Strahler erster Ordnung gegenüber dem Strahler nullter Ordnung strahlt¹.

Die Kugelstrahler wurden verhältnismäßig ausführlich behandelt, weil sich an ihnen die wichtigsten Erscheinungen² der Schallabstrahlung besonders gut übersehen lassen, zu bemerken ist allerdings, daß es praktisch bisher nicht gelungen ist, Strahler technisch zu realisieren, die streng nach dem Prinzip eines Kugelstrahlers arbeiten.

Eine praktisch sehr wichtige Strahlungsform, welche sich auch technisch vorzüglich realisieren läßt³, ist die sog. „Kolbenmembran“ (Abb. 77).

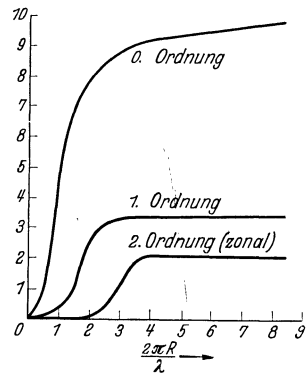


Abb. 76. Schallabstrahlung von Kugelstrahlern verschiedener Ordnung, bezogen auf gleiche Normalgeschwindigkeit. (Nach H. BACKHAUS.)

¹ Vgl. H. BACKHAUS: Naturwiss. **17**, 811, 835 (1929). Dort auch Angaben über Strahler 1. bis 4. Ordnung.

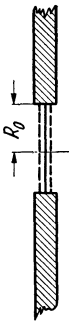
² Bemerkt sei noch, daß auch die Strahlungseigenschaften verschiedenartig zusammengesetzter Strahlergruppen, so z. B. von auf einem Kreis oder auf der Oberfläche einer Kugel angeordneten Strahlern weitgehend geklärt wurden. Derartige Strahlergruppen besitzen stark gerichtete Schallabstrahlung. Vgl. hierzu FISCHER, F. A., Elektr. Nachr.-Techn. **7**, 369 (1930); ebendort **9**, 147 (1932); **10**, 19 (1933).

³ Der von H. RIEGGER angegebene „Blatthaller“ arbeitet nach dem Prinzip der Kolbenmembran; er wird in Ziff. 19, S. 124 behandelt werden. Auch die Schallabstrahlung von Konuslautsprechern entspricht, insofern nicht der Konus unterteilt schwingt, etwa derjenigen einer Kolbenmembran.

Der Strahlungswiderstand einer Kolbenmembran vom Radius R_0 läßt sich aus (113) berechnen¹ zu

$$R_s(\text{Kolben}) = \rho_0 \cdot c \cdot \pi R_0^2 h(y), \quad y = 2 \cdot \frac{2\pi R_0}{\lambda} \left. \vphantom{R_s(\text{Kolben})} \right\} \quad (122)$$

$$h(y) = 1 - \frac{2J_1(y)}{y},$$



$J_1(y)$ = BESSELSche Funktion erster Ordnung.
Die mitschwingende Mediummasse wird

$$M_s(\text{Kolben}) = \frac{8}{3} \rho_0 R_0^3 g(y). \quad (123)$$

$$g(y) = \frac{3\pi}{2} \frac{K_1(y)}{y^2}.$$

$K_1(y)$ ist eine von Lord RAYLEIGH² berechnete Funktion.

Der Verlauf der Funktionen $g(y)$ und $h(y)$ ist (nach H. RIEGGER) in Abb. 78 und 79 dargestellt. Für $\lambda \gg 2\pi R_0$ gilt $h(y) = \frac{1}{3} y^2$, es wird also dann

$$R_s(\text{Kolben}, \lambda \gg 2\pi R_0) = \frac{2\pi^3 \rho_0 \cdot c R_0^4}{\lambda^2} = \frac{\rho_0 \cdot \pi \cdot R_0^4 \omega^2}{c}. \quad (124)$$

Für $\lambda \ll 2\pi R_0$ wird $h(y) = 1$, es gilt dann

$$R_s(\text{Kolben}, \lambda \ll 2\pi R_0) = \pi R_0^2 \cdot \rho_0 \cdot c. \quad (125)$$

Abb. 77.
In der Öffnung einer starren Wand schwingende Kolbenmembran.

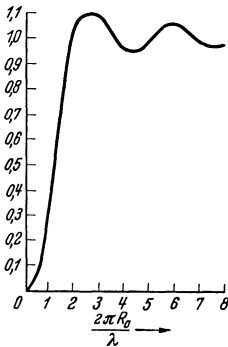


Abb. 78. Verlauf des Strahlungswiderstandes der Kolbenmembran in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

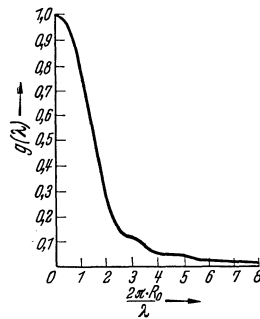


Abb. 79. Abhängigkeit der mitschwingenden Mediummasse der Kolbenmembran von der Wellenlänge.

¹ Die Berechnung wurde von H. RIEGGER vorgenommen [Wiss. Veröff. Siemens-Werk 3/2, 67 (1924)]. Bemerkte sei, daß die oben wiedergegebene Berechnung sich auf eine einseitig strahlende (also rückseitig abgeschlossene) Kolbenmembran bezieht. Strahlt die Membran nach der Vorderseite und der Rückseite, so sind die Werte für den Strahlungswiderstand bzw. die mitschwingende Masse mit 2 zu multiplizieren. Über Schallfelder von Kolbenmembranen vgl. insbesondere auch H. BACKHAUS: Ann. Phys. (V), 5, 1 (1930). — HÄHNLE, W.: Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Konz. 10/4, 73 (1931). — STENZEL, H.: Elektr. Nachr.-Techn. 12, 16 (1935). — Über die Strahlung am Rand gespannter Membranen vgl. R. RÜEDY: Canad. J. Res. 10, 134 (1934).

² Lord RAYLEIGH: Theory of Sound 2, 162. London 1926.

Der Strahlungswiderstand wird dann also gleich dem Produkt von Membranfläche und Schallwellenwiderstand.

Die Funktion $g(y)$ wird für $\lambda \gg 2\pi R_0 = 1$, die mitschwingende Masse wird dann also

$$M_s (\text{Kolben, } \lambda \gg 2\pi R_0) = \frac{8}{3} \rho_0 R_0^3. \quad (126)$$

Der Strahlungswiderstand nimmt nach (124), solange $\lambda \gg 2\pi R_0$, mit dem Quadrat der Frequenz zu. H. RIEGGER hat zuerst die Möglichkeit erkannt, unter Verwendung von Kolbenmembranen die gleiche Schalleistung innerhalb eines weiten Frequenzbereichs abzustrahlen; in dem nach dem Prinzip der Kolbenmembran arbeitenden Blatthaller hat er einen grundlegend wichtigen Schallsender zur klanggetreuen Schallübertragung geschaffen.

Verwendet man nämlich als strahlende Fläche ein mechanisches System, dessen Amplitude bei gleicher angreifender mechanischer Kraft mit dem Quadrat der Frequenz abnimmt, so gleicht sich das Anwachsen des Strahlungswiderstandes mit der Abnahme der Amplitude mit der Frequenz derart aus, daß (solange

$\lambda \gg 2\pi R_0$) bei gleicher angreifender Kraft bei allen Frequenzen stets die gleiche Schalleistung abgestrahlt wird. Nach den Ausführungen in Ziff. 5, S. 23 fällt bei einem tief abgestimmten schwingungsfähigen System die Amplitude mit dem Quadrat der Frequenz ab; wenn wir mit einer Kolbenmembran frequenzunabhängig Schalleistung abstrahlen wollen, müssen wir also eine solche wählen, welche sehr weich aufgehängt ist, so daß ihre Eigenschwingung unterhalb des zu übertragenden Frequenzbereichs liegt.

Bei hoher Frequenz, bei welcher die Bedingung ($\lambda \gg 2\pi R_0$) nicht mehr erfüllt ist, kommt man in ein Gebiet, in welchem der Strahlungswiderstand einem konstanten Grenzwert, nämlich dem Produkt von Membranfläche und Schallwellenwiderstand des Mediums zustrebt; es sinkt also dann mit wachsender Frequenz die abgestrahlte Leistung ab. Trotzdem bleibt für Schallfeldpunkte in der Nähe der Mittelnormalen die Schallstärke in erster Näherung noch unabhängig von der Frequenz. Es zeigt sich nämlich, daß bei Kolbenmembranen, deren Ausdehnung groß gegen die Wellenlänge ist, die abgestrahlte Energie nach der Mitte gebündelt wird.

Die Richtwirkungseigenschaften im Schallfeld von Kolbenmembranen lassen sich anschaulich an Hand der in Abb 81¹ dargestellten

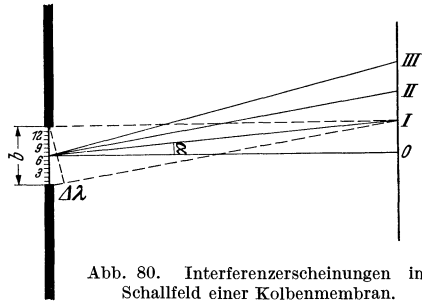


Abb. 80. Interferenzerscheinungen im Schallfeld einer Kolbenmembran.

¹ Nach R. W. POHL: Einführung in die Mechanik und Akustik, S. 214. Berlin 1930.

Konstruktion behandeln¹. Man ermittelt nach dieser Konstruktion (unter Benutzung des HUYGENSSchen Prinzips, Ziff. 22, S. 139), wie die von den einzelnen Membranelementen herrührenden Erregungen in den verschiedenen Richtungen zusammenwirken. Für die in Abb. 81 dargestellte Konstruktion wurde die Membran in 12 Teile unterteilt. In der Mittelnormalen treffen (für Aufpunkte in genügend großer Entfernung von der Membran) die von den 12 Membranteilen herrührenden Erregungen sämtlich gleichphasig an. Die Einzelerregungen addieren sich also dort zu der Gesamterregung E_0 . Geht man aus der Mittelnormalen heraus, so kommen die Erregungen von den Stellen 1 bis 12 jeweils um einen gewissen Phasenwinkel verschoben an, die vektorielle Addition ergibt also dort eine kleinere Gesamterregung. Für $\sin \alpha = \lambda/B$

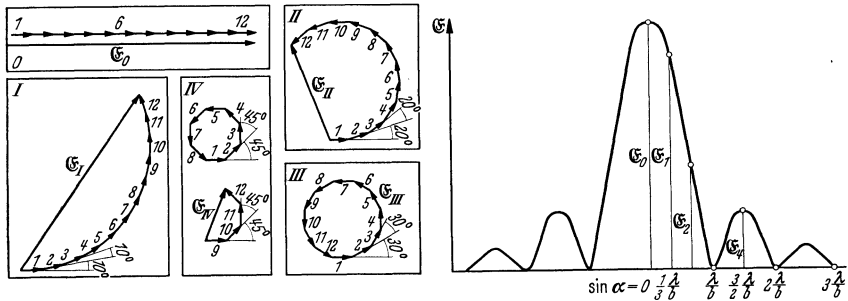


Abb. 81. Konstruktion des Richtwirkungsdiagramms einer Kolbenmembran. (Nach einer von R. POHL² angegebenen Konstruktion für die Interferenzerscheinungen an einem Spalt.)

wird die Erregung zu Null, in dieser Richtung liegt das erste seitliche Minimum der Schallabstrahlung, weitere Minima treten in den Richtungen $\sin \alpha = n \cdot \lambda/B$ auf. Der wesentlichste Teil der Schallabstrahlung der zur Wellenlänge großen Kolbenmembran erfolgt hiernach gebündelt in einem Kegel vom Spitzenwinkel $\beta = \arcsin 2\lambda/B$. Die Ausmessung des Schallfeldes der Kolbenmembran mit einem Schalldruckmesser ergibt gute Übereinstimmung mit den eben skizzierten Überlegungen. Abb. 82 zeigt das Ergebnis derartiger Messungen an Blatthallern³.

Bemerkt sei, daß die Richtwirkungseffekte der Kolbenmembran ganz analog den FRAUNHOFERSchen Beugungserscheinungen der Optik verlaufen.

¹ Zur strengen theoretischen Behandlung der Richtwirkungseigenschaften an Hand der Wellengleichung vgl. H. BACKHAUS u. F. TRENDELENBURG: Z. techn. Phys. **7**, 630 (1926). — STENZEL, H.: Elektr. Nachr.-Techn. **4**, 239 (1927); **6**, 165 (1929); Z. techn. Phys. **10**, 567 (1929). — McLACHLAN, N. W.: Proc. roy. Soc., Lond. **122**, 604 (1929). — LINDSAY, R. B.: Phys. Rev. **32**, 515 (1928). — WOLFF, I., u. L. MALTER: Phys. Rev. **33**, 1061 (1929). — BACKHAUS, H.: Ann. Phys. **5**, 1 (1930). — RUEDY, B.: Canad. J. Res. **10**, 134 (1934).

² POHL, R.: Mechanik und Akustik, S. 215. Berlin 1930.

³ BACKHAUS, H., u. F. TRENDELENBURG: Z. techn. Phys. **7**, 630 (1926).

Die Strahlungseigenschaften der Kolbenmembran wurden bislang unter der Voraussetzung behandelt, daß die Membran in die Öffnung einer unendlich ausgedehnten ebenen Wand eingebaut ist. Praktisch

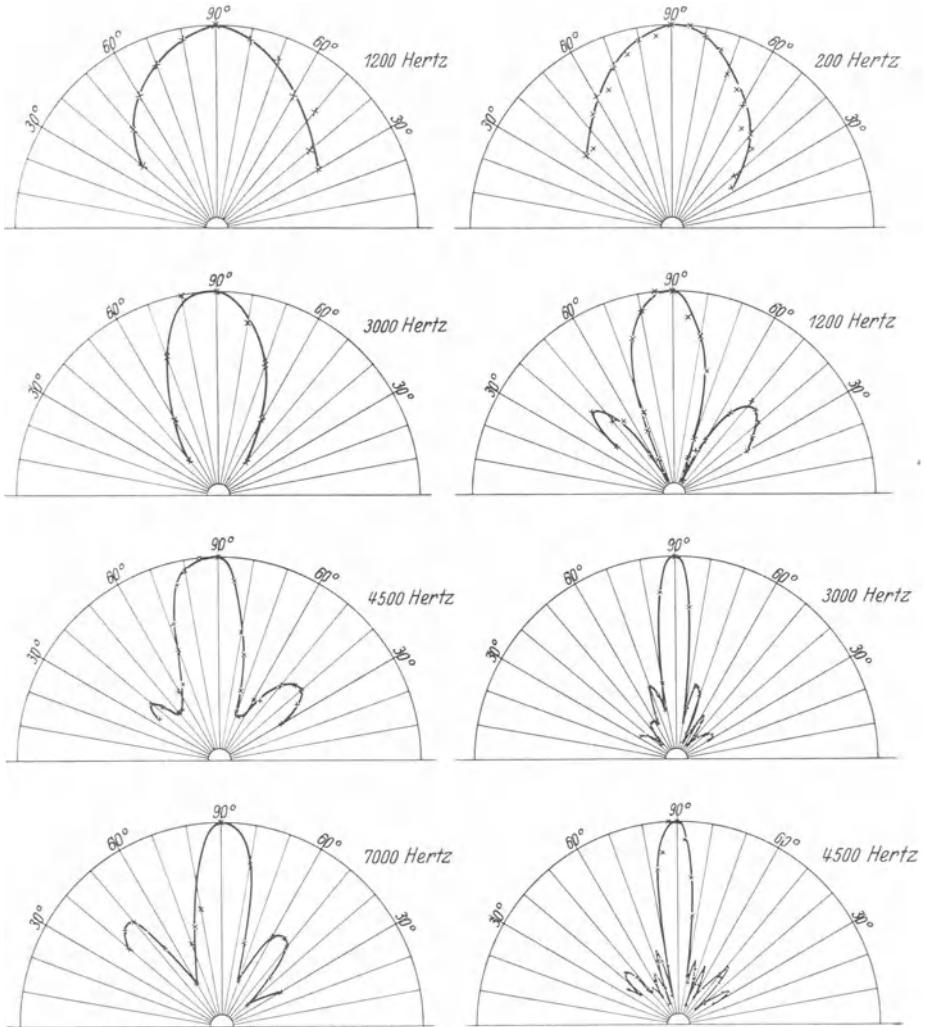


Abb. 82. Richtwirkungsdiagramme von Kolbenmembranen.

wichtig ist die Frage, wie sich die Strahlungseigenschaften bei Einbau in einen Schallschirm endlicher Größe verhalten; es kann sich dann ja die Druckerhöhung auf der einen Membranseite mit der Druckerniedrigung auf der anderen Membranseite in gewissem Maß ausgleichen, und die abgestrahlte Leistung wird geringer als beim Einbau in die un-

endlich ausgedehnte Wand. Der die Schallabstrahlung verringernde Druckausgleich erfolgt in um so geringerem Maß, je größer der (in Wellenlängen gemessene) Umweg zwischen Vorderseite und Rückseite der Membran ist. Der Einfluß der endlichen Schallschirmgröße wurde von M. J. O. STRUTT¹ rechnerisch untersucht, und zwar behandelte STRUTT zunächst die Frequenzabhängigkeit der Schallstrahlung zweier auf den gegenübergesetzten Polen einer Kugel angebrachter gegenphasig schwingender, punktförmiger Schallquellen. Die mit dieser idealisierten Anordnung gewonnenen Ergebnisse lassen sich auf die Schallstrahlung der in einem Schallschirm endlicher Größe eingebauten Kolbenmembran übertragen. Abb. 83 zeigt das Ergebnis für eine derartige Membran,

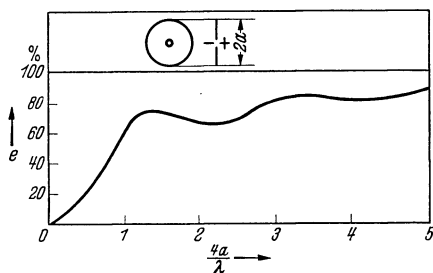


Abb. 83. Wirkung eines Schallschirms bei verschiedenem Verhältnis Durchmesser zu Wellenlänge. (Nach M. J. O. STRUTT.)

als Ordinate ist das Verhältnis der Schallabstrahlung beim Einbau einer Membran in einen Schirm endlicher Größe zur Abstrahlung der in der unendlich großen Wand eingebauten Membran übertragen. Die Abbildung zeigt, daß die Schallstrahlung dann stark nachläßt, wenn $D = 2a < \lambda/2$ wird, so daß also beispielsweise zu günstiger Abstrahlung eines 100-Hz-Tones

eine Mindestschallschirmgröße von etwa 1 m erforderlich ist².

Die Schallabstrahlung einer Schallquelle läßt sich durch Anbau eines Trichters verstärken. Für eine *punktförmige* Quelle lautet der Ausdruck für das Geschwindigkeitspotential bei Abstrahlung in einen Trichter vom Raumwinkel χ

$$\Phi = -\frac{A}{\chi} \cdot \frac{1}{r} \cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right), \quad (127)$$

wobei A die Quellenergiebigkeit bedeutet.

Außerhalb des Trichters ist (wenn wir den Trichter zunächst als unendlich lang voraussetzen) das Geschwindigkeitspotential gleich Null.

Aus (127) folgt, daß für einen in einer bestimmten Entfernung r liegenden Aufpunkt die Schallstärke I um so größer ist, je kleiner der Raumwinkel, und zwar gilt $I \sim 1/\chi^2$. Bestimmt man die gesamte von der Quelle abgestrahlte Leistung gemäß $L = \oint I dF$, so findet man (da außerhalb des Raumwinkels χ die Intensität gleich Null), daß $L \sim 1/\chi$ wird; durch Einbau eines (punktförmigen) Strahlers in einen Trichter vom Raumwinkel erhöht man also die abgestrahlte Leistung

¹ STRUTT, M. J. O.: Phil. Mag. (7), 7, 537 (1929).

² Über die Wirkungsweise von Schallschirmen vgl. insbesondere noch G. BUCHMANN: Z. techn. Phys. 17, 563 (1936).

im Verhältnis $4\pi/\chi$ oder — anders ausgedrückt — man vergrößert den Strahlungswiderstand um den Faktor $4\pi/\chi$; gleiches gilt für die mitschwingende Mediummasse.

Bei einem Trichter endlicher Länge liegen die Verhältnisse den eben geschilderten ähnlich, solange als der in Frage stehende Trichter sehr lang gegen die Wellenlänge des abgestrahlten Schalls ist. Ist der Trichter aber wesentlich kleiner als die Wellenlänge, so läßt infolge von Beugungseffekten die Verstärkung der Abstrahlung nach, der Strahler verhält sich schließlich so, als ob gar kein Trichter vorhanden wäre; durch Anbau eines gegen die Wellenlänge sehr kurzen Trichters tritt keine Erhöhung des Strahlungswiderstandes ein.

Trichter engen Öffnungswinkels, welche eine zur Wellenlänge große Trichterlänge besitzen, strahlen den Schall gerichtet ab. Die Richtwirkungerscheinungen sind sehr ähnlich denen, die wir im Schallfeld von Kolbenmembranen kennenlernten; ähnlich wie bei Kolbenmembranen wird ja beim Trichter die gesamte Öffnungsfläche nahezu gleichphasig erregt, während außerhalb der Öffnung keine Erregung stattfindet.

Schalltrichter werden in der praktischen Akustik vielfach benutzt, sei es — um wie beim Sprachrohr — den Schall in bestimmte Richtungen zu bündeln, sei es, um den Strahlungswiderstand an sich schlecht strahlender Flächen zu vergrößern und an den Schallwellenwiderstand des Mediums besser anzupassen. Man verwendet in der Praxis freilich meist nicht konische Trichter, sondern Trichter, deren Querschnitt exponentiell wächst; konische Trichter besitzen nämlich ähnlich wie Pfeifen Eigenschwingungen, während exponentiell anwachsende Trichter genügend großer Länge und genügend großer Endfläche praktisch frei von Eigenschwingungen sind.

Für die abgestrahlte Schalleistung eines mit einer schallstrahlenden Kolbenmembran ausgerüsteten Exponentialtrichters von der Form $S/S_1 = e^{mx}$ (S_1 Querschnitt am Anfang des Trichters) gilt¹

$$L_{\text{exp}} = \frac{\rho_0 \cdot c \cdot A^2}{2 \cdot S_1} \sqrt{1 - \frac{m^2 c^2}{4\omega^2}} = \rho_0 \cdot c S_1 \frac{v^2}{2} \sqrt{1 - \frac{m^2 c^2}{4\omega^2}}, \quad (128)$$

A bedeutet die Ergiebigkeit der Quelle. Für eine am Trichteranfang eingebaute Kolbenmembran ($R_0 \ll \lambda/2\pi$) wird

$$A = S_1 \cdot \frac{d\xi}{dt} = S_1 \cdot v,$$

wobei ξ die Amplitude und v die Schnelle der Membran bedeutet.

¹ Vgl. J. B. CRANDALL: Theory of vibrating systems and sound, S. 156. New York 1926. Über den Exponentialtrichter endlicher Länge vgl. ebenda S. 163, sowie H. STENZEL: Z. techn. Phys. **12**, 621 (1931).

Für den Konustrichter gilt

$$L_{\text{Kon}} = \frac{\rho_0 \cdot c A^2}{2 \cdot S_1} \frac{\left(\frac{2\pi x_1}{\lambda}\right)^2}{1 + \left(\frac{2\pi x_1}{\lambda}\right)^2} = \rho_0 \cdot c S_1 \frac{v^2}{2} \frac{\left(\frac{2\pi x_1}{\lambda}\right)^2}{1 + \left(\frac{2\pi x_1}{\lambda}\right)^2}. \quad (129)$$

Hierbei bedeutet x_1 die Entfernung zwischen der Spitze des Konus und der schallstrahlenden Kolbenmembran. In Abb. 84 ist der Verlauf der Ausdrücke (128) und (129) in Abhängigkeit von der Wellenlänge dargestellt. Es zeigt sich sehr anschaulich, daß der Exponentialtrichter unterhalb

der Grenzfrequenz $\omega = m \cdot c/2$ keinen Schall abstrahlt. Oberhalb der Grenzfrequenz steigt der Strahlungswiderstand des Exponentialtrichters sehr rasch an, während der Strahlungswiderstand des Konustrichters (wie bei der Kolbenmembran) nur mit dem Quadrat der Frequenz anwächst.

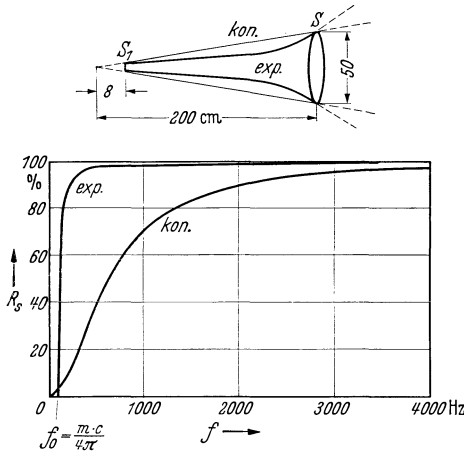


Abb. 84. Frequenzabhängigkeit des Strahlungswiderstandes eines (unendlich langen) konischen und eines (unendlich langen) exponentialen Trichters der Form $S = S_1 e^{0,033x}$. (Nach J. B. CRANDALL.)

17. Mechanische Schallsender, Musikinstrumente.

Schallsender, bei denen primär vorhandene mechanische Energie in Schallenergie umgewandelt wird, sind in den zahlreichsten Ausführungsformen im praktischen Gebrauch.

Nach der Art der Schallerzeugung teilt man die mechanischen Schallsender vorteilhaft wie folgt ein:

- a) Schallsender mit zum Schwingen erregten Saiten.
- b) Schallsender mit zum Schwingen erregten Stäben und Zungen.
- c) Schallsender mit zum Schwingen erregten Membranen oder Fellen.
- d) Schallsender mit zum Schwingen erregten Platten.
- e) Schallsender mit zum Schwingen erregten Luftsäulen.

Die unter a bis e aufgeführten Schallsender werden insbesondere als Musikinstrumente verwendet. Noch nicht aufgeführt wurde eine — für musikalische Zwecke nicht benutzte — Schallsendergruppe, bei denen Schall ohne Verwendung besonderer schwingungsfähiger Systeme erzeugt wird; wie beispielsweise bei Schallsirenen oder wie bei den als Hieb- und Schneidentöne bekannten Schallerscheinungen. Wir werden

auf diese Art der Schallerzeugung am Schluß dieser Ziffer zu sprechen kommen.

Bei den *Saiteninstrumenten* wird eine gespannte Saite durch Anstreichen mittels eines Bogens (wie bei der Geige, der Bratsche, dem Cello und dem Kontrabaß), durch Anzupfen oder Anreißen (wie bei Harfe, Gitarre, Mandoline, Zither, Cembalo und Laute) oder durch Anschlagen mittels eines Hammers (wie bei Flügel und Klavier) zum Schwingen erregt. Die Saite selbst strahlt nur sehr wenig Schall ab; die Saite stellt einen Strahler erster Ordnung dar, dessen Durchmesser verschwindend klein gegen die Wellenlänge ist. Eine auf der einen Seite der Saite auftretende Druckerhöhung kann sich mit der auf der anderen Seite auftretenden Druckerniedrigung ohne weiteres ausgleichen. Will man mit der Saite Schall nennenswerter Stärke erzeugen, so muß man die Saite mit einem stark strahlenden Gebilde, mit einem großflächigen Resonanzkörper koppeln.

Die physikalischen Verhältnisse der Klangerzeugung sind für die Geige — und zwar insbesondere durch die grundlegenden Arbeiten von H. BACKHAUS¹ — weitgehend geklärt worden. Da die bei der Geige auftretenden Erscheinungen auch auf die anderen Saiteninstrumente übertragbar sind, sei hier der physikalische Mechanismus der Geige näher behandelt.

Zur Koppelung zwischen Saite und Resonanzkörper dient der „Steg“. Schwingt die Saite transversal, so führt der Steg Drehschwingungen um den oberhalb des Stimmstocks liegenden Unterstützungspunkt (Abb. 85) aus und versetzt so den Resonanzkörper in Schwingungen².

Das Entstehen „selbsterregter“ Saitenschwingungen beim Anstreichen mittels eines Bogens hatten wir bereits in Ziff. 9, S. 45, besprochen, wir hatten gezeigt, wie die Saite beim Aufsetzen des Bogens zunächst an der Bespannung des Bogens haftet und von diesem mit der gleichen Geschwindigkeit, mit der der Bogen bewegt wird, mitgenommen wird, bis die Rückstellkraft die Klebkraft überwiegt, in diesem Augenblick reißt sich die Saite vom Bogen los, sie schnellt — und zwar in erster Näherung wieder mit konstanter Geschwindigkeit

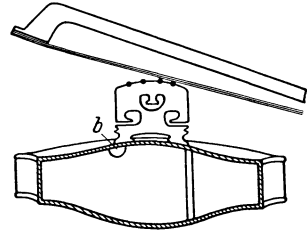


Abb. 85. Schnitt durch einen Geigenkörper. (Schematisch nach H. BACKHAUS.)

¹ BACKHAUS, H.: Z. techn. Phys. 8, 509 (1927) — Naturwiss. 17, 811, 835 (1929) — Z. techn. Phys. 9, 491 (1928) — Z. Phys. 62, 143 (1930); 72, 218 (1931) — Z. techn. Phys. 17, 573 (1936); 18, 98 (1937).

² Über die Stegsvchwingungen vgl. M. MINNAERT u. C. C. VLAM: Physica, Haag 4, 361 (1937).

— über die Ruhelage hinaus zurück. Sie wird dann vom Anstreichband wieder erfaßt und das Spiel beginnt von neuem. Die Grundperiode dieses Vorgangs ist (normalerweise) die Periode der tiefsten Eigenschwingung der Saite (Ziff. 10, S. 57). Die Saitenbewegung verläuft hiernach gemäß einer Dachkurve (Abb. 86). Die zuerst von H. v. HELMHOLTZ¹ durchgeführte Berechnung zeigt, daß eine derartige Saitenschwingung durch den Fouriersatz

$$y = \frac{8A}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \sin \frac{n\pi x}{l} \sin n\omega_0 t, \quad n = 1, 2, 3 \dots \quad (130)$$

beschrieben wird, hierbei bedeutet x die Entfernung des betrachteten Saitenpunktes von dem einen Saitenende, l die Länge der Saite,

$\omega_0 = \frac{\pi}{l} \sqrt{\frac{P}{\rho}}$ (Ziff. 10, S. 57) ist die tiefste Eigenfrequenz der Saite.

Unter bestimmten Bedingungen — und zwar dann, wenn bei vorgegebener Bogengeschwindigkeit der Bogendruck zu gering ist bzw.



Abb. 86. Schwingungskurve eines Saitenpunktes.
(Nach H. BACKHAUS.)

wenn bei vorgegebenem Bogendruck die Bogengeschwindigkeit über einen bestimmten Wert hinaus gesteigert wird — treten Schwingungstypen auf, welche von dem in Abb. 86 dargestellten „HELMHOLTZ-

schen Typ“ abweichen, es treten dann nämlich in der Saitenschwingung nicht nur eine, sondern mehrere Unstetigkeitsstellen auf. Die Dinge liegen dann so, daß die Saite die Rückbewegung nicht in einem Zug ausführt, sondern daß sie zwei- oder mehrmals am Bogen hängen bleibt und von diesem ein Stück mitgeführt wird. Man bezeichnet diese Schwingungstypen nach der Zahl der in ihnen vorkommenden Unstetigkeiten als Typen „zweiter“ bzw. „dritter Ordnung“ (höhere Typen als dritter Ordnung kommen selten vor). In Abb. 87 sind auf photographischen Aufnahmen von O. KRIGAR MENZEL und A. RAPS² Saitenschwingungen der verschiedenen Typen zu erkennen. Im Fouriersatz der Typen höherer Ordnung tritt nicht, wie beim Helmholtztyp, die Grundschwingung besonders stark auf, sondern diejenige Partialschwingung, deren Ordnungszahl der Ordnungszahl des Typs entspricht.

¹ HELMHOLTZ, H. v.: Die Lehre von den Tonempfindungen, 6. Aufl., S. 615. Braunschweig 1913. Vgl. hierzu insbesondere auch H. LAMB: Dynamical Theory of Sound, S. 75. London 1925. — VOIGT, W.: Göttinger Nachr. **1890**, 502. — LINDEMANN, F.: Ber. Naturforsch. Ges. Freiburg **7**, 500 (1880). — RAMAN, C. V.: Beitrag „Musikinstrumente und ihre Klänge“ zum Handbuch d. Physik **8**, 369ff. (1927). — WITT, A.: Techn. Phys. Sowjet. **4**, 261 (1937).

² KRIGAR-MENZEL, O., u. A. RAPS: Ann. Phys., (N. F.) **44**, 623 (1891).

Die durch die Saitenschwingung auf den Steg ausgeübte Kraft kann man in erster Näherung proportional der Neigung der Saite am Steg-ende gegen die Ruhelage ansetzen, die Amplituden der verschiedenen Teilkkräfte sind [wie sich durch Differentiation aus (130) ergibt] umgekehrt proportional zur Ordnungszahl der betreffenden Teilkraft.

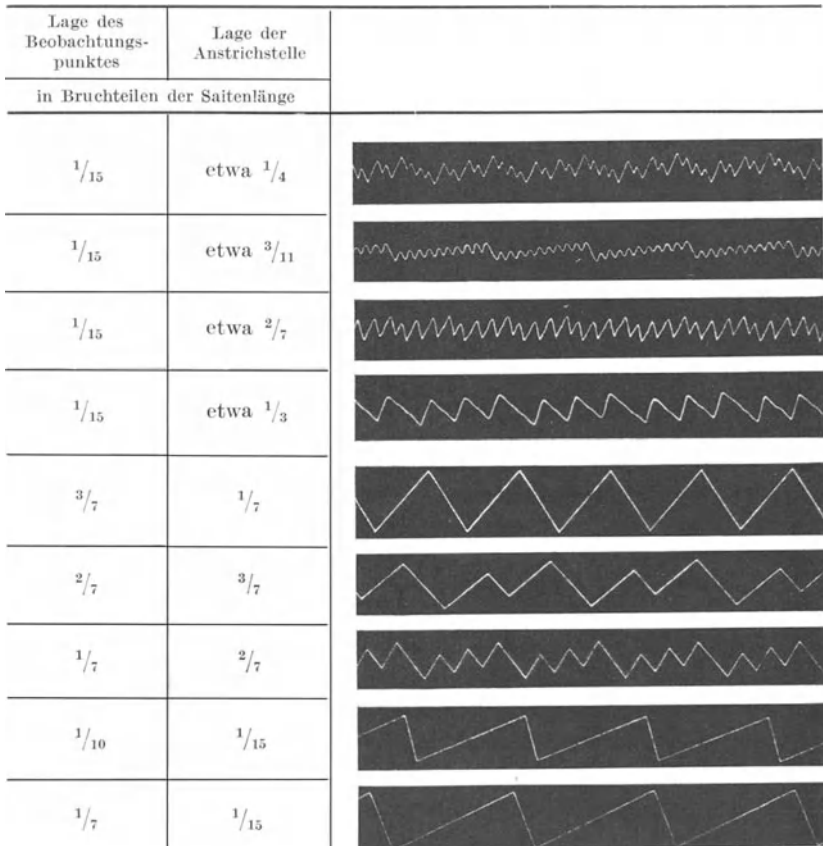


Abb. 87. Schwingungsformen verschiedener Punkte einer Violine. (Nach O. KRIGAR-MENZEL und A. RAFFS.)

Die von der Saitenschwingung herrührenden Kräfte wirken über den Steg auf den Resonanzkörper. Die einzelnen Teilschwingungen werden in das Schallfeld um so mehr abgestrahlt, je stärker die Resonanzvergrößerung und je größer der Strahlungswiderstand des Instrumentenkörpers bei der betreffenden Frequenz ist.

Wir hatten oben (Ziff. 6, S. 91) gesehen, daß der Strahlungswiderstand einer strahlenden Fläche dann sehr klein ist, wenn die Ausdehnung der Fläche klein gegen die Wellenlänge ist. Diese Erscheinung tritt

bei den Saiteninstrumenten sehr augenfällig in Erscheinung. Nimmt man nämlich die ins Schallfeld abgestrahlten Klänge der unverkürzten tiefsten Saite eines Saiteninstrumentes beispielsweise oszillographisch auf, so zeigt es sich, daß in dem abgestrahlten Klang der Grundton stets nur sehr schwach vertreten ist (vgl. Abb. 88)¹; dies liegt aber nicht etwa daran, daß die Saite in einem Typ höherer Ordnung, welcher den Grundton nur schwach enthält, geschwungen hätte, es wurde im Gegenteil bei den Versuchen sichergestellt, daß tatsächlich die Saite im Helmholtztyp schwang.

Die Schwingungsform der Geige bei verschiedener Tonhöhe ist von H. BACKHAUS² mit der Methode des Abtastkondensators (Ziff. 10, S. 64) eingehend untersucht worden; es wurde hierbei festgestellt, daß

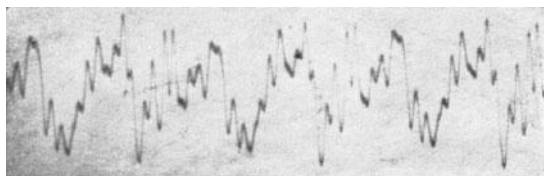


Abb. 88. Geigenklang (g-Saite, nach H. BACKHAUS).

gute Geigen in sehr tiefen Gebieten als Strahler zweiter Ordnung schwingen, mit steigender Frequenz geht die Geige in einen Strahler erster Ordnung über bis schließlich bei mittlerer Frequenz nahezu der Strahlertyp nullter Ordnung, also der am besten strahlende Typ erreicht wird. Bei noch höherer Frequenz schwingt die Geige dann wieder als Strahler höherer Ordnung. Abb. 89 zeigt die Ausbildung der Knotenlinien an einer Stradivariusgeige, das betreffende Instrument schwingt im Bereich um 700 Hz nahezu als Nullstrahler.

Über die Resonanzeigenschaften kann man Aufschluß erhalten, wenn man — wie dies von H. BACKHAUS durchgeführt wurde³ — die verschiedenen Saiten der Geige bei verschiedener Tonhöhe (also unter

¹ BACKHAUS, H.: *Naturwiss.* **17**, 811, 835 (1929). Die schwache Abstrahlung des Grundtons wurde übrigens auch schon von C. W. HEWLETT: *Phys. Rev.* **35**, 359 (1912) beobachtet, aber erst durch H. BACKHAUS erklärt. Auch an einem japanischen Zupfinstrument (dem Syamisen) wurde die gleiche Erscheinung gefunden [OBATA, J., u. Y. OZAWA: *Proc. phys. math. Soc. Jap.* (3), **13**, 1 (1931)].

² BACKHAUS, H.: *Z. Phys.* **62**, 143 (1930); **72**, 218 (1931). Bemerkt sei, daß H. MEINEL im Gegensatz hierzu die Art der Ausbildung der Knotenlinien für nicht-charakteristisch für die Qualität von Geigen hält [*Z. techn. Phys.* **19**, 297, 421 (1938)].

³ BACKHAUS, H.: *Z. techn. Phys.* **17**, 573 (1936). Der von H. BACKHAUS angegebenen Anordnung entspricht in ihrem wesentlichen Aufbau die von H. MEINEL benutzte Anordnung zur Untersuchung der Frequenzkurve von Geigen. MEINEL, H.: *Elektr. Nachr.-Techn.* **14**, 119 (1937) — *Akust. Z.* **2**, 22, 62 (1937). Über derartige Untersuchungen vgl. auch R. B. ABBOTT: *J. acoust. Soc. Amer.* **7**, 111 (1935).

den verschiedensten Verkürzungen) mittels eines endlosen, über Rollen laufenden Anstreichbandes erregt und dann den Schalldruck des abgestrahlten Tons im Schallfeld mißt; man muß hierbei darauf achten,

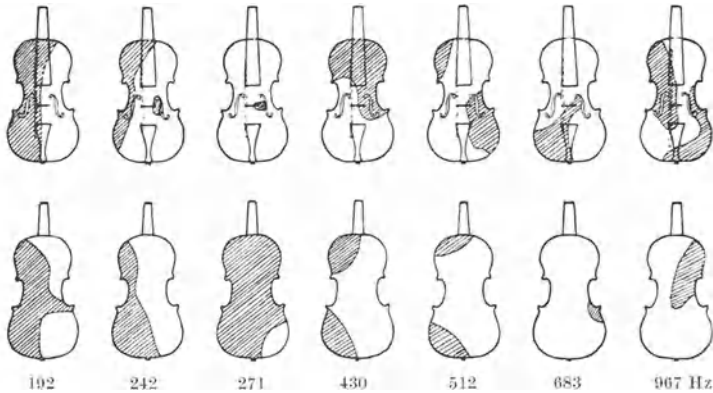


Abb. 89. Knotenlinien auf einem Geigenkörper. (Nach H. BACKHAUS.)

daß die Saiten mit genau konstantem Druck angestrichen werden. Trägt man die Schalldruckwerte in Abhängigkeit von der Frequenz in einem Diagramm ein, so erhält man eine „Frequenzkurve“ der Geige, welche die Resonanzeigenschaften erkennen läßt.

Abb. 90 zeigt (im oberen Teil) die Frequenzkurve einer gewöhnlichen Fabrikgeige, und im unteren Teil diejenige einer besonders guten Geige. Der Vergleich der beiden Frequenz-

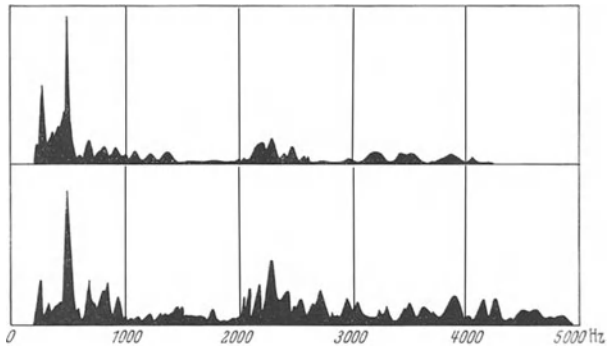


Abb. 90. Frequenzkurven von Geigen. (Nach H. BACKHAUS.)

kurven zeigt, daß die gute Geige starke Resonanzen auch in hohen Frequenzgebieten — zwischen etwa 3000 und 5000 Hz — aufweist, diese Resonanzbereiche bedingen das subjektiv als strahlend hell Empfundene des Klangs dieser Geige¹.

¹ Nach H. BACKHAUS: Z. techn. Phys. **17**, 573 (1936). Bemerkte sei noch, daß die Ansichten, welche sich H. MEINEL über die Frequenzkurven von Geigen bildete, teilweise von den Ansichten von H. BACKHAUS erheblich abweichen. Vgl. H. MEINEL: Akust. Z. **2**, 22, 62 (1937) — Elektr. Nachr.-Techn. **14**, 119 (1937) — Z. techn. Phys. **19**, 297 (1938); **19**, 421 (1938).

Eine interessante Erscheinung bei Streichinstrumenten ist der sog. „Wolfston“ oder „Bullerton“; dieser besteht darin, daß beim Anstreichen eines Tones ganz bestimmter Höhe der Klang nicht stationär für längere Zeit aufrechterhalten werden kann, sondern daß er in der Sekunde mehrmals seine Klangfarbe ändert. Dies instabile Verhalten ist folgendermaßen zu erklären: das Instrument besitzt beim Grundton des betreffenden Klanges eine nur schwach gedämpfte Resonanz, der Grundton wird also dann besonders stark abgestrahlt. Durch die starke Abstrahlung wird der Saitenschwingung sehr viel Energie entzogen. Der Bogendruck reicht nun zur Aufrechterhaltung des Schwingungstyps erster Ordnung nicht mehr aus, die Schwingung schlägt in den Typ zweiter Ordnung um, die den Grundton nicht enthält; der starke Energieentzug hört auf und der Geigendruck reicht dann wieder zur Erzeugung des Typs erster Art. In dieser Weise wechselt dauernd der Schwingungstyp und damit die Klangzusammensetzung¹.

Der modernen akustischen Forschung gelang eine weitgehende Klärung der physikalischen Vorgänge bei der Geige. Auf die Frage, worin das Geheimnis des Baus wirklich guter Geigen liegt, muß man allerdings antworten, daß sich hierfür eine einfache Formel oder eine einfache geometrische Vorschrift nicht aufstellen läßt. Sicher ist, daß dies Geheimnis nicht etwa in der sklavischen Innehaltung ganz bestimmter geometrischer Verhältnisse, nicht also etwa in einer Dimensionierung streng nach dem Goldenen Schnitt, wie diese mehrfach behauptet wurde, besteht. Die Dinge liegen wohl vielmehr so, daß man unter Verwendung ausgesucht guter Hölzer eine Geige erwünschten Klangtyps in der Weise herstellen kann, daß man einen zunächst bewußt zu stark gewählten Resonanzboden unter fortwährender Kontrolle der erzielten Klangeigenschaften systematisch abarbeitet²; auch die Wahl eines geeigneten Lacks scheint von Bedeutung für die Klangwirkung zu sein.

Während durch Anstreichen einer Saite mit einem Bogen eine Erzeugung ungedämpfter Schwingungen möglich ist, können durch Anzupfen oder durch Anschlagen nur gedämpft abklingende Eigenschwingungen von Saiten angeregt werden.

Die Schwingungsform der angezupften Saitenschwingung wurde — der klassischen Berechnung von HELMHOLTZ folgend — bereits in Ziff. 10, S. 57 behandelt. Wir hatten dort gesehen, daß für die

¹ Über den „Wolfston“ vgl. C. V. RAMAN: *Phil. Mag.* **32**, 391 (1916). — BACKHAUS, H.: *Naturwiss.* **17**, 811 (1929). — VOLLMER, W.: *Diss. Techn. Hochschule Karlsruhe* 1936.

² Vgl. hierzu insbesondere H. MEINEL: *Elektr. Nachr.-Techn.* **14**, 119 (1937) — *Akust. Z.* **2**, 22, 62 (1937) — *Z. techn. Phys.* **19**, 297 (1938).

Amplituden der einzelnen Partialschwingungen die Beziehung gilt

$$A_n = \frac{2\beta l^2}{n^2 \pi a(l-a)} \sin \frac{n\pi a}{l}, \quad n = 1, 2, 3. \quad (131)$$

l Saitenlänge, a Anzupfstelle.

Aus (131) kann dann durch Differentiation die auf den Steg wirkende Kraft berechnet werden. Die Schallabstrahlung erfolgt dann nach den Resonanzeigenschaften und nach den Abstrahlungseigenschaften des Instrumentkörpers in ähnlicher Weise, wie wir dies bei der Geige kennengelernt hatten¹.

Die Dämpfung der einzelnen Partialschwingungen der angezupften oder angeschlagenen Saiteninstrumente kann sehr verschieden sein. So ermittelten z. B. E. MEYER und G. BUCHMANN² für die Dämpfung der verschiedenen Partialtöne eines Flügels die folgenden Werte:

Dämpfung in db/sec verschiedener Klänge eines Flügels.

64 Hz . . .	20,0	5,4	4,0	3,8	2,7	9,5	2,5	2,6	6,4	5,0	2,9	3,5	3,1	3,9	8,7
256 Hz . . .	5,7	5,0	9,0	10,0	6,2	9,0	12,0	12,0							
1024 Hz . . .	50,0	33,0	67,0												
Partialton Nr.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15

Die Klangzusammensetzung des Flügels erfährt also während des Abklingens merkbliche Änderungen.

Die Klänge der angezupften und angeschlagenen Saiteninstrumente besitzen im Gegensatz zu den rein harmonischen Klängen der angestrichenen Saiten auch solche Komponenten, die unharmonisch zum Grundton der erregten Saite liegen. Die unetstetige Kraftänderung im Augenblick des Anzupfens bzw. des Anschlagens bewirkt, daß *alle* freien Eigenschwingungen des Instruments, also auch die freien Eigenschwingungen des Resonanzbodens, angestoßen werden. Die freien Eigenschwingungen des Resonanzkörpers sind nun aber durchaus

¹ Über durch Hammer angeschlagene Saiten vgl. insbesondere W. KAUFMANN: Wiedem. Ann. **54**, 675 (1895). — RAMAN, C. V., u. B. BANERJI: Proc. roy. Soc., Lond. (A) **97**, 99 (1920). — DAS, P.: Proc. Ind. Ass. Cultiv. Sci. **7**, 13 (1921). — KAR, K. C. u. M. GHOSH: Z. Phys. **66**, 414 (1930). — KAR, K. C. and M. GHOSH: Phil. Mag. (7) **12**, 676 (1931). — GHOSH, R. N., u. H. G. MOHAMMAD: Phil. Mag. (7), **19**, 260 (1935). — GHOSH, R. N.: J. acoust. Soc. Amer. **7**, 27 (1935). — LANGE, W.: Hochfrequenztechn. **45**, 118, 159 (1935). — DHAR, S. C.: Indian J. physics **10**, 305 (1936). — GHOSH, R. N.: J. acoust. Soc. Amer. **7**, 254 (1936) — Indian J. physics **12**, 317, 437 (1938). — DAVY, N., J. H. LITTLEWOOD u. M. McCAIG: Phil. Mag. (VII), **27**, 133 (1939).

² MEYER, E., u. G. BUCHMANN: Berl. Ber. Physikal.-Math. Kl. **1931**, Nr. 32, 735. Über den Flügel vgl. weiterhin W. LANGE: Hochfrequenztechn. **45**, 118, 159 (1935). — VIERLING, O.: Z. techn. Phys. **16**, 528 (1935). — GRÜTZMACHER, M., u. W. LOTTERMOSER: Phys. Z. **36**, 903 (1935) — Akust. Z. **1**, 49 (1936). Es sei an dieser Stelle auch noch auf eine Arbeit über die innere Reibung von Holz, welche für das Problem der Schwingungen von Resonanzböden wichtig ist, hingewiesen: KRÜGER, F., u. E. ROHLOFF: Z. Phys. **110**, 58 (1938).

nicht wie diejenigen der Saite harmonisch verteilt, sie liegen im Gegenteil nach Art von Plattenschwingungen bei den verschiedensten, in keinerlei ganzzahligem Verhältnis stehenden Frequenzen. Das Auftreten unharmonischer Komponenten im Augenblick des Anschlags zeigen besonders anschaulich Oktavsieboszillogramme¹, welche an einem Flügel aufgenommen wurden (Abb. 91). Es sind in diesen Oszillogrammen neben dem Grundton und dessen harmonischer Obertonfolge, welche von den freien Eigenschwingungen der Saite herrühren, auch

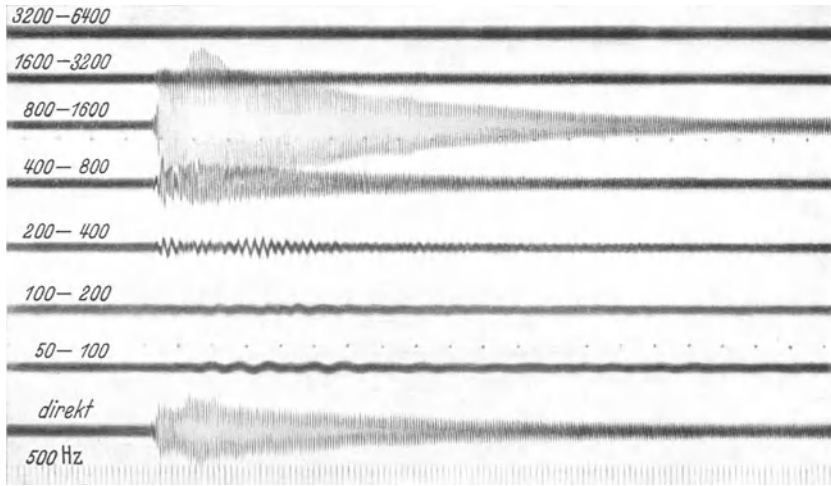


Abb. 91. Oktavsieboszillogramm eines Klavierklanges.

solche Klangkomponenten zu erkennen, die unharmonisch zum Grundton der angeschlagenen Saite liegen; insbesondere treten auch unharmonische Komponenten auf, deren Frequenz wesentlich tiefer liegt als die des Grundtons der angeschlagenen Saite. Es sind diese Komponenten die durch den ersten Impuls erregten abklingenden Eigenschwingungen des Resonanzbodens und der sonstigen schwingungsfähigen Teile der Flügel. Die Eigenschwingungen des Resonanzbodens klingen im allgemeinen rascher ab als diejenigen der verhältnismäßig schwach gedämpften Saiten, man erkennt aus dem Oktavsieboszillogramm, daß einige Zeit nach dem Anschlag im wesentlichen nur noch die harmonisch aufgebaute Partialtonfolge, die von den Saiten herrührt, vorhanden ist.

Die durch Anschlag erregten, gedämpft abklingenden Eigenschwingungen von *Stäben* — wie solche z. B. im Stabklavier (Xylophon) und

¹ Vgl. F. TRENDELENBURG u. E. FRANZ: Wiss. Veröff. Siemens-Werk **15/2**, 78 (1936). Eine weitere Arbeit hierüber von F. TRENDELENBURG, E. THIENHAUS u. E. FRANZ erscheint demnächst in der Akust. Z.

bei dem Triangel benutzt werden — bilden, wie wir bereits S. 60 ausführten, eine unharmonische Folge. Bei diesen Instrumenten erfolgt die Schallabstrahlung unmittelbar vom schwingenden Stab ohne Ankoppelung eines besonderen Resonanzkörpers. Da der schwingende Stab als ein Strahler höherer Ordnung arbeitet, ist die Abstrahlung der tiefen Frequenzen nur eine sehr geringe (vgl. Ziff. 6, S. 91); der Klang dieser Instrumente wirkt sehr hell. Ein mit einem Resonanzboden ausgerüstetes Stabinstrument ist das Glockenklavier (Celesta), dies Instrument besitzt allerdings keine massiven Stäbe, sondern Röhren. Auch die Stimmgabel (Ziff. 10, S. 61) wird häufig in Verbindung mit einem Resonanzkörper benutzt.

Bei den *Zungeninstrumenten* werden schwingungsfähige, am einen Ende fest eingespannte Zungen in ihrer (tiefsten) Eigenfrequenz durch Luftstrom angeblasen. Die Schallabstrahlung findet entweder unmittelbar an der Zunge selbst (wie bei Harmonium, Drehorgel, Ziehharmonika und Mundharmonika) oder unter Vermittlung eines mit der Zunge gekoppelten Hohlraumresonators statt; wir werden die letztgenannte Art der Zungeninstrumente weiter unten bei den Instrumenten mit schwingenden Luftmassen behandeln.

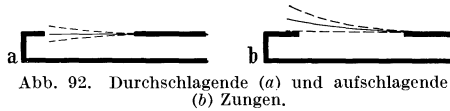


Abb. 92. Durchschlagende (a) und aufschlagende (b) Zungen.

Man kennt zwei Arten von Zungen, die „durchschlagenden“ und die „aufschlagenden“ Zungen (Abb. 92). Bei Einsetzen des Luftstroms wird die durchschlagende Zunge durch die Öffnung gedrückt, mit wachsender Freigabe der Öffnung sinkt der Druck in der Öffnung und damit die auf die Zunge wirkende äußere Kraft, so daß die Rückstellkraft der Zunge diese nach ihrer Ruhestellung hin zurücktreiben kann. Durch ihre Massenträgheit schnell die Zunge über die Ruhestellung hinaus, kehrt dann um, und das Spiel beginnt von neuem. Die aufschlagende Zunge schwingt um eine oberhalb der Öffnung liegende Ruhelage. In jeder Schwingungsperiode einmal schlägt die Zunge auf den Rahmen auf.

Bei den mit Membranen ausgestatteten Musikinstrumenten, wie Trommel¹ und Pauke, dient als Schallquelle ein über einen Resonanzkörper gespanntes Fell, das durch einen Klöppel angeschlagen wird. Die Eigenschwingungen derartiger Gebilde bilden (wie wir Ziff. 10, S. 62 zeigten) eine unharmonische Folge. Die Dämpfung der Eigenschwingungen ist bei Trommel und Pauke eine verhältnismäßig große; der mit diesen Instrumenten erzeugte Schall hat weniger Klangcharakter als Geräuschcharakter. Harmonische, verhältnismäßig schwach gedämpfte Eigenschwingungen besitzt eine indische Trommel (die

¹ Über Trommeln vgl. J. OBATA u. T. TESIMA: J. acoust. Soc. Amer. 6, 267 (1935).

„Midranga“). Auf das Fell dieses Instruments wird eine aus Wachs, Gummi und Eisenfeilspänen angerührte Paste verschiedener Schichtdicke aufgetragen, bei richtiger Wahl der Schichtdicke liegen die Knotenlinien so, daß eine harmonisch verteilte Obertonfolge auftritt¹.

Musikinstrumente, bei denen der Schall durch Anschlag einer schwingungsfähigen Platte erzeugt wird, sind das Gong (Tamtam) und das Becken — bei letztgenanntem Instrument erfolgt die Anregung nicht durch Klöppel, sondern durch Gegeneinanderschlagen zweier Schalen. Die Eigenschwingungen von Platten liegen (Ziff. 10, S. 63) in einer unharmonischen Folge, im Gegensatz zu den Eigenschwingungen der mit Fell bespannten Instrumente sind sie nur schwach gedämpft.

Die Glocken besitzen einen schalenförmigen Klangkörper, welcher durch Anschlag mit einem metallischen Klöppel in seinen Eigenschwingungen erregt wird. Rechnerisch lassen sich Glockenschwingungen nur unzureichend behandeln. Die auf Grund langer Erfahrungen von den Glockenbauern im einzelnen herausgearbeitete Formgebung dürfte im wesentlichen darauf hinzielen, die tiefsten Eigenschwingungen harmonisch zueinander anzuordnen, andererseits dürften aber auch Festigkeitsgründe für die Formgebung stark mitspielen. Ein sehr eigentümliches Phänomen ist der sog. „Schlagton“ der Glocken. Dieser Ton ist objektiv im Schallfeld der Glocken nicht ohne weiteres nachzuweisen, obwohl er subjektiv stark gehört wird. Die Dinge scheinen nach Untersuchungen von E. MEYER und J. KLAES² so zu liegen, daß der Schlagton infolge der nichtlinearen Eigenschaften des Ohres (vgl. Ziff. 29, S. 219) als subjektiver Differenzton höherer Teiltöne zustande kommt; tatsächlich läßt sich der Schlagton dann auch objektiv nachweisen, wenn man als Schallempfänger ein nichtlinear arbeitendes Instrument benutzt.

Eine außerordentlich große praktische Anwendung finden Schallsender, bei denen Lufttraumresonatoren zum Schwingen erregt werden. Zwei verschiedene Erregungsarten werden benutzt: die Erregung durch eine schwingende Zunge und die Erregung durch periodische Wirbelablösung in einem gegen eine Schneide geblasenen Luftstrom.

Bei den mit Zungenpfeifen ausgestatteten Instrumenten stimmt die Grundfrequenz des abgestrahlten Klangs mit der Eigenfrequenz der frei schwingenden Zunge dann im wesentlichen überein, wenn die Dämpfung der Zunge klein ist gegen die Dämpfung des angekoppelten

¹ Vgl. C. V. RAMAN: Nature, Lond. **104**, 500 (1920) — Proc. Ind. Acad. (A) **1**, 179 (1934).

² MEYER, E., u. J. KLAES: Naturwiss. **21**, 697 (1933). Bemerkte sei noch, daß A. T. JONES [J. acoust. Soc. Amer. **8**, 199 (1937)] die oben angegebene Erklärung des Schlagtons nicht teilt. Über Glocken vgl. weiterhin J. ARTS: J. acoust. Soc. Amer. **9**, 344 (1938). — OBATA, J., u. T. TESIMA: Japan. J. Phys. **9**, 49 (1934). In der letzterwähnten Arbeit wird mitgeteilt, daß bei japanischen Glocken bestimmter Formgebung der Schlagton auch objektiv nachweisbar ist.

Resonators; bei metallischen Zungen ist dies meist der Fall. Anders liegen die Dinge, wenn die Dämpfung der Zunge groß ist gegen die Dämpfung des angekoppelten Resonators: in diesem Fall entspricht die Grundfrequenz des abgestrahlten Klanges nahezu derjenigen Eigenschwingung des an die Zunge gekoppelten Resonators, welche der Zungeneigenfrequenz am nächsten liegt¹.

Die Lippenpfeifen arbeiten in folgender Weise: Beim Auftreffen eines aus einem schmalen Spalt ausströmenden Luftstroms auf eine Schneide bilden sich Wirbel. Die Wirbel strömen (Abb. 93) abwech-

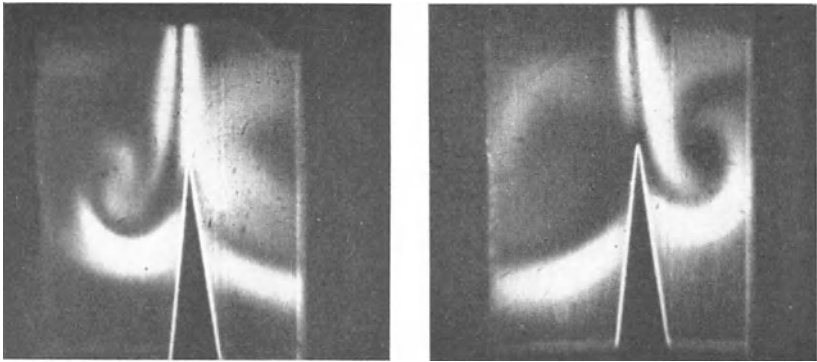


Abb. 93. Wirbelbildung an einer Schneide. (Nach F. KRÜGER und H. CASPER.)

selnd links und rechts der Schneide ab. Ist die Schneide frei angeordnet, ist also insbesondere kein Resonator vorhanden, so entspricht der Abstand der Wirbel der Entfernung zwischen Ausströmspalt und Schneide, die Frequenz der Wirbelablösung und damit die Frequenz der von der Schneide ablaufenden Druckstörungen wird dann $f = u/A$ (A = Abstand zwischen Schneide und Spalt, u = Strömungsgeschwindigkeit). Bei freistehenden Schneiden ist die Tonhöhe des Schalls also proportional der Ausströmgeschwindigkeit und damit abhängig vom Anblasdruck².

¹ Über Koppelungsfragen bei Zungenpfeifen vgl. insbesondere M. WIEN u. H. VOGEL: Ann. Phys., (4), **62**, 649 (1920). — VOGEL, H.: Ebendort **62**, 247 (1920). — ZAHRADNÍČEK, J.: Publ. Fac. Sci. Univ. Masaryk Nr. 229 (1936). — LOTTERMOSER, W.: Klanganalytische Untersuchungen an Zungenpfeifen. Neue dtsh. Forschungen Bd. 105. Berlin 1936.

² Vgl. hierzu insbesondere F. KRÜGER u. A. LAUTH: Ann. Phys. (4), **44**, 801 (1914). — KRÜGER, F., u. E. SCHMIDTKE: Ebendort **60**, 701 (1919). — KRÜGER, F.: Ebendort **62**, 673 (1920). — KRÜGER, F., u. E. MARSCHNER: Ebendort **67**, 581 (1922). — SCHMIDTKE, E.: Ebendort **60**, 715 (1919). — CARRIÈRE, Z.: J. Phys. Radium (6), **6**, 52 (1925); **7**, 7 (1926). — RICHARDSON, E. G.: Proc. phys. Soc., Lond. **43**, 394 (1931). — Wind Instruments from musical and scientific aspects. Cantor Lecture. Roy. Soc. Arts. London 1929. — KLUG, H.: Ann. Phys., (5), **11**, 53 (1931). — KRÜGER, F., u. H. CASPER: Z. techn. Phys. **17**, 416 (1936).

Koppelt man einen Resonator an, so ändern sich die Verhältnisse grundlegend, die Frequenz der Wirbelablösung an der Schneide stimmt dann nämlich im wesentlichen mit der Frequenz des nächstgelegenen Eigentones des angekoppelten Resonators überein; der Resonator wird in seiner Eigenschwingung „angeblasen“. Bläst man den Resonator — beispielsweise eine offene Pfeife — zunächst durch Einstellung einer geeigneten Ausströmgeschwindigkeit in seiner tiefsten Eigenschwingung an und steigert man dann die Ausströmgeschwindigkeit, so ändert sich die Frequenz zunächst praktisch nicht, bis sie dann plötzlich in die nächsthöhere Eigenfrequenz — bei der offenen Pfeife also in die Oktave — „umspringt“, man nennt diesen Effekt das Überblasen einer Pfeife. In der Regel tritt bei Druckerhöhung ein Eigenton höherer

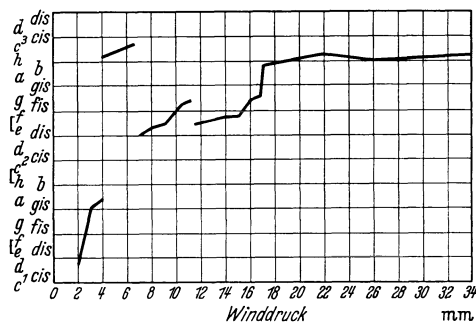


Abb. 94. Tonbildung in Lippenpfeifen. Stetiger Anstieg und Springen der Tonhöhe bei verschiedenem Winddruck. (Nach P. LUTZ.)

Frequenz auf — es kommen freilich auch umgekehrt Fälle vor, bei denen die Pfeife bei niedrigem Druck zunächst mit einem verhältnismäßig hohem Eigenton anspricht und dann erst bei Drucksteigerung in den tiefsten Eigenton umspringt. Dieser Effekt liegt dann darin begründet, daß der Druck zunächst nicht ausreichte, die nötige Energie für den tiefsten Eigenton, bei dem eine

besonders starke Energieentnahme an der Pfeife auftritt, zuzuführen, erst bei höherem Anblasdruck kann dann die für den tiefsten Eigenton benötigte große Energiemenge aufgebracht werden.

In welchem Maß die Tonhöhe in Abhängigkeit vom Anblasdruck umspringt, zeigt eine Kurve, die einer Arbeit von P. LUTZ¹ entnommen wurde (Abb. 94).

Die Schallerzeugung bei Lippenpfeifen besitzt einen ausgesprochen labilen Charakter, scheinbar sehr geringfügige Änderungen am Spalt oder an der Schneide, geringe Änderungen des Anblasdrucks bewirken erhebliche Änderungen des Klangcharakters. Der labile Charakter der Lippenpfeifen macht sich insbesondere auch in der Art ihres Einsatzes bemerkbar, der Klangeinsatz der Lippenpfeifen ist meist ein ziemlich langsamer und unsicherer (vgl. Ziff. 32, S. 260). Ganz anders liegen die Dinge bei Zungenpfeifen, deren Höhe in weiten Grenzen vom Anblas-

¹ LUTZ, P.: Beitr. z. Anat., Physiol. d. Ohres usw. **17**, 1 (1921), vgl. hierzu auch M. МОКНТАР Proc. Durham Phil. Soc. **10**, S. 352 (1938); Phil. Mag. (VII), **27**, 133 (1939).

druck unabhängig ist, diese besitzen einen wesentlich stabileren Klangcharakter, ihr Einsatz erfolgt rasch und präzise.

Die Eigenschwingungen von pfeifenartigen Resonatoren liegen — wie wir in Ziff. 10, S. 56 ausführten — in einer harmonischen Folge, und zwar tritt bei offenen Pfeifen die Folge $n \cdot \lambda/2 = l$; $n = 1, 2, 3, 4 \dots$, wobei l die wirksame Rohrlänge einschließlich Mündungskorrektur bedeutet und bei gedackten Rohren die Folge $m \cdot \lambda/4 = l$; $m = 1, 3, 5 \dots$, also nur ungeradzahlige Pachialtorie, auf.

Eine kontinuierliche Veränderung der Höhe der Eigentöne von Rohren ist durch Änderung der tatsächlichen Rohrlänge mittels eines Auszugs (wie bei der Posaune) möglich, sprunghafte Änderungen können durch Anschaltung eines zusätzlichen Rohrstücks (wie bei den Ventilinstrumenten) oder durch Freigabe von Seitenlöchern (wie bei der Flöte) erzielt werden.

Nach dem Mechanismus der primären Schallerzeugung teilt man die Blasinstrumente vorteilhaft wie folgt ein:

Instrumente mit Lippen oder Schneiden (Labien)	{	Lippen- oder Labialpfeifen der Orgel ^{a)} Flöte mit ihren Unterarten	
Instrumente mit Zungen	{	Metallzungen { Zungen oder Lingualpfeifen der Orgel ^{b)}	
	{	Rohrblattzungen { Doppelzungen (Oboe, Fagott, Schalmei) Einfache Zungen (Klarinette, Saxophon)	} Holz- blasinstrumente
	{	Membranöse Polsterzungen (Bläserlippen) { Trompete, Posaune, Horn, Tuba,	} Blech- blasinstrumente

a) Die wichtigsten Lippenpfeifenregister der Orgel sind: Prinzipal, die verschiedenen Flötenarten, Gedackt, Streicher.

b) Die wichtigsten Zungenpfeifenregister der Orgel sind; Trompete, Posaune, Oboe, Cornett, Vox Humana.

Die Klangfarbe der Blasinstrumente hängt — abgesehen von den durch die Art der primären Schallerzeugung bedingten Eigentümlichkeiten — von der Bauart des angeschlossenen Resonanzkörpers ab. Bei zylindrischen Pfeifen beispielsweise liegen die Dinge so, daß bei weiten Pfeifen (bei großer „Mensur“) die Stärke der höheren Partialtöne mit wachsender Ordnungszahl rasch abnimmt, derartige Pfeifen klingen weich. Bei enger Mensur treten die höheren Partialtöne verhältnismäßig stark in Erscheinung. Auch die nach der Spitze hin verjüngten konischen Pfeifen besitzen kräftige Obertöne. Von der Möglichkeit, durch verschiedene Bauart der Resonanzkörper die verschiedenartigsten Klangfarben zu schaffen, wird bei der Orgel¹

¹ Über die Orgel vgl. insbes. auch Ziff. 32, S. 260.

in großem Maß Gebrauch gemacht. Die Zusammensetzung der Klänge der Musikinstrumente werden wir in Ziff. 32, S. 251 u. ff. behandeln.

Außer den vorstehend behandelten, vornehmlich zur Erzeugung musikalischer Klänge benutzten Instrumenten, kennt man noch einige weitere Arten der mechanischen Schallerzeugung.

Zur Erzeugung von Tönen an der oberen Grenze des Hörbereichs und dem Ultraschall bis zu etwa 100 kHz kann die Galtonpfeife (Abb. 95) verwendet werden¹. Der von oben her aus einem kreisförmigen Schlitz (*C*) ausströmende Luftstrom trifft auf eine messerscharfe, ebenfalls kreisförmige Schneide (*D*); hierdurch wird das Luftvolumen V zu

Eigenschwingungen angeregt. Die Höhe der Eigenschwingungen des Volumens V kann durch Verschiebung eines Stempels (*S*) mit Hilfe einer Mikrometerschraube verändert werden. Bemerkt sei aber, daß die Tonhöhe vom Anblasdruck verhältnismäßig stark abhängt; wird eine sehr genaue Frequenzkonstanz benötigt, so muß der Anblasdruck sehr genau reguliert werden¹.

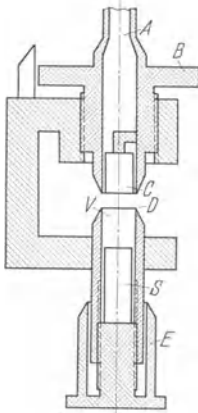


Abb. 95. Galtonpfeife.

Sehr viel größere Schwingungsenergien als die Galtonpfeife liefert der sog. Gasstromgenerator, bei dem ein starker Gasstrom mit Überschallgeschwindigkeit aus einer Düse ausströmt. Bringt man in geeigneter Entfernung von der Düse einen Hohlraumresonator, der ähnlich wie bei der Galtonpfeife gestaltet ist, an, so wird der Resonator kräftig erregt. Mit einem derartigen Luftstrahlgenerator

konnte bei 10^5 Hz etwa 1,6 W, bei 10^4 Hz 160 W und bei 500 Hz 650 W abgestrahlt werden².

Ultraschallwellen lassen sich auch unter Vermittlung der longitudinalen Eigenschwingung von Stäben durch Reiben erzeugen. M. HOLTZMANN³ hat einen derartigen, mit endlosen Reibebändern aus Leder ausgestatteten Schallgenerator, dessen Leistung diejenige der Galtonpfeife weit übertrifft, angegeben².

Wirbelablösung an Schneiden, deren Bedeutung für die Klang-erzeugung bei als Lippenpfeifen arbeitenden Musikinstrumenten wir oben besprochen hatten, führt auch sonst vielfach zu Schallentstehung. Die zahlreichsten Arten von Störgeräuschen bilden sich durch Vorbei-

¹ Vgl. M. TH. EDELMANN: Ann. Phys. (4), **2**, 469 (1900).

² Vgl. hierzu J. HARTMANN: Phil. Mag. (7), **11**, 936 (1931) — J. Phys. Radium (7), **6**, 123 (1935); **7**, 49 (1936). — HARTMANN, J., u. E. v. MATHES: Akust. Z. **4**, 126 (1939). — HARTMANN, J.: Umschau **43**, 589 (1939).

³ HOLTZMANN, M.: Phys. Z. **26**, 147 (1925).

streichen der Luft an scharfen Schneiden, dünnen Drähten, scharfen Kanten u. dgl.; es ist hierbei an sich gleichgültig, ob die Luft gegen ein feststehendes Hindernis strömt oder ob ein solches Hindernis mit entsprechender Geschwindigkeit durch ruhende Luft hindurchgetrieben wird, diese letztgenannte Art der Schallerzeugung nennt man „Hiebtonbildung“¹. Die Dinge liegen bei der Hiebtonbildung ganz allgemein gesprochen so, daß die Wirbel (unter sonst gleichen Verhältnissen, also bezogen insbesondere auf ein bestimmtes Profil des Objektes) sich in um so rascherer Folge ablösen, je höher die relative Geschwindigkeit des Störobjektes gegen die Luft ist, dementsprechend wächst dann also auch die Höhe der Hiebtöne mit der Relativgeschwindigkeit. Für durch die Luft bewegte Stäbe vom Durchmesser D gilt in erster Annäherung $N \cdot D = \text{konst.} \cdot u$, wobei mit N die Höhe des Hiebtones und mit u die Relativgeschwindigkeit des Störobjektes gegen die Luft bezeichnet wird. Ein praktisch besonders wichtiges Problem der Hiebtonbildung ist diejenige an umlaufenden Luftschrauben, also insbesondere an Flugzeugpropellern. Der Umstand, daß die verschiedenen Teile der Schrauben mit verschiedener Relativgeschwindigkeit die Luft durch-eilen, und daß weiterhin das Profil der Schraube sich längs des Schraubenradius ändert, führt dazu, daß die zeitliche Folge der Wirbelablösung an den in verschiedener Entfernung vom Mittelpunkt liegenden Stellen der Propellerkante eine ganz verschiedene ist, und zwar nimmt sie nach außen hin zu. Dementsprechend tritt bei Luftschrauben nicht ein diskreter Hiebton bestimmter Höhe, sondern eine kontinuierlich verteilte Folge von Hiebtönen, also ein dichtes Geräuschspektrum auf. Das Schwergewicht des Wirbelgeräuschspektrums an Luftschrauben liegt im allgemeinen in den höheren Frequenzgebieten.

Mit dem durch Wirbelablösung entstehenden „Luftschrauben-geräusch“ darf nicht verwechselt werden der sog. „Propellerdrehklang“. Dieser kommt dadurch zustande, daß an der von der Luftschraube jeweils getroffenen Schallfeldstelle eine starke Druckstörung auftritt, vor der Luftschraube liegt ja ein Gebiet des Unterdrucks, hinter ihr ein Überdruckgebiet. Diese Druckstörung wird bei stehendem Flugzuge längs einer Kreisbahn bzw. bei fliegendem Flugzeug längs einer Spiralbahn bewegt; die Schallabstrahlung entspricht derjenigen einer längs der Bahn verteilten Gruppe von Elementarstrahlern, deren Schwingungsphase mit dem Umlauf des Propellers mitläuft. Der Propellerdrehklang ist nach der Art seiner Entstehung streng harmonisch aufgebaut; der Grundton entspricht

¹ Die Hiebtonbildung wurde eingehend von F. KRÜGER und seinen Mitarbeitern untersucht. Vgl. Anm. 2 S. 109. Vgl. weiterhin insbesondere W. HOLLE: Akust. Z. 3, 322 (1938).

dem Produkt der sekundlichen Drehzahl der Propellernabe mit der Flügelzahl¹.

Eine in der älteren physikalischen Akustik für Versuche viel benutzte, neuerdings für Warngeräte in großem Umfang verwendete Klasse der mechanischen Schallerzeuger ist diejenige der Sirenen. Bei der einfachsten — von A. SEEBECK angegebenen — Ausführungsform der Sirene² rotiert eine mit in regelmäßigem Abstand liegenden Löchern versehene Schraube vor einer Luftaustrittsdüse. Jedesmal dann, wenn eine Öffnung an der Düse vorbeiläuft, tritt eine impulsartige Druckstörung auf. Die periodische Folge der Öffnungsimpulse läßt sich, wie G. S. OHM gezeigt hat, nach FOURIER zerlegen und so dann die Zusammensetzung des Sirenenklanges ermitteln³.

Der Schallerzeugung der Sirene eng verwandt ist die Entstehung des Auspuffschalls der Verbrennungsmotoren, ähnlich wie bei der

¹ Über Propellerschall vgl. E. WAETZMANN: Z. techn. Phys. **2**, 191 (1921). — KEMP, C. F. B.: Proc. phys. Soc., Lond. **44**, 151 (1932). — PARIS, E. T.: Phil. Mag. (7), **13**, 99 (1932). — OBATA, J., Y. YOSIDA u. S. MORITA: Rep. aeron. Res. Inst., Tokio **6**, 361 (1932). — KEMP, C. F. B.: Proc. phys. Soc., Lond. **45**, 727 (1933). — PARIS, E. T.: Phil. Mag. (7), **16**, 50, 61 (1933). — CAPON, R. S.: Engineering **136**, 503 (1933). — OBATA, J., u. S. MORITA: Rep. aeron. Res. Inst., Tokio **8**, 101 (1933). — GUTIN, L.: Phys. Z. Sowjet. **9**, 57 (1935). — ERNSTHAUSEN, W.: Luftf.-Forschg. **13**, 433 (1936). — GUTSCHE, F.: Z. VDI **78**, 825 (1934). — HILTON, W. F.: Proc. roy. Soc., Lond. **169**, 174 (1938). — ERNSTHAUSEN, W.: Akust. Z. **3**, 141, 380 (1938). — ERNSTHAUSEN, W., u. W. WILLMS: Akust. Z. **4**, 20 (1939).

² SEEBECK, A.: Pogg. Ann. Phys. u. Chem. **129**, 417 (1841). Vgl. über Sirenen-schall insbesondere auch LÜBCKE, E.: Z. techn. Phys. **16**, 576 (1935). — H. SCHIESSER: Akust. Z. **3**, 363 (1938). — Bemerkt sei hier noch, daß man in der älteren Akustik vielfach die von R. HOOKE 1681 erfundene Zahnradsirene, bei der die Schallerzeugung durch Anschlagen der Zähne gegen eine Feder bewirkt wird, verwendete. Die Lochsirene geht auf CAGNIARD DE LA TOUR zurück, welcher übrigens bereits 1827 mit ihrer Hilfe eine Untersuchung über die Abhängigkeit der Ohrempfindlichkeit von der Tonhöhe ausführte. Zur Geschichte der Sirenen vgl. insbesondere E. ROBEL: Die Sirenen, Schulschriften Berliner Realgymnasien. 1891. Progr.-Nr. 98.

³ OHM, G. S.: Pogg. Ann. Phys. u. Chem. **135**, 513 (1843). Es ist von großem historischen Interesse, daß in dieser Arbeit zum erstenmal das Fouriertheorem zur Behandlung akustischer Probleme, ja sogar von Schwingungsproblemen schlechthin, herangezogen wurde. Die Fourierzerlegung gehört heute zu dem wichtigsten Handwerkszeug der physikalischen und praktischen Akustik sowie der Elektrizitätslehre. Die wissenschaftliche Leistung, welche OHM in der oben angeführten Arbeit aufbrachte, ist von nicht geringerer Bedeutung als sein in der gesamten Welt bekanntes Gesetz der Elektrizitätsleitung. — Bemerkt sei, daß es zur genauen Durchrechnung der Klangzusammensetzung der Sirene erforderlich ist, die Frequenzabhängigkeit des Strahlungswiderstandes der Öffnung in Rechnung zu stellen, diese wurde selbstverständlich von OHM noch nicht berücksichtigt. Ein mit dem Suchtonverfahren ermitteltes Spektrum einer Lochsirene ist in Abb. 191, S. 238 wiedergegeben; ein Oktavsieboszillogramm von Lochsirenen-schall ist in Abb. 196, S. 242 reproduziert.

Sirene wird ja auch hier eine Ausströmöffnung, nämlich das Auspuffventil, kurzzeitig freigegeben. Die Dinge liegen hier aber insofern anders, als der Auspuff nicht, wie bei der Sirene, unmittelbar ins freie Schallfeld erfolgt, sondern zunächst in eine Rohrleitung oder zumindest in einen kurzen Auspuffstutzen mündet. Dementsprechend wird jeder Impuls durch die Schwingungseigenschaften der angeschlossenen Rohrleitung verändert. Durch geeigneten akustischen Bau der Auspuffleitung ist es möglich, insbesondere die subjektiv störenden höheren Komponenten des Auspuffschalls zu dämpfen (vgl. Ziff. 24, S. 167). Neben den bei der Periode der Auspufffolge streng harmonisch aufgebauten Anteilen des Auspuffschalls tritt auch ein kontinuierlich zusammengesetztes Geräusch auf, dieses entsteht durch Wirbelbildung in der Ausströmöffnung, also in der Enge zwischen Ventilteller und Ventilsitz. Die hauptsächlichen Komponenten dieses Geräusches liegen in verhältnismäßig hohen Frequenzgebieten¹.

Bemerkt sei noch, daß man in der Technik, insbesondere für Signalzwecke, vielfach selbstgesteuerte Membransender verwendet, so benutzt man bei Autohupen z. B. elektromagnetisch angetriebene Membranen mit einem mechanischen Selbstunterbrechungskontakt; für Signalzwecke in der Schifffahrt² werden auch druckluftgesteuerte Membransender benutzt.

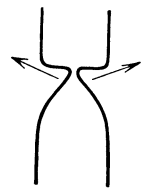
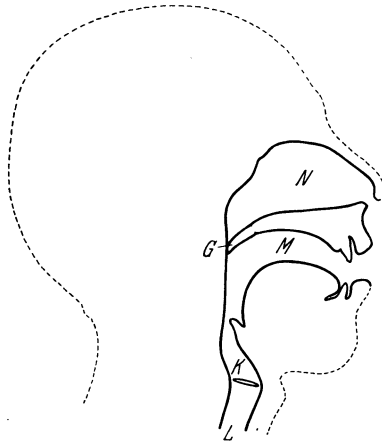
18. Die menschliche Stimme.

Die Anordnung der wichtigsten Teile des menschlichen Stimmorgans zeigt Abb. 96. Die Energie zur Erzeugung der Sprachlaute wird der Lunge entnommen. An dem Weg, welche die Luft von der Lunge aus zur Außenluft durchläuft, liegen die Organe, welche Strömungsenergie des Luftstroms in Schallenergie umsetzen. Bei den stimmhaften Sprachlauten, insbesondere bei den stimmhaften Vokalen, findet die primäre Schallerzeugung in der Stimmritze statt. Durch Druckerhöhung in der Luftröhre unterhalb der Stimmritze werden die Stimmbänder auseinandergedreht, mit wachsender Öffnung der Ritze sinkt dann der Druck, und die Stimmbänder werden durch die elastische Rückstellkraft der Muskulatur wieder zusammengeführt, die Ritze schließt sich, der Druck steigt wieder an und das Spiel beginnt von neuem: die Stimmbänder führen selbsterregte Schwingungen aus. Der von der Stimmbandschwingung herrührende Schall erfährt auf dem

¹ Zur Frage des Auspuffgeräuschs vgl. insbesondere U. SCHMIDT: Das Auspuffgeräusch von Verbrennungsmotoren. Diss. T. H. Berlin 1932. — KAUFFMANN, A., u. U. SCHMIDT: Schalldämpfer für Automotoren. Berlin 1932. — KLUGE, M.: Mitt. Inst. Kraftfahrw. T. H. Dresden 9, 50 (1934). — WAWRZINIÖK, O.: Mitt. Inst. Kraftfahrw. T. H. Dresden 9, 38 (1934).

² Über Signalsender vgl. insbesondere O. DEVIK u. H. DAHL: J. acoust. Soc. Amer. 10, 50 (1938).

Weg zum Außenraum Beeinflussungen durch die angeschlossenen Hohlräume des Ansatzrohres, die den Eigenschwingungen des Ansatzrohres



naheliegenden höheren Partialtöne des Stimmbandschalls werden durch Resonanz verstärkt und besonders kräftig in das äußere Schallfeld abgestrahlt. Jedem Sprachlaut entspricht eine ganz besondere Stellung des Ansatzrohres und damit eine bestimmte Resonanzlage, je nach der betreffenden Mundstellung treten also bestimmte, in ihrer absoluten Tonlage feste Teiltongebiete mit besonderer Stärke auf. Man nennt die charakteristischen

Abb. 96. Sprachorgan (a) Luftröhre, Kehlkopf und Ansatzrohr, b Schnitt durch die Stimmritze, schematisch.

Tonbereiche eines Sprachlauts mit einen

von L. HERMANN (zunächst allerdings in etwas anderer Bedeutung) geprägten Ausdruck die „Formantbereiche“ eines Sprachlauts.

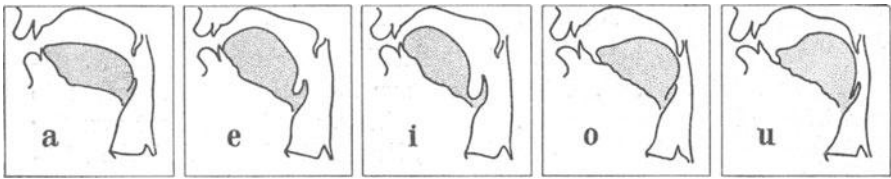


Abb. 97. Mundstellung bei den fünf Hauptvokalen. (Nach H. FLETCHER.)

Abb. 97 zeigt die für die fünf Hauptvokale charakteristischen Stellungen des Ansatzrohres¹. Die Formantbereiche der Hauptvokale sind in der folgenden Tabelle 7 zusammengestellt:

Tabelle 7.

U	etwa	200—400 Hz,
O	„	400—600 Hz,
A	„	800—1200 Hz,
E	„	400—600 und 2200—2600 Hz,
I	„	200—400 und 3000—3500 Hz.

Wir haben den Mechanismus der primären Schallerzeugung bei den stimmhaften Vokalen hier ganz entsprechend der klassischen Theorie von H. v. HELMHOLTZ² behandelt, diese Theorie kann auch heute noch

¹ Nach H. FLETCHER, *Speech and Hearing*, S. 8. London 1929.

² HELMHOLTZ, H. v.: *Gelehrte Anz. Bayr. Akad. Wiss.* 18, VI. 1859. Die Lehre von den Tonempfindungen, S. 168ff. 6. Aufl. Braunschweig 1913.

als die allgemeingültige bezeichnet werden. Die Berechtigung der HELMHOLTZschen Anschauungen ist freilich längere Zeit hindurch stark angezweifelt worden. So hatte L. HERMANN¹ eine Vokaltheorie entwickelt, welche mit der HELMHOLTZschen unvereinbar schien. HERMANN hatte nämlich eine „Stoßtheorie“ der Vokale aufgestellt. Diese ging von der Tatsache aus, daß die Stimmritze während jeder Schwingungsperiode meist nur für eine verhältnismäßig kurze Zeit öffnet, so daß dann also im Augenblick der Öffnung eine impulsähnliche Erregung der freien abklingenden Eigenschwingungen des Ansatzrohres stattfindet. Da die Höhe der Eigenschwingungen des Ansatzrohres im allgemeinen in keinerlei ganzzahligem Verhältnis zur Tonhöhe der Stimmbandschwingung steht, schloß HERMANN, daß die Vokale *unharmonisch* zusammengesetzt seien und daß die HELMHOLTZsche Theorie, die die Formantgebiete als durch Resonanz verstärkte höhere *harmonische* Komponenten erklärte, falsch sei. Diese Ansicht ist aber nicht stichhaltig. Die HELMHOLTZsche Vokaltheorie führt bei richtiger Wahl des Fourieransatzes für die periodisch wiederholte Öffnung der Stimmritze und beim Einsetzen der richtigen Dämpfungswerte und Abstimmungswerte des Resonanzrohres auf die gleichen abklingenden Eigenschwingungen wie die HERMANNsche Betrachtung des Einzelimpulses². Die von der HERMANNschen Stoßtheorie geforderten abklingenden Eigenschwingungen kommen nach der HELMHOLTZschen Theorie durch

¹ HERMANN, L.: Pflügers Arch. **47**, 347 (1890); **48**, 181, 543, 574 (1890); **53**, 1 (1890); **56**, 467 (1894); **58**, 255, 264 (1894); **61**, 169 (1895); **83**, 1, 33 (1901); **141**, 1 (1911). Vgl. auch E. W. SCRIPTURE: Researches in experimental phonetics. Washington 1906 (Publ. by the Carnegie Inst.) — Z. Sinnesphysiol. **59**, 83 (1928). — TRENDELENBURG, F.: Z. Sinnesphysiol. **59**, 385 (1928). — BROEMSER, Ph.: Die Bedeutung der Lehre von der erzwungenen Schwingung in der Physiologie. Habil. schr. München 1918.

² TRENDELENBURG, F.: Wiss. Veröff. Siemens-Werk **3/2**, 43 (1924). — Lord RAYLEIGH: Theory of Sound **2**, 473. London 1926. — CRANDALL, I. B.: Bell Syst. techn. J. **4**, 586 (1925). — STEWART, J. Q.: Nature, Lond. **110**, 311 (1922). — TRENDELENBURG, W., u. H. WULLSTEIN: Berl. Ber. **1935**, Nr XXI, 399. — VIERLING, O.: Ann. Phys. (5), **26**, 219—232 (1936). — TRENDELENBURG, W.: Berl. Ber. **1936**, Nr XXII, XXIII, 308, 338; **1937**, Nr XIII, XIV, 125, 127. — TRENDELENBURG, W., u. W. HARTMANN: Berl. Ber. **1937**, Nr XXVII, XXVIII, 391. — W. u. F. TRENDELENBURG: Berl. Ber. **1937**, Nr XX, 265. Vgl. insbesondere die ausführliche kritische Gegenüberstellung der verschiedenen Vokaltheorien bei F. TRENDELENBURG: Proc. **3**. Internat. Congress of Phonetic Sciences, S. 128, Gent 1938. Es wird dort insbesondere gezeigt, daß die HERMANNsche Theorie phonetisch bedeutungslos ist; läßt man nämlich auf Schallfilm aufgezeichnete Vokalausschnitte teils vorwärts, teils rückwärts ablaufen, so ist subjektiv nicht zu entscheiden, welche Ausschnitte in der richtigen zeitlichen Folge wiedergegeben wurden; das Ohr bemerkt also nicht, ob Formantschwingungen anklingen oder abklingen, es beurteilt den Vokalcharakter ganz offenbar *nur* nach der relativen Stärke der verschiedenen Komponenten.

Tabelle 8. Einteilung der Sprachlaute nach ihrer Erzeugungsart.

Bezeichnung des Lautes	Art der Schallerzeugung	Bemerkungen
<i>Vokale</i>		
U	Bei stimmhaften Vokalen:	
O	Einzige primäre Schallquelle:	
Ao	die Stimmbänder.	
A	Bei stimmlosen Vokalen: Die	
Ae	Stimmbänder sind außer Tä-	
E	tätigkeit, Schallerzeugung erfolgt	
Oe	im wesentlichen durch Anblas-	
Ue	sen der Ansatzrohrresonanzen.	
I		
<i>Doppellaute</i>		
Au		Beim Übergang von dem ersten Laut des Diphthonges in den zweiten Laut bleibt die Stimmbandschwingung aufrechterhalten.
Ei		
Ai		
Eu		
<i>Konsonanten</i>		
L	Bei stimmhaften Konsonanten mehrere primäre Schallquellen: Stimmbänder, Anblasen von Ansatzrohrresonanzen, Geräuschbildung an den Einengungsstellen des Luftstromes. Bei stimmlosen Konsonanten bleiben die Stimmbänder außer Tätigkeit.	Bei dem „Zitterlaut“ R findet eine Amplitudenmodulation des von den Stimmbändern herrührenden Schalls durch die mechanischen Schwingungen der Zunge beim R uvulare bzw. des Zäpfchens beim R alveolare statt.
M		
N		
R		
Sch	Geräuschbildung an Einengungsstellen des Luftstromes.	Art der Einengung: Zungenspitze gegen Schneidezähne, Zähne sehr eng aufeinander, Oberzähne auf Unterlippe. Bei Beigabe des Stimmbandklanges geht das F in W über, Zähne gegen Zunge; dicht hinter der Zunge größerer Luftraum, der vom Luftstrom durchflossen wird.
F		
S		
H	Im wesentlichen nur Strömungsgeräusch in Stimmritze.	
<i>Explosivlaute</i>		
P	Plötzliche Freigabe der Luftströmung.	Zuerst Konsonantgeräusch bei plötzlicher Öffnung der vorderen Einengung, dann Einschwingen der Stimmbänder.
T		
K		
B	Mediae	Zuerst Einsetzen der Stimmbandschwingung, dann Konsonantgeräusch bei Freigabe der vorderen Einengung.
D		
G		

Das S geht in das Th (der englischen Sprache) über, wenn die Zunge stark gegen die Oberzähne gelegt wird.

Superposition zahlreicher eng beinanderliegender Harmonischer — also durch Schwebungen höherer Partialtöne mit der Periode des Grundtons — zustande. Die Kernfrage, ob die HELMHOLTZsche Vorstellung richtig ist, liegt darin, ob die Vokale rein periodische Klänge sind; diese Voraussetzung aber ist, wie die oszillographische Untersuchung gezeigt hat, richtig (vgl. Ziff. 32, S. 251).

Ähnlich wie bei den stimmhaften Vokalen verläuft die primäre Schallerzeugung bei den stimmhaften Halbvokalen M N R L, allerdings ist das Klangbild dieser Laute meist nicht streng periodisch, das Stimmband ist bei diesen Lauten nicht die einzige Schallquelle, es treten in den Klangbildern dieser Laute noch Komponenten auf, die an anderen Stellen — z. B. durch Anblasen von Hohlräumen oder als Wirbelgeräusche — erzeugt werden.

Grundsätzlich anders liegen die Verhältnisse bei den stimmlosen Sprachlauten, insbesondere bei den stimmlosen Konsonanten. Bei der Erzeugung dieser Sprachlaute wirken die Stimmbänder nicht wesentlich mit. Es findet hier eine Schallerzeugung im wesentlichen nur durch Anblasen von Hohlräumen oder durch Wirbelablösung an Einengungen des Ansatzrohres, insbesondere an den Zähnen statt.

Eine besondere Rolle spielen die Explosivlaute P T K B D G. Diese Laute können nicht kontinuierlich erzeugt werden. Sie entstehen bei plötzlicher Freigabe des vorher verschlossenen Luftwegs; sie stellen Ausgleichsvorgänge dar.

Die verschiedenen, oben skizzierten Arten der Schallerzeugung im Sprachorgan sind in der vorstehenden Tabelle 8 übersichtlich zusammengestellt.

Auf den Aufbau der Klangspektren der Sprachlaute im einzelnen und auf verschiedene Besonderheiten des zeitlichen Ablaufes der Sprachlaute werden wir in Ziff. 32, S. 258 eingehen.

19. Elektrische Schallsender.

Die elektrischen Schallsender teilt man nach der Art ihres Antriebes ein in elektromagnetische, magnetostriktive, elektrodynamische, elektrostatische und piezoelektrische Sender.

Das elektromagnetische Prinzip findet in der Fernsprechtechnik eine außerordentlich große Verwendung; in den verschiedenen Teilen der Erde gibt es zur Zeit etwa 40 Millionen Fernsprechstationen, die mit elektromagnetischen Hörern ausgestattet sind.

Der elektromagnetische Fernhörer wurde 1874 von ALEXANDER GRAHAM BELL erfunden¹. Es ist historisch interessant, daß etwa zwei Stunden, nachdem die Anmeldung BELLS beim amerikanischen Patent-

¹ BELL, A. G.: Amerikanisches Patent 174465, angemeldet 14. II. 1876.

amt eingelaufen war, eine Anmeldung eines anderen Erfinders, ELISHA GRAY, eingereicht wurde, in welcher gleichfalls ein elektromagnetischer Fernhörer beschrieben wurde¹. Während nun BELL aus seiner Erfindung den größten Nutzen ziehen konnte, hatte GRAY aus seiner Erfindung keinen Gewinn. Ausdrücklich bemerkt sei noch, daß BELL nicht etwa der Erfinder der elektrischen Telephonie schlechthin ist, lange vor ihm hatte der deutsche Lehrer PHILIPP REIS² ein Verfahren zur Telephonie entwickelt. REIS verwendete als Empfänger eine mit einem Kontakt versehene Membran, als Schallgeber benutzte er einen magnetostriktiven Schallsender. Dem großen Erfinder PHILIPP REIS blieb tragischerweise

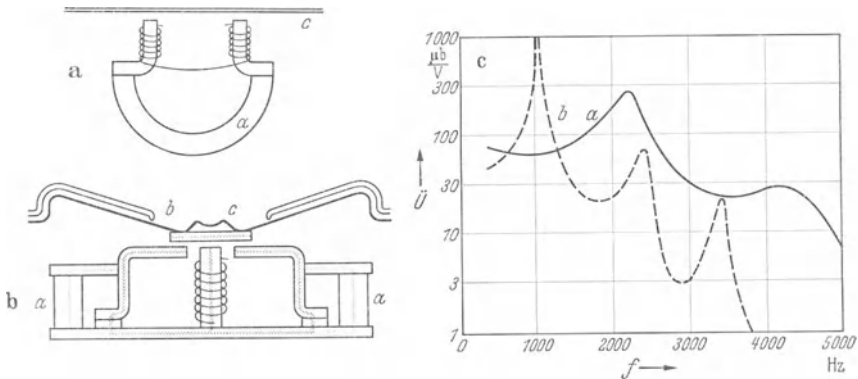


Abb. 98. Elektromagnetisches Telefon (a ältere Bauart, b neuere Bauart, schematisch, c Frequenzkurven eines älteren und eines modernen Telefons). (Nach H. PANZERBIETER.)

jeder wirtschaftliche Nutzen aus seiner Erfindung versagt. Er hatte diese in einer Zeit getätigt, welche für das große technische Geschenk der Telephonie noch nicht reif war.

Abb. 98 zeigt (schematisch) einen Schnitt durch einen elektromagnetischen Fernhörer. Der Sprechstrom durchfließt eine Spule und ändert so die Stärke eines von einem Permanentmagneten erzeugten Magnetfeldes und damit die Stärke der auf die Eisenmembran wirkenden Kraft; die Membran führt dann also im Takt des Sprechstroms erzwungene Schwingungen aus. Die Membran ist am Rand eingespannt;

¹ Vgl. hierzu A. ROTH: Das Telephon und sein Werden. Berlin 1927. Nach anderen Quellen hat E. GRAY seine Erfindung zwei Stunden früher als A. G. BELL eingereicht und die Erteilung des Patenten an BELL ist auf Grund eines Rechtsirrtums erfolgt. Vgl. H. HEIDEN: Rund um den Fernsprecher. Berlin 1937.

² PH. REIS gab am 26. X. 1861 in einem Vortrag vor dem Physikalischen Verein zu Frankfurt am Main den ersten öffentlichen Bericht über sein Telephon. — In Deutschland wurde der Fernsprecher am 12. XI. 1877 in den Dienst der Nachrichtentechnik gestellt, er wurde erstmalig verwendet zum Durchsprechen von Telegrammen zwischen den Postämtern Friedrichsberg b. Berlin und Rummelsburg.

sie besitzt (vgl. Ziff. 10, S. 62) neben der tiefsten Eigenschwingung, bei der sie als Ganzes schwingt, eine Reihe unharmonischer Oberschwingungen, bei denen sie durch Knotenlinien unterteilt arbeitet.

Die Rückstellkraft der Membran muß groß sein, wenn verhindert werden soll, daß die Membran am Magneten anliegt. Der verhältnismäßig große Wert der Direktionskraft bedingt eine verhältnismäßig hohe Lage der tiefsten Eigenschwingung; es ist nicht möglich, die tiefste Eigenschwingung unterhalb des für die Sprachübertragung wichtigen Frequenzbereichs zu legen. Andererseits ist es aber auch aus Empfindlichkeitsgründen nicht möglich, die tiefste Eigenschwingung über den Frequenzbereich der Sprache hinauszuhoben. Trotzdem es vom Standpunkt der klanggetreuen Schallübertragung sehr wünschenswert wäre, Eigenschwingungen im Übertragungsbereich zu vermeiden, muß man praktisch stets Resonanzstellen im Übertragungsbereich zulassen. Sorgt man aber dafür, daß die Eigenschwingungen der Membran genügend gedämpft sind, so bekommt man eine Übertragung, die für gute Sprachverständlichkeit voll ausreicht. Abb. 98 c zeigt die Frequenzkurven von elektromagnetischen Fernhörern, und zwar ist *a* die Frequenzkurve eines Telephons älterer Bauart, *b* diejenige eines modernen Fernhörers mit besonders guter Dämpfung¹.

Will man von einer elektromagnetisch angetriebenen Membran aus größere Leistungen ins freie Schallfeld abstrahlen, so muß man die Membran mit einem Trichter versehen, um so ihren Strahlungswiderstand zu vergrößern (vgl. Ziff. 16, S. 96). Elektromagnetisch angetriebene Membranlautsprecher sind in den Anfängen der Radiotechnik vielfach gebraucht worden. Die Klanggüte derartiger Lautsprecher läßt aber sehr zu wünschen übrig, und zwar einerseits wegen der im Übertragungsgebiet liegenden Resonanzstellen, andererseits — und dies ist praktisch besonders wichtig — wegen des hohen Klirrfaktors, welchen das gewöhnliche, unsymmetrisch gebaute, elektromagnetische Telephon besitzt. Die unsymmetrische Bauart bedingt, daß die Kraft zwischen Magnet und Membran stark wächst, wenn die Membran sich dem Magneten nähert; es treten also nichtlineare Effekte ein (vgl. Ziff. 6, S. 32). Nach Messungen von E. MEYER² besaß ein elektromagnetisch angetriebener Trichterlautsprecher bei 200 Hz einen Klirrfaktor von 120 %, bei 250 Hz von 60 %, 400 Hz 10 %, 700 Hz 2 % und 1000 Hz 0,5 %. Da einem Klirrfaktor von 5 % bereits deutlich hörbare, nichtlineare Verzerrungen entsprechen, klingen derartige Lautsprecher schlecht. Bei symmetrisch arbeitenden elektromagnetischen

¹ Nach H. PANZERBIETER: Europ. Fernsprechdienst 1938, 106 — ETZ 59, 550 (1938).

² MEYER, E.: Elektr. Nachr.-Techn. 4, 509 (1927).

Antriebsanordnungen liegen die Dinge etwas günstiger¹. Aber auch derartige Systeme erreichen nicht die Klanggüte der weiter unten behandelten elektrodynamischen.

Bei den *Magnetostriktionssendern* wird die bei der Magnetisierung ferromagnetischer Stäbe auftretende Längenänderung² zur Schallerzeugung benutzt. Magnetostriktive Sender werden heute im Gebiet des Hörschalls nicht mehr verwendet; zur Erzeugung von Ultraschall³, und zwar insbesondere zur Erzeugung von Ultraschall in Flüssigkeiten, finden sie aber vielfache Anwendung. Bei Flüssigkeitsschall liegen die Dinge ja wegen des großen Schallwellenwiderstandes der Flüssigkeiten wesentlich anders als in Luft, es beträgt ja beispielsweise der Schallwellenwiderstand des Wassers etwa 10^5 CGS gegen nur etwa 42 CGS bei Luft. Während zur Abstrahlung einer vorgegebenen Leistung in Luft verhältnismäßig große Amplituden der strahlenden Fläche, aber nur verhältnismäßig kleine Kräfte erforderlich sind, benötigt man zur Abstrahlung der gleichen Leistung in eine Flüssigkeit verhältnismäßig kleine Amplituden der strahlenden Fläche, dafür aber dann große Kräfte. Für diese Bedingungen ergibt der magnetostriktive Antrieb günstige Ergebnisse.

Das *elektrodynamische* Prinzip ist für die Zwecke der klanggetreuen Schallübertragung von größter Bedeutung geworden, eine Bedeutung, die wohl in allererster Linie darin liegt, daß die elektrodynamische Antriebsart an sich frei von nichtlinearen Effekten ist. Die Wechselwirkung zwischen einem stromdurchflossenen Leiter und dem Magnetfeld und die aus dieser Wechselwirkung resultierende Kraft auf eine mit dem Leiter verbundene Membran ist — solange man im homogenen Teil des Magnetfeldes bleibt (und dies läßt sich durch richtige Dimensionierung der Polschuhe leicht erreichen) — unabhängig von der jeweiligen Lage des Leiters im Feld. Weiterhin ist es bei dem elektrodynamischen Antrieb sehr vorteilhaft, daß im Ruhezustand keinerlei

¹ Über die verschiedenen Antriebsmöglichkeiten elektromagnetischer Lautsprecher vgl. W. SCHOTTKY: Beitrag Elektroakustik zu dem Sammelwerk *Physikalische Grundlagen des Rundfunkempfangs*, hrsg. von K. W. WAGNER, Berlin 1927. S. 60. — STENZEL, H.: Beitrag „Lautsprecher“ zum Hdb. d. Exp. Phys. **17/2** Leipzig 1934.

² Der Magnetostriktionseffekt wurde von J. P. JOULE entdeckt [Phil. Mag. (3), **30**, 76 (1847)]. Er wurde — wie bereits erwähnt — von PHILIPP REIS zuerst zur Luftschallerzeugung benutzt.

³ Über Magnetostriktionssender für Ultraschall vgl. G. W. PIERCE: Proc. Amer. Acad. Boston **63**, 1 (1928) — Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. **17**, 42 (1929). — GIEBE, E., u. F. BLECHSCHMIDT: Ann. Phys. (5), **18**, 417, 458 (1933). — KUNZE, W.: Z. VDI **77**, 1265 (1933). — BRANDT, O., u. H. FREUND: Z. Phys. **92**, 385 (1934). — PIERCE, G. W., u. A. NOYES: J. acoust. Soc. Amer. **9**, 185, 205 (1938). — MEYER, E., u. G. BUCHMANN: Akust. Z. **3**, 132 (1938). — BERGMANN, L.: Der Ultraschall, S. 5ff. Berlin 1937. — METSCHL, E. C.: ETZ **60**, 33 (1939).

einseitig gerichtete Kräfte auf die Membran ausgeübt werden, man benötigt also keinerlei größere Direktionskraft, um die Membran in ihrer Ruhelage zu halten¹. Das elektrodynamische Prinzip liefert die verschiedensten Möglichkeiten zum gleichmäßigen Antrieb sehr großer und leichter Flächen, so daß man mit elektrodynamischen Systemen auch ohne Anbau von Trichtern sehr große Leistungen abstrahlen kann.

Das erste elektrodynamische Telephon wurde von WERNER VON SIEMENS¹ gebaut und in einer am 21. Januar 1878 der preußischen Akademie der Wissenschaften vorgelegten Arbeit ausführlich beschrieben. Dies Telephon besitzt eine nichtebene, aus Pergamenthaut oder Fischblase geformte Membran von etwa 20 cm Durchmesser, und zwar hatte WERNER V. SIEMENS auf Rat von H. v. HELMHOLTZ die Form der Membran derjenigen des menschlichen Trommelfells nachgebildet. In der Membranmitte ist eine vom Sprechstrom durchflossene Spule, die in das Feld eines Topfmagneten eintaucht, angebracht. Es ist sehr interessant, aus dem erwähnten Bericht zu entnehmen, daß WERNER VON SIEMENS bereits erkannte, daß das elektrodynamische Prinzip gut in der Lage ist, sinusförmige Erregungen sinusförmig wiederzugeben oder mit anderen Worten, daß es frei ist von nichtlinearen Verzerrungen². Bemerkt sei noch, daß WERNER VON SIEMENS das elektrodynamische Telephon besonders geeignet für Empfangszwecke hielt; hätten ihm Verstärker, wie wir sie heute besitzen, zur Verfügung gestanden, so hätte er sein Telephon mit größtem Erfolg bereits als Lautsprecher zur klanggetreuen Schallübertragung verwenden können.

Der erste elektrodynamisch angetriebene großflächige Lautsprecher, mit dem es gelang, hochwertige Sprach- und Musikübertragungen durchzuführen, war der „Blatthaller“, der von H. RIEGGER³ 1924 ge-

¹ Vgl. W. v. SIEMENS: *Wiss. u. techn. Arbeiten* 2, 353. Berlin 1891.

² Die diesbezügliche Stelle der Veröffentlichung lautet: . . . „Bemerkenswert ist dabei die große Reinheit und Klarheit, mit der das Telephon die Sprachlaute und Töne überträgt. Es kann dies zum Teil von der zweckmäßigen Membranform, zum Teil aber auch davon herrühren, daß die Rolle bei der Verschiebung im zylindrischen magnetischen Feld regelmäßige sinusoidale Ströme erzeugt als eine schwingende Eisenplatte.“

³ RIEGGER, H.: *Wiss. Veröff. Siemens-Werk* 3/2, 67 (1924). RIEGGER hat in dieser Arbeit die Theorie der Schallabstrahlung durch eine mit einem Schallschirm ausgerüstete Kolbenmembran ausführlich behandelt, die Arbeit kann als grundlegend wichtig für die neuere technische Entwicklung der Lautsprecher bezeichnet werden. Es ist bemerkenswert, daß die Erfindung des elektrodynamisch angetriebenen tief abgestimmten großflächigen Senders nahezu gleichzeitig und unabhängig voneinander an zwei Stellen erfolgte. H. RIEGGER lieferte das Manuskript seiner Arbeit am 17. III. 1924 ab, am 27. III. 1924 übergaben CH. W. RICE und E. W. KELLOGG dem amerikanischen Patentamt die den tief abgestimmten Konuslautsprecher beschreibenden Anmeldungen. No 1631646 und 1795214.

schaffen wurde. 1925 wurde der Blatthaller bei der Einweihung des Deutschen Museums in München erstmalig zu großen Übertragungen verwendet¹, er hat auch in späteren Jahren bei zahlreichen Veranstaltungen, insbesondere auch als Großlautsprecher zur Übertragung von Reden erfolgreich mitgewirkt². Mit dem größten Modell wurden bei geeigneter Wetterlage Entfernungen von mehreren Kilometern überbrückt.

Die Schallabstrahlung beim Blatthaller erfolgt durch eine am Rand sehr nachgiebig gelagerte, aber in sich starr ausgeführte Membran; also durch eine „Kolbenmembran“ (vgl. Ziff. 16, S. 92). Die Kolbenmembran ist in die Öffnung eines Schallschirmes, der groß gegen die Wellenlänge der tiefsten noch abzustrahlenden Töne ist, eingebaut. Auf der Membran isoliert befestigt sind vom Sprechstrom durchflossene Kupferleiter, welche in das Feld eines Magneten eintauchen (Abb. 99).

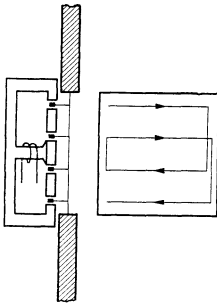


Abb. 99. Blatthaller (Schnitt und Windungsschema).

Fließt durch die Leiter ein Strom von der Stärke i , so ist die auf die Membran ausgeübte Kraft $K = \xi \cdot i \cdot l$, wobei ξ die Stärke des Magnetfeldes und l die Leiterlänge bedeutet. Bei geeigneter Dimensionierung der Luftspalte ist die Kraft, auch bei großen Amplituden, unabhängig von der jeweiligen Stellung des Leiters, es treten keine nichtlinearen Verzerrungen auf. Messungen,

welche von E. MEYER³ ausgeführt wurden, ergaben, daß der Klirrfaktor des Blatthallers auch bei tiefen Frequenzen unterhalb 1% liegt.

Die Schallabstrahlung der Kolbenmembran haben wir in Ziff. 16, S. 92 besprochen. Auf Grund der dort gebrachten Ausführungen und der in Ziff. 5, S. 22 behandelten Theorien der erzwungenen Schwingungen kann man die Schwingungsgleichung für die elektrodynamische, elastisch gelagerte Kolbenmembran von der Masse M aufstellen zu

$$\frac{d^2 x}{dt^2} (M + m_s) + \frac{dx}{dt} (R_v + R_{\text{dyn}} + r_{\text{str}}) + xD = \xi \cdot i \cdot l. \quad (132)$$

Hierbei bedeutet

m_s die mitschwingende Luftmasse,

R_v die Verlustwiderstände (z. B. durch eine etwaige Dämpfung in der Aufhängung bedingt),

¹ Vgl. W. O. SCHUMANN: ETZ **47**, 294 (1926) — ZENNECK, J.: Jb. drahtl. Telegr. **26**, 177 (1925). — GERDIEN, H.: Telefunkenztg. **8**, Nr 43, 44 (1926).

² Vgl. F. TRENDELENBURG: ETZ **48**, 1685 (1927). — NEUMANN, H.: Z. techn. Phys. **10**, 548 (1929) — Siemens-Z. **10**, 562 (1930) — Wiss. Veröff. Siemens-Werk **IX/2**, 226 (1930).

³ MEYER, E.: Elektr. Nachr.-Techn. **4**, 509 (1927).

R_{dyn} den durch die Bewegung des Leiters im Magnetfeld bedingten Dämpfungswiderstand,

r_{str} den Strahlungswiderstand der Membran,

D die Direktionskraft der Aufhängung.

Durch eine sehr weiche Lagerung ist es möglich, die Eigenschwingung der Membran $\left(\omega_0 = \sqrt{\frac{D}{M}}\right)$ unterhalb des für Klangübertragungen wichtigen Frequenzbereichs zu legen. Die Membranamplitude nimmt dann im Übertragungsbereich (gemäß Ziff. 5, S. 23) wie $1/\omega^2$ ab. Solange der Membranradius $R_0 \ll \lambda/2\pi$ ist, wächst der Strahlungswiderstand der Kolbenmembran mit ω^2 an. Dementsprechend wird dann unabhängig von der Frequenz bei gleicher angreifender Kraft auch gleiche Leistung abgestrahlt. Bei höherer Frequenz ($R_0 > \lambda/2\pi$) sinkt die abgestrahlte Leistung ab, es tritt aber dann eine Schallbündelung ein, so daß für die in der Nähe der Mittelnormalen der Membran gelegenen Schallfeldpunkte die Wiedergabe doch noch einigermaßen richtig bleibt.

Besonders darauf hingewiesen sei, daß für die Dämpfung der Eigenschwingung des Lautsprechers neben dem durch die Abstrahlung bedingten Anteil in besonders starkem Maß die elektrodynamisch bedingte Dämpfung R_{dyn} maßgebend ist. Dieser Dämpfungsanteil ist dem Quadrat des Magnetfeldes proportional. Starke Magnetfelder sind nicht nur zur Erzielung eines hohen Wirkungsgrades, sondern auch zur Erzielung ausreichender Dämpfung der tiefsten Eigenresonanz nützlich. Ist die Dämpfung der Eigenresonanz zu klein, so machen sich bei Schallübertragungen unangenehme Verzerrungen durch Ausgleichsvorgänge bemerkbar¹.

Praktisch in größtem Umfang verwendet werden Konuslautsprecher². Abb. 100 zeigt einen Schnitt durch einen derartigen Lautsprecher. Bei tiefen Frequenzen arbeiten die Konuslautsprecher kolben-

¹ BACKHAUS, H.: Z. techn. Phys. **13**, 31 (1932). — NEUMANN, H.: Z. techn. Phys. **12**, 627 (1931). Über Ausgleichsvorgänge bei Lautsprechern vgl. auch N. W. McLACHLAN and A. T. McKAY: Elektr. Nachr.-Techn. **13**, 251 (1936). — HELMBOLD, J. G.: Akust. Z. **2**, 256 (1937).

² Der Konuslautsprecher wurden von Ch. W. RICE und E. W. KELLOGG angegeben [J. Amer. Inst. electr. Engng. **44**, 982 (1925)]. Theorie und Wirkungsweise moderner Lautsprecher ist — wie hier noch bemerkt sei — ausführlich behandelt worden in dem von N. W. McLACHLAN herausgegebenen Buch Loudspeakers, Oxford 1934. Vgl. über Lautsprecher weiterhin auch H. BENECKE: Z. techn. Phys. **13**, 481 (1932). — WILLMS, W.: Elektr. Nachr.-Techn. **9**, 68 (1932). — OLSON, H. F.: Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. **22**, 33 (1934). — SEABERT, J. D.: Eben dort **22**, 738 (1934). — DAVIS, A. H.: Modern Acoustics, S. 30ff. London 1934. — SCHAFFSTEIN, G.: Z. Hochfrequenztechn. **45**, 204 (1935). — BRAUNMÜHL, H. J. v., u. W. WEBER: Einführung in die angewandte Akustik, S. 56ff. Leipzig 1936. — THIENHAUS, E.: Z. VDI **81**, 855, 905 (1937). Dort ausführliche Literaturangaben.

membranähnlich¹, d. h. es schwingt der gesamte Konus mit etwa der gleichen Amplitude, bei höheren Frequenzen schwingt im wesentlichen nur der innere Teil des Konus. Die Dinge liegen hier also so, daß bei tiefen Frequenzen die gesamte Konusfläche als strahlende Fläche einzusetzen ist, während bei hohen Frequenzen im wesentlichen nur der innere Konusteil strahlt. Als Masse des bewegten Systems ist bei tiefen Frequenzen die gesamte Konusmasse (zuzüglich der Tauchspulennasse und der Masse der mitbewegten Luft) einzusetzen, bei höheren Frequenzen nimmt nur ein entsprechender Teil der Konusmasse an den Schwingungen teil.

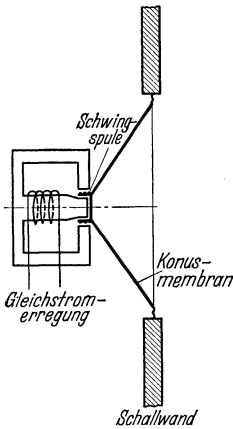


Abb. 100. Konuslautsprecher (Schnitt).

Bei Erregung zu starken Schwingungen neigt die Konusmembran zu Knickschwingungen nach der in Abb. 101 angedeuteten Art². Diese Knickschwingungen erfolgen, wie leicht einzusehen ist, mit der halben Frequenz der antreibenden Kraft; sie machen sich für die subjektive Wahrnehmung als außerordentlich störende „Untertöne“ bemerkbar. Praktisch frei von Knickschwingungen sind Membranen aus nichtabwickelbaren

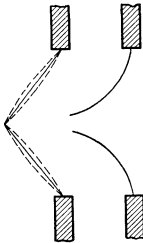


Abb. 101. Knickschwingungen bei Konuslautsprechern (a). Knickschwingungsfreie, nicht abwickelbare Membran (b).

Flächen, Membranen also, deren Schnitt etwa nach der in Abb. 101 b dargestellten Weise verläuft³.

Das elektrodynamische Prinzip findet auch bei Wasserschalltelegraphiesendern vielfach Anwendung. Da bei derartigen Wasserschallsendern die Aufgabe nur darin besteht, Schall ganz bestimmter Tonhöhe abzustrahlen, verwendet man als schallstrahlende Gebilde meist scharf abgestimmte Membranen. Abb. 102 zeigt einen Schnitt durch den von R. A. FESSENDEN⁴ angegebenen elektrodynamischen Signalsender. An der Membran befestigt ist ein Kupferzylinder *K*, welcher in ein starkes, durch die Gleichstromwicklung *D* erregtes Magnetfeld eintaucht. Der Kupferzylinder *K* dient als niederohmige sekundäre Wicklung im Transformator, dessen primäre

¹ Vgl. H. STENZEL: Jb. des Forschungsinstitutes der AEG **1**, 57 (1930).

² SCHMOLLER, F. v.: Telefunkenztg. **15**, H. 67, 47 (1934). — Vgl. auch P. O. PEDERSEN: J. acoust. Soc. Amer. **6**, 227 (1935); **7**, 64 (1935). — WAETZMANN, E., u. R. KURTZ: Ann. Phys. (5), **31**, 661 (1938). — WAETZMANN, E.: Akust. Z. **3**, 130 (1938).

³ Bereits das von WERNER v. SIEMENS 1878 gebaute elektrodynamische Telephon besaß, wie erwähnt eine nicht abwickelbare Membran.

⁴ Über den von R. A. FESSENDEN angegebenen Sender (DRP. 289427, 1913) vgl. insbesondere F. AIGNER: Unterwasserschalltechnik, S. 10, 171ff. Berlin 1922.

Wicklung S vom Signalstrom durchflossen wird. Als Signalfrequenz benutzt man bei Wasserschall meist die Frequenz von 1050 Hz. Bei der Abstimmung des Senders ist zu berücksichtigen, daß die Eigenfrequenz im Wasser infolge des Einflusses der mitschwingenden Wassermasse (vgl. Ziff. 16, S. 92) erheblich tiefer liegt als in Luft. Im Resonanzgebiet beträgt der Wirkungsgrad eines Fessendensenders etwa 50 %, die maximale abgestrahlte Leistung beträgt etwa 400 W. Die Reichweite der Signale hängt von den Temperaturverhältnissen im Wasser sehr stark ab (vgl. Ziff. 22, S. 153). Auch bei Luftschallsignalendern, z. B. für Nebelsignale, verwendet man meist abgestimmte Schwingungssysteme.

Auch für mit Trichter ausgestattete Lautsprecher ist der elektrodynamische Antrieb vielfach erfolgreich angewandt worden, so seinerzeit zuerst bei dem von W. SCHOTTKY und E. GERLACH¹ geschaffenen Bändchenlautsprecher; das schallstrahlende System bildete hier ein vom Sprechstrom durchflossenes, sehr dünnes Aluminiumbändchen, das unter sehr geringer Eigenspannung in ein Magnetfeld aufgehängt war. Zwecks Erhöhung des Strahlungswiderstandes wurde das Bändchen in die Öffnung eines Exponentialtrichters eingebaut. Trichterlautsprecher mit elektrodynamisch angetriebenen, schallstrahlenden Systemen, wie z. B. kleine Konusmembranen, Ringmembranen od. dgl. werden auch heute noch in den verschiedensten Ausführungsformen benutzt².

Bei den elektrostatischen Schallsendern ist die angreifende Kraft die elektrostatische Kraft zwischen einer festen Elektrode und einer mit einer leitenden Belegung versehenen, beweglichen Gegenelektrode, beispielsweise einer versilberten Glimmermembran. Da die elektrostatische Kraft dem Quadrat der Feldstärke im Dielektrikum proportional ist — sie also beim Anlegen einer sinusförmigen Wechselspannung von

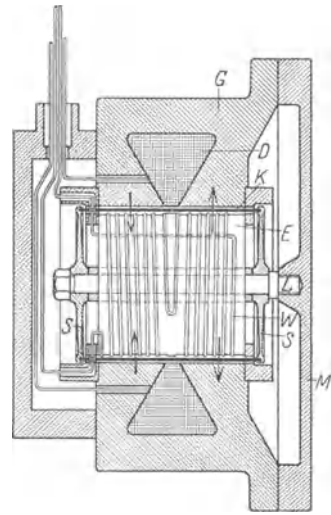


Abb. 102. Schnitt durch einen elektrodynamischen Wasserschallsender (Fessendensender).

¹ SCHOTTKY, W.: Z. techn. Phys. **5**, 574 (1924). — GERLACH, E.: Z. techn. Phys. **5**, 576 (1924). Ein elektrodynamisches Folientelefon wurde auch schon von M. REINGANUM angegeben. Phys. Z. **11**, 460 (1910). Bemerkte sei, daß der Bändchenlautsprecher auch zur Abstrahlung von Ultraschall geeignet ist. Vgl. H. MÜLWERT: Arch. Ohr- usw. Heilk. **125**, 266 (1930). — THIENHAUS, E.: Das akustische Beugungsgitter und seine Anwendung zur Schallspektroskopie, S. 44ff. Leipzig 1935.

² Vgl. z. B. E. THIENHAUS: Z. VDI **81**, 855, 905 (1937).

der Form $I_0 \sin \omega t$ mit der doppelten Frequenz 2ω verläuft —, ist es beim elektrostatischen Lautsprecher erforderlich (gemäß der in Abb. 103 angedeuteten Schaltung), eine gegen die Spitzenwerte der Wechselspannung große Gleichspannung anzulegen, um so nichtlineare Verzerrungen zu vermeiden¹. Der elektrostatische Antrieb hat sich in der Praxis in größerem Umfang nicht durchsetzen können. Die bei den normalen Ausführungsformen notwendigerweise vorhandene einseitige Membrandurchbiegung und die Gefahr des Durchschlags des Dielektrikums bei starken Spannungsspitzen bedingt seine technische Unterlegenheit gegen die anderen Antriebsarten.

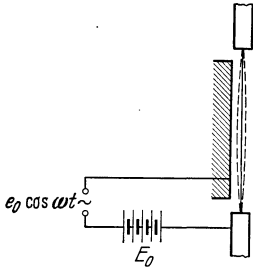


Abb. 103. Elektrostatischer Schallsender (schematisch).

Bemerkt sei, daß man für die Zwecke besonders hochwertiger Klangübertragung häufig Kombinationen von zwei oder mehreren Lautsprechern verschiedener Bauart verwendet; man leitet dann jedem der Lautsprecher nur einen entsprechenden Teil des gesamten Frequenzbereichs zu. Viel benutzt werden Kombinationen von zwei Lautsprechern, z. B. einem Konuslautsprecher mit Schallwand, der den Frequenzbereich bis etwa 1000 Hz abstrahlt, und einem elektrodynamischen Exponentialtrichterlautsprecher, der die Abstrahlung der höheren Frequenzen leistet².

Unter Ausnutzung des piezoelektrischen Effektes³ lassen sich Schallsender bauen, welche insbesondere für Erzeugung von Ultra-

¹ Über die Wirkungsweise elektrostatischer Lautsprecher vgl. H. RIEGGER: *Wiss. Veröff. Siemens-Werk* **3/2**, 67 (1924). — GREAVES, V. F., F. W. KRANZ u. W. D. CROZIER: *Proc. Inst. Radio Engrs.*, N. Y. **17**, 1142 (1929). — GREEN, G.: *Phil. Mag.* (7), 115 (1929). — VOGT, H.: *ETZ* **52**, 1402 (1931); *Z. techn. Phys.* **12**, 632 (1931). — McLACHLAN, N. W.: *Loudspeakers*, S. 158 ff. Oxford 1934.

² Über derartige Anordnungen vgl. H. F. OLSON u. F. MASSA: *J. acoust. Soc. Amer.* **8**, 48 (1936). — OLSON, H. F., u. R. A. HACKLEY: *Proc. Inst. Radio Engrs.*, N. Y. **24**, 1557 (1936). — MASSA, F.: *Proc. Inst. Radio Engrs.*, N. Y. **26**, 720 (1938). — THIENHAUS, E.: *Z. VDI* **81**, 855 (1937); dort ausführliche Literaturzusammenstellung. Es sei an dieser Stelle auch noch auf einige Arbeiten hingewiesen, welche die Prüfung von Lautsprechern behandeln: SCHÄFER, O.: *Z. Hochfrequenztechn.* **44**, 101 (1934) — *Funktechn. Mh.* **10**, 385 (1934). — STEUDEL, U., u. A. SCHAAF: *Veröff. Nachr.-Techn.* **5**, H. 2 (1935).

³ Der piezoelektrische Effekt wurde 1880 durch J. und P. CURIE entdeckt [*C. R. Acad. Sci.*, Paris **91**, 494 (1880); **93**, 1137 (1881)]. Piezoquarzsender wurden für Ultraschallzwecke zuerst von G. W. PIERCE benutzt [*Proc. Amer. Acad. Boston* **60**, 271 (1925)]. Vgl. weiterhin hierzu F. W. HEHLGANS: *Ann. Phys.* (4), **86**, 587 (1928). — GRUETZMACHER, J.: *Z. techn. Phys.* **17**, 166 (1936). — BERGMANN, L.: *Der Ultraschall*, S. 10 ff. Berlin 1937. — METSCHL, E. C.: *ETZ* **60**, 33 (1939). — Über einen piezoelektrischen Lautsprecher für den oberen Teil des Hörbereichs vgl. ST. BALLANTINE: *Proc. Inst. Radio Engrs.*, N. Y. **21**, 1399 (1933).

schall von großer praktischer Bedeutung sind. Legt man an einen piezoelektrisch wirksamen Kristall (z. B. an Quarz, Turmalin od. dgl.) ein elektrisches Feld in Richtung der elektrischen Achse, so deformiert sich der Kristall, und zwar ergibt eine positive Ladung auf der Fläche bl (Abb. 104) und eine negative auf der gegenüberliegenden Begrenzungsfläche eine Dilatation des Kristalls in der X -Richtung (longitudinaler reziproker piezoelektrischer Effekt) und eine Kompression in der Y -Richtung (transversaler reziproker piezoelektrischer Effekt).

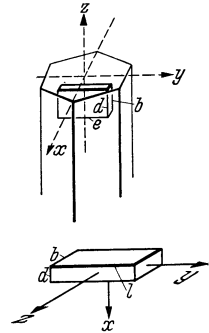


Abb. 104. Achsenorientierung einer piezoelektrischen Quarzplatte.

Benutzt man zur Erregung eine Wechselspannung, deren Frequenz mit einer der mechanischen Eigenschwingungen des Quarzes übereinstimmt, so kann man den Quarz zu kräftigen mechanischen Eigenschwingungen anregen. Infolge des hohen Elastizitätsmoduls des Kristalls erzielte man an den Kristalloberflächen, auch bei verhältnismäßig starken Kräften, nur verhältnismäßig kleine Amplituden. Zur Schallabstrahlung in Luft ist daher der Quarz nicht so geeignet wie zur Schallabstrahlung in Flüssigkeiten, bei denen wegen des hohen akustischen Widerstandes der Flüssigkeiten der Strahlungswirkungsgrad ein sehr viel höherer ist. Piezoelektrische Schallsender werden zur Erzeugung von hochfrequenten Schallwellen in Flüssigkeiten — sei es zu physikalischen Experimentaluntersuchungen, sei es für technische Zwecke —, z. B. für Echolote, praktisch viel verwendet¹.

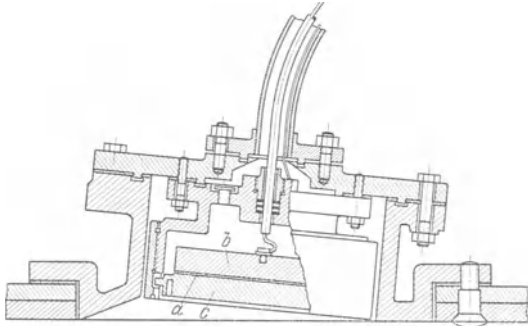


Abb. 105. Quarzsender für Wasserschall. (Nach LANGEVIN-FLOREISSON.)

Abb. 105 zeigt die Konstruktion eines piezoelektrischen Wasserschallsenders, der Sender besteht aus zwei (b , c) Stahlplatten, zwischen denen — mosaikartig angeordnet — Piezoquarze (a) eingekittet sind.

¹ Über Ultraschallecholote vgl. M. P. LANGEVIN: Bur. Hydrograph. Intern. Public. Spec. 3. Monaco 1924 — Rev. gén. Électr. 23, 626 (1928). — LÜBCKE, E.: Z. VDI 71, 1245 (1927) — Z. Fernmeldetechn. 14, 119 (1933). — SLEE, J. A.: J. Instn. electr. Engrs. 70, 269 (1932). — KUNZE, W.: Z. VDI 77, 1265 (1933). — MARRO, W.: Electrician 111, 609 (1933). — SUND, O.: Nature, Lond. 135, Nr 953 (1935).

20. Thermische Schallsender.

Leitet man durch einen dünnen Draht oder durch eine dünne Folie einen Wechselstrom, so entstehen im Leiter Temperaturschwankungen im Takt der in ihm in Wärme umgesetzten Wechselleistung. Die Temperaturschwankungen im stromdurchflossenen Leiter teilen sich durch Wärmeübergang der dem Leiter angrenzenden Luftschicht mit und bewirken hier auf Grund der Gasgesetze Druckschwankungen, die sich als Schallwellen in das umgebende Medium ausbreiten. Man bezeichnet diesen Effekt als „Thermophoneffekt“.

Da die momentane Leistung des Wechselstromes mit der doppelten Frequenz des Stromes abläuft, besitzt der vom Thermophon bei reiner Wechselstromerregung abgestrahlte Schall die doppelte Frequenz des erregenden Stromes. Diese Frequenzverdoppelung wird vermieden, wenn man den Wechselstrom einem Gleichstrom überlagert. Ist die Stärke des Gleichstromes groß gegen die Spitzenwerte des durch den Leiter gesandten Wechselstromes, so arbeitet das Thermophon praktisch frei von nichtlinearen Verzerrungen.

Die Wirkungsweise des Thermophons ist von E. D. ARNOLD, J. B. CRANDALL, E. C. WENTE u. a.¹ untersucht worden. Die abgestrahlte Schalleistung läßt sich auf Grund der thermischen, elektrischen und mechanischen Daten eines Thermophons genau berechnen. Auf gleiche, im Leiter umgesetzte elektrische Leistung bezogen, fällt die abgestrahlte Schalleistung in dem praktisch interessierenden Frequenzbereich mit der dritten Potenz der Frequenz ab. Thermophone werden vielfach als Normalschallquelle für Eichzwecke benutzt (vgl. Ziff. 28, S. 204). Für die Zwecke der Telephonie kommen Thermophone aber — trotzdem sie infolge des Fehlens von Resonanzeffekten günstige Übertragungseigenschaften besitzen — nicht in Betracht; der Wirkungsgrad des Thermophons ist demjenigen der normalen elektromagnetischen Kopfhörer weit unterlegen.

Ein anderer thermischelektrischer Schallsender ist der tönende Lichtbogen², dessen Schallabstrahlung dadurch zustande kommt, daß

¹ ARNOLD, H. D., u. J. B. CRANDALL: Phys. Rev. **10**, 22 (1917). — WENTE, E. C.: Phys. Rev. **19**, 333 (1922). — TRENDELENBURG, F.: Wiss. Veröff. Siemens-Werk **3/1**, 212 (1923). — GEFFCKEN, W., u. L. KEIBS: Ann. Phys., (5), **16**, 404 (1933). — BÉKÉSY, G. v.: Ann. Phys. (5), **26**, 554 (1936). — SIVIAN, L. J.: Bell Syst. techn. J. **10**, 109 (1931). — BALLANTINE, ST.: J. acoust. Soc. Amer. **3**, 319 (1932). — FRANKE, E.: Ann. Phys. **20**, 780 (1934). Mit dem Thermophon lassen sich durch Überlagerung zweier hochfrequenter Sinusschwingungen auch sinusreine Töne sehr tiefer Frequenz herstellen. Vgl. G. v. BÉKÉSY: Ann. Phys. (5), **25**, 413 (1936).

² Das Tönen des Lichtbogens wurde zuerst beobachtet von H. TH. SIMON: Wiedemanns Ann. **64**, 233 (1898) — Phys. Z. **2**, 253 (1901). Vgl. auch W. RIHL: Ann. Phys. (4), **36**, 647 (1911). — LICHTÉ, H.: Ebendort **42**, 843 (1913).

in Abhängigkeit von der auf der Entladungsstrecke in Wärme umgesetzten Leistung das Volumen des von der Entladung erfaßten Mediumraumes verändert wird. Die Wirkungsweise des tönenden Lichtbogens ähnelt also derjenigen einer atmenden Kugel. Gut geeignet ist der tönende Lichtbogen auch zur Erzeugung hoher Frequenzen, so konnte z. B. K. PALAIOLOGOS¹ mit Lichtbogensendern Luftschallwellen bis zu etwa $2 \cdot 10^6$ Hz, also von einer Wellenlänge von nur 0,17 mm erzeugen.

Beim Übergang einer Funkenentladung entsteht gleichfalls Schall auf thermischer Grundlage. Die starke Wärmeentwicklung im Augenblick des Überschlags bewirkt eine stoßartige Druckerhöhung, welche sich als Schallwelle von der Überschlagsstelle aus in das Medium hinein ausbreitet.

Die Zusammensetzung des Funkenknalls wurde von W. WEBER untersucht². Der Mechanismus der Schallabstrahlung ist der folgende: An der Ursprungsstelle wird beim Überschlag durch plötzliche Wärmeentwicklung die Luft stark ausgedehnt; die Temperatur klingt dann nach einem Exponentialgesetz ab, so daß das ausgedehnte Volumen wieder zusammenfällt. Man kann das von einem Knall erregte Schallfeld so auffassen, als rühre es von einem Kugelstrahler nullter Ordnung her, der konzentrisch zur Ursprungsstelle liegt. Es zeigt sich, daß der scheinbare Radius dieses Kugelstrahlers um so größer ist, je größer die beim Überschlag umgesetzte Energiemenge ist. Nach den Ausführungen in Ziff. 16, S. 87 hängt die Schallabstrahlung vom Verhältnis R_0/λ ab, wenn mit R_0 der Radius eines Kugelstrahlers bezeichnet wird; die nähere Durchrechnung ergibt, daß die höheren Frequenzen relativ zu den tieferen Frequenzen um so stärker abgestrahlt werden, je kleiner R_0 ist; mit anderen Worten, der Überschlag einer starken Entladung klingt dumpfer als derjenige einer schwachen Entladung.

Funkenknallsender werden vielfach zur Untersuchung des Schallwellenverlaufs bei raumakustischen Modellversuchen benutzt. Die Ausbreitung der Wellenfront und die Reflexion der Wellen wird dann mit der „Schlierenmethode“ photographisch beobachtet.

Führt man in ein beiderseits offenes, lotrechtstehendes Rohr eine Gasflamme ein, so kommt das Rohr bei geeigneter Lage der Ausströmungsöffnung und bei geeignetem Gasdruck zum Tönen³; die Tonhöhe entspricht genähert einer der freien Eigenschwingungen des bei-

¹ PALAIOLOGOS, K.: Z. Phys. **12**, 375 (1923).

² WEBER, W.: Diss. Univ. Berlin 1939.

³ Die singende Flamme wurde 1777 von HIGGINS entdeckt. Vgl. insbesondere auch J. WÜRSCHMIDT: Verh. dtsh. phys. Ges. **18**, 444 (1916). — RICHARDSON, E. G.: Proc. phys. Soc., Lond. **35**, 47 (1923).

derseits offenen Rohrs (vgl. Ziff. 10, S. 56), und zwar liegt die Tonhöhe im wesentlichen, wohl infolge der Anwesenheit von Verbrennungsprodukten im Rohr, etwas höher als die Eigenschwingung. Für das Auftreten der Schwingungen maßgebend ist die Rückwirkung der Rohrschwingungen auf die Flamme; beim Ablauf von Schwingungen treten periodische Druckänderungen an der Zuleitungsöffnung ein, die zum Vibrieren der Flamme und damit zu periodischen Änderungen der von der Flamme abgegebenen Wärme führen. Die Zusammenhänge im einzelnen sind ziemlich verwickelt. So ist z. B. für das Zustandekommen des Effektes auch die Ausbildung von stehenden Wellen in der Gaszuleitung von Bedeutung. Auch mit Hilfe — beispielsweise durch elektrischen Strom — erhitzter Drahtnetze¹, welche in einem vertikalen Rohr, etwa $\frac{1}{4}$ Wellenlänge vom unteren Ende entfernt, angebracht sind, kann Schall erzeugt werden. Bemerkt sei hier noch, daß man auch feste Körper durch Wärme zum Tönen bringen kann; das Auftreten derartiger, thermisch erregter Schwingungen fester Körper wurde zuerst von TREVELYAN beobachtet². TREVELYAN benutzte ein Dreikantprisma aus Metall, welches längs einer Kante mit einer Rille versehen ist. Erhitzt man das Dreikantprisma und stellt man es dann mit den Rändern der Rille auf eine kalte Metallplatte, so kann ein Ton zustandekommen. Das kalte Metall dehnt sich an der Berührungsstelle mit dem heißen „Wackler“ und wirft diesen hoch. Bei geeigneter Bauart des Wacklers treten abwechselnd die beiden Rillenränder mit der kalten Unterlage in Verbindung und führen so zu periodischen Schwingungen des Wacklers. Für das Auftreten der Schwingungen entscheidend ist es, daß die Wärmeausdehnungskoeffizienten des Materials des Wacklers und des Materials der Unterlage verschieden sind.

IV. Schallausbreitung.

21. Schallgeschwindigkeit.

Die in Ziff. 9, S. 46 abgeleitete Wellengleichung ergibt für Schallwellen in Flüssigkeiten und Gasen

$$c = \sqrt{\frac{1}{K \cdot \varrho_0}},$$

wobei K die adiabatische Kompressibilität und ϱ_0 die Dichte bedeutet.

¹ Netzttöne wurden von P. L. RIJKE entdeckt [Pogg. Ann. Phys. u. Chem. **107**, 339 (1859)]. Über Netzttöne vgl. insbesondere K. O. LEHMANN: Ann. Phys. (5), **29**, 527 (1937).

² TREVELYAN, A.: Phil. Mag. **3**, 321 (1833). — Über den Effekt vgl. insbesondere auch E. G. RICHARDSON: Phil. Mag. (6), **45**, 946 (1923).

Die experimentelle Bestimmung der Schallgeschwindigkeit mit den in Ziff. 13, S. 79 besprochenen Methoden hat die Gültigkeit dieser Beziehung bestens bestätigt.

Da die Dichte der Flüssigkeiten und Gase von der Temperatur abhängt, ist auch die Schallgeschwindigkeit bei verschiedenen Temperaturen verschieden. Für ein Gas von der absoluten Temperatur T berechnet sich die Schallgeschwindigkeit c_T gemäß

$$c_T = c_0(T/273)^{\frac{1}{2}}$$

aus dem für die Temperatur 0° gültigen Werte c_0 . Die Schallgeschwindigkeit nimmt also mit Wurzel aus der Temperatur zu.

Vom Druck ist die Schallgeschwindigkeit, solange die LAPLACESche Beziehung $p \cdot v^k = \text{konst.}$ erfüllt ist — und dies ist bei Gasen bis zu Drucken von mehreren Atmosphären der Fall — unabhängig.

Steigert man den Druck über einige Atmosphären hinaus, so wächst die Schallgeschwindigkeit, und zwar erreicht sie bei 25 atü den 1,008-, bei 50 den 1,022-, bei 100 den 1,064- und bei 200 den 1,22fachen Wert der Schallgeschwindigkeit bei Atmosphärendruck¹.

Die Feuchtigkeit ist insofern von Einfluß auf die Schallgeschwindigkeit, als sich mit ihr die Dichte ändert, der Feuchtigkeitseinfluß ist aber im allgemeinen nur gering, so sind beispielsweise die Schallgeschwindigkeitswerte von trockner Luft und von Luft mit 100% Feuchtigkeit bei 0°C nur um etwa 1,5 pro Mill. verschieden.

In der Tabelle 9 sind die Schallgeschwindigkeitswerte für Luft verschiedener Temperaturen zusammengestellt²:

Tabelle 9.

$t^\circ \text{C}$	cm/sec	$t^\circ \text{C}$	cm/sec	$t^\circ \text{C}$	cm/sec
-140	227	+ 10	337,8	+ 200	437
-100	263	+ 20	343,8	+ 300	478
- 80	278	+ 30	349,6	+ 400	521
- 60	293	+ 40	355,3	+ 500	558
- 40	306,5	+ 60	366,5	+ 600	593
- 20	319,3	+ 80	377,5	+ 700	626
- 10	325,6	+100	387,2	+ 800	658
0	331,8	+140	408	+1000	717

¹ Nach P. P. KOCH: Ann. Phys. **26**, 551 (1908).

² Diese und die folgenden Tabellen sind dem Beitrag von E. LÜBCKE: „Schallgeschwindigkeit“ zum Handbuch der Physik **8**, Berlin 1927, entnommen. — Bemerkte sei noch, daß H. O. KNESER [Ann. Phys. (5), **34**, 665 (1939)] als zuverlässigster Wert für Luft von 0°C (trocken und von Kohlensäure frei!) 331,60 m/sec, T. J. KUKKAMÄKI [Ann. Phys. (5), **31**, 398 (1938)] 330,79 m/sec angibt.

³ Im Bereich der gewöhnlicherweise vorkommenden Temperaturen ist auch die Geschwindigkeitszunahme pro Grad C angegeben.

Die Schallgeschwindigkeit in verschiedenen Gasen ist nachstehend zusammengestellt (Tabelle 10):

Tabelle 10.

Stoff	$t^{\circ}\text{C}$	cm/sec	Stoff	$t^{\circ}\text{C}$	cm/sec
Acetylen	0	327	Helium	0	971
Ammoniakgas	0	415	Jod	0	108
Amylalkohol	136	218	Jodwasserstoff	0	157
Argon	0	308	Kalium	850	656
Äthan	10	308	Kohlenoxyd	0	337
Äthylacetat	76	208	Kohlensäure	0	258
Äthylalkohol	80	271	Kohlenstofftetrachlorid	77	150
Äthyläther	0	176	Leuchtgas	13,6	453
Äthylen	0	317	Methan	0	430
Benzol	80	208	Methylalkohol	67	341
Brom	0	135	Quecksilber	360	208
Bromjod	0	120	Sauerstoff	0	315,5
Bromwasserstoff	0	200	Schwefelkohlenstoff	0	189
Butylalkohol, norm.	116	235	Schwefelwasserstoff	0	289
Chlor	0	206	Schweflige Säure	0	209
Chlorjod	0	135	Stickoxyd	0	324
Chloroform	100	171	Stickoxydul	0	257
Chlorwasserstoffgas	0	296	Stickstoff	0	377,6
Cyngas	0	229	Wasserdampf	0	401
Fluorsilizium	0	167	Wasserstoff	0	1261

Die Schallgeschwindigkeit im Wasser wurde zuerst von J. D. COLLADON und J. K. F. STURM¹ im Genfer See bestimmt, sie fanden (bei 8°C) $c = 1435$ m/sec.

Auch die Schallgeschwindigkeit im Wasser hängt von der Temperatur stark ab; die Änderung der Dichte mit dem Druck bedingt auch eine Abhängigkeit von der Wassertiefe. Für Seewasser von 32,35 ‰ Salzgehalt gilt²:

Tabelle 11.

$t^{\circ}\text{C}$	m Tiefe				
	0	750	1500	2250	3000
0	1440	1448	1456	1462	1467
5	1462	1469	1476	1483	1489
10	1481	1488	1494	1500	1507
15	1498	1505	1511	1517	1522

Infolge der mit dem Salzgehalt³ sich ändernden Kompressibilität und der mit dem Salzgehalt sich ändernden Dichte ist bei Seewasser eine merkliche Abhängigkeit vom Salzgehalt vorhanden.

Die nachstehende Tabelle 12 gibt eine Zusammenstellung der Schallgeschwindigkeitswerte in Flüssigkeiten:

¹ COLLADON, J. D., u. J. K. F. STURM: Pogg. Ann. Phys. u. Chem. **12**, 171 (1828).

² MAURER, H.: Ann. Hydrogr., Berlin **52**, 75 (1924).

³ Vgl. insbesondere A. SCHUMACHER: Ann. Hydrogr., Berlin **52**, 780 (1924).

Tabelle 12.

Stoff	t °C	cm/sec
Aceton	—	1189
Amylalkohol	—	1270
Anilin	—	1676
Äthylalkohol 95%	12,5	1241
Äthylalkohol	20,5	1213
Äthyläther	0	1145
„	15	1032
Äthylbenzol	—	1351
Ammoniak 2,8%	—	1440
„ 7,3%	—	1470
„ 17,5%	—	1540
„ 23%	—	1635
„ konz.	16	1663
Benzin	17	1166
Chlorbenzol	—	1315
Chlorcalciumlösung 43,4%	22,5	1980
Chlornatriumlösung 3,5%	15	1488
„ 5%	16	1493
„ 7 ¹ / ₂ %	16	1508
„ 10%	16	1531
„ 12 ¹ / ₂ %	16	1547
„ 15%	16	1564
„ 17 ¹ / ₂ %	16	1582
„ 20%	16	1602
„ gesättigt	16	1619
Chloroform pharm. IV	15	983
Hexan, norm.	—	1112
Kaliumnitrat, konz.	14,4	1515
m-Kresol	—	1492
Methylalkohol	—	1143
Natriumkarbonat, konz.	22,2	1594
Natriumnitrat, konz.	15,3	1650
„ „	20,9	1670
Natriumsulfat, konz.	18,8	1583
„ 11,8%	20	1525
Nitrobenzol	—	1506
Nitromethan	—	1360
o-Nitrotoluol	—	1482
Paraldehyd	—	1202
Petroleum	7,2	1395
„	15	1326
Salzsäure, konz.	15,5	1518
Schwefelkohlenstoff	15	1161
Terpentinöl	3,5	1371
„	15	1326
„	24	1212
o-Toluidin	—	1645
n-Toluidin	—	1602
Toluol	—	1327

Tabelle 12 (Fortsetzung).

Stoff	$t^{\circ}\text{C}$	cm/sec
Wasser (Genfer See)	8	1435
„ dest., luftfrei	13	1441
„ „ „	19	1461
„ „ „	31	1505
Leitungswasser, 20° Härte	15	1464

Die an festen Körpern vorgenommenen Schallgeschwindigkeitsmessungen sind fast durchweg an Proben ausgeführt worden, welche in Form von Stäben vorlagen. Longitudinale Wellen in Stäben laufen, wie in Ziff. 9, S. 52 ausgeführt, mit einer Geschwindigkeit a , welche sich aus dem Elastizitätsmodul E und der Dichte ρ gemäß der Beziehung

$$c_{\text{long (Stab)}} = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$$

ermitteln.

Aus der Schallgeschwindigkeit der longitudinalen Wellen in Stäben läßt sich dann die Schallgeschwindigkeit für den unendlich ausgedehnten Körper aus der in Ziff. 9, S. 52 angegebenen Formel (64) folgendermaßen berechnen:

$$\frac{c_{\text{long (unbegr)}}}{c_{\text{long (Stab)}}} = \sqrt{\frac{(1 - \mu)}{(1 - \mu - 2\mu^2)}},$$

wobei mit μ die Poissonsche Konstante bezeichnet ist. Für Stoffe mit kleiner Poissonscher Konstante (z. B. Kork) ist die Geschwindigkeit longitudinaler Wellen in unbegrenzten Medien nur unwesentlich von derjenigen in Stäben verschieden. Bei Metallen hat die Poissonsche Konstante einen Wert von etwa 0,3, demgemäß ist die longitudinale Schallgeschwindigkeit in unbegrenzten Körpern etwa 16% größer als in Stäben.

Aus der Ausbreitungsgeschwindigkeit longitudinaler Wellen im unbegrenzten festen Körper lassen sich unter Berücksichtigung der in Ziff. 9, S. 52 behandelten Zusammenhänge die Geschwindigkeiten aller anderen in festen Körpern möglichen Wellenarten, z. B. die Geschwindigkeiten von Torsionswellen, von Transversalwellen in Stäben u. dgl. berechnen.

Eine Zusammenstellung der in Metallstäben gefundenen Ausbreitungsgeschwindigkeiten longitudinaler Wellen gibt nachstehende Tabelle 13 wieder:

Tabelle 13.

Stoff	cm/sec	Stoff	cm/sec
Aluminium	5105	Gold	2080
Blei	1320	Kobalt	4720
Cadmium	2300	Kupfer	3900
Eisen	5000	Magnesium	4600

Tabelle 13 (Fortsetzung).

Stoff	cm/sec	Stoff	cm/sec
Nickel	4970	Legierungen	
Palladium	3160	Zink + 1/5 Zinn	3330
Platin	2730	„ + 3/5 „	3100
Silber	2640	„ + 5/5 „	2980
Zink	3690	„ + 8/5 „	2850
Zinn	2530	„ + 10/5 „	2710
Messing	3580		

An Hölzern wurden die nachstehend angegebenen Schallgeschwindigkeitswerte gefunden:

Tabelle 14.

Stoff	cm/sec	c_l/c_q	Stoff	cm/sec	c_l/c_q
Buche	3400	1,34	Kirsche	4400	—
Ceder	4400	—	Nußbaum	4700	—
Eiche	3380	1,36	Tanne	5260	2,2
„	4310	—	„ rot	4180	1,5
Esche	3900	—			

Die Werte beziehen sich auf Stäbe, die längs der Faser geschnitten waren, quer zur Faser ist die Schallgeschwindigkeit kleiner, das Verhältnis der Ausbreitungsgeschwindigkeit längs zur Faser zur Ausbreitungsgeschwindigkeit quer zur Faser ist in der 2. Spalte angegeben. In der folgenden Tabelle 15 sind die Schallgeschwindigkeitswerte noch für eine Reihe weiterer Stoffe zusammengestellt:

Tabelle 15.

Stoff	cm/sec	Stoff	cm/sec	gespannt mit g
Elfenbein	3010	Baumwollschnur	1250	1000
Glas	5950	„	1425	1500
„	5190	Leinenschnur	1815	1000
Hartgummi	1570	„	1940	2000
Kork	430—530	Pergament	1640	1500
Lehm, trocken	1660	Schafleder	470	100
Paraffin	1300	Wachstuch	560	1000
Siegellack	1320	Papier: Lösch-	1630	500
Stearin	1380	„ Seiden-	2700	300
Talg	390	„ Schreib-	2100	900
Ton, gebrannt	3650	„ Paus-, dünn	2280	700
Wachs	880	„ Pergament	2200	700

Die in den vorstehenden Tabellen angegebenen Schallgeschwindigkeitswerte gelten für im Hörbereich liegende Frequenzen. Die Frequenzabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit ist im Hörschallbereich außerordentlich gering; sie spielt dort praktisch keine Rolle. Anders

liegen die Dinge bei Ultraschall bei bestimmten Gasen. Hier gibt es Frequenzgebiete, in denen eine starke Schalldispersion auftritt. G. W. PIERCE¹ beobachtete 1925 erstmalig eine Erhöhung der Schallgeschwindigkeit mit steigender Frequenz in Kohlensäure, er fand bei 42 kHz einen Wert von 258,8 m/sec, bei 98 kHz von 258,9 m/sec und bei 206 kHz von 260,2 m/sec. Dieser Effekt findet seine Erklärung darin, daß bei hohen Frequenzen der Austausch von Translations- und Schwingungs- bzw. Rotationsenergie der Gasmoleküle den raschen Druckschwankungen nicht mehr folgen kann. Hierdurch wird eine Abnahme der spezifischen Wärme um die den Schwingungsfreiheitsgraden entsprechenden Anteile bewirkt.

Der Ansatz für die Schallgeschwindigkeit

$$c = \sqrt{\frac{\kappa P_0}{\varrho_0}} = \sqrt{\frac{c_p P_0}{c_v \varrho_0}} \quad (133)$$

läßt sich, da $c_p - c_v = R$ (R Gaskonstante) schreiben:

$$c = \sqrt{\frac{P_0}{\varrho_0} \left(1 + \frac{R}{c_v}\right)} = \sqrt{\frac{P_0}{\varrho_0} \left(1 + \frac{R}{c_{va} + c_{vi}}\right)}, \quad (134)$$

wobei c_{va} die spezifische Wärme der Translations- und Rotationsfreiheitsgrade und c_{vi} diejenige der Schwingungsfreiheitsgrade (bei konstantem Volumen) bedeutet. Bei hohen Frequenzen strebt dann also, da c_{vi} dort seinen Einfluß verliert, die Schallgeschwindigkeit dem Grenzwert

$$c = \sqrt{\frac{P_0}{\varrho_0} \left(1 + \frac{R}{c_{va}}\right)} \quad (135)$$

zu.

Die ausführliche Theorie der Dispersion hat H. O. KNESER² aufgestellt. Sie ergibt folgende Dispersionsformel:

$$c = \sqrt{\frac{P_0}{\varrho_0} \left(1 + R \frac{c_v + \omega^2 \gamma^2 c_{va}}{c_v^2 + \omega^2 \gamma^2 c_{va}^2}\right)}. \quad (136)$$

Hierbei bedeutet γ die „mittlere Lebensdauer des Energiequants“, $1/\gamma$ wird auch als „Einstelldauer“ oder „Relaxationszeit“ bezeichnet. Nach (146) steigt die Schallgeschwindigkeit im Dispersionsgebiet rasch an. Bei der Frequenz

$$f_d = \frac{1}{2\pi\gamma} \frac{c_{va}}{c_v} \quad (137)$$

¹ PIERCE, G. W.: Proc. Amer. Acad. Boston **60**, 271 (1925). — Über den Einfluß des Druckes auf die Schalldispersion vgl. W. RAILSTON u. E. G. RICHARDSON: Proc. phys. Soc., Lond. **47**, 533 (1935).

² KNESER, H. O.: Ann. Phys. (V), **11**, 761, 777 (1931); **12**, 1015 (1932). — KNESER, H. O., u. J. ZÜHLKE: Z. Phys. **77**, 649 (1932). — KNESER, H. O.: Ann. Phys. (V), **16**, 337, 360 (1933); vgl. auch H. F. HERZFELD u. F. O. RICE: Phys. Rev. **31**, 691 (1928). — EUCKEN, A., u. R. BECKER: Z. phys. Chem. Abt. B **20**, 467 (1933).

ist der Anstieg am steilsten, die Dispersionskurve hat an dieser Stelle ihren Wendepunkt, die Schallgeschwindigkeit strebt dann bei noch höheren Frequenzen ihrem oberen Grenzbereich zu.

In Abb. 106 ist die Schalldispersionskurve von Kohlen- säure¹ wiedergegeben.

Wir werden auf die eben skizzierten Erscheinungen bei der Besprechung der Absorptionserscheinungen, welche gleichfalls von den erwähnten Molekularprozessen in starkem Maß abhängen, zurückkommen (Ziff. 23, S. 159).

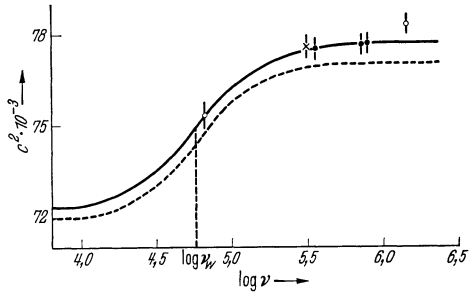


Abb. 106. Schalldispersion in reiner Kohlen- säure (nach M. H. WALLMANN; Ordinate: Quadrat der Schallgeschwindigkeit m^2/sec^2).

22. HUYGENSSches Prinzip. Reflexion, Beugung, Brechung.

In Ziff. 9, S. 46 wurde die Differentialgleichung der Wellenausbreitung — „die Wellengleichung“ — aufgestellt und ihre Lösung für verschiedene Wellenarten abgeleitet. Bei Diskussion der Wellengleichung hatten wir uns im wesentlichen auf Vorgänge in unendlich ausgedehnten, homogenen und absorptionsfreien Medien beschränkt. Die Wellengleichung muß selbstverständlich auch in komplizierten Fällen gelten, also beispielsweise in Räumen, in welchen schallreflektierende Hindernisse liegen oder in inhomogenen Medien mit örtlich verschiedener Temperaturverteilung; bei Einführung der richtigen Konstanten und bei Einführung der richtigen Randbedingungen muß die Lösung der Wellengleichung das Schallfeld richtig beschreiben. Es ist aber in vielen Fällen nur schwer möglich — wenn nicht überhaupt unmöglich —, die Wellengleichung streng zu lösen. Man muß dann darauf verzichten, eine genaue Lösung aufzustellen und wird versuchen, durch anderweitige physikalische Überlegungen einen Einblick in die Vorgänge zu gewinnen.

Eine sehr fruchtbare Betrachtungsweise der Wellenlehre geht auf CHR. HUYGENS² zurück. Es wird bei dieser Betrachtungsweise zunächst davon ausgegangen, daß beim Einsatz einer Störung in einem elastischen Medium die der Störungsstelle benachbarten Teilchen gleichfalls zu Schwingungen angeregt werden, und daß von allen diesen Teil-

¹ Nach M. H. WALLMANN: Ann. Phys. (5), **21**, 671 (1934). — Bemerkte sei, daß bei sehr hohen Frequenzen auch in Flüssigkeiten eine Schalldispersion nachweisbar ist [HIEDEMANN, E., N. SEIFEN u. E. SCHREUER: Naturwiss. **24**, 681 (1936); vgl. auch F. MATOSSI: Phys. Z. **40**, 294 (1939)].

² HUYGENS, CHR.: Traité de la Lumière. Leyden 1690.

chen von neuem Wellen, sog. Elementarwellen, kugelsymmetrisch ablaufen. Das HUYGENSSCHE Prinzip setzt nun fest, daß eine Erregung nur in der umhüllenden Fläche aller Elementarwellen stattfindet, oder mit anderen Worten, daß die umhüllende Fläche die Wellenfront der

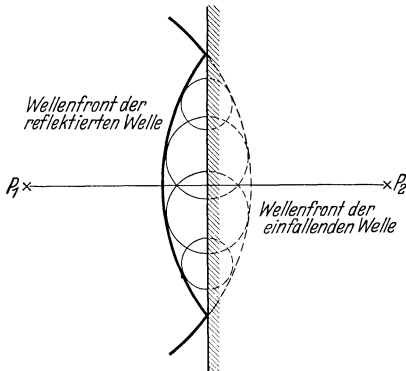


Abb. 107. Reflexion einer Kugelwelle an einer ebenen Fläche (HUYGENSSches Prinzip).

geworfene Welle von einem Punkt P_2 auszugehen scheint, der ebensoweit hinter der Fläche liegt wie der Punkt P_1 vor dieser. Man kann weiter auf konstruktivem Wege erkennen, daß Einfallswinkel und Ausfallswinkel eines auf eine reflektierende, ebene Fläche fallenden

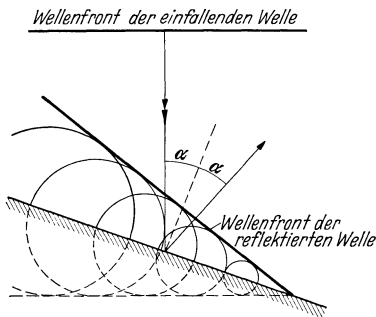


Abb. 108. Reflexion einer ebenen Welle an einer ebenen Fläche (Konstruktion durch HUYGENSSche Elementarwellen).

von der primären Störungsstelle ausgehenden Welle darstellt. Das HUYGENSSCHE Prinzip in dieser ursprünglichen Formulierung leistet bereits Erhebliches. So läßt es uns beispielsweise sehr anschaulich die Gesetzmäßigkeiten der Schallwellenreflexion an einer unendlich ausgedehnten, ebenen Fläche erkennen. In Abb. 107 ist die entsprechende Konstruktion dargestellt. Die Reflexion einer von einem Punkt P_1 ausgehenden Welle erfolgt derart, daß die von der Fläche rück-

Schallstrahls einander gleich sind (Abb. 108). Das HUYGENSSCHE Prinzip erschließt auch, wie wir weiter unten sehen werden, die Gesetze der Brechung bei schrägem Auffall eines Schallstrahls auf die Grenzfläche zweier Medien verschiedenen Schallwellenwiderstandes. In der bisher behandelten, ursprünglichen Form versagt das Prinzip aber dann, wenn die Ausdehnung von Hindernissen nicht mehr groß gegen die Wellenlänge der in Frage kommenden Wellen ist, oder mit anderen

Worten dann, wenn Beugungseffekte einsetzen. Gerade die Beugungsprobleme sind aber in der Akustik von großer praktischer Bedeutung. Während man es in der praktischen Optik in vielen Fällen mit Hindernissen zu tun hat, deren Ausdehnung ein Vielfaches der Wellenlänge des Lichtes ist, hat man es in der Akustik meist mit Hindernissen zu tun, deren Ausdehnung von der gleichen Größenordnung oder sogar

wesentlich kleiner ist als die Wellenlänge des Schalls. In allen diesen Fällen hilft das HUYGENSSche Prinzip in seiner ursprünglichen Formulierung nicht weiter. HUYGENS selbst waren ja auch die Erscheinungen der Interferenz von Schallwellen — auf Grund deren allein die Beugungseffekte verständlich sind — noch nicht bekannt. A. FRESNEL¹ führte dann die Interferenzerscheinungen in der Weise in die HUYGENSSchen Vorstellungen ein, daß er die von den verschiedenen Punkten ausgehenden Elementarwellen an den in Frage stehenden Aufpunkten des Schallfeldes *phasenrichtig* zusammensetzt. Mit dieser Ergänzung läßt sich das HUYGENSSche Prinzip in der fruchtbringendsten Weise auch zur Diskussion der in der Akustik praktisch so wichtigen Beugungerscheinungen verwenden.

Bevor wir diese Beugungerscheinungen eingehender behandeln, seien noch einige Bemerkungen über die Schallreflexion gebracht.

Die Reflexion von Schall an (zur Wellenlänge großen) Hindernissen erfolgt nur dann vollständig, wenn die Schallwellenwiderstände des Mediums und die Schallwellenwiderstände des Stoffes, aus dem das Hindernis besteht, sehr verschieden sind. Ist dies nicht der Fall, so wird nur ein Teil der Schallenergie an der Begrenzungsfläche reflektiert, während der andere Teil durch die Begrenzungsfläche in das zweite Medium eintritt. Zwischen der Schallstärke J_E der einfallenden, J_R der reflektierten und J_D der durchlaufenden Welle gilt:

$$J_R = \frac{(q - 1)^2}{(q + 1)^2}, \quad J_D = \frac{J_E \cdot 4q}{(q + 1)^2}, \quad (138)$$

wobei $q = \frac{c_1 \cdot \rho_1}{c_2 \cdot \rho_2}$ das Verhältnis der Schallwellenwiderstände der beiden Medien bedeutet². Die Formeln (138) zeigen, daß bei Übereinstimmung der Schallwellenwiderstände der beiden Medien keinerlei Reflexion eintritt. Fällt der Schall schräg auf die Begrenzungsfläche ein, so sind die Verhältnisse verwickelter; insbesondere erfährt dann die in das zweite Medium einfallende Welle eine Brechung. Wir werden weiter unten auf die Brechungseffekte zu sprechen kommen.

An der Grenzfläche zweier Medien verschiedenen Schallwellenwiderstandes erfahren Druck und Schnelle einen Phasensprung, und zwar erfolgt bei Einfall einer Schallwelle aus einem Medium sehr kleinen Schallwellenwiderstandes auf ein Medium sehr großen Schallwellenwiderstandes der Phasensprung so, daß die Schnelle um 180° springt, so daß dann durch Superposition der auffallenden mit der reflektierten Welle die Grenzbedingung $v = 0$ erfüllt ist; ein derartiger Phasensprung tritt beispielsweise beim Auftreffen von Luftschall auf die

¹ FRESNEL, A.: Mém. Acad. Sci. **5**, 339 — Pogg. Ann. Phys. u. Chem. **30**, 100 (1836).

² Vgl. hierzu insbesondere R. BERGER: Die Schalltechnik, S. 35ff. Braunschweig 1926.

Oberfläche eines festen Körpers ein. Andererseits erfährt beim Einfall von Schall aus einem Medium großen Schallwellenwiderstandes auf die Grenzfläche zu einem Medium kleinen Schallwellenwiderstandes (also beispielsweise beim Auftreffen von Wasserschall auf die gegen Luft grenzende Wasseroberfläche) der Druck einen Phasensprung von 180° , so daß dann die Grenzbedingung $p = 0$ erfüllt ist. Wir haben diese Erscheinung bereits in Ziff. 10, S. 56 bei Besprechung der stehenden Wellen in luftgefüllten Rohren und in Stäben besprochen.

Bei der Reflexion von Luftschall an einer starren Wand wird — worauf hier noch hingewiesen sei — auf die Reflexionsfläche ein „Schallstrahlungsdruck“ ausgeübt. Beim Auftreffen von Luftschall auf eine starre Wand gilt nach Lord RAYLEIGH¹ für den Schallstrahlungsdruck Π

$$\Pi = \frac{\varkappa + 1}{2} J_R,$$

wobei $J_R = J/c$ die „räumliche Energiedichte“ (Ziff. 14, S. 81) vor der Wand und $\varkappa = c_p/c_v$ bedeutet². Bemerkt sei aber, daß an der Trennfläche zweier Medien auch dann ein Schallstrahlungsdruck auftreten kann, wenn der Schallübergang reflektionsfrei erfolgt, d. h. wenn die Schallwellenwiderstände der beiden Medien dieselben sind ($\varrho_1 \cdot c_1 = \varrho_2 \cdot c_2$), entscheidend ist nämlich die Frage, ob die Energiedichte in den beiden Medien verschieden ist; diese Frage hängt aber nicht vom Schallwellenwiderstand, sondern von der Schallgeschwindigkeit in den Medien ab. Die Reflexion von Schall an einer Trennfläche ist also eine nicht unbedingt notwendige Bedingung für das Auftreten eines Schallstrahlungsdruckes³.

Die Erscheinung des Schallstrahlungsdruckes kann zur Schallstärkemessung benutzt werden, einen derartigen „Schallstrahlungsdruckmesser“ (auch „Schallradiometer“ genannt) hat W. ALTBURG⁴ angegeben. An einen flachen Schirm ist ein zylindrischer Ansatz angebaut,

¹ Lord RAYLEIGH: Phil. Mag. (6), **3**, 338 (1902); (6), **10**, 364 (1905). — Vgl. hierzu insbesondere auch E. WAETZMANN: Phys. Z. **21**, 122 u. 449 (1920). — KÜSTNER, F.: Ann. Phys. (4), **50**, 941 (1916). — EICHENWALD, A.: Rend. Mat. Fis. Milano **6**, 28 (1932). — KING, L. V.: Proc. roy. Soc., Lond. **147**, 212 (1934); **153**, 1 (1935). — FUBINI-GHIRON, E.: Alta Freq. **6**, 640 (1937). — KLEIN, E.: J. acoust. Soc. Amer. **9**, 312 (1938).

² Aus den gewöhnlichen linearen Schallgleichungen folgt, worauf besonders hingewiesen sei, keinerlei „Schallstrahlungsdruck“; auf diesen führen im Gegenteil nur die Glieder höherer Ordnung.

³ Vgl. G. HERTZ u. H. MENDE, erscheint demnächst in der Z. Physik.

⁴ ALTBURG, W.: Ann. Phys. (4), **11**, 405 (1903). — Vgl. auch A. HALBIG: Dissert. Erlangen 1919. — ZERNOV, W.: Ann. Phys. (4), **21**, 131 (1906). — POHL, R. W.: Einführung in die Mechanik u. Akustik, S. 221. Berlin 1930. Bemerkt sei noch, daß man „Schallstrahlungsdruckmesser“ früher häufig auch als „Schalldruckmesser“ bezeichnete; dies empfiehlt sich aber mit Rücksicht auf die Ziff. 12, S. 68 besprochenen „Schalldruckmesser“ zur Messung von Druckschwankungen nicht.

in dem sich ein leicht beweglicher Kolben befindet; die auf den Kolben beim Auffallen von Schallstrahlung ausgeübten Kräfte können mit einer Torsionswaage gemessen werden.

Eine mit dem Schallstrahlungsdruck eng zusammenhängende Erscheinung ist die ponderometrische Kraft, die dann auftritt, wenn Schallwellen auf einen Resonator treffen, diese Kraft ist bemüht, den Resonator nach Art einer Rakete in der von der Öffnung nach dem Innenraum zielenden Richtung vorwärtszutreiben¹.

Erzeugt man in einiger Entfernung von einer reflektierenden Wand einen kurzdauernden Schall, so beobachtet man bei Rückkehr der von der Wand reflektierten Wellen ein Echo. Die Laufzeit T des Echos ist, wenn mit l die Entfernung zwischen Erzeugungsort und der (als eben angenommenen) Fläche bezeichnet wird, $T = 2l/c$. Echo-Effekte spielen auch in der praktischen Raumakustik eine wichtige Rolle, wir werden hierauf in Ziff. 25, S. 174 zu sprechen kommen.

Aus der Laufzeit eines Echos kann man bei bekannter Schallgeschwindigkeit die Entfernung zwischen Schallquelle und Reflexionsfläche bestimmen; diese Möglichkeit wird praktisch zur Bestimmung von Wassertiefen ausgenutzt, viel verwendet wird hierzu das BEHM-ANSCHÜTZ-Echolot. Als Schallquelle dient eine Knallpatrone, welche von der Brücke aus (Abb. 109) durch eine Rohrleitung zum Geber G befördert wird. Nach Ausschleiden aus dem Geber platzt die Knallpatrone etwa 1 bis 2 m unterhalb der Wasseroberfläche. Der Knall erregt dann unmittelbar das Mikrophon M_1 , während ein zweites Mikrophon M_2 infolge der Schattenwirkung des Schiffsrumpfes nur wenig erregt wird; dies Mikrophon M_2 spricht erst dann an, wenn der vom Meeresgrund reflektierte Schall das Schiff erreicht. Die Tiefenanzeige erfolgt auf einem Behm-Kurzzeitmesser², dessen Wirkungs-

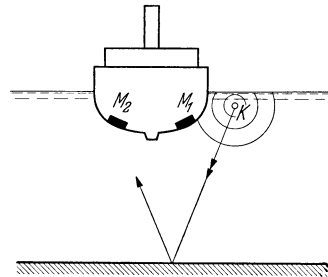


Abb. 109. Echolotung mittels Knallpatrone.

¹ Vgl. hierzu insbesondere V. DVOŘÁK: Wiedemanns Ann. Phys. **3**, 328 (1878). — LEBEDEW, P.: Wiedemanns Ann. Phys. **62**, 158 (1897). — MEYER, E.: Ann. Phys. (4), **71**, 567 (1923). — HIPPE, G.: Ann. Phys. (4), **82**, 161 (1927). — THOMAS, W.: Ann. Phys. (4), **83**, 255 (1927). — WAETZMANN, E., u. K. SCHUSTER: Ann. Phys. (5), **1**, 556 (1929).

² BEHM, A.: Ann. Hydrogr., Berlin **49**, 241 (1921). — Über Echolote vgl. insbesondere auch E. LÜBCKE: Z. VDI **71**, 1245 (1927) — Z. Fernmeldetechn. **14**, 119 (1933). — KUNZE, W.: Z. VDI **77**, 1265 (1933). — SOULE, F. M.: Fifth Pacific Science Congr. S. 873. — DRAPER, C. S.: N. A. C. A. Techn. Note 611 (1937); ref. von W. WILLMS: Akust. Z. **3**, 393 (1938). — Man führt Echolotungen häufig auch mit Ultraschall durch. Vgl. Ziff. 19, S. 129.

weise in Abb. 110 skizziert ist. Das Anzeigesystem ist eine gut ausgewuchtete, durch eine Feder gespannte Scheibe C , welche vor Durchführung der Lotung durch das vom Mikrophon M_1 betätigte Relais A festgehalten wird. Beim Ansprechen des Mikrophons M_1 gibt das Relais A die Scheibe frei und diese schnell los, bis sie durch eine vom Mikrophon M_2 über das Relais B betätigte Bremse nahezu momentan angehalten wird. Der Winkel, um den die Scheibe sich bei der Lotung gedreht hat, ist dann ein Maß für die Wassertiefe; der Kurzzeitmesser kann unmittelbar in Meter geeicht werden. Seine Genauigkeit ist auch bei geringen Tiefen noch eine große. Bei sehr großen Wassertiefen versagt die automatische

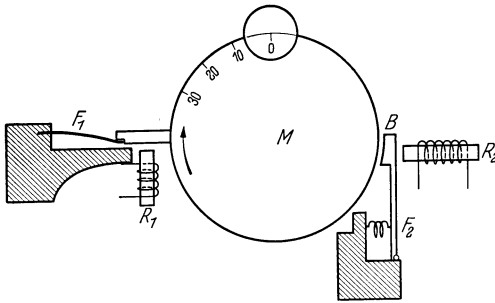


Abb. 110. Behm-Kurzzeitmesser für Echolotung (R_1 Relais zur Freigabe, R_2 Relais zur Bremsung der um M drehbaren Scheibe, F_1 Antriebsfeder, B Bremse, F_2 Bremsfeder).

die automatische Bremsung durch das Mikrophon M_2 , der Kurzzeitmesser muß dann von Hand gestoppt werden, sobald das Echo in einem Wasserschallempfänger hörbar wird, wobei naturgemäß ein etwas ungenaueres Arbeiten als bei vollautomatischem Betrieb in Kauf genommen werden muß.

Auch in der Luftfahrt hat man Echolote mit Erfolg benutzt, so sind z. B. die Zeppelinluftschiffe mit Echoloten ausgerüstet worden. Das unvermeidliche Störgeräusch durch Propellerschall und Auspuffschall verursacht freilich bei Luftfahrzeugen — insbesondere bei Flugzeugen — Schwierigkeiten.

Trifft Schall auf ein Hindernis, dessen Ausdehnung von der gleichen Größenordnung oder kleiner ist als die Wellenlänge, so reichen die Betrachtungen, wie wir diese bisher im Sinne der geometrischen Optik durchführten, in keiner Weise zur richtigen Erfassung der Erscheinungen aus. Es treten dann Beugungseffekte auf, welche beispielsweise dazu führen, daß auch hinter dem Hindernis liegende Stellen des Mediums vom Schallvorgang erfaßt werden. Das Hindernis stört das Schallfeld um so weniger, je kleiner seine Ausdehnung im Vergleich zur Wellenlänge ist. Ist die Ausdehnung des Hindernisses sehr klein zur Wellenlänge, so ist die Schallfeldverteilung in einiger Entfernung hinter dem Hindernis die gleiche wie im ungestörten Feld.

Von Lord RAYLEIGH¹ sind die Beugungserscheinungen, welche an einer starren Kugel auftreten, theoretisch behandelt worden, und zwar

¹ Lord RAYLEIGH: *Theory of Sound* 2, 253. London 1926. — Vgl. insbesondere auch G. W. STEWART: *Phys. Rev.* 33, 467 (1911). — Die obenstehend besprochenen Beugungserscheinungen sind praktisch bedeutungsvoll u. a. auch für

untersuchte Lord RAYLEIGH die Schattenwirkung der Kugel für eine an ihrer Oberfläche angeordnete punktförmige Schallquelle. Er löste die Wellengleichung für Aufpunkte, die sich in hinreichend großer Entfernung von der Kugeloberfläche befinden. Abb. 111 zeigt das Ergebnis der Berechnung; es ist in dieser Abbildung die relative Schallstärke für in verschiedenen Richtungen liegende Aufpunkte eingetragen, die eine Kurve gilt für das Verhältnis $2\pi R/\lambda = 10$ und die andere für das Verhältnis $2\pi R/\lambda = 2$; R bedeutet den Radius der Kugel. Die Länge der Fahrstrahlen in den verschiedenen Richtungen ist ein relatives Maß der in dieser Richtung auftretenden Schallstärke. Die Darstellung zeigt anschaulich die mit zunehmender Wellenlänge abnehmende Schattenwirkung der Kugel. Während bei sehr kurzen Wellen der der Quelle abgewendete Schallfeldteil nur wenig erregt

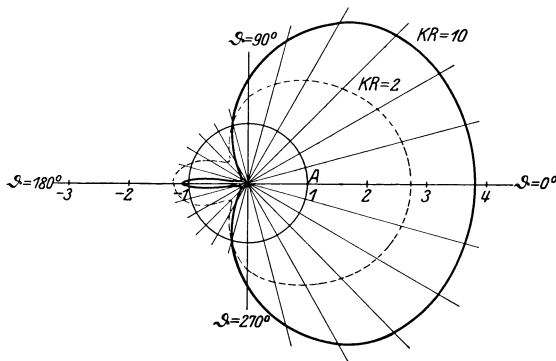


Abb. 111. Schallschatten einer Kugel. (Nach Lord RAYLEIGH.)

wird, ist dies bei großer Wellenlänge nicht der Fall; bei großer Wellenlänge wird auch die der Quelle abgewendete Schallfeldhälfte nennenswert erregt. Besonders bemerkenswert ist übrigens ein stets auftretendes enges Maximum in der der Schallquelle genau entgegengesetzten Richtung. Die Existenz dieses Maximums läßt sich in Analogie zur Optik aus der bekannten FRESNELSchen Zonenkonstruktion ableiten.

Die Beugungseffekte beim Durchgang ebener Schallwellen durch eine Öffnung in einer starren Wand sind durchaus analog den Richtwirkungerscheinungen im Schallfeld der Kolbenmembran, die wir in Ziff. 16, S. 94 behandelt haben. Beim Durchgang einer ebenen Welle durch eine Öffnung findet ja, ganz wie bei der schwingenden Kolbenmembran, eine gleichphasige Erregung in der Öffnungsfläche statt, während außerhalb der Öffnung die Erregung Null bleibt. Wir hatten

die Richtwirkung der menschlichen Stimme. Vgl. F. TRENDELENBURG: Z. techn. Phys. **10**, 558 (1929). — DUNN, H. K., u. D. W. FARNSWORTH: J. acoust. Soc. Amer. **10**, 184 (1939). — Über Beugungerscheinungen an Hindernissen verschiedener Form vgl. ST. BALLANTINE: J. acoust. Soc. Amer. **3**, 319 (1932). — SIVIAN, L. J., and H. T. O'NEIL: J. acoust. Soc. Amer. **3**, 483 (1932). — SPANDÖCK, F.: Ann. Phys. (5), **20**, 328 (1934). — MÜLLER, G. G., R. BLACK and T. E. DAVIS: J. acoust. Soc. Amer. **10**, 6 (1938). — STENZEL, H.: Elektr. Nachr.-Techn. **15**, 71 (1938). — Über die an Mikrophonen auftretenden Beugungseffekte vgl. Ziff. 27, S. 197.

in Ziff. 16, S. 94 bereits gezeigt, wie sich diese Frage auf konstruktivem Wege lösen läßt: Man kann die Erregung an den verschiedenen Schallfeldpunkten durch phasenrichtige Addition der von den einzelnen Flächenelementen herrührenden Erregungen — also durch Anwendung der FRESNELSchen Erweiterung des HUYGENSSchen Prinzips — quantitativ ermitteln. Die in Ziff. 16, S. 94, Abb. 82 gebrachten Richtwirkungsdiagramme der Kolbenmembran lassen sich ohne weiteres auch als Beugungsdiagramme ebener Schallwellen, die durch eine Öffnung in einer starren Wand fallen, deuten. Die Diagramme zeigten insbesondere, wie bei Schall, dessen

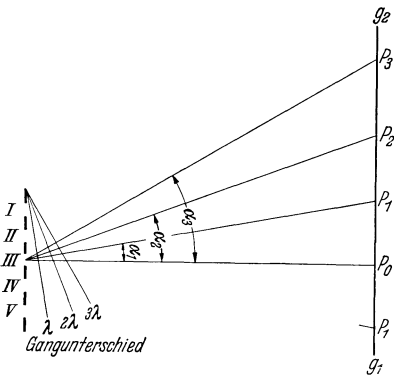


Abb. 112. Beugung an einem Spalt.

Wellenlänge sehr groß gegen den Öffnungsdurchmesser ist, von der Öffnung aus sich eine neue, kugelsymmetrisch ablaufende Welle ausbildet, während bei extrem kurzer Wellenlänge im wesentlichen nur ein ganz scharf gebündelter Schallstrahl auftritt.

Mittels des FRESNEL-HUYGENSschen Prinzips läßt sich auch die Schallbeugung durch Gitter leicht übersehen. Für ein zur Schallrichtung senkrecht stehendes Gitter, dessen Spaltbreite klein gegen die Wellenlänge ist, läßt sich die FRESNEL-HUYGENSSche Konstruktion in der in Abb. 112 skizzierten Weise durchführen. Für in hinreichend großer Entfernung vom Gitter liegende Aufpunkte ergibt sich folgendes: Der auf der Mittelnormalen liegende Aufpunkt P_0 wird, wenn die Entfernung zwischen dem Gitter und der Geraden groß genug ist, von allen von den einzelnen Gitterspalten ausgehenden Elementarwellen mit gleicher Phase erreicht, hier herrscht also ein Maximum der Erregung (das sog. Maximum nullter Ordnung). Beiderseits des Punktes P_0 fällt die Erregung ab, weil sich dort bereits der Phasenunterschied der von den verschiedenen Spalten herrührenden Wellen bemerkbar macht. Für ein Punktepaar P_1 , das um den Winkel $\sin \cdot \alpha_1 = \lambda/d$ gegen P_0 verlagert ist, tritt dann ein neues Maximum der Erregung (das Maximum erster Ordnung) auf; d bedeutet hierbei den Abstand der Spalte voneinander („Gitterkonstante“). Die Erregung läßt dann wieder nach, bis beim Punktepaar P_2 ($\sin \cdot \alpha_2 = 2 \lambda/d$) das Maximum zweiter Ordnung erreicht wird. Weitere Maxima folgen an den Stellen:

$$\sin \cdot \alpha_n = n \cdot \lambda/d. \quad (139)$$

¹ Untersuchungen über die Beugung von Ultraschall an Gittern wurden insbesondere von W. ALTBERG: Ann. Phys. **23**, 267 (1907) durchgeführt. — Weitere Versuche wurden von R. W. POHL (Mechanik und Akustik, S. 224 ff., Berlin 1930) angegeben.

Fällt Schall, welcher aus Komponenten verschiedener Wellenlänge zusammengesetzt ist, auf ein akustisches Gitter, so liegen, nach dem eben Ausgeführten, die Nebenmaxima in verschiedenen Richtungen, man kann also auch ganz analog zu den Erscheinungen bei optischen Gittern mittels eines akustischen Gitters Schall spektral zerlegen. E. THIENHAUS¹ hat diese Möglichkeit benutzt, um ein Verfahren zur Klanganalyse auszubauen. Dieses Verfahren sei hier, da es eine sehr interessante Anwendung der Beugungsgesetze darstellt, kurz skizziert. Der zu analysierende Schall (dessen Komponenten zwischen 0 und 5000 Hz liegen mögen), fällt auf ein Mikrophon und moduliert über einen Gegentaktmodulator eine Hochfrequenzschwingung von 45 000 Hz, so daß dann also infolge dieser Modulation die Hochfrequenzschwingung Seitenbänder aufweist, welche gegen 45 000 Hz jeweils um die Frequenz

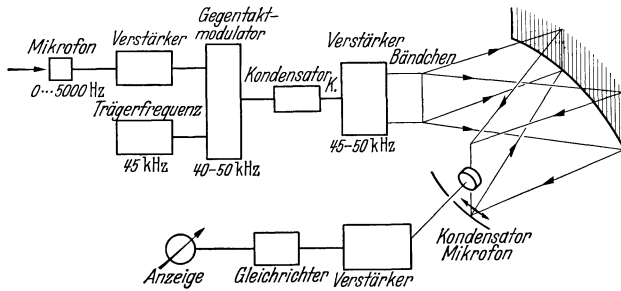


Abb. 113. Verfahren zur Schallanalyse mittels Beugungsgitters. (Nach E. THIENHAUS.)

der betreffenden Schallfeldkomponente verschoben auftreten; die Seitenbänder liegen also zwischen 40 000 und 50 000 Hz (Abb. 113). Durch eine Kondensatorkette werden die unterhalb von 45 kHz liegenden Seitenbänder abgeschnitten, die Frequenzen von 45—50 kHz werden auf einen Bändchenlautsprecher geleitet, der sie auf ein aus 300 Stahlnadeln bestehendes akustisches Konkavgitter abstrahlt. Längs der Brennlinie des Gitters treten dann Interferenzmaxima auf, und zwar liegen die einzelnen Maxima je nach der Frequenz der ihnen zugeordneten Komponente des Hochfrequenzschalls an verschiedenen Stellen. Bewegt man ein für Hochfrequenzschall empfindliches Kondensatormikrophon längs der Brennlinie, so zeigt dies an allen denjenigen Stellen, an denen Interferenzmaxima liegen, Schall an und zwar entspricht die Erregung des Kondensatormikrophons der Stärke der dem betreffenden Hochfrequenzseitenband zugeordneten Schallfeldkomponente. Auf dem Leuchtschirm eines von dem Kondensatormikrophon gesteuerten BRAUNschen Rohrs kann man dann unmittelbar ein Spektrum des Schallvorganges wahrnehmen (Abb. 114).

¹ THIENHAUS, E.: Das akustische Beugungsgitter und seine Anwendung zur Schallspektroskopie. Leipzig 1935.

Bei einer Gesamtlänge des Gitters von etwa 3 m und bei 300 Gitterelementen wird mit dieser Methode eine Trennschärfe von etwa 125 Hz erreicht; die Dispersion des Gitters entspricht hierbei 125 Hz/cm. Die Methode erreicht zwar nicht die Trennschärfe anderer — in Ziff. 31, S. 233 ff. — behandelte Verfahren zur Klanganalyse, sie läßt aber eine

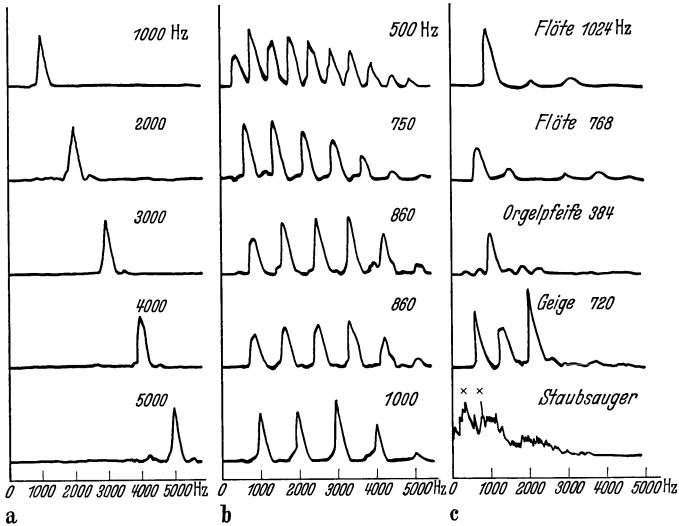


Abb. 114. Ergebnisse von Schallanalysen mittels Beugungsgitter (*a* reine Töne, *b* Glühlampenschwingungen, *c* Flöte, Orgelpfeife, Geige, Staubsauger). (Nach E. THIENHAUS.)

außerordentlich rasche Analyse zu. Die Aufbauzeit τ des Interferenzfeldes, von welcher die zulässige Analysiergeschwindigkeit abhängt, beträgt

$$\tau = \frac{1}{\Delta F}, \quad (140)$$

wenn mit ΔF die Trennschärfe in Hz bezeichnet wird¹. Für die bei der in Frage stehenden Apparatur erreichten Trennschärfe von 125 Hz beträgt die Aufbauzeit also $1/125$ sec; man ist demnach in der Lage, sehr rasche Klanganalysen vorzunehmen.

Trifft Schall unter schrägem Einfallswinkel auf eine Grenzfläche zwischen 2 Medien verschiedener Schallgeschwindigkeit, so erfährt er an

¹ Die Beziehung (140) läßt sich für die in Frage stehende Analysierapparatur leicht aus den geometrischen Daten des Gitters herleiten, sie ist aber, wie noch bemerkt sei, eine ganz allgemeingültige Beziehung der Wellenlehre, und zwar stellt sie eine Form der sog. Unsicherheitsrelation dar. Ganz allgemein läßt sich zeigen, daß Aussagen über die Frequenz einer Schwingung um so genauer möglich sind, je längere Zeit für die Analyse zur Verfügung steht, oder anders ausgedrückt, daß Analysatoren um so ungenauer arbeiten, je schneller sie ansprechen. Über die allgemeine Unsicherheitsrelation vgl. insbesondere Ausführungen von H. GUTH im Beitrag „Entwicklung und Grundlagen der Quantenphysik“ zum Handbuch der Physik 4, 473 (1929).

der Trennfläche eine Richtungsänderung: er wird gebrochen. Man kann die Erscheinung der Schallbrechung elementar aus dem HUYGENSSchen Prinzip ableiten. In Abb. 115 ist die dem HUYGENSSchen Prinzip entsprechende Konstruktion dargestellt. AB sei die Wellenfront der mit der Geschwindigkeit c_I aus dem Medium I einfallenden Welle. Die Strecke BC wird dann von der auf die Trennfläche einfallenden Welle in der Zeit $t = BC/c_I$ zurückgelegt. In dieser Zeit A hat die in das Medium II von der Stelle A ablaufende Elementarwelle einen Radius $r = t \cdot c_2$ erreicht, oder mit anderen Worten, die Radien der von B im Medium I und der von A im Medium II ablaufenden Elementarwellen verhalten sich wie c_I/c_{II} , das Verhältnis der Strecke BC zu AD ist ebenfalls gleich c_I/c_{II} . Diese Konstruktion läßt sich für alle Punkte der Trennfläche durchführen, sie ergibt dann ohne weiteres das Brechungsgesetz

$$\frac{\sin \varphi_1}{\sin \varphi_2} = \frac{c_I}{c_{II}} = n, \tag{141}$$

wobei mit φ_1 der Winkel zwischen einfallendem Strahl und Flächennormale, mit φ_2 der Winkel zwischen gebrochenem Strahl und Flächennormale bezeichnet wird, n nennt man den Brechungsindex. Die Brechungsformel zeigt, daß bei schrägem Einfall von Schall aus einem Medium großer Schallgeschwindigkeit auf ein Medium kleiner Schallgeschwindigkeit die Brechung so erfolgt, daß der Schallstrahl nach dem Einfallslot hin gebrochen wird, beim Auffall von Schall aus einem Medium kleiner Schallgeschwindigkeit auf ein Medium großer Schallgeschwindigkeit hingegen wird der Schall vom Einfallslot weg gebrochen.

Auch bei schrägem Einfall von Schall auf die Trennungsfläche zweier Medien wird ein Teil der Energie an der Begrenzungsfläche reflektiert, während ein anderer Teil in das Medium eintritt. Wie groß die Schallstärke des reflektierten und die des gebrochenen Strahls ist, hängt außer den Schallwellenwiderständen der beiden Medien auch vom Einfallswinkel ab. Es soll diese Frage hier nicht im einzelnen behandelt werden; die Verhältnisse sind ziemlich verwickelt, insbesondere deswegen, weil beim Auffallen von Schall auf eine Begrenzungsfläche zu einem neuen Medium unter Umständen auch neue Wellenarten entstehen, so treten beispielsweise beim Auffallen von longitudinalen Wellen auf die Begrenzungsfläche zu einem festen Körper neben longitudinalen Wellen in dem festen Medium auch Schubwellen und Oberflächenwellen auf. Ausdrücklich hingewiesen sei aber hier noch auf einen wichtigen Grenzfall,

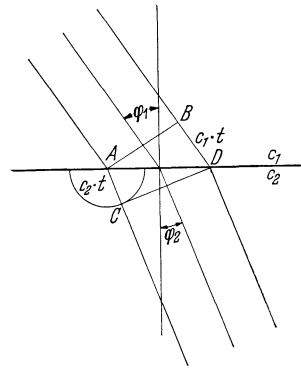


Abb. 115. Schallbrechung an der Trennschicht zweier Medien von der Schallgeschwindigkeit c_1, c_2 .

nämlich den der „totalen Reflexion“. Die Brechungsformel zeigt, daß bei einem bestimmten Einfallswinkel φ_1 , für welchen die Beziehung

$$\sin \cdot \varphi_2 = \frac{\sin \cdot \varphi_1}{n} = 1 \quad (142)$$

erfüllt ist, der gebrochene Strahl parallel zur Trennfläche verläuft und daß für $\sin \cdot \varphi_1/n > 1$ kein reeller gebrochener Strahl mehr existiert. Der aus dem Medium I einfallende Schallstrahl wird dann an der Trennfläche — nach den oben besprochenen Gesetzen der geometrischen Reflexion — vollständig reflektiert. Aus (142) läßt sich für das Auffallen von Luftschall auf eine Wasseroberfläche ein Grenzwinkel der totalen Reflexion von etwa 13° errechnen. Beim Auffallen von Luftschall auf Messing beträgt der Grenzwinkel nur 5° , während er beim Auffallen von Wasserschall auf Sandstein einen Wert von 38° bekommt. Dies letzte Beispiel, bei dem es sich um zwei Medien nicht sehr verschiedener Schallgeschwindigkeit handelt, zeigt, daß die totale Reflexion bei Medien nicht sehr verschiedener Schallgeschwindigkeit erst bei verhältnismäßig großen Einfallswinkeln einsetzt, während nach den erstgenannten Beispielen bei Medien sehr verschiedener Schallgeschwindigkeit die totale Reflexion schon bei sehr kleinen Abweichungen vom senkrechten Einfall auftritt.

Ähnlich wie in der Optik lassen sich auch in der Akustik Prismen bauen, an denen die Brechungsgesetze geprüft werden können. Wegen der oben besprochenen Beugungseffekte lassen sich aber übersichtliche Versuche nur dann durchführen, wenn die Prismen sehr groß gegen die Wellenlängen sind, man muß also entweder die Prismen sehr groß bauen oder aber mit Ultraschall arbeiten¹. Zur spektralen Zerlegung von Schallwellen können Prismen wegen der — zumindestens im Gebiet hörbarer Wellen — völlig fehlenden Dispersion der Schallgeschwindigkeit nicht benutzt werden.

Die Brechungserscheinungen lassen sich an Ultraschallversuchen sehr anschaulich zeigen.

Abb. 116² zeigt eine photographische Aufnahme des Verlaufs eines Ultraschallstrahls beim Übergang von Xylol ($c_x = 1333$ m/sec) in Wasser ($c_w = 1460$ m/sec). Die Aufnahme wurde in folgender Weise hergestellt: In die in Abb. 69, S. 79 dargestellte Anordnung zur Herstellung DEBYE-SEARSScher Beugungsbilder wurde statt eines einfachen Spaltes eine Blende mit einer sehr großen Anzahl regelmäßig verteilter Öffnungen eingesetzt; auf dem Abbildungsschirm entsteht dann (solange kein Schall das flüssigkeitsgefüllte Gefäß durchsetzt), ein scharfes Schattenbild der Lochanordnung. Leitet man Schall durch die Flüssig-

¹ Zur Brechung von Ultraschall durch Prismen vgl. insbesondere W. BEZARDILI: Phys. Z. **36**, 20 (1935).

² Nach R. BÄR u. EDGAR MEYER: Helv. phys. Acta **6**, 242 (1933) — Phys. Z. **34**, 393 (1933). — R. BÄR Helv. phys. Acta **6**, 570 (1933).

keit, so entstehen an jeder Öffnung DEBYE-SEARSSche Beugungsbilder. Die Beugungsbilder erstrecken sich in der Richtung des Schallstrahls,

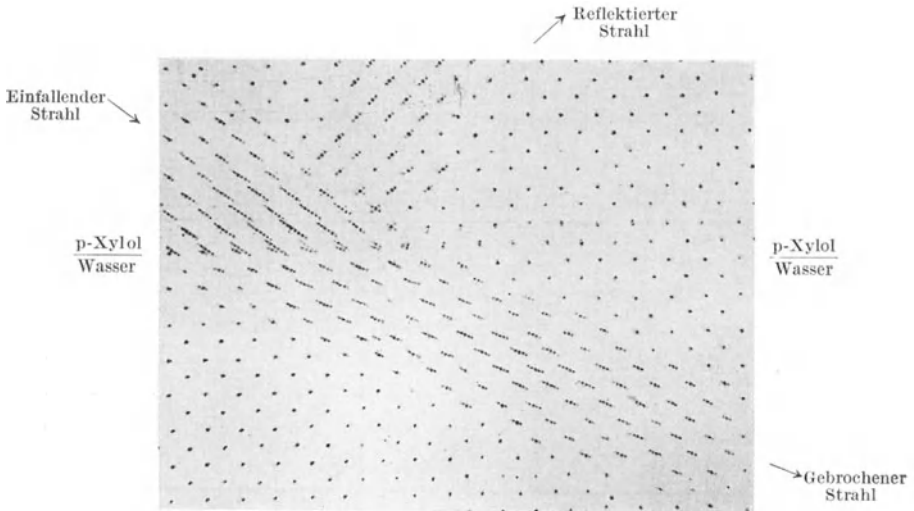


Abb. 116. Brechung und Reflexion eines Ultraschallstrahles an der Grenzfläche von p-Xylol (oben) und Wasser (unten) nach BÄR und MEYER.

aus der Lage der Beugungsbilder läßt sich also die Richtung des gebrochenen sowie des reflektierten Strahls erkennen.

Auch an Schlierenaufnahmen des Verlaufs von Knallwellen lassen sich die Erscheinungen an der Grenzschicht zweier Medien verschiedener

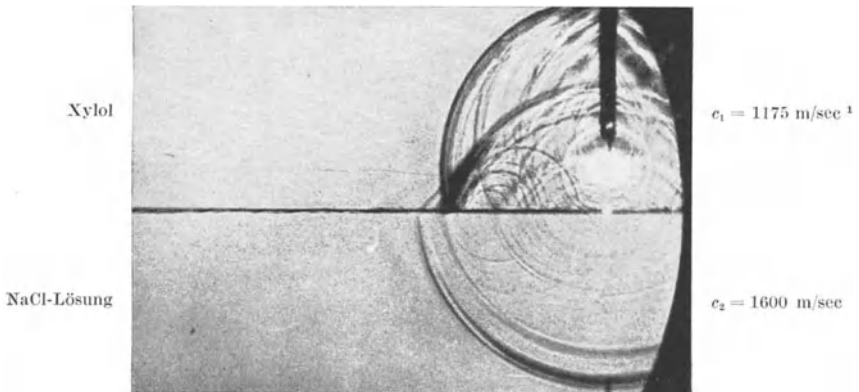


Abb. 117. Schlierenaufnahme einer Funkenknallwelle. (Nach O. v. SCHMIDT.)

¹ In Abb. 117 und 119 ist — wie in der Arbeit von O. v. SCHMIDT — als Schallgeschwindigkeit in Xylol 1175 m/sec angegeben. Nach R. BÄR (vgl. die in Anm. 2 S. 150 genannte Arbeit) beträgt die Schallgeschwindigkeit in Xylol im Gegensatz zu den sonst im Schrifttum angegebenen Weiten 1333 m/sec.

Schallgeschwindigkeit schön zeigen. Abb. 117 zeigt (nach einer Arbeit von O. v. SCHMIDT¹) den Verlauf von Knallwellen an einer Grenzschicht

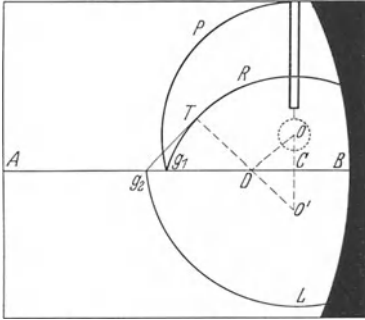


Abb. 118. Erläuterung zu 117.
AB Grenzschicht; *P* primäre, *R* reflektierte,
L durchgehende Welle; *g₂T* Kopfwelle.

Xylol gegen NaCl-Lösung. Die in das zweite Medium eindringende und dort mit größerer Schallgeschwindigkeit als im ersten Medium ablaufende Welle sowie die in das erste Medium zurücklaufende Welle sind deutlich zu erkennen. Besonders hinzuweisen ist noch auf eine im ersten Medium auftretende „Kopfwelle“. Die hier beobachtete Erscheinung ähnelt den Erscheinungen bei der Kopfwelle eines mit Überschallgeschwindigkeit fliegenden Geschosses (vgl. Ziff. 11 S. 65). Sie kommt hier dadurch zustande,

daß von jeder von der mit der Geschwindigkeit c_{II} fortschreitenden Wellenfront im zweiten Medium getroffenen Stelle der Grenzschicht aus eine Welle mit der Geschwindigkeit c_I in das erste Medium zurückläuft. Der Winkel zwischen Kopfwelle und Grenzschicht gehorcht der Beziehung $\sin \alpha = c_I/c_{II}$. Besonders gut ist die Erscheinung in der Abb. 119, bei der die Schallquelle in der Grenzschicht selbst lag, zu erkennen. Die

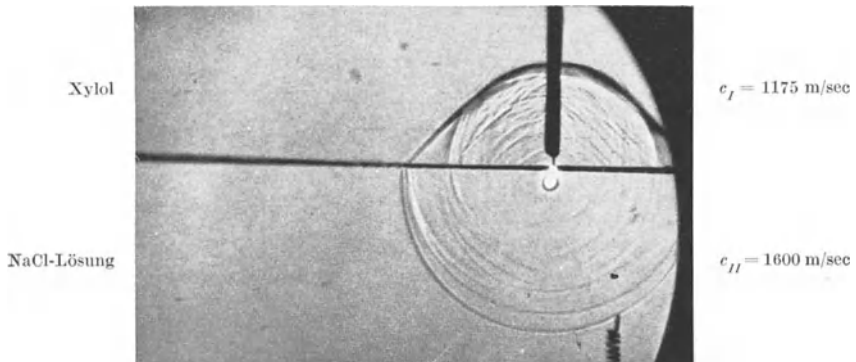


Abb. 119. Schlierenaufnahme einer Knallwelle (Schallquelle in der Grenzschicht zweier Medien).
 (Nach O. v. SCHMIDT.)

Ausbildung der Kopfwelle an der Grenzschicht zweier Medien, die hier am akustischen Beispiel gezeigt wurde, ist wichtig insbesondere auch für Wellenvorgänge der Seismik².

¹ SCHMIDT, O. v.: Z. techn. Phys. **19**, 554 (1938). Über die Wellenausbreitung an Trennschichten vgl. auch G. JOOS u. J. TELTOW: Phys. Z. **40**, 289 (1939).

² SCHMIDT, O. v.: Z. techn. Phys. **19**, 554 (1938). — Z. Geophys. **15**, 141 (1939).

Sehr wichtig sind die Brechungserscheinungen für die Fragen der Schallausbreitung auf große Entfernungen; so kommen bei Luftschall Brechungseffekte einerseits durch verschiedene Temperatur der in verschiedener Höhe liegenden Schichten der Atmosphäre, andererseits durch eine Zunahme der Windgeschwindigkeit mit der Höhe zustande.

Nach den Ausführungen in Ziff. 21, S. 133 nimmt die Schallgeschwindigkeit der Luft mit der Wurzel aus der absoluten Temperatur zu. Nimmt man zur Vereinfachung zunächst an, daß die Temperatur der Atmosphäre in parallel zur Erdoberfläche liegenden Schichten jeweils die gleiche ist, sich aber von Schicht zu Schicht sprunghaft ändert, so kann man die Brechungseffekte nach der in Abb. 120 angedeuteten Konstruktion beurteilen. Beim Übergang des Schalls von einer Schicht in die nächste erfolgt jedesmal eine Brechung, und zwar wird dann, wenn die Temperatur nach oben hin zunimmt, der Schallstrahl in jeder Grenzschicht vom Einfallslot fort gebrochen; schräg von der Erde ablaufender

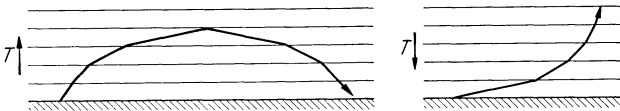


Abb. 120. Schallbrechung an Schichten verschiedener Temperatur.

Schall wird also allmählich in eine Richtung gebracht, welche nahezu parallel zur Erdoberfläche läuft. Mit Erreichen des (im vorliegendem Falle nahezu 90° betragenden) Grenzwinkels der totalen Reflexion läuft der Schall dann in einer zum Aufstieg spiegelsymmetrischen Weise zur Erde zurück. Nimmt die Temperatur mit der Höhe ab, so wird ein von der Erdoberfläche schräg ablaufender Schallstrahl nach dem Einfallslot hin gebrochen, er kommt also allmählich in eine Richtung, welche senkrecht zur Erdoberfläche steht. Bei der erstbehandelten Temperaturverteilung — also bei mit der Höhe zunehmender Temperatur — können Schallsignale eine ungewöhnlich große Reichweite erzielen, der schräg abgestrahlte Anteil kommt dann in größerer Entfernung wieder zur Erdoberfläche herab und kann dort zu abnorm großen Schallstärken führen. Im zweiten Fall — bei mit der Höhe abnehmender Temperatur — kehrt dagegen der schräg abgestrahlte Schall nicht mehr zur Erdoberfläche zurück, die Reichweite der Signale ist nur eine geringe¹. Man kann

¹ Vgl. hierzu insbesondere E. v. ANGERER u. R. LADENBURG: *Ann. Phys.* (IV) **66**, 293 (1921). — V. KOMMERELL: *Phys. Z.* **17**, 172 (1916). — BERGER, R.: *Die Schalltechnik*, S. 74ff. Braunschweig 1927. B. R. HUBBARD J. *Acoust. Soc. Amer.* **3**, 111 (1931). H. G. DORSEY ebendort **3**, 428 (1932). — Bemerkte sei hier noch, daß auch die atmosphärische Turbulenz von Einfluß auf die Schallausbreitung ist; es ist aber schwer, hierüber Quantitatives auszusagen. Vgl. hierüber insbesondere O. BRANDT: *Meteor. Z.* **55**, 350 (1938). — DAHL, H., u. O. DEVIK: *Nature*, Lond. **139**, 550 (1937).

derartige Brechungserscheinungen häufig beobachten; so erreicht an Tagen, an welchen warme Luft über kaltem Erdboden liegt — insbesondere z. B., wenn im Spätwinter die erste Warmluft über eine große Eisfläche einfällt —, der Schall große Reichweiten, umgekehrt ist die Reichweite bei mit der Höhe abnehmender Temperatur — also bei der an heißen Sommertagen herrschenden Verteilung — nur eine geringe.

Ganz ähnlich wie bei Temperaturschichtungen machen sich Brechungseffekte auch dann bemerkbar, wenn die Windgeschwindigkeit sich mit der Höhe ändert; die Geschwindigkeit, mit welcher eine Schallwelle die Entfernung zwischen zwei festen Punkten durchläuft, hängt ja von der Geschwindigkeit, mit welcher das Medium gegen die festen Punkte bewegt wird, ab: Windgeschwindigkeit und Schallgeschwindigkeit addieren sich vektoriell. Bei mit der Höhe zunehmendem Wind erfolgt — wie sich leicht einsehen läßt — die Brechung derart, daß ein mit dem

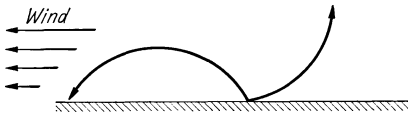


Abb. 121. Schallbrechung an Schichten verschiedener Windgeschwindigkeit.

Wind ablaufender Schallstrahl nach entsprechendem Laufweg die Erdoberfläche wieder erreicht, während ein gegen den Wind ablaufender Schallstrahl nach oben hin gebrochen wird (Abb. 121).

Die Eigenarten der Schallausbreitung in der Atmosphäre hatten, wie noch kurz bemerkt werden kann, interessante Rückwirkungen auf kriegerische Ereignisse¹. Als Friedrich der Große bei Liegnitz am 15. August 1760 Laudon angriff, stand der österreichische Feldherr Daun in nur etwa 8 km Entfernung; es war ein großes Glück für die preußische Sache, daß Daun den Kanonendonner der mit Laudon geführten Schlacht nicht vernahm, er kam seinem Bundesgenossen nicht zu Hilfe. Ähnliches ereignete sich am 16. August 1705 bei Cassano an der Adda. Als dort Vendome vom Prinzen Eugen angegriffen wurde, kam ihm sein in etwa 10 km Entfernung mit großer Truppenmacht stehender Bruder nicht zu Hilfe; er entschuldigte sich später, er habe den Kanonendonner nicht gehört.

Bei sehr starkem Schall — wie z. B. Explosionsschall oder Schall sehr großer Geschütze — werden häufig mehrere Hörbarkeitsgebiete beobachtet, die durch eine „Zone des Schweigens“ getrennt sind, das innere Hörbarkeitsgebiet besitzt dann einen Radius von etwa 100—150 km, bei etwa 200 km tritt ein weiteres Hörbarkeitsgebiet auf, welches bis etwa 300—350 km reicht. In Abb. 122 sind die Hörbarkeitsgebiete einer Explosion dargestellt. Im inneren Hörbarkeitsgebiet beobachtet man

¹ Entnommen einem Vortrag von H. W. DOVE über „Wirkungen aus der Ferne“. Berlin: G. Reimer 1845. Die von DOVE gegebene Erklärung für die geringe Reichweite des Schalls bei den in Frage stehenden Ereignissen ist allerdings keine erschöpfende Erklärung.

normale Werte der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Explosionswelle. In der äußeren Zone trifft hingegen die Explosionswelle meist später ein als es den normalen Schallgeschwindigkeitswerten entspricht, es ist dort die scheinbare Schallgeschwindigkeit um etwa 30—50 m/sec kleiner als die normalerweise zu erwartende. Dieser Befund deutet darauf hin, daß der Explosionsschall einen Umweg, der bis in sehr hohe Schichten der Atmosphäre führt, durchläuft. Die jenseits der Zone des Schweigens liegenden Hörbarkeitsgebiete werden vom direkten Schall nicht erreicht, die Absorption am Boden ist eine zu große, als daß man jenseits der ersten Hörbarkeitszone den Schall noch wahrnehmen könnte. Der in die hohen Schichten der

Atmosphäre hinauf-
laufende Schall er-
fährt hingegen — ins-
besondere, wenn es
sich, wie bei Ex-
plosionsschall, um
sehr tiefrequenten
Schall handelt, nur
eine geringe Absorp-
tion, so daß er, nach-
dem er wieder zur
Erdoberfläche her-
unter kommt, noch
wahrgenommen wer-
den kann. Für die

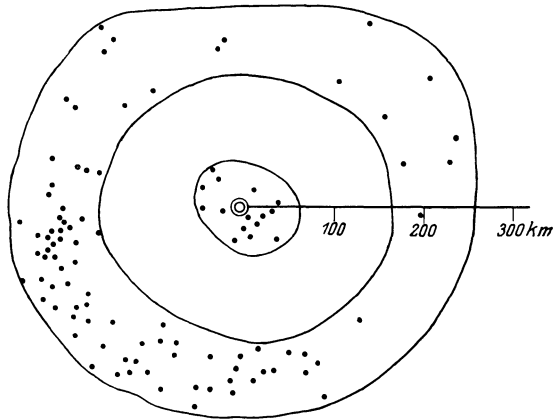


Abb. 122. Innere und äußere Hörbarkeitszone bei Explosionsschall.

Schallbrechung in den hohen Schichten der Atmosphäre liegen verschiedene Erklärungsmöglichkeiten vor, so kommt man beispielsweise zu einer Deutung, wenn man annimmt, daß der Schall bei etwa 70 km Höhe in eine vornehmlich Wasserstoff enthaltende Schicht verhältnismäßig hoher Schallgeschwindigkeit eindringt¹. Auch kann es sein, daß in den hohen Schichten der Atmosphäre eine Temperaturumkehr² stattfindet, welche die Brechung bewirkt. Zur Erklärung der abnorm großen Reichweite ist auch herangezogen worden, daß dann, wenn die Schalldruckwerte nicht klein gegen den Atmosphärendruck sind — und dies könnte in den sehr dünnen hohen atmosphärischen Schichten der Fall sein — die LAPLACESche Beziehung nicht mehr gilt und dann die Schallgeschwindigkeit größer als die normale

¹ BORNE, G. v. D.: Phys. Z. **11**, 483 (1910).

² ANGENHEISTER, G.: Z. Geophys. **1**, 314 (1924/25); **2**, 88 (1926). — LINDEMANN, F. A., u. G. M. B. DOBSON: Proc. roy. Soc., Lond. (A) **102**, 411 (1923); **103**, 339 (1923). — GUTENBERG, B.: Z. Geophys. **2**, 101 (1926) — Naturwiss. **14**, 338 (1926).

wird¹. Welche der skizzierten Deutungen die richtige ist oder ob noch andere Erscheinungen maßgeblich beteiligt sind, konnte bisher noch nicht sicher geklärt werden.

Die Ausbreitung von Wasserschall auf große Entfernungen wird — ähnlich wie die von Luftschall — ganz wesentlich von der Temperaturverteilung im Wasser beherrscht; die Wasserströmungen spielen wegen der verhältnismäßig hohen Schallgeschwindigkeit im Wasser eine wesentlich geringere Rolle als der

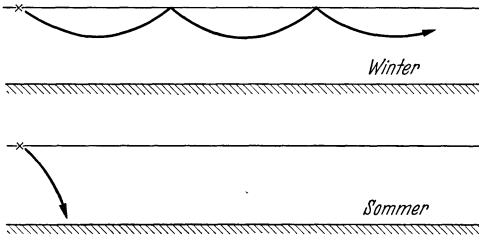


Abb. 123. Ausbreitung von Schallstrahlen im Meer zu verschiedener Jahreszeit.

Wind bei Luftschall. Nimmt die Temperatur des Wassers nach der Tiefe hin zu (wie dies meist im Winter der Fall ist), so wird von der Wasseroberfläche schräg ablaufender Schall vom Einfallslot fortgebrochen; der Schallstrahl verläuft also mit wachsender Laufstrecke

immer flacher, bis er wieder zur Wasseroberfläche emporläuft. An der Wasseroberfläche erfolgt dann eine Totalreflexion, und das Spiel wiederholt sich von neuem. Nimmt die Temperatur mit der Tiefe ab (wie meist im Sommer), so wird der Schall nach dem Einfallslot hin gebrochen, er läuft also ziemlich senkrecht in die Tiefe und wird am Grund teils nach oben reflektiert, teils absorbiert, zu einem Teil läuft er auch in die Erde hinein (Abb. 123). Wasserschallsignale besitzen im Winter eine um ein Vielfaches größere Reichweite als im Sommer².

23. Schallabsorption.

Die Betrachtungen, welche wir bisher über die Schallausbreitung anstellten, bezogen sich auf „ideale“ Gase und Flüssigkeiten. Wir hatten also insbesondere die Reibungsverluste unberücksichtigt gelassen, welche infolge der „inneren Reibung“ von einer Schicht des Mediums mit den benachbarten oder infolge von „äußerer Reibung“ der Grenzschicht eines Mediums gegen ein angrenzendes Medium anderer Beschaffenheit auftreten. Für sehr viele Probleme der Schallausbreitung ist eine Vernachlässigung der Reibungsverluste zulässig, da diese — insbesondere bei tiefen Frequenzen — verhältnismäßig wenig ins Gewicht fallen. Anders liegen die Dinge bei Fragen der Schallausbreitung auf große Entfer-

¹ WEGENER, A.: Z. Geophys. **1**, 207 (1924/25). — MEYER, R.: Z. Geophys. **2**, 78, 236 (1926). — WIECHERT, E.: Z. Geophys. **2**, 99 (1926).

² Vgl. hierzu F. AIGNER: Unterwasserschalltechnik, S. 52 ff. Berlin 1922. — Über die Schallfortpflanzung im Seewasser vgl. auch H. G. DORSEY: J. acoust. Soc. Amer. **3**, 428 (1932), **7**, 287 (1936).

nungen und insbesondere bei Schall höherer Frequenz. Bei der Besprechung dieser Fragen müssen wir die Reibungsverluste berücksichtigen.

G. G. STOKES¹ hat für (ebene) Schallwellen in einem Medium, in welchem Schallenergie durch innere Reibung in Wärme umgesetzt wird, die Differentialgleichung abgeleitet:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{4}{3} \nu \frac{\partial^3 \xi}{\partial^2 x \partial t}, \quad (143)$$

hierbei ist ν der MAXWELLSche kinematische Reibungskoeffizient; für verschwindend kleinen Reibungskoeffizienten geht diese Differentialgleichung in die gewöhnliche Wellengleichung über.

Die Durchrechnung der Differentialgleichung zeigt, daß die ebene Welle jetzt nicht mehr — wie im idealen Gas und in der idealen Flüssigkeit — an allen Stellen des Schallfeldes die gleiche Amplitude besitzt, sondern daß ihre Amplitude mit der Entfernung von der Schallquelle aus exponentiell abnimmt. Sie führt nämlich für die Amplitude ξ auf den Ausdruck:

$$\xi = \xi_0 \cdot e^{-\frac{2\nu\omega^2}{3c^3}x} \cdot \cos\left(\omega t - \frac{x}{c}\right), \quad (144)$$

$$\beta = \frac{2\nu\omega^2}{3c^3} = \frac{8\pi^2\nu}{3\lambda^2 \cdot c} \quad (145)$$

nennt man den Dämpfungsfaktor².

Für Luft ergibt sich hiernach $\beta_{\text{Luft}} = 1,16 \times 10^{-4} \lambda^{-2}$, für Wasser $\beta_{\text{Wasser}} = 2,63 \times 10^{-6} \lambda^{-2}$; die Dämpfung von Wasserschall ist also hiernach ungleich geringer als diejenige von Luftschall³.

¹ STOKES, G. G.: Cambr. Trans. Phil. Soc. 8, 287 (1845). — Vgl. auch Lord RAYLEIGH: Theory of Sound 2, 315ff. London 1926. — LAMB, H.: Dynamical Theory of Sound, S. 186ff. London 1925. — Bei Ableitung des Ausdrucks (145) für die Dämpfungskonstante wurde der Einfluß für die Wärmeleitung noch nicht berücksichtigt; dehnt man die Betrachtungen — wie dies von G. KIRCHHOFF [Pogg. Ann. Phys. u. Chem. 134, 177 (1868)] durchgeführt — auch auf den Einfluß der Wärmeleitung aus, so erhält man für die Dämpfungskonstante die Beziehung:

$$\nu = \frac{\omega^2}{2c^3} \left(\frac{4}{3} \nu + \frac{\kappa - 1}{\kappa} \nu' \right),$$

wobei der Faktor $\nu' = 5/2 \cdot \nu$ ist. Die hieraus folgenden Dämpfungswerte sind um ein geringes größer als die nach der Theorie von STOKES errechneten.

² Aus der Differentialgleichung (143) folgt übrigens — wie noch bemerkt sei —, daß in Schallfeldern, in welchen Reibungsverluste stattfinden, auch bei ebenen Wellen Druck und Schnelle *nicht genau* in Phase sind. Da die Reibungskoeffizienten in den praktisch interessierenden Fällen meist sehr klein sind, ist der Phasenwinkel allerdings nur ein sehr geringer. Weiterhin ist zu bemerken, daß die strenge Durchrechnung von (143) eine Ausbreitungsgeschwindigkeit für Wellen in dämpfenden Medien ergibt, die etwas kleiner ist als die Ausbreitungsgeschwindigkeit in idealen Gasen oder Flüssigkeiten. Der Unterschied ist freilich derart gering, daß er praktisch meist gar keine Rolle spielt.

³ Vgl. F. AIGNER: Unterwasserschalltechnik, S. 46. Berlin 1922.

Beobachtungen, welche von einer Reihe von Forschern¹ durchgeführt wurden, zeigen nun aber, daß die Schallabsorption in Gasen in fast allen Fällen — insbesondere bei hohen Frequenzen — wesentlich größer ist,

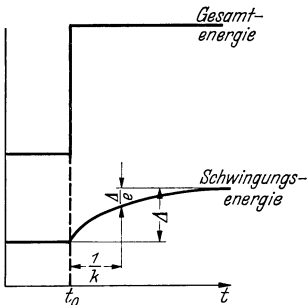


Abb. 124. Einstellung der Schwingungsenergie bei plötzlicher adiabatischer Kompression. (Nach H. O. KNESER.)

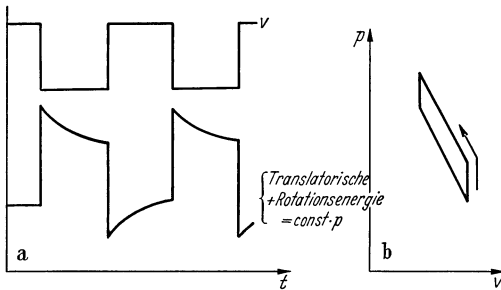


Abb. 125. Druck und Verdichtung in einer „rechteckigen“ Schallwelle bei unvollständiger Einstellung des Gleichgewichts. (Nach H. O. KNESER.)

Moleküle führt (wie sich an Hand des in Abb. 125 angedeuteten thermo-dynamischen Kreisprozesses leicht herleiten läßt) für periodisch wiederkehrende Druckänderungen, also für Schallwellen, zu einer dauernden, irreversiblen Umformung von Schallenergie in

¹ Vgl. u. a. N. NEKLEPAJEV: Ann. Phys., **35**, 175 (1911). — PIELEMEIER, W. H.: Phys. Rev. (II) **34**, 1183 (1929); **41**, 833 (1932). — GROSSMANN, E.: Ann. Phys., (V) **13**, 681 (1932). — KNUDSEN, VERN O.: J. acoust. Soc. Amer. **3**, 126 (1931); **5**, 112 (1931); **6**, 199 (1935). — KNUDSEN, V. O., and L. OBERST: J. acoust. Soc. Amer. **7**, 249 (1936). — KNUDSEN, V. O., u. E. F. FRICKE: J. acoust. Soc. Amer. **10**, 89 (1938). — OBERST, H.: Z. techn. Phys. **17**, 850 (1938). — ITTERBEEK, A. VAN, u. P. MARIËNS: Physica, Haag **5**, Nr 3, 153 (1938). — SCHMIDTMÜLLER, N.: Akust. Z. **3**, 114—129 (1938). A VAN ITTERBEEK, P. DE BRUYN and P. MARIËNS Physica **6**, 511 (1939).

² KNESER, H. O.: Ann. Phys., (V) **16**, 337 (1933); **16**, 360 (1933); A. J. RUTGERS ebendort S. 360. — KNESER, H. O., u. VERN O. KNUDSEN: Ann. Phys. **21**, 682 (1934). — KNESER, H. O.: Z. techn. Phys. **16**, 213 (1935); **19**, 486 (1938).

als nach den klassischen Theorien von STOKES und KIRCHHOFF zu erwarten war³. Die Abweichungen kommen durch (in Ziff. 21, S. 138 bei Besprechung der Dispersion von Ultraschall bereits erwähnte) molekulare Prozesse zustande. Die Theorie dieser molekularen Einflüsse wurde durch H. O. KNESER² aufgestellt. Betrachtet man die Energieänderungen, welche die Moleküle eines Gases bei Druckänderungen erfahren, so zeigt es sich, daß zwar die Translationsenergie und die Rotationsenergie von Molekülen sich momentan ändert, daß aber

die Schwingungsenergie nur verhältnismäßig langsam folgt. In Abb. 124 sind die Verhältnisse so, wie sie sich bei einer plötzlichen Kompression eines Gases und einer nach einiger Zeit folgenden Dilatation ergeben, schematisch dargestellt. Das quantenphysikalisch begründete Verhalten der Schwingungsenergie der

Wärme. Es läßt sich zeigen, daß die auf Grund dieser molekularen Prozesse bedingte Schallabsorption wesentlich größer ist als die Schallabsorption, wie wir sie oben auf Grund der klassischen Überlegungen herleiteten; auch ist die Frequenzabhängigkeit der Schallabsorption anders, als sie von der klassischen Theorie gefordert wird.

Für den Schallabsorptionskoeffizient pro Wellenlänge μ gilt nach H. O. KNESER

$$\mu = 2\pi \frac{R \cdot c_{vi}}{c_{va}(R + c_{va})} \cdot \frac{\gamma \cdot \omega}{\gamma^2 + \omega^2}, \quad (146)$$

hierbei bedeutet c_{vi} die spezifische Wärme der Schwingungsfreiheitsgrade, c_{va} diejenige der Translations- und Rotationsfreiheitsgrade. γ bedeutet die mittlere Lebensdauer des Energiequants, $1/\gamma$ wird auch als Einstelldauer bezeichnet. Der Absorptionskoeffizient pro Wellenlänge μ bezieht sich hier auf die Schallstärke, zwischen μ und dem oben definierten Dämpfungsfaktor β gilt also $\mu = 2 \cdot \beta \cdot \lambda$.

Die Gleichung (146) zeigt, daß die Absorption pro Wellenlänge bei einer bestimmten Frequenz, und zwar bei $\omega_{\max} = \gamma$ ein Maximum aufweist; dies Verhalten ist von der klassischen Theorie in keiner Weise vorher gesagt worden¹.

Die Absorption nimmt, wenn ein Fremdgas zugesetzt wird, mit wachsender Konzentration der Beimengung zu. Ganz besonders stark macht sich ein Anwachsen bei Anwesenheit von Wasserdampf bemerkbar. So kommt es, daß die Schallabsorption in der Atmosphäre vom Feuchtigkeitsgehalt der Luft sehr stark abhängt.

In Abb. 126 u. 127 ist die Schallabsorption von Luft bei verschiedener Temperatur und verschiedenem Feuchtigkeitsgehalt, wie sie von KNESER auf Grund der vorstehend skizzierten Überlegungen berechnet wurden,

¹ Das Maximum der Absorption liegt also im Gebiet maximaler Dispersion (vgl. Ziff. 21, S. 138).

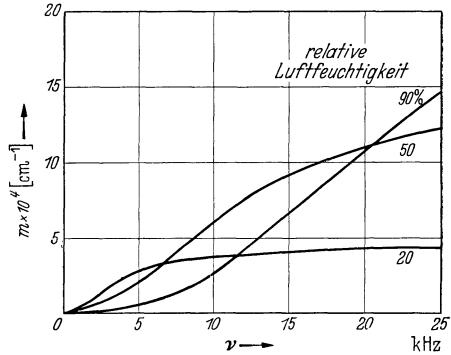


Abb. 126. Absorptionskoeffizient pro Zentimeter in Luft bei 20° C in Abhängigkeit von der Frequenz. (Nach H. O. KNESER.)

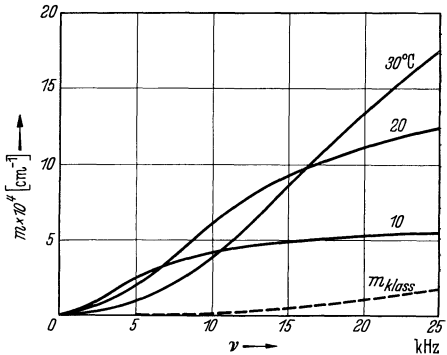


Abb. 127. Absorptionskoeffizient pro Zentimeter in Luft bei 50° C relativer Luftfeuchtigkeit in Abhängigkeit von der Frequenz. (Nach H. O. KNESER.)

dargestellt¹. Abb. 127 enthält auch eine Kurve der nach der klassischen Theorie berechneten Absorptionswerte, die Kurve zeigt, daß die klassischen Werte nur einen kleinen Bruchteil der molekulartheoretisch berechneten Werte erreichen. Abb. 128 zeigt noch die Ergebnisse von Messungen,

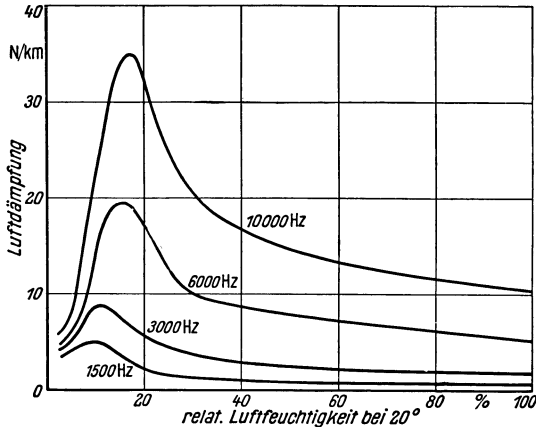


Abb. 128. Abhängigkeit der Luftdämpfung von der relativen Feuchtigkeit für verschiedene Frequenzen. (Nach V. O. KNUDSEN.)

nisse von Messungen, welche V. O. KNUDSEN in einem Hallraum durchführte². Diese Messungen stehen mit der KNESERSCHEN Theorie in bestem Einklang.

Die oben angestellten Überlegungen sind wichtig insbesondere für die Fragen der Reichweite von Schallsignalen³.

Auch die Schallabsorption in Flüssigkeiten ist weit größer,

als sie sich auf Grund der klassischen Theorien berechnet. Bei Ultraschall kann die tatsächliche Absorption die berechnete um ein bis zwei Zehnerpotenzen übertreffen⁴. Worauf diese Unstimmigkeit zwischen experimentellem Befund und klassischer Theorie beruht, konnte noch nicht im einzelnen geklärt werden, es ist aber wahrscheinlich, daß auch bei der Dämpfung von Flüssigkeitsschall molekulare Prozesse eine Rolle spielen.

¹ Als Ordinate ist in den Abb. 126 und 127 der Absorptionskoeffizient pro Zentimeter Laufweg (also nicht pro Wellenlänge) eingetragen.

² Vgl. V. O. KNUDSEN: J. acoust. Soc. Amer. **3**, 126 (1931); **5**, 112 (1933); **6**, 199 (1935). — Bemerkte sei, daß die Dämpfungswerte in Abb. 128 auf den Schalldruck bezogen sind, und zwar sind die Ordinatenwerte Neper/km; ein Ordinatenwert von beispielsweise 5 bedeutet dann also, daß der Schalldruck (einer ebenen Welle) nach 1 km Laufweg auf den e^{-5} ten Teil gefallen ist.

³ Vgl. insbesondere W. JANOVSKY u. A. RECHTEN: Wiss. Veröff. Siemens-Werk **16/2**, 84 (1937). — WAETZMANN, E., J. SCHOLZ, u. H. KRÜGER: Akust. Z. **3**, H. 5, 245—249 (1938). — Es sei hier noch darauf hingewiesen, daß in nebelhaltiger Luft auch eine zusätzliche Absorption an den Nebeltröpfchen auftritt; diese entsteht teilweise durch Verdampfung und Kondensation von Wasserdampf [vgl. z. B. ROCARD, Y.: J. Phys. Radium (7) **4**, 118 (1933) Nr. 3. — MACHE, H.: Meteorol. Ztschr. **50**, 393 (1933)], teilweise durch Vorbeistreichen der Luft an den trägeren Tröpfchen. [Vgl. hierzu O. BRANDT: Meteor Z. **53**, 350 (1938). — LAIDLER, T. J., u. E. G. RICHARDSON: J. acoust. Soc. Amer. **9**, 217 (1938).]

⁴ Vgl. hierzu insbesondere P. BIQUARD: C. R. Acad. Sci., Paris **196**, 297 (1933). — SÖRENSEN, CHR.: Ann. Phys., (V) **26**, 121 (1936); **27**, 70 (1936).

Die Schallabsorption an den Begrenzungswänden eines luftgefüllten Raumes, wie sie durch Luftreibung in den Poren der Begrenzungswände oder durch die innere Reibung von schwingenden Wandteilen zustande kommt — ist von größter Bedeutung für die Raumakustik, wir werden diese Fragen in Ziff. 25, S. 182 besprechen. Auch bei der Schallausbreitung auf große Entfernungen längs des Erdbodens tritt die Absorption am Boden zu der durch innere Erscheinungen in der Luft bedingte Absorption hinzu; Untersuchungen hierüber liegen aber noch nicht vor. Es ist auch schwer möglich, derartige Absorptionseffekte genau zu messen, weil die Ausbreitung längs der Erdoberfläche infolge von Temperaturschichtungen außerordentlich stark durch Brechungsercheinungen beeinflußt wird.

24. Vorgänge in geschlossenen akustischen Systemen (Resonatoren, Filter, Leitungen).

Für die Klärung der Vorgänge in geschlossenen akustischen Systemen wie Resonatoren, Filtern und Leitungen haben sich Analogiebetrachtungen zu den entsprechenden Vorgängen in elektrischen Systemen als besonders fruchtbar erwiesen. Viele der in elektrischen Systemen gewonnenen Erfahrungen können ohne weiteres auf die entsprechenden akustischen Systeme übertragen werden. Man darf aber auch nicht übersehen, daß in manchen Fällen die Verhältnisse in der Akustik doch etwas anders liegen als in der Elektrizitätslehre; während man nämlich in der Elektrizität wegen der großen Wellenlänge der in Frage stehenden Schwingungen meist solche Bauelemente vor sich hat, die als reine Induktivität oder als reine Kapazität aufgefaßt werden können, ist dies in der Akustik wegen der verhältnismäßig kleinen Wellenlänge häufig nicht möglich, es liegen im Gegenteil bei akustischen Systemen häufig Bauelemente vor, die teils als Induktivität, teils als Kapazität arbeiten.

Dem aus Selbstinduktion und Kapazität zusammengesetzten elektrischen Schwingungskreis arbeitet im akustischen Fall der HELMHOLTZsche Resonator¹ analog. Die im Hals des Resonators (Abb. 129) eingeschlossene Luftmasse wirkt hierbei, wie wir gleich sehen werden, als „akustische Induktivität“, das Resonatorvolumen als „akustische Kapazität“.

¹ HELMHOLTZ, H. v.: Lehre von den Tonempfindungen. 6. Aufl., S. 601. Braunschweig 1913. — Zur Wirkungsweise von Helmholtz-Resonatoren vgl. noch E. G. RICHARDSON: Sound. 2. Aufl., S. 213, 229. London 1935. — COTTON, J. C.: J. acoust. Soc. Amer. 5, 208 (1934) (behandelt insbesondere den Einfluß der Nachgiebigkeit der Wände). — ROBINSON, N. W.: Phil. Mag. (7), 23, 665 (1937). — SATO, K.: Proc. Phys. Math. Soc. Jap. (3), 20, 312 (1938) (behandelt die Rückwirkung der Resonatorschwingungen auf das Schallfeld). — GEMPERLEIN, H.: Hochfrequenztechn., 52, 193 (1938).

Man kann die Schwingungsgleichung des HELMHOLTZschen Resonators an Hand folgender Überlegung aufstellen:

Im Schallfeld möge eine Druckschwankung von der Form $p = p_0 \cdot \sin \omega t$ herrschen. Die Druckschwankung ist bestrebt, die im Resonatorhals eingeschlossene Luftmasse hin und her zu schieben. Wenn wir uns zunächst den Resonatorhohlraum als nicht vorhanden denken und Reibungseffekte vernachlässigen, gilt

$$M \frac{d^2 x}{dt^2} = F p_0 \sin \omega t, \quad (147)$$

wobei mit M die Masse der im Resonatorhals eingeschlossenen Luft und mit F der Querschnitt des Halses bezeichnet wird. Führt man nun in Gleichung (147) die Volumenverschiebung $V =$ Teilchenverschiebung

mal Querschnitt $V = F \cdot x$ ein und ersetzt man die Masse M durch das Produkt von Dichte, Querschnitt und Länge, so erhält man:

$$\frac{\rho_0 \cdot l}{F} \cdot \frac{d^2 V}{dt^2} = p_0 \sin \omega t. \quad (148)$$

Die Gleichung ist völlig analog gebaut der Spannungsgleichung:

$$L \frac{d^2 q}{dt^2} = L \frac{di}{dt} = e_0 \sin \omega t, \quad (149)$$

wobei q die elektrische Ladung bzw. i den Strom bedeutet.

$$L_{ak} = \frac{\rho_0 \cdot l}{F} \quad (150)$$

nennt man die akustische Induktivität der im Hals des HELMHOLTZschen Resonators schwingenden Luftmasse.

Analog wie man im elektrischen Fall das Verhältnis Spannung zu Strom als „Widerstand“ bezeichnet, ist im akustischen Fall der akustische Widerstand das Verhältnis von Druck zu Schallfluß, wobei unter „Schallfluß“ die Geschwindigkeit der Volumenverschiebung, also dV/dt , verstanden wird.

Im allgemeinen laufen der Schalldruck und der Schallfluß nicht mit derselben Phase ab. Bei Verwendung der aus der Elektrizitätslehre bekannten komplexen Darstellungsart von Widerständen ist also der akustische Widerstand im allgemeinen nicht eine reelle, sondern eine komplexe Größe.

Aus (149) folgt der akustische Widerstand der im Resonatorhals hin und her geschobenen Luftmasse zu

$$\mathfrak{Z} = j \omega L_{ak} = \frac{j \omega \rho_0 l}{F}. \quad (151)$$

Bemerkt sei, daß als Länge l des Resonatorhalses nicht nur die tatsächliche geometrische Länge einzusetzen ist, sondern daß zur geometrischen

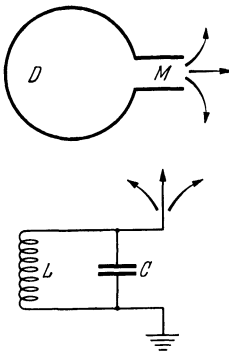


Abb. 129. Der Helmholtzresonator und sein elektrisches Analogon.

Länge noch ein Zuschlag hinzukommt, durch welchen die in der Öffnung mitschwingende Luftmasse berücksichtigt wird. Für die in Gleichung (150) einzusetzende wirksame Länge ergibt sich nach Lord RAYLEIGH¹

$$l' = l + \frac{\pi R}{2}, \quad (152)$$

wobei R den Radius der Öffnung bedeutet; λ sowie l ist hierbei als sehr groß gegen R vorausgesetzt. Die Beziehung zeigt, daß selbst dann, wenn die Länge l zu Null wird — wenn es sich also nicht um die in einem Leiter endlicher Länge, sondern um die in einer Öffnung schwingende Luftmasse handelt —, eine akustische Induktivität vorhanden ist, und zwar wird diese nach (152)

$$L_{ak, \text{Öffnung}} = \frac{\rho_0}{2R} \cdot \lambda^2 \quad (153)$$

Bei Verschiebungen der im Resonatorhals enthaltenen Luftmenge treten im Resonatorhohlraum Verdichtungen bzw. Verdünnungen auf, das im Resonatorhohlraum eingeschlossene Luftvolumen wirkt also als Federung für die im Resonatorhals schwingende Luftmasse. Rechnet man die Größe der Federung aus der Kompressibilität der im Hohlraum enthaltenen Luftmenge aus, so kann man unter Berücksichtigung der Tatsache, daß die Summe der Massenkräfte und der elastischen Kräfte eines Schwingungssystems gleich der von außen einwirkenden Kraft sein muß, folgende Schwingungsgleichung für den Helmholtzresonator aufstellen:

$$\frac{\rho_0 \cdot l}{F} \frac{d^2 V}{dt^2} + \frac{\rho_0 \cdot c^2}{V_h} V = p_0 \sin \omega t, \quad (154)$$

wobei c die Schallgeschwindigkeit und V_h das Volumen des Hohlraumes bedeutet. Die Gleichung ist völlig analog gebaut für den aus Selbstinduktion und Kapazität zusammengesetzten elektrischen Schwingungskreis

$$\text{bzw.} \quad \left. \begin{aligned} L \frac{d^2 q}{dt^2} + \frac{1}{C} q &= e_0 \sin \omega t \\ L \frac{di}{dt} + \frac{1}{C} \int i dt &= e_0 \sin \omega t. \end{aligned} \right\} \quad (155)$$

$$\frac{V_h}{\rho_0 \cdot c^2} = C_{ak} \quad (156)$$

bezeichnet man als akustische Kapazität eines Luftvolumens.

Der akustische Widerstand eines Helmholtzresonators wird

$$\mathfrak{Z} = j\omega L_{ak} - \frac{j}{\omega C_{ak}} \quad (157)$$

¹ Vgl. Lord RAYLEIGH: Theory of sound 2, 181. London 1926.

² Die Beziehung gilt nur für $\lambda < R$. Wir hätten die Induktivität der Öffnung übrigens auch aus der mitschwingenden Masse der Kolbenmembran (Ziff. 9, S. 92) berechnen können.

und sein Absolutwert $|Z|$

$$|Z| = \sqrt{\left(\omega L_{ak} - \frac{1}{\omega C_{ak}}\right)^2}. \quad (158)$$

Der akustische Widerstand wird zu Null, wenn $1/\omega C_{ak} = \omega L_{ak}$ oder, mit anderen Worten, wenn ω mit der Eigenfrequenz ω_0 des Resonators

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{L_{ak} \cdot C_{ak}}} \quad (159)$$

übereinstimmt.

Unter Benutzung von (150), (152), (153) u. (156) ergibt sich für die Eigenfrequenzen f_0 in Hertz von Helmholtzresonatoren

a) langer Hals $l \gg R$

$$f_0 = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{\pi R^2}{V_h \cdot l}}, \quad (160)$$

b) kurzer Hals, unter Berücksichtigung der Mündungskorrektur,

$$f_0 = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{\pi R^2}{V_h \left(l + \frac{\pi}{2} R\right)}}, \quad (161)$$

c) ohne Hals

$$f_0 = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{2R}{V_h}}. \quad (162)$$

Bemerkt sei noch, daß die Dämpfung, wie sie durch Reibungseffekte im Resonatorhals und durch Strahlungsdämpfung infolge der von der Resonatoröffnung abgestrahlten Schallenergie auftritt¹, nicht berücksichtigt wurde, erforderlichenfalls ist in die Gleichung (154) noch ein Dämpfungsglied von der Form $R \cdot dV/dt$ einzusetzen, so daß dann diese Gleichung die Form erhält:

$$L_{ak} \frac{d^2 V}{dt^2} + R_{ak} \frac{dV}{dt} + \frac{1}{C_{ak}} V = p_0 \sin \omega t. \quad (163)$$

Diese Form ist völlig analog der Spannungsgleichung eines aus Selbstinduktion, Kapazität und Ohmschen Widerstand zusammengebauten elektrischen Schwingungskreises.

$$L \cdot \frac{d^2 q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{1}{C} q = C_0 \sin \omega t. \quad (164)$$

Wir können die an den elektrischen Schwingungskreisen gewonnenen Erfahrungen, also insbesondere die an elektrischen Schwingungskreisen gewonnenen Erkenntnisse über die Form der Resonanzkurve in Abhängigkeit von der Dämpfung und über die Phasenverhältnisse auf den akustischen Resonator übertragen.

¹ Die Strahlungsdämpfung der Öffnung läßt sich aus den in Ziff. 16, S. 92 abgeleiteten Beziehungen für den Strahlungswiderstand der Kolbenmembran ermitteln.

Aus akustischen Induktivitäten und akustischen Kapazitäten lassen sich in analoger Weise wie aus elektrischen Induktivitäten und Kapazitäten Gebilde zusammenbauen, welche Filtereigenschaften aufweisen, Gebilde also, welche bestimmte Frequenzgebiete praktisch ungeschwächt durchlassen, während sie andere Gebiete unterdrücken. Das allgemeine Schema eines derartigen akustischen „Kettenleiters“¹ zeigt Abb. 130. Eine Reihe untereinander gleicher akustischer Gebilde, welche den akustischen Widerstand \mathfrak{Z}_1 besitzen, sind in Serie angeordnet. Seitlich angeschlossen an den Anschlußpunkten $\dots CDE \dots$ liegen andere Gebilde vom akustischen Widerstand \mathfrak{Z}_2 . Die Endpunkte der Seitenanschlüsse sind die Punkte $\dots UVW \dots$.

Dies Schema ist analog dem Schema eines elektrischen Kettenleiters.

Wird mit p_C die Druckschwankung in Punkt C , mit p_D diejenige in D usw. bezeichnet, so gilt für die Druckdifferenz p_{CD} zwischen C und D

$$p_{CD} = (p_C - p_D) \sin \omega t = \mathfrak{Z}_1 \frac{dV_n}{dt}, \quad (165)$$

wobei V_n die Volumenverschiebung im n ten Abschnitt, dV_n/dt also den Schallfluß bedeutet. Da die Summe aller Schallflüsse in jedem Verzweigungspunkt gleich Null sein muß², gilt:

$$p_{CU} = p_C \sin \omega t = \mathfrak{Z}_2 \left(\frac{dV_{n-1}}{dt} - \frac{dV_n}{dt} \right), \quad (166)$$

$$p_{DV} = p_D \sin \omega t = \mathfrak{Z}_2 \left(\frac{dV_n}{dt} - \frac{dV_{n+1}}{dt} \right) \quad (167)$$

Aus (165), (166), (167) folgt

$$\frac{\frac{dV_{n+1}}{dt}}{\frac{dV_n}{dt}} + \frac{\frac{dV_{n-1}}{dt}}{\frac{dV_n}{dt}} = \frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}_2} + 2. \quad (168)$$

¹ Die Theorie der akustischen Filter wurde zuerst von G. W. STEWART behandelt: Phys. Rev. (2) **20**, 528 (1922); **22**, 502 (1923); **23**, 520 (1924); **25**, 90 (1925); **26**, 688 (1925); **27**, 487, 494 (1926); **28**, 1038 (1926). — Vgl. weiterhin W. P. MASON: Bell Syst. techn. J. **6**, 258 (1927). — STEWART, G. W., u. R. B. LINDSAY: Acoustics New York **1930**, 159ff. — WAETZMANN, E., u. F. NOETHER: Ann. Phys., (5) **13**, 212 (1932). — LINDSAY, R. B.: J. Applied Phys. **9**, 612 (1938). — Über mechanische Filter vgl. LINDSAY, R. B.: u. F. E. WHITE: Phys. Rev. (2) **40**, 125 (1932). — LINDSAY, R. B.: J. acoust. Soc. Amer. **5**, 196 (1934). — RICHARDSON, E. G.: 2. Aufl. S. 229. London 1935. — LINDSAY, R. B., u. A. B. FOCKE: J. acoust. Soc. Amer. **10**, 41 (1938).

² Dieser Satz ist der dem „KIRCHHOFFSchen Gesetz“ der Elektrizitätslehre analoge akustische Satz.

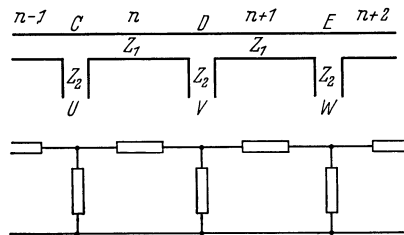


Abb. 130. Akustischer Kettenleiter und sein elektrisches Analogon.

Da die einzelnen Bauteile der Leitung als untereinander gleich angenommen wurden, folgt

$$\frac{\frac{dV_n}{dt}}{\frac{dV_{n-1}}{dt}} = \frac{\frac{dV_{n+1}}{dt}}{\frac{dV_n}{dt}} = \frac{\frac{dV_{n+2}}{dt}}{\frac{dV_{n+1}}{dt}} = \dots = e^{-\alpha}, \quad (169)$$

wobei α ein Maß für die Verminderung des Schallflusses von Abschnitt zu Abschnitt ist. Aus (168) und (169) folgt

$$e^\alpha + e^{-\alpha} = \frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}_2} + 2 \quad (170)$$

oder

$$\operatorname{Cot} \alpha = 1 + \frac{1}{2} \frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}_2}. \quad (171)$$

Ein reeller Wert von α bedeutet eine Abnahme des Schallflusses von Abschnitt zu Abschnitt, also eine dämpfende Wirkung des akustischen

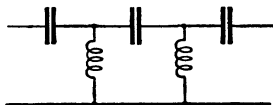
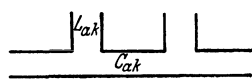


Abb. 131. Akustisches Hochpaßfilter und sein elektrisches Analogon (Kondensator-kette).

Kettenleiters, während dann, wenn α imaginär wird, keinerlei Dämpfung eintritt. Imaginär wird α dann, wenn

$$0 > \frac{\mathfrak{Z}_1}{\mathfrak{Z}_2} > -4. \quad (172)$$

Ist die Frequenz des in Frage stehenden Schallvorganges derart, daß $\mathfrak{Z}_1/\mathfrak{Z}_2$ innerhalb des durch Gleichung (172) eingegrenzten Bereichs liegt, so kann der Schall den Kettenleiter — von Reibungsverlusten abgesehen — ungehindert durchlaufen; während der Schall anderer Frequenzen den Kettenleiter nicht passieren kann. Die skizzierte Theorie des akustischen Kettenleiters steht in voller Analogie zur Theorie der elektrischen Kettenleiter, wie diese von K. W. WAGNER¹ entwickelt wurde.

In Abb. 131 ist ein akustisches Hochpaßfilter (welches analog einer elektrischen Kondensator-kette arbeitet) dargestellt. An einer Rohrleitung, deren einzelne Abschnitte als akustische Kapazität arbeiten, ($\mathfrak{Z}_1 = \frac{-j}{\omega \cdot C_{ak}}$), sind seitlich kurze Rohrstützen angebracht, welche als Induktivitäten wirken.

$$(\mathfrak{Z}_2 = j\omega \cdot L_{ak}).$$

Aus (172) folgt als Grenzfrequenz des Hochpaßfilters

$$\omega_0 = \frac{1}{2\sqrt{C_{ak} \cdot L_{ak}}}. \quad (173)$$

Frequenzen, welche oberhalb dieser Grenzfrequenz liegen, werden vom Filter hindurchgelassen, während die tieferen Frequenzen unterdrückt

¹ WAGNER, K. W.: Arch. Elektrotechn. 3, 315 (1915); 8, 61 (1919).

werden. Abb. 132 zeigt ein akustisches Tiefpaßfilter, die einzelnen Abschnitte wirken hier als akustische Induktivitäten, die seitlich angeschlossenen Kammern als akustische Kapazitäten.

$$\mathfrak{Z}_1 = j\omega L_{ak}, \quad \mathfrak{Z}_2 = \frac{-j}{\omega C_{ak}}.$$

Die Grenzfrequenz wird gemäß (172)

$$\omega_0 = \frac{2}{\sqrt{L_{ak} \cdot C_{ak}}}. \tag{174}$$

Schließlich ist es auch möglich, Wellensiebe zu bauen, welche nur ein ganz enges Frequenzbereich hindurchlassen. Ausdrücklich sei nochmals darauf hingewiesen,

daß bei den Analogiebetrachtungen zwischen elektrischen und akustischen Systemen

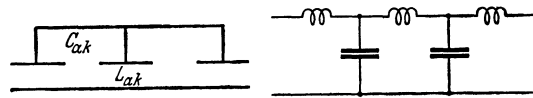


Abb. 132. Akustisches Tiefpaßfilter und sein elektrisches Analogon (Spulenkette).

Vorsicht insofern ge-

boten ist, als ja bei akustischen Systemen die Ausdehnung der Systeme häufig gegen die Wellenlänge nicht vernachlässigt werden kann; in vielen Fällen dürfen akustische Induktivitäten und akustische Kapazitäten nicht als räumlich getrennt aufgefaßt werden.

Aus akustischen Induktivitäten und Kapazitäten zusammengebaute Schallfilter werden zur Dämpfung des Auspuffschalls von Verbrennungsmotoren in der Praxis in großem Umfang verwendet.

Bei jeder Öffnung eines Auslaßventils des Verbrennungsmotors wird ein gewisses Volumen Verbrennungsgas impulsähnlich in den Außenraum hinausgestoßen. Das Spektrum der periodischen Impulsfolge reicht bis zu hohen Frequenz-

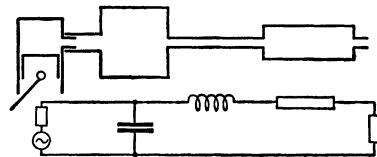


Abb. 133. Dämpfer für Verbrennungsmotoren. (Nach M. KLUGE.)

gebieten hinauf. Subjektiv werden besonders die hohen Komponenten des Auspuffschalls als stark störend empfunden. Läßt man den Auspuff nicht unmittelbar in den Außenraum austreten, sondern leitet man ihn durch eine Auspuffleitung, so läßt sich bei richtiger akustischer Dimensionierung der Bauteile der Auspuffschall weitgehend dämpfen.

Nach Untersuchungen von M. KLUGE¹ ist es besonders vorteilhaft, die Auspuffleitung in der in Abb. 133 skizzierten Weise an den Motor an-

¹ KLUGE, M.: Mitt. Inst. Kraftfahrw., T.H. Dresden **9**, 50 (1934). — Autom.-techn. Z. **1933**, H. 7 u. 9. — Über Auspuffdämpfer vgl. insbesondere noch A. KAUFMANN u. U. SCHMIDT: Schalldämpfer für Automobilmotoren. Berlin 1932. — WAGNER, K. W.: Z. VDI **79**, 531 (1935). — KAMM, W., u. O. HOFFMEISTER: Kraftfahrtechn. Forschungsarb. (1936) Nr 3, 11. — MARTIN, A.: Autom.-techn. Z **1937**, H. 15. — BENTELE, M.: Forschg. Ing.-Wes. **8**, 305 (1937). — Schalldämpfer f. Rohrleitungen, Berlin 1938.

zubauen. Bei dieser Anbauart sitzt unmittelbar am Auslaßstutzen des Motors eine Kammer großen Volumens, sie bewirkt, daß der akustische Widerstand, auf den der Motor arbeitet, klein wird, so daß also am Eingang der Auspuffleitung dann nur verhältnismäßig geringe Wechseldrücke auftreten. Die Kammer entspricht in ihrer Wirkungsweise durchaus derjenigen einer großen elektrischen Kapazität, die Kapazität wirkt für hohe Frequenzen als Kurzschluß.

Zu den akustischen Vorteilen des Anbaues einer derartigen Kammer tritt ein motorentechnischer Vorteil, der darin liegt, daß der Wirkungsgrad des Motors nicht durch hohe Gegendrücke im Auslaßstutzen herabgesetzt wird.

Aus technischen Gründen ist es, insbesondere bei Flugzeugmotoren und Motorradmotoren meist erforderlich, mit möglichst geringem Filter-

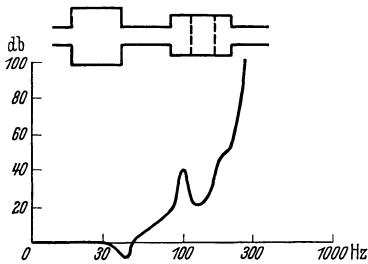


Abb. 134. Dämpfungskurve eines Kraftwagendämpfers. (Nach M. KLUGE.)

gewicht auszukommen; man versucht dementsprechend Filter mit wenigen akustischen Bauteilen zu verwenden. Abb. 134 zeigt die Bauart eines von M. KLUGE angegebenen Kraftwagendämpfers und dessen Durchlaßkurve. Oberhalb der tiefsten Grenzfrequenz bei etwa 40 Hz dämpft dieses Filter sehr gut, und zwar maximal um etwa 40 db. Bei 200 Hz liegt dann noch ein Bereich verhältnismäßig geringer Dämpfung, der davon herrührt, daß Teile des Filters unterteilt schwingen, oberhalb dieses Durchlaßbereichs nimmt die Dämpfung dann wieder sehr stark zu¹.

Die bisherigen Ausführungen bezogen sich auf akustische Systeme, bei denen Induktivität und Kapazität räumlich getrennt sind, eine Einschränkung, die bei akustischen Vorgängen meist nur genähert erfüllt ist.

Die bisherigen Ausführungen bezogen sich auf akustische Systeme, bei denen Induktivität und Kapazität räumlich getrennt sind, eine Einschränkung, die bei akustischen Vorgängen meist nur genähert erfüllt ist.

¹ Bei anderen Dämpferkonstruktionen werden zur Dämpfung besondere Absorptionsmaterialien, mit denen die Wandungen der Rohrleitung ausgekleidet werden, benutzt — man verwendet derartige Schalldämpfer insbesondere in der Lüftungstechnik [vgl. hierzu E. LÜBCKE: *Gesundh.-Ing.* **60**, 577 (1937)]. Weiterhin wirken Rohrleitungen, bei denen sich der Querschnitt mehrfach un stetig stark ändert, infolge der Schallreflexionen an den Unstetigkeitsstellen, schalldämpfend. Handelt es sich darum, Schall ganz bestimmter Frequenz auszulöschen, so kann man hierzu ein Interferenzrohr benutzen, wie dies zuerst von G. QUINCKE — freilich für rein physikalische Zwecke, nämlich für Wellenlängenmessungen — verwendet wurde [QUINCKE, G.: *Pogg. Ann. Phys. u. Chem.* **128**, 177 (1866)]. Von C. STUMPF wurden Interferenzröhrenfilter zur Klanguntersuchung benutzt. STUMPF schnitt mit derartigen Filtern bestimmte Teiltongebiete ab und beobachtete die Veränderungen, die hierbei der Gesamtklang erfährt [STUMPF, C.: *Berl. Ber.* **17**, 333 (1918)]. — STUMPF, C., u. G. v. ALLESCH: *Beitr. Anatom. usw.* **17**, 143 (1921)]. Über Interferenzfilter vgl. auch G. W. STEWART: *Phys. Rev.* **29**, 220 (1927).

Auch zur Betrachtung der Vorgänge in akustischen Leitern mit kontinuierlich verteilter Induktivität und Kapazität sowie kontinuierlich verteilter Absorption können elektrische Analogien mit großem Vorteil herangezogen werden.

Für die Schallausbreitung in einer Rohrleitung läßt sich die Differentialgleichung aufstellen¹:

$$\frac{d^2 \xi}{dt^2} \left[1 + \frac{2}{r} \sqrt{\frac{\mu}{2 \omega \varrho_0}} \right] + \frac{d \xi}{dt} \sqrt{\frac{\omega \mu}{2 \varrho}} = c^2 \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2}, \quad (175)$$

hierbei bedeutet ξ die Teilchenverschiebung in Richtung der Rohrachse, r den Rohrradius, μ die innere Reibung und c die Schallgeschwindigkeit im freien Raum.

Im Ansatz (175) wird von den Energieverlusten lediglich der Energieverlust durch die innere Reibung erfaßt. Berücksichtigt man — entsprechend einer von G. KIRCHHOFF² aufgestellten Theorie — auch die

Einflüsse der Wärmeleitung, so ist statt $\sqrt{\frac{\mu}{\varrho_0}}$ zu setzen

$$\sqrt{\frac{\mu}{\varrho_0}} = \sqrt{\frac{\mu}{\varrho_0}} \left[1 + \left(\sqrt{\varkappa} - \frac{1}{\sqrt{\varkappa}} \right) \right] \sqrt{\frac{5}{2}},$$

wobei \varkappa das Verhältnis der spezifischen Wärme bedeutet.

Die experimentellen Untersuchungen, und zwar insbesondere die von H. TISCHNER³ haben gezeigt, daß der KIRCHHOFFSche Ansatz die Verhältnisse richtig wiedergibt.

Die Differentialgleichung (175) läßt sich auf die Form bringen

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = \gamma^2 U, \quad (176)$$

wobei man für U die Teilchenverschiebung ξ , die Schnelle $v = d\xi/dt$ oder den Druck p einsetzen kann.

Die Differentialgleichung (176) ist analog gebaut der Telegraphengleichung der Elektrizitätslehre⁴

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = \gamma^2 U,$$

¹ HELMHOLTZ, H. v.: Crelles J. **57** (1860). — Vgl. insbesondere auch Lord RAYLEIGH: Theory of Sound **2**, 319. 7. Aufl. London 1926.

² KIRCHHOFF, G.: Pogg. Ann. Phys. u. Chem. **134**, 177 (1868).

³ TISCHNER, H.: Elektr. Nachr.-Techn. **7**, 192, 236 (1930). — Vgl. über die Schallfortpflanzung in Rohren insbesondere auch noch E. A. ECKHARDT, V. L. CHRISLER, P. P. QUAYLE, M. J. EVANS: Technol. Pap. U. S. Bur. Stand. **21**, 163 (1926). — PRESS, A.: Phys. Z. Sowjet. **5**, 616 (1934). (In der letztgenannten Arbeit wird der Einfluß der Schallabstrahlung durch die Rohrwandungen behandelt.) — WAETZMANN, E., u. L. KEIBS: Ann. Phys., **22**, 247 (1935). — LEHMANN, K. O.: Ann. Phys., **21**, 533 (1935). — SIVIAN, L. J.: J. acoust. Soc. Amer. **9**, 135 (1937). — BÜRK, W., u. H. LICHTÉ: Akust. Z. **3**, 259—270 (1938). — WAETZMANN, E., u. W. WENKE: Akust. Z. **4**, 1 (1939). — WENKE, W.: Akust. Z. **4**, 10 (1939).

⁴ Über die Telegraphengleichung und ihre Lösung vgl. insbesondere F. BREISIG: Theoretische Telegraphie, S. 328. 1924.

bei welcher man für U den Strom i bzw. die Spannung e einsetzen kann. γ ist die sog. Fortpflanzungskonstante, sie setzt sich gemäß $\gamma = \beta + j \cdot \alpha$ aus einem reellen Anteil β und einem imaginären Anteil $j \cdot \alpha$ zusammen. β nennt man „Dämpfungsmaß“ und α „Winkelmaß“¹.

Für γ gilt im akustischen Fall

$$\gamma = \sqrt{-\frac{\omega^2}{c^2} \left[\left(1 + \frac{2}{r} \sqrt{\frac{\bar{\mu}}{2\omega\varrho}} \right) - j \frac{2}{r} \sqrt{\frac{\bar{\mu}}{2\omega\varrho}} \right]}. \quad (177)$$

Das Dämpfungsmaß β wird (nach einer zulässigen Vernachlässigung

$$\beta = \frac{1}{2r \cdot c} \sqrt{\frac{\bar{\mu} \cdot 2 \cdot \omega}{\varrho_0}}. \quad (178)$$

Für das Winkelmaß α gilt

$$\alpha = \frac{\omega}{c_R}, \quad (179)$$

hierbei bedeutet c_R die Schallgeschwindigkeit im Rohr. Zwischen c und c_R besteht die Beziehung²

$$c_R = c \left(1 - \frac{1}{r} \sqrt{\frac{\bar{\mu}}{2\omega\varrho_0}} \right). \quad (180)$$

Es läßt sich weiterhin zeigen, daß der akustischen Leitung eine ableitungsfreie elektrische Leitung entspricht. An der ableitungsfreien elektrischen Leitung besitzt die Fortpflanzungskonstante den Wert:

$$\gamma = \sqrt{-\omega^2 L \cdot C + j\omega C R}, \quad (181)$$

wobei mit L die Induktivität pro Längeneinheit, mit C die Kapazität pro Längeneinheit und mit R der Widerstand pro Längeneinheit bezeichnet ist.

Im akustischen Fall ist die Induktivität pro Längeneinheit

$$L_{ak} = \varrho_0 \left(1 + \frac{2}{r} \sqrt{\frac{\bar{\mu}}{2\omega\varrho_0}} \right), \quad (182)$$

die Kapazität pro Längeneinheit

$$C_{ak} = \frac{1}{K} \quad (183)$$

(wobei K die adiabatische Kompressibilität bedeutet), und der Widerstand pro Längeneinheit

$$R_{ak} = \frac{1}{r} \sqrt{2\bar{\mu}\omega\varrho_0}. \quad (184)$$

¹ Das Dämpfungsmaß ist maßgebend für die Energieabnahme einer längs der Rohrleitung entlanglaufenden Welle; das Winkelmaß ist maßgebend für die Phase an den einzelnen Punkten der Leitung.

² In luftgefüllten Röhren weicht — solange es sich nicht um Röhren sehr kleinen Querschnitts handelt — c_R nur unwesentlich von der Schallgeschwindigkeit c des freien Mediums ab. Nach einer Messung von H. TISCHNER ergab sich beispielsweise in einem Rohr von 2,4 cm Radius bei einer Frequenz von rund 800 Hz $c_R = 0,9974 \cdot c$, dieser Wert stimmt gut mit dem theoretisch geforderten Wert überein.

Für den Wellenwiderstand \mathfrak{Z} der ableitungsfreien elektrischen Leitung gilt

$$\mathfrak{Z} = \frac{R + j\omega L}{j\omega C}, \quad (185)$$

im akustischen Fall wird also

$$\mathfrak{Z} = c\varrho \sqrt{1 - j\frac{1}{r} \sqrt{\frac{2\mu}{\omega\varrho_0}}}. \quad (186)$$

Ist $\mu \ll \omega\varrho_0/2$ so wird $\mathfrak{Z} = c \cdot \varrho_0$, der Wellenwiderstand entspricht dann also dem Wert des Schallwellenwiderstandes ebener Wellen in einem absorptionsfreien unbegrenztem Medium. Die Lösung der Differentialgleichung (175) lautet in ihrer allgemeinsten Form:

$$\left. \begin{aligned} p_x &= a_1 e^{\gamma x} + a_2 e^{-\gamma x}, \\ v_x &= \frac{a_1 e^{\gamma x}}{\mathfrak{Z}} + \frac{a_2 e^{-\gamma x}}{\mathfrak{Z}}, \end{aligned} \right\} \quad (187)$$

wenn mit p_x der Druck an der Stelle x und mit v_x die Schnelle an der Stelle x bezeichnet wird, a_1 und a_2 sind Konstanten, die von den Grenzbedingungen abhängen.

Betrachten wir zunächst die Vorgänge in einem einseitig abgeschlossenen Rohr unendlicher Länge, an dessen Anfang eine periodische Druckschwankung $p_a \cos \omega t$ stattfindet, so folgt nach Einsetzen der entsprechenden Grenzbedingungen aus (187), daß

$$p_x = p_a e^{-\gamma x} = p_a e^{-\beta x} e^{j\alpha x}, \quad (188)$$

bzw. in reeller Form

$$p_x = p_a e^{-\beta x} \cos\left(\omega t - \frac{x}{c_R}\right). \quad (189)$$

Es nimmt also die Druckamplitude der vom Anfang der Leitung mit der Geschwindigkeit $c_R = \alpha/\omega$ ablaufenden Welle exponentiell gemäß $e^{-\beta x}$ ab. Da zwischen Druck und Schnelle die Beziehung $p_x/v_x = \mathfrak{Z}$ gilt, nimmt auch die Schnelle gemäß $e^{-\beta x}$ ab.

Die Dämpfungskonstante β in Luft beträgt nach Einsetzen der entsprechenden Zahlenwerte in (178)

$$\beta_{\text{Luft}} = 3,25 \cdot 10^{-5} \frac{1}{r} \sqrt{f}, \quad (190)$$

wenn mit f die Frequenz des Schalles in Hertz bezeichnet wird¹.

¹ Es sei hier besonders darauf hingewiesen, daß die Beziehung (190) unter der Annahme abgeleitet wurde, daß die Dämpfung durch die innere Reibung erfolgt, also keinerlei besondere absorbierende dämpfende Wirkung der Wandung vorhanden ist. Kleidet man die Wandung mit Absorptionsstoffen (Ziff. 25, S. 183) aus, so kann man außerordentlich große Schalldämpfung erreichen. Man macht hiervon in der Praxis beispielsweise zur Schalldämpfung in Lüftungsanlagen Gebrauch (vgl. Anm. 1, S. 168).

Ist die Schalleitung von endlicher Länge, so erfolgt — im allgemeinen Fall — am Rohrende eine Reflexion der Schallwelle; es läuft dann von der Abschlußstelle aus eine reflektierte Welle in das Rohr zurück, die Schallerzeugung an den verschiedenen Stellen des Rohrs resultiert dann aus der Superposition der einfallenden und der reflektierten Welle. Für die Stärke der Reflexion am Rohrabschluß ist das Verhältnis des Abschlußwiderstandes zum Wellenwiderstand maßgebend; für den das Verhältnis der Amplituden der einfallenden und der reflektierten Welle kennzeichnenden Reflektionsfaktor k_r gilt:

$$k_r = \frac{\Re_a - \mathfrak{Z}}{\Re_a + \mathfrak{Z}}, \quad (191)$$

wobei \Re_a den (im allgemeinen Fall komplexen) Abschlußwiderstand bedeutet. Für $\Re_a = \infty$ (schallharter Abschluß, „Leerlauf“ an der elektrischen Leitung) wird $k_r = +1$, d. h. also, daß Amplitude der reflektierten und der einfallenden Welle sich einander gleichen; es tritt eine Verdoppelung des Druckes an der Abschlußstelle ein. Für $\Re_a = 0$ (schallweicher Abschluß, „Kurzschluß“ im elektrischen Fall), wird $k_r = -1$, die resultierende Druckamplitude wird also dann an der Abschlußstelle zu Null. Für $\Re_a = \mathfrak{Z}$ ist $k_r = 0$; es tritt dann keinerlei Reflexion an der Abschlußstelle ein.

Für die in der einfallenden Welle auftretenden Drücke und Schnellen (p_E, v_E) sowie die in der reflektierten Welle auftretenden Drücke und Schnellen (p_R, v_R) gilt an allen Stellen der Leitung:

$$\frac{p_E}{v_E} = \mathfrak{Z}, \quad \frac{p_R}{v_R} = \mathfrak{Z}. \quad (192)$$

Die Vorgänge in der Schalleitung werden beschrieben durch das der entsprechenden Lösung der Telegraphengleichung völlig analoge Gleichungspaar:

$$\left. \begin{aligned} p_a &= p_e \mathfrak{C} \cos \gamma \cdot l + v_e \mathfrak{Z} \mathfrak{S} \sin \gamma l, \\ v_a &= v_e \mathfrak{C} \cos \gamma \cdot l + \frac{p_e}{\mathfrak{Z}} \mathfrak{S} \sin \gamma \cdot l, \\ p_e/v_e &= \mathfrak{Z}_e \end{aligned} \right\} \quad (193)$$

wobei p_a, v_a den Druck bzw. die Schnelle am Anfang, p_e, v_e am Ende der Leitung, \mathfrak{Z}_e den Abschlußwiderstand und l die Länge der Leitung bedeutet.

Die in enger Anlehnung an die an elektrischen Leitungen durchgeführten Berechnungen aufgestellte Theorie der akustischen Leitung ist wichtig nicht nur für die Kenntnis der Vorgänge in derartigen Leitungen selbst, sondern insbesondere auch mittelbar für die akustische Meßtechnik, und zwar für die Aufgabe der Messung akustischer Widerstände. Man kann akustische Widerstände in der Weise messen, daß man die unbekannteren Widerstände an eine Rohrleitung bekannter

Eigenschaften anschließt und die Rückwirkung der Anschlußwiderstände auf die Schallvorgänge in der Rohrleitung selbst bestimmt. Dies Verfahren wurde von J. TRÖGER¹ entwickelt und dazu verwendet, den Widerstand des menschlichen Trommelfells in Abhängigkeit von der Frequenz zu bestimmen. Besonders einfach gestalten sich Widerstandsmessungen dann, wenn man den Widerstand am Ende einer langen, stark gedämpften Leitung ($\beta \cdot l \gg 3$) anbaut². Die erforderlichen Messungen beschränken sich dann auf zwei Druckmessungen am Rohrende, und zwar wird die eine Messung bei schallhartem Abschluß, die andere bei Abschluß mit dem in Frage stehenden Widerstand ausgeführt.

Unter Verwendung von Rohrleitungen ist es auch möglich, Messungen akustischer Widerstände in einer Brückenordnung, also in der analogen Weise, wie man elektrische Widerstände in Brückenschaltungen mißt, zu bestimmen. Abb. 135 zeigt die von K. SCHUSTER³ angegebene

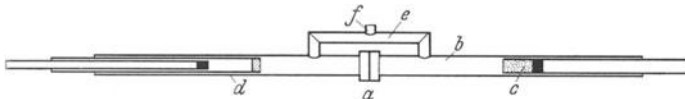


Abb. 135. Akustische Brücke. (Nach K. SCHUSTER.)

Brückenordnung. Zur Erregung der Anordnung dient eine bei *a* angebrachte, beiderseits strahlende Membran. Sind die beiden Zweige der Brücke genau abgeglichen, so hört man an der Abhörstelle *f* nichts, da dann die von rechts bzw. links eintreffenden Wellen mit entgegengesetzter Phase einlaufen, sich also durch Interferenz auslöschen. Das Hauptrohr der Brücke ist auf der einen Seite mit dem zu messenden Widerstand *c* (beispielsweise einer Stoffprobe, deren Schluckgrad gemessen werden soll; vgl. Ziff. 25, S. 181) abgeschlossen, an der anderen Seite liegt ein regelbarer geeichter Vergleichswiderstand *d*, und zwar dient hierzu eine vor einer festen Abschlußplatte liegende Filzscheibe. Durch Änderung des Abstandes zwischen Platte und Filzscheibe läßt sich der Schluckgrad des Vergleichswiderstandes verändern. Der Abstand wird so einreguliert, daß man in *f* nichts mehr hört, in diesem Fall entspricht der Schluckgrad der Probe demjenigen des Vergleichswiderstandes.

¹ TRÖGER, J.: Phys. Z. **31**, 26 (1930).

² KEIBS, L.: Ann. Phys., (5) **26**, 585 (1936). — Vgl. auch R. KURTZ: Akust. Z. **3**, 74 (1938). — Bemerkte sei noch, daß G. v. BÉKÉSY [Ann. Phys. (5) **13**, 111 (1932)] zur Messung akustischer Widerstände folgende Methode verwendet: er schließt die in Frage stehenden Widerstände an eine im Vergleich zur Wellenlänge kleine Druckkammer an und mißt den Schalldruck einmal bei Anschluß des unbekanntes Widerstandes und einmal bei schallhartem Abschluß.

³ SCHUSTER, K.: Phys. Z. **35**, 408 (1934) — Elektr. Nachr.-Techn. **13**, 164 (1936) — Z. VDI **82**, 921 (1938). — Über die Messung akustischer Widerstände insbesondere in Brückenschaltung vgl. auch W. WISOTZKY: Hochfrequenz-techn. **53**, 97 (1939); dort ausführliche Literaturangaben.

25. Sonderfragen der Raum- und Bauakustik.

Für die Eignung von Innenräumen zu Schalldarbietungen — oder wie man kurz sagt: für die „Hörsamkeit“ von Innenräumen — grundlegend wichtig sind die Reflexionseffekte und die Absorptionseffekte an den Raumbegrenzungen. Die prinzipiellen Fragen der Reflexion und Absorption wurde in Ziff. 22 und 23 besprochen, hier sei nur noch kurz die Bedeutung dieser Erscheinungen für die Raumakustik beleuchtet. Obwohl an sich jeder Reflexionsvorgang auch mit einem Absorptionsvorgang verknüpft ist, empfiehlt es sich doch, die Reflexionserscheinungen und die Absorptionserscheinungen der Raumakustik getrennt zu besprechen. Es zeigt sich nämlich, daß die durch Reflexionseffekte bedingten Erscheinungen ganz wesentlich von der geometrischen Form der Räume abhängen, daß aber andererseits für die Absorptionserscheinungen die geometrische Form des Raumes meist nur von untergeordneter Bedeutung ist; es kommt für die Ausbildung der Absorptionseffekte weniger darauf an, an welchen Raumstellen die Absorptionseffekte eintreten, sondern darauf, wieviel von der gesamten im Raum vorhandenen Schallenergie im Mittel in der Zeiteinheit absorbiert wird.

Die Hörsamkeit von Innenräumen hängt von etwaigen durch Reflexionserscheinungen bedingten Echoeffekten stark ab. Trifft beispielsweise ein Echo auf das Ohr eines Zuhörers, welcher der Darbietung einer Rede folgt, so kann es dazu kommen, daß das Echo in die Pause zwischen zwei Silben oder sogar auf spätere Silben fällt; die Sprachverständlichkeit wird dann wesentlich verschlechtert. Ist andererseits die Zeitdifferenz zwischen direktem Schall und reflektiertem Schall wesentlich kleiner als etwa $\frac{1}{10}$ sec, so wirkt das Echo schallverstärkend; die Verständlichkeit wird verbessert. Die kritische Echozeit beträgt — da der Abstand zweier Silben bei normaler Redegeschwindigkeit etwa $\frac{1}{5}$ sec ist — etwa $\frac{1}{10}$ sec. Einer Zeitdifferenz von $\frac{1}{10}$ sec entspricht ein Laufweg von rund 34 m, eine Entfernung der reflektierenden Wandbegrenzung also von rund 17 m. Soll in einem großen Innenraum ein Redner sprechen, so empfiehlt es sich hiernach, das Rednerpult dicht vor eine Abschlußwand des Raumes zu stellen, es wirkt sich dann das von der Abschlußwand reflektierte Echo schallverstärkend aus, sehr wenig vorteilhaft wäre es aber, den Redner in größerer Entfernung vor der Abschlußwand aufzustellen. In starkem Maß störend können Echoeffekte wirken, welche an hohl gekrümmten Begrenzungsflächen, und zwar insbesondere solchen, welche Brennpunkteigenschaften aufweisen, zustande kommen. Ein Beispiel hierfür sind Echoeffekte in Räumen mit elliptischer Begrenzung. Befindet sich die Schallquelle in der Nähe eines Brennpunktes, so wird der Schall nach Reflexion an der Wand im andern Brennpunkt gesammelt. Er breitet sich dann von dort erneut

aus und kehrt nach nochmaliger Reflexion an den Ausgangspunkt zurück, worauf das Spiel sich so lange wiederholt, bis die Schallenergie allmählich durch die mit jedem Reflexionseffekten verbundene Absorption vernichtet worden ist. Ein Beispiel aus der praktischen Raumakustik sind Echoeffekte in der Aula in Freiburg i. B., welche von E. SCHARSTEIN und W. SCHINDELIN¹ untersucht wurde. Abb. 136 zeigt einen Schnitt durch diesen Raum und eine Konstruktion des Wellen-

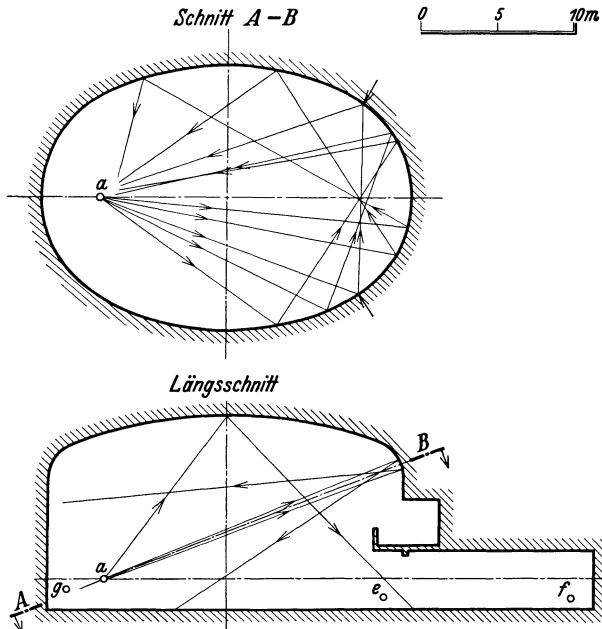


Abb. 136. a Längsschnitt, b schräger Schnitt durch die Freiburger Universitätsaula.

verlaufs für solchen Schall, der an dem bei a aufgestellten Rednerpult erzeugt wird. Die Konstruktion zeigt, daß ein erheblicher Teil des in a erzeugten Schalls nach Reflexion an der Raumbegrenzung, Sammlung im zweiten Brennpunkt e und erneuter Reflexion an den Raumbegrenzungen an die Ausgangsstelle zurückkehrt. Abb. 137 gibt ein Oszillogramm einer Folge von Tonstößen wieder, das in der Nähe des Punktes a aufgenommen wurde; die Echoeffekte sind im Oszillogramm deutlich zu erkennen. Das hier gebrachte besonders krasse Beispiel könnte durch weitere zahlreiche Beispiele aus der raumakustischen Praxis ergänzt werden².

¹ SCHARSTEIN, E., u. W. SCHINDELIN: Ann. Phys., (5) **2**, 194 (1929).

² Vgl. z. B. E. SCHARSTEIN: Ann. Phys., (5) **2**, 163 (1929). — LINCK, W.: Ann. Phys., (5), **4**, 1017 (1930). — KUNTZE, W.: Ann. Phys., (5), **4**, 1058 (1930). — MICHEL, E.: Zbl. Bauverw. **48**, 486 (1928) — Dtsch. Bauztg. **65**, 69 (1931). — WATSON, F. R.: Acoust. Forum **1929**, 441. — CRONE, W., H. SEIBERTH u. J. ZENNECK: Ann. Phys., (5), **19**, 299 (1934).

So wirkungsvoll gekrümmte Flächen vom architektonischen Standpunkt aus sein können, so gefährlich ist oft ihr Bau vom raumakustischen Gesichtspunkt aus¹. Es ist eine wichtige Aufgabe der raumakustischen Planung, Bauprojekte auf derartige Fehler hin zu prüfen. Neben der Möglichkeit, konstruktiv den Wellenverlauf der von bestimmten Stellen des Raumes ausgehenden Schallwellen zu untersuchen, werden in der praktischen Raumakustik vielfach auch Modellversuche ausgeführt, so z. B. Versuche mit Wasserwellen in einem Trog, dessen Umrandung einem Schnitt durch den betreffenden Raum

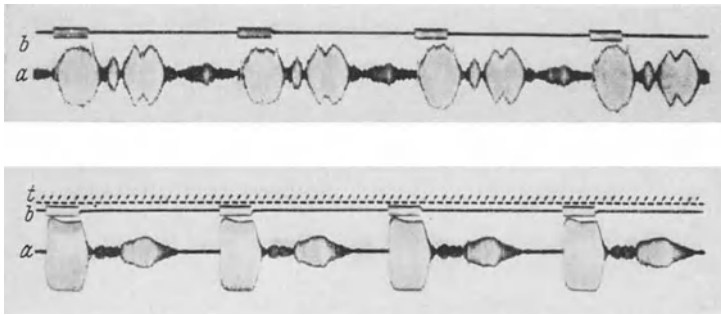


Abb. 137. Oszillogramm von Stoßtönen in der Freiburger Aula. (Nach E. SCHARSTEIN und W. SCHINDELIN.)

nachgebildet ist² oder aber Versuche mit Funkenknallwellen in räumlich möglichst kleinem Maßstab, bei denen der Wellenverlauf mit der Schlierenmethode photographisch ermittelt wird³.

Die auf A. TÖPLER⁴ zurückgehende Schlierenmethode arbeitet in folgender Weise: Durch ein System von zwei Linsen wird ein beleuchteter Ausschnitt, z. B. eine Kreisblende, auf einem Schirm scharf abgebildet. Es wird dann an geeigneter Stelle des Strahlenganges eine Schirmblende so angeordnet, daß gerade das gesamte direkte Licht abgeschirmt wird und daher das Bild auf dem Schirm gerade verschwindet.

¹ Es muß allerdings bemerkt werden, daß hohlgekrümmte Flächen sich auch sehr günstig auswirken können; ein Beispiel hierfür ist der parabolisch geformte Pleyel-Saal in Paris [ausführliche Beschreibung des Saales bringt Vern O. KNUDSEN: *J. acoust. Soc. Amer.* **2**, 434 (1931)]. Zur Verringerung der störenden Reflexionen an der ebenen Saalrückwand wurden dort absorbierende Stoffe eingebaut [OSSWALD, F. M.: *Schweiz. Bauhütte* **95**, 3 (1930)].

² Vgl. z. B. E. MICHEL: *Hörsamkeit großer Räume*, S. 9. Braunschweig 1921.

³ SABINE, W. C.: *Collected papers on acoustics*, S. 180ff. Cambridge 1923. — Über raumakustische Modellversuche vgl. insbesondere auch F. SPANDÖCK: *Ann. Phys.* (5), **20**, 345 (1934). — OSSWALD, F. M.: *Z. techn. Phys.* **17**, 561 (1936).

⁴ TÖPLER, A.: *Pogg. Ann. Phys. u. Chem.* **131**, 33, 180 (1867). — Vgl. auch insbesondere M. TÖPLER: *Ann. Phys.* (4), **27**, 1043 (1908). — SABINE, W. C.: *Collected papers on acoustics*, S. 180. Cambridge 1923. — OSSWALD, F. M.: *Z. techn. Phys.* **17**, 561 (1936).

Tritt nun an irgendeiner Stelle des von den Strahlen durchsetzten Mediums eine Dichteänderung ein, so bewirkt diese eine Ablenkung des die Stelle durchlaufenden Strahlenbüschels und damit erfolgt an der entsprechenden Stelle des Abbildungsschirms eine Aufhellung. Für raumakustische Modellversuche benutzt man einen Funkenüberschlag zur Erregung von Knallwellen; man photographiert dann die Wellenfront durch einen entsprechend kurze Zeit nach dem Knall ausgelösten Belichtungsfunken. Abb. 138 zeigt (nach F. M. OSSWALD) eine Schlierenaufnahme in einem Modell.

Für die Hörsamkeit von Innenräumen ist die Frage, wie rasch im Raum vorhandene Schallenergie nach Abschalten der Schallquelle verschwindet — oder mit anderen Worten, wie stark die Schallabsorption ist —, von großer Bedeutung. Ist die Schallabsorption klein, so klingt der Schallvorgang nach Abschalten der Erregung längere Zeit nach, Musikvorträge klingen verwaschen, bei gesprochenem Wort laufen die einzelnen Silben ineinander über. Ist andererseits die Schallabsorption groß, so wird — bei vorgegebener Leistung der Schallquelle — die mittlere

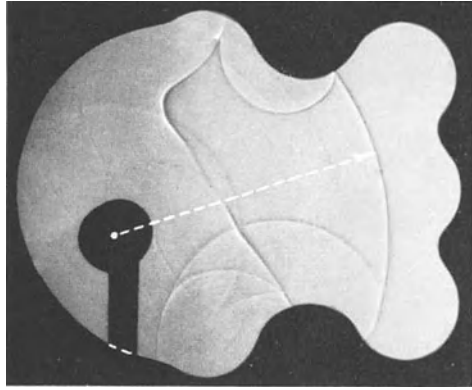


Abb. 138. Schlierenaufnahme der Wellenausbreitung in einem raumakustischen Modell. (Nach F. M. OSSWALD.)

lere Energiedichte im Raum zu klein, die Sprachverständlichkeit ist wegen zu geringer Lautstärke schlecht, Musikvorträge klingen matt und unbelebt.

In der praktischen Raumakustik kennzeichnet man die Absorptionsverhältnisse von Innenräumen durch die „Nachhallzeit“; hierunter versteht man nach W. C. SABINE¹ die Zeit, innerhalb derer ein Ton vom 10⁶fachen Wert der Schallenergie zur Hörschwelle selbst absinkt — oder — wenn man sich auf den Druck bezieht — die Zeit, innerhalb derer die Druckamplitude vom 10³fachen Wert des Schwellendruckes auf die Hörschwelle selbst absinkt. Der zeitliche Abfall der gesamten im Raum enthaltenen Schallenergie erfolgt nach Berechnungen von W. JÄGER² nach einem exponentiellen Gesetz:

$$E = E_0 e^{-\frac{A_R \cdot c \cdot t}{4V}} \quad (194)$$

¹ SABINE, W. C.: Collected papers on acoustics, S. 43ff. Cambridge 1923.

² JÄGER, G.: Wiener Ber. Abt. IIa **120**, 613 (1911). — Vgl. hierzu insbesondere auch M. J. O. STRUTT: Phil. Mag. **8**, 236 (1929) — Math. Ann. **102**, 671 (1930). — SCHUSTER, K., u. E. WAETZMANN: Ann. Phys. (5), **1**, 671 (1929). Die letzt-

Hierbei bedeutet A_R die gesamte Schallabsorption des Raumes, V das Raumvolumen, E die jeweils vorhandene Gesamtenergie, E_0 die Energie im stationären Zustand vom Abschalten der Schallquelle. Zwischen der Raumabsorption A_R und der Nachhallzeit T gilt nach W. C. SABINE

$$T = 0,162 \cdot \frac{V}{A_R} \quad (195)$$

wobei V das Raumvolumen in m^3 bedeutet¹.

Das durch (194) beschriebene Exponentialgesetz gilt nur für die Gesamtenergie eines Raumes. Die in den einzelnen Raumelementen jeweils vorhandene Schallenergie schwankt infolge von Interferenzeffekten der von verschiedenen Richtungen aus einfallenden Schallerregungen um den exponentiell abklingenden Mittelwert. Welch starke Schwankungen praktisch auftreten können, zeigen die in Abb. 139 u. 140

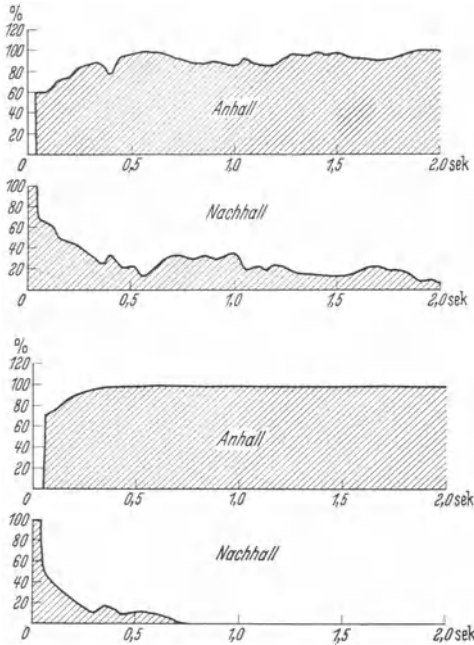


Abb. 139. Anhall und Nachhall im Kölner Dom. (Nach oszillographischen Aufnahmen.)

erwähnte Arbeit behandelt die exakte Theorie für Räume bestimmter Konfiguration (Kugel, Würfel, Zylinder). — MILLINGTON, G.: J. acoust. Soc. Amer. **4**, 69 (1932). Diese Arbeit behandelt die Frage, ob man — wie in der JÄGERSchen Theorie — eine arithmetische Addition bei der Berechnung der Gesamtschluckung aus den einzelnen Schluckwerten vornehmen soll, oder ob zur Berücksichtigung einer gewissen Ordnung bei den Reflexionen eine geometrische Mitteilung erforderlich ist.) — SETTE, W. J.: J. acoust. Soc. Amer. **4**, 193 (1933); KNUDSEN, V. O.: Ebendort **4**, 20 (1933). (Behandlung der Resonanzerscheinungen in kleinen Räumen.) — VOECKLER, K.: Ann. Phys. (5) **24**, 361 (1935). — JÄGER, G.: Eigentöne geschlossener und offener Räume, der Straßen und Plätze. Wien 1936. — CREMER, H., u. F. CREMER: Akust. Z. **2**, 225, 296 (1937).

¹ Die Beziehung (195) berücksichtigt nicht die Luftabsorption. Oberhalb etwas 1000 Hz beginnt — in Räumen normaler Größe — die Luftabsorption eine Rolle zu spielen, bei sehr hohen Frequenzen ist dann die Luftabsorption allein maßgebend; die Nachhallzeit wird dann unabhängig von der Raumgröße. Vgl. hierzu VERN O. KNUDSEN: J. acoust. Soc. Amer. **3**, 126 (1931). — Weiterhin ist zu bemerken, daß (195) nur gilt, solange der mittlere Absorptionskoeffizient \bar{a} sämtlicher absorbierender Raumbegrenzungen klein gegen 1 ist; andernfalls muß für A_R der Wert $-S \lg(1 - \bar{a})$, wobei S die Gesamtfläche der Raumbegrenzungen bedeutet, eingesetzt werden. Vgl. C. F. EYRING: J. acoust. Soc. Amer. **1**, 217 (1930).

dargestellten Oszillogramme, und zwar stammt das Oszillogramm Abb. 139 aus Untersuchungen, die im Kölner Dom ausgeführt wurden; Abb. 140 wurde in einer Maschinenhalle aufgenommen. Das Oszillogramm (Abb. 140) zeigt, wie im Augenblick des Abschaltens der Schallquelle sogar ein starkes Anwachsen des Schalldruckes an dem zur Aufzeichnung benutzten Mikrophon stattfand, die Phasenbeziehung zwischen der direkten Erregung des betreffenden Raumpunktes von der Schallquelle aus und den von den Raumbegrenzungen aus reflektierten Wellen war hier derart, daß beim Abschalten der Quelle eine Steigerung des Schalldruckes am Empfänger einsetzte.

Der Anhall beim Einschalten einer Schallquelle in einem Innenraum verläuft komplementär zum Nachhall, es gilt für die Gesamtenergie die Beziehung:

$$E = E_0 \left(1 - e^{-\frac{A_T \cdot c \cdot t}{4V}} \right). \quad (196)$$

Gemäß (195) läßt sich die Gesamtabsorption eines Raumes bekannten Volumens aus Nachhallzeitmessungen ermitteln. Während man sich anfänglich meist auf Nachhallzeitmessungen mit subjektiver Ohrbeobachtung beschränkte, führt man Nachhallzeitbestimmungen heute meist objektiv, z. B. mittels oszillographischer Aufzeichnung des Gesamtnachhalldauer Vorganges oder durch Registrierung des Nachhallverlaufs mittels eines logarithmischen Pegelschreibers (Ziff. 12, S. 68) durch¹. Man erregt hierbei den Raum vorteilhaft nicht durch einzelne

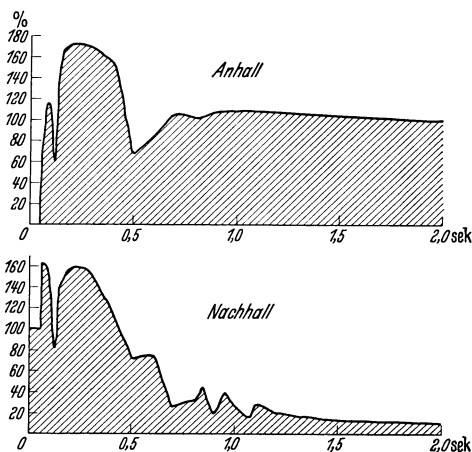


Abb. 140. Anhall und Nachhall in einer Maschinenhalle. (Nach oszillographischen Aufnahmen.)

¹ Über elektrische Methoden zur Nachhallmessung vgl. V. L. CHRISLER: J. acoust. Soc. Amer. **1**, 418 (1930). — NORRIS, R. F., u. C. A. ANDREE: J. acoust. Soc. Amer. **1**, 366 (1930). — OLSON, H. F. u. B. KREUZER: J. acoust. Soc. Amer. **2**, 78 (1930). — HARTMANN, C. A., u. G. SOMMER: Veröff. Nachr.-Techn. **1**, 173 (1931). — HOLLMANN, H. E., u. TH. SCHULTES: Elektr. Nachr.-Techn. **8**, 387 (1931). — CHRISLER, V. L., u. W. F. SNYDER: J. Motion Pict. Eng. **18**, 479 (1932). — SNYDER, W. F.: Bur. Stand. J. Res., Wash. **9**, 47 (1932). — NORRIS, R. F.: J. acoust. Soc. Amer. **3**, 361 (1932). — STRUTT, M. J. O.: Elektr. Nachr.-Techn. **9**, 202 (1932). — MEYER, E., u. W. JORDAN: Elektr. Nachr.-Techn. **12**, 213 (1935). (In dieser Arbeit wird eine Methode beschrieben, den Nachhall in besetzten Konzert- und Theaterräumen ohne Belästigung der Zuhörer zu messen.) — COTTON, J. C.: Rev. sci. Instrum. **6**, 344 (1935). — BENZ, F.: Z. Hochfrequenztechn. **48**, 98 (1936). — THIENHAUS, E.: Arch. Musikforschg. **4**, 86 (1939). [In der letztgenannten Arbeit werden u. a. Mitteilungen über ein Verfahren zur Nachhall-

Töne, sondern durch einen Heulton¹ oder durch einen Vorgang mit kontinuierlichem Spektrum²; man erreicht dadurch, daß die durch Interferenzen bedingten Schwankungen um die exponentiell verlaufende Mittelwertkurve geringer werden. Als Einheit der Absorption benutzt man in der praktischen Raumakustik die Absorption einer 1 m² großen Öffnung.

Die Gesamtabsorption eines Raumes setzt sich zusammen aus der Absorption an den Begrenzungsflächen des Raumes wie Wänden, Decke und Fußboden und einer Absorption von Gegenständen, die in den Raum hineingebracht wurden und schließlich aus der Absorption, die in der Raumluft selbst stattfindet; letztgenannte spielt freilich nur für sehr große Räume und für hohe Frequenzen eine Rolle. Man kann die Gesamtabsorption meist in folgender Weise ansetzen:

$$A_R = \sum a'_n F_n + \sum a''_m S_m + \sum a'''_p V_p, \quad (197)$$

hierbei bedeutet a'_n die Absorptionskoeffizienten („Schluckgrade“³) der Saalbegrenzungsflächen, bezogen auf den Absorptionskoeffizient von 1 m² offenem Fenster³.

F_n die entsprechenden Flächen in m².

a''_m die Absorptionskoeffizienten der Einzelobjekte.

S_m die entsprechenden Stückzahlen.

a'''_p die Schallabsorption von Stoffen (pro m³), deren Absorption vom Volumen abhängt.

V_p die entsprechenden Volumina.

Zur Messung des Schluckgrades von Schallschluckstoffen können verschiedene Verfahren, nämlich das sog. „Nachhallzeitverfahren“ und die „Reflexionsverfahren mit stehenden Wellen“ bzw. „mit fortlaufenden Wellen“ angewendet werden.

Bei dem Nachhallzeitverfahren⁴ wird die Schluckzahl durch Nachhallzeitmessungen in einem stark hallenden Meßraum (dem „Hallmessung gemacht, das mit Schußerregung arbeitet und Oktavfilter in Verbindung mit einem logarithmischen Pegelschreiber benutzt. Vgl. auch F. TRENDLENBURG, E. THIENHAUS u. E. FRANZ: Akust. Z. **3**, 7 (1938).] — HALL, W. M.: J. acoust. Soc. Amer. **10**, H. 4, 302—304 (1939). — MORRICAL, K. C.: J. acoust. Soc. Amer. **10**, 300 (1939).

¹ Über Heultöne vgl. W. L. BARROW: J. acoust. Soc. Amer. **3**, 562 (1932) — Ann. Phys. (5), **11**, 147 (1931).

² Über kontinuierliche Spektren für raumakustische Messungen vgl. H. THIEDE: Elektr. Nachr.-Techn. **13**, 84 (1936). — FREYGANG, H. G.: Akust. Z. **3**, 80 (1938).

³ Als „Schluckgrad“ — eine Bezeichnung, die neuerdings eingeführt wurde — definiert man das Verhältnis der nichtrückkehrenden zur auftreffenden Schallstärke.

⁴ SABINE, W. C.: Collected papers on acoustics, S. 43ff. Cambridge 1923. — Über die Genauigkeit des Nachhallzeitverfahrens, über den Einfluß der Größe der Proben usw. vgl. P. E. SABINE; J. acoust. Soc. Amer. **3**, 139 (1931). — V. L. CHRISLER: Phys. Rev. (2), **45**, 749 (1934). — KNUDSEN, V. O.: Rev.

raum“ vor und nach Einbringen der Schluckstoffprobe ermittelt. Für den Schluckgrad a_p einer Probe von der Fläche F_p folgt aus (195):

$$a_p = \frac{1}{F_p} \left[\frac{0,162 V}{T_0} - \frac{0,162 V (F - F_p)}{T \cdot F} \right], \quad (198)$$

hierbei bedeutet F die Fläche der nicht vom Schluckstoff bedeckten Wandteile; da diese meist groß gegen F_p ist, reicht praktisch zur Schluckgradberechnung häufig die einfachere Beziehung

$$a_p = \frac{1}{F_p} \left(\frac{0,162 V}{T_0} - \frac{0,162 V}{T} \right) \quad (199)$$

aus.

Bei dem Reflexionsverfahren mit stehenden Wellen¹ beobachtet man die Rückwirkung des Prüfstoffs auf die Schallvorgänge in einem Rohr, die hierbei auftretenden Erscheinungen wurden bereits in Ziff. 24, S. 173 besprochen. Die Schalldruckwerte vor der Prüfstoffwand schwanken räumlich zwischen einem Maximalwert $p_{\max} = p_e + p_r$ und einem Minimalwert $p_{\min} = p_e - p_r$, wenn mit p_e die Druckamplitude der einfallenden, mit p_r diejenige der reflektierten Welle bezeichnet wird.

Der Schluckgrad berechnet sich zu

$$a_p = 1 - \frac{(p_{\max} - p_{\min})^2}{(p_{\max} + p_{\min})^2}, \quad (200)$$

Beim Reflexionsverfahren mit fortlaufenden Wellen² muß man die reflektierte Welle unbeeinflusst von der einfallenden Welle ausmessen, man läßt hierzu einen Schallstrahl schräg auf die Prüffläche auffallen und mißt den Schalldruck in der reflektierten Welle mit einem geeigneten richtungsempfindlichen Empfänger (Druckgradientempfänger), der so orientiert ist, daß er auf die einfallende Welle nicht anspricht; der Ausschlag am Meßinstrument möge A_1 betragen. Dann ersetzt man die Prüffläche durch eine unter gleichem Winkel zum Schallstrahl an-

Mod. Phys. **6**, 1 (1934). — SABINE, P. E.: J. acoust. Soc. Amer. **6**, 239 (1935). — DREISEN, I.: Techn. Phys. USSR. **3**, 743 (1936). — MEYER, E.: Akust. Z. **2**, 179 (1937) — MORRIS, R. M., G. M. NIXON and J. S. PARKINSON: J. acoust. Soc. Amer. **9**, 234 (1938). — SABINE, P. E.: J. acoust. Soc. Amer. **10**, 1 (1938). — POWER, J. R.: J. acoust. Soc. Amer. **10**, 98 (1938). — SCHUSTER, K.: Z. VDI **82**, 921 (1938). — MEYER, E., u. A. SCHOCH: Akust. Z. **4**, 20 (1939). (Diese Arbeit bringt eine kritische Gegenüberstellung von in verschiedenen Instituten mit den verschiedenen Verfahren gewonnenen Schluckgradwerten.)

¹ Vgl. L. CASPER u. G. SOMMER: Wiss. Veröff. Siemens-Werk **10**/4, 117 (1931). — SCHUSTER, K.: Phys. Z. **35**, 408 (1934) — Elektr. Nachr.-Techn. **13**, 164 (1936). — MORRICAL, K. C.: J. acoust. Soc. Amer. **8**, 162 (1937).

² CREMER, L.: Z. techn. Phys. **16**, 568 (1935) — Elektr. Nachr.-Techn. **13**, 36 (1936). — Eine Methode zur Messung des Reflexionsvermögens von Baustoffen hat auch F. SPANDÖCK: Ann. Phys. **20**, 328 (1934), entwickelt. (Kurztonmethode: oszillographische Ausmessung eines von einem Lautsprecher abgestrahlten, vom Probestück reflektierten Wellenzugs von etwa $\frac{1}{200}$ sec Dauer.)

gebrachte vollkommen reflektierende Fläche und bestimmt wieder den Ausschlag (A_2). Der Schluckgrad ergibt sich dann zu

$$a_p = 1 - \frac{A_1^2}{A_2^2}. \quad (201)$$

Dies Verfahren ist insbesondere geeignet, die Winkelabhängigkeit des Schallschluckvermögens zu ermitteln.

In der folgenden Tabelle 16 sind einige Werte von Schallabsorptionskoeffizienten zusammengestellt¹.

Die Schallschluckgrade sind im allgemeinen stark frequenzabhängig. So ist beispielsweise die Schallabsorption poröser Materialien bei tiefer Frequenz nur gering, in einem bestimmten Frequenzgebiet nimmt sie dann stark zu; sie kann bei hoher Frequenz den optimalen Wert von 1 erreichen.

Die Schallabsorption in porösen Materialien kommt dadurch zustande, daß die Luftteilchen in den Kanälen des Stoffs durch den auffallenden Schall zum Schwingen erregt werden und daß dann durch innere Reibung Schallenergie in Wärme verwandelt wird. Neben der Plattendicke ist für den Schluckgrad maßgebend in erster Linie der Strömungswiderstand pro Längeneinheit („spezifischer Strömungswiderstand“), und zwar versteht man hierunter das Verhältnis des Druckgefälles zu der dadurch hervorgerufenen mittleren Strömungsgeschwindigkeit. Der spezifische Strömungswiderstand läßt sich durch einen Versuch mit Gleichströmung ermitteln, bei dem man die Luftmenge bestimmt, welche in der Zeiteinheit bei vorgegebenem Druckgefälle durch den Stoff hindurchtritt. Von Einfluß ist weiterhin die „Porosität“ des Materials, hierunter versteht man das Verhältnis des der Luftströmung im Material zur Verfügung stehenden Querschnitts zum Gesamtquerschnitt. Die bei den verschiedenen Materialien vorkommenden Strömungswiderstände besitzen stark abweichende Werte (z. B. 17000 cgs bei Celotex *B*, 68 cgs bei dichtem Wollfilz, 8 cgs bei Akustikplatte *A* und 1,6—7 cgs bei Watte). Die Porosität der meisten Materialien ist nahezu die gleiche, die Werte schwanken zwischen etwa 0,7 und 0,9. Die Theorie der Schallabsorption² zeigt, daß

¹ Nach E. MICHEL: Raumakustisches Merkblatt, 6. Aufl., S. 10. Hannover 1939. Weitere zahlreiche Angaben z. B. im Circ. Bur. Stand. 1930, Nr 384.

² Nach L. CREMER: Elektr. Nachr.-Techn. 12, 333, 362 (1935). — Vgl. zu diesen Fragen insbesondere auch V. KÜHL u. E. MEYER: Nature 130, 580 (1932) — Berliner Ber. 1932 (XXVI). — GEMANT, A.: Berliner Ber. 1933 (XVI, XVII) 579. — WINTERGERST, E., u. H. KLUPP: Z. VDI 77, 91 (1933). — WINTERGERST, E.: Schalltechn. 6, 5 (1933). — RETTINGER, M.: J. acoust. Soc. Amer. 6, 188 (1935); 8, 53 (1936). — Der Schluckgrad poröser Stoffe hängt — wie noch bemerkt sei — vom Einfallswinkel ab. Bei niedriger Frequenz steigt der Schluckgrad mit zunehmendem Einfallswinkel zunächst an, nach Erreichen eines Maximums fällt er dann ab und wird bei streifendem Einfall zu Null. Bei hoher Frequenz ist der Schluckgrad zunächst vom Einfallswinkel nahezu unabhängig, bis er dann bei großen Einfallswinkeln sehr rasch absinkt. Vgl. hierzu L. CREMER: Elektr. Nachr.-Techn. 10, 302 (1933); 13, 36 (1936). — SCHUSTER, K.: Akust. Z. 3, 137 (1938). — HUNT, V.: J. acoust. Soc. Amer. 10, 216—227 (1939).

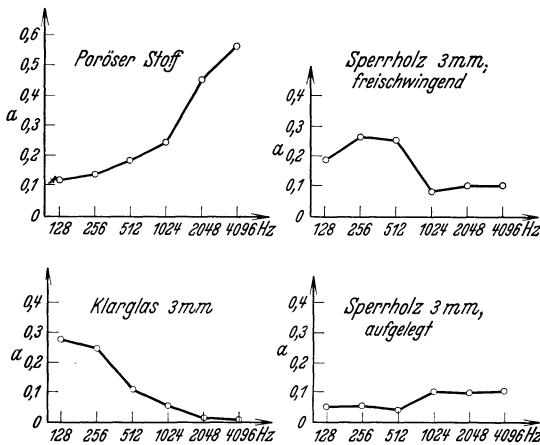
Tabelle 16. Schallschluckzahlen¹.

Bei Tönen von	128	512	2048 Hertz
<i>a) auf 1 m² Fläche bezogen:</i>			
Beton, Marmor, Wasserfläche (z. B. in Schwimmhallen)	0,01	0,01	0,02
Putz	0,02	0,02	0,03
Ziegelmauerwerk in Zement	0,01	0,02	0,02
Nesselstoff	—	0,02	—
Glas in einfacher Dicke	0,04	0,03	0,02
Linoleum, gewöhnl. Ziegelmauerwerk	0,02	0,03	0,04
Stuck-Verzierung	0,03	0,04	0,07
Kork-Fußbodenplatte, 2 cm dick, gebohrt	0,04	0,05	0,07
Kunststein	0,02	0,05	0,07
Rupfen	—	0,07	—
Gummifußbodenbelag, 5 mm dick, auf Beton	0,04	0,08	0,03
Holz	0,10	0,10	0,08
Baumwollstoff, glatt an der Wand	0,04	0,13	0,32
Teppich, 5 mm dick	0,04	0,15	0,52
Kokos-Läufer	0,08	0,17	0,30
Schallschluckende Platten, je nach Art, Dicke und Befestigungsweise	0,12—0,30	0,17—0,61	0,21—0,77
Haarfilz, weich, 5 mm dick, auf der Fläche liegend	0,09	0,18	0,55
Desgleichen, mit Teppich-Auflage	0,07	0,57	0,81
Vorhang	0,05	0,23	0,30
Bühnenöffnung	—	0,25—0,40	—
Ölgemälde einschl. Rahmen	—	0,28	—
Velour	0,05	0,35	0,38
Öffnungen von Heizungs- und Lüftungskanälen	0,30	0,50	0,50
<i>b) auf 1 Stück bezogen:</i>			
Holzbank mit Lehne, je Sitz	—	0,01	—
Stuhl aus gebogenem Holz (sog. Wiener Stuhl)	0,01	0,02	0,02
Kirchengestühl, je Sitz	0,01	0,02	0,02
Sitzkissen, mit dünnem Stoff	0,07	0,14	0,13
Desgleichen, mit Plüsch	0,09	0,17	0,13
Desgleichen, mit Kunstleder	0,11	0,18	0,07
Klappstuhl, Sitz u. Lehne aus Sperrholz	0,02	0,02	0,04
Desgleichen, Sitz und Lehne mit Kunstleder gepolstert	0,13	0,15	0,07
Desgleichen, mit Velour gepolstert	0,28	0,28	0,34
Hörschale, für 1 Person	0,33	0,44	0,46
Klavier	0,20	0,60	0,52
<i>c) auf 1 m³ bezogen:</i>			
Zimmerpflanzen	—	0,11	—

¹ Nach den Werten für 512 Hz geordnet.

man gute Schluckzahlen dann erreicht, wenn das Produkt von Plattendicke und spezifischem Strömungswiderstand etwa das 2—8fache des Wertes des Schallwellenwiderstandes der Luft (42 cgs) beträgt. Zur Absorption tiefer Töne sind beträchtliche Plattendicken (für 100 Hz mindestens etwa 8 cm) erforderlich. Zur Absorption tiefer Töne — insbesondere, wenn nicht genügend dicke Platten zur Verfügung stehen — ist es weiterhin vorteilhaft, die absorbierenden Stoffe hinreichend weit vor einer etwaigen schallharten Raumbegrenzung anzuordnen; dies ist z. B. erforderlich bei zu Absorptionszwecken verwendeten Stoffbespannungen.

Zur Schallabsorption bei tiefen Frequenzen eignen sich Materialien, welche zu Biegungsschwingungen fähig sind, so z. B. schwingungsfähig



gelagerte Sperrholzplatten. Bei derartigen Materialien erfolgt die Schallabsorption durch die mit der erzwungenen Biegungsschwingung verbundene innere Reibung im Material¹.

In Abb. 141 ist die Frequenzabhängigkeit der Schallabsorption verschiedener Schallschluckstoffe dargestellt².

Abb. 141. Frequenzabhängigkeit der Schallabsorption bei verschiedenen Stoffen.

Auch die Absorption von Versuchspersonen nimmt mit der Frequenz

stark zu. So fanden z. B. E. MEYER und P. JUST³ folgende Absorptionskoeffizienten pro Person:

150 Hz \pm 50 Hz	300 Hz \pm 100	600 Hz \pm 100	1200 Hz \pm 200
0,04	0,1	0,7	0,8
	2400 Hz \pm 200	4800 Hz \pm 300	
	1,4	1,4	

Unter Zuhilfenahme der Beziehungen (195), (197) und der in den vorstehenden Tabellen angegebenen Schallschluckwerte ist es möglich, die Nachhallzeit von Räumen vorgegebener Beschaffenheit rechnerisch zu ermitteln. Es empfiehlt sich unbedingt bei Planung von Räumen, in

¹ Vgl. hierzu insbesondere E. MEYER: Elektr. Nachr.-Techn. **13**, 95 (1936). — LAUFFER, H.: Hochfrequenztechn. **49**, 9 (1937).

² Nach E. MEYER u. L. CREMER: Z. techn. Phys. **14**, 500 (1933).

³ Nach E. MEYER u. P. JUST: Elektr. Nachr.-Techn. **5**, 295 (1928).

denen Sprache oder Musik zu Gehör gebracht werden soll, die Nachhallzeiten vor endgültiger Ausführung zu errechnen. In den meisten Fällen stimmt die berechnete Nachhallzeit mit den Ergebnissen der praktischen Messungen hinreichend genau überein, in einzelnen speziell gelagerten Fällen kann die Berechnung allerdings auch zu ungenauen oder sogar unbrauchbaren Werten führen. Dies gilt insbesondere für große Innenräume, die aus mehreren verhältnismäßig lose gekoppelten Raumteilen zusammengesetzt sind wie z. B. große mehrschiffige Kirchen¹. Bei derartigen Bauten versagt die Berechnung, ein Umstand, der allerdings erklärlich ist, wenn man bedenkt, daß für die Aufstellung der Formel (195) eine einigermaßen gleichmäßige Schalldurchflutung vorausgesetzt wurde.

Die Frage, welche Nachhallzeiten für Räume, in denen Sprachübertragungen stattfinden sollen, vorteilhaft sind, läßt sich an Hand von Silbenverständlichkeitsmessungen weitgehend klären. Abb. 142 zeigt die Abhängigkeit der Silbenverständlichkeit² von der Nachhallzeit bei konstanter Lautstärke

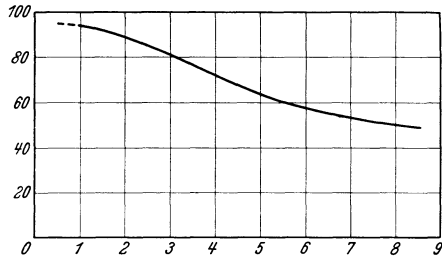


Abb. 142. Nachhallzeit und Sprachverständlichkeit. (Bei konstanter Lautstärke nach V. O. KNUDSEN.)

am Ohr des Beobachters nach Messungen von V. O. KNUDSEN³, und zwar wurden diese Messungen in Räumen mittlerer Größe (Raumvolumen etwa 5000—8000 m³) durchgeführt. Bei einer Nachhallzeit von einer Sekunde besitzt die Silbenverständlichkeit noch nahezu den (optimalen) Wert von 96 %, bei 3 sec Nachhallzeit beträgt die Silbenverständlichkeit nur noch 80 %, bei 6 sec 55 %. Bei derart langer Nachhallzeit ist es dann nicht mehr möglich, gesprochenem Wort zu folgen. Führt man die Messungen statt bei konstanter Lautstärke bei konstanter Leistung der Schallquelle durch, so verschieben sich die Verhältnisse etwas, es tritt ja bei absinkender Absorption, also anwachsender Nachhallzeit eine Erhöhung der mittleren Energiedichte und damit der Lautstärke am Ohr des Beobachters ein. Man erhält in diesem Falle in Abhängigkeit vom Raumvolumen ein freilich sehr flaches Optimum der Nachhallzeit, und zwar beträgt die optimale Nachhallzeit 0,8 sec bei Räumen von 1000 m³ gegenüber 1,3 sec bei 50000 m³ (Abb. 143).

Für den Zusammenhang zwischen der Nachhallzeit und der Wirkung musikalischer Darbietungen fehlt ein so scharfes Kriterium, wie wir

¹ Vgl. hierzu F. TRENDELENBURG: Z. techn. Phys. **13**, 46 (1932). — FYRING, C. F.: J. acoust. Soc. Amer. **4**, 179 (1933).

² Über den Begriff der Silbenverständlichkeit vgl. Ziff. 32, S. 243.

³ KNUDSEN, Vern. O.: J. acoust. Soc. Amer. **1**, 56 (1929).

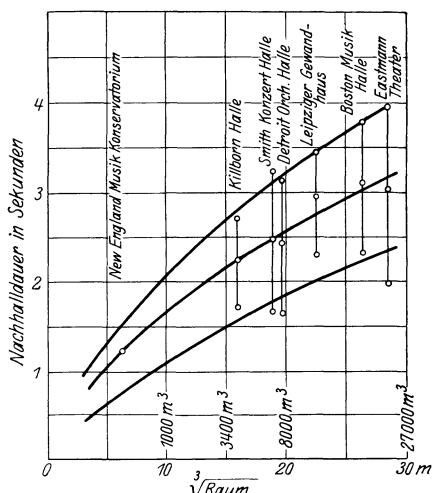
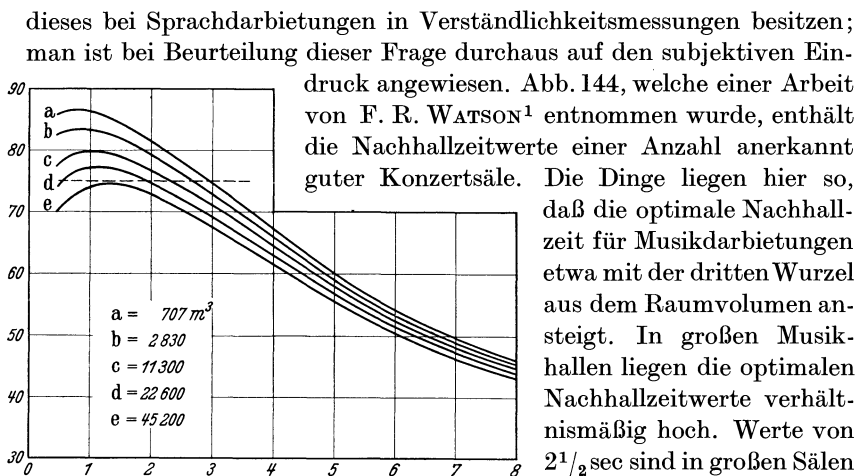


Abb. 144. Nachhallzeiten guter Konzertsäle. (Leer, ein Drittel besetzt, voll besetzt; nach F. R. WATSON.)

Zur Kennzeichnung der Stärke des Schalldurchgangs durch eine Trennwand benutzt man den Begriff der „Schalldämmzahl“ D , und zwar versteht man hierunter das im loga-

¹ Nach F. R. WATSON: J. Franklin Inst. **198**, 73 (1924). — Über die Frage guter Raumakustik von Kirchen, Theatern, Rundfunkaufnahme räumen usw. vgl. insbesondere noch H. BAGENAL: J. roy. Inst. Brit. Arch. **36**, 256 (1929); **37**, 157 (1930). — MACNAIR, W. A.: J. acoust. Soc. Amer. **1**, 242 (1930) — BÉKÉSY, G. v.:

Ann. Phys. (5) **8**, 851 (1931). — KNUDSEN, Vern O.: J. acoust. Soc. Amer. **2**, 434 (1931). — STANTON, G. T. and F. C. SCHMID: J. acoust. Soc. Amer. **4**, 44 (1932). — BENECKE, H.: Ann. Phys. (5) **15**, 259 (1932). — TRENDELENBURG, F.: Z. techn. Phys. **13**, 46 (1932). — BEKESY, G. v.: Ann. Phys. **19**, 665 (1934). — GABLER, W.: Kinotechn. **16**, 78 (1935). — BRAUNMÜHL, H. J. v.: Z. techn. Phys. **16**, 571 (1935). — BERG, R. R. u. J. HOLTSMARK: Norske Videnskabers Selskabs Skrifter Nr 32 (1935). Die Arbeit enthält eine ausführliche Diskussion der Raumakustik einer großen Anzahl norwegischer Theater, Kinos und anderer Saalbauten. — KIRKE, H. L., u. A. B. HOWE: J. Instn. electr. Engrs. **78**, 404 (1936). — GIGLI, A.: Alta Freq. **8**, H. 2, 87 (1939).

rithmischen Maßstab, nämlich im Dezibelmaß (Ziff. 15, S. 83) angegebene Verhältnis der auf eine Wand auffallenden Schalleistung N_1 zur gesamten hindurchgelassenen Schalleistung N_2 ; man setzt also $D = 10 \log N_1/N_2$.

Die wichtigsten Gesetzmäßigkeiten der Schalldämmung durch (nicht-poröse) Einfachwände wurden von R. BERGER und von F. WEISBACH¹ ermittelt. Die Schalldämmung ist im allgemeinen frequenzabhängig; sie wächst mit der Frequenz an. Der für die Schalldämmung ausschlaggebende Faktor ist die Wandmasse pro Flächeneinheit, und zwar steigt die Schalldämmung ungefähr mit dem Logarithmus des Wandgewichts an. In der Tabelle 17 sind die Schalldämmzahlen verschiedener Trennwandarten (nach Messungen von E. Meyer² eingetragen).

Tabelle 17. Schalldämmzahlen von Trennwänden.

Beschreibung der Wand	Dicke cm	Gewicht kg/m ²	Mittlere Schall- dämmzahl db
Dachpappe	—	1	13
Sperrholz, lackiert	0,5	2	19
Spiegelglas	0,3-0,4	11,4	28
Spiegelglas	0,48	11,6	30
Fensterglas 8/4	—	14	28
Spiegelglas	0,7-0,8	16	29
Dickglas	0,6-0,7	16	29
Spiegelglas	1,0-1,2	30	32
Heraklithwand, verputzt	—	50	38,5
Koksascheplatte, verputzt	6,5	64	34
Rohglas	2,5	66	38,5
Verschiedene Leichtbauplatten	8	70	39
	13	75	37
	8	75	43
	13	75	42
	10,5	100	40
	10,5	100	43,5
Schwemmsteinwand, verputzt	12	122	39
Bimsbetonplatte, verputzt	11	131	41
Vollziegelwand, $\frac{1}{4}$ Stein, verputzt	9	153	41,5
Vollziegelwand, $\frac{1}{2}$ Stein, verputzt	15	228	44
Vollziegelwand, $\frac{1}{2}$ Stein, verputzt	15	—	49
Vollziegelwand, $\frac{1}{1}$ Stein, verputzt	27	457	49,5

¹ BERGER, R.: Über die Schalldurchlässigkeit. Diss. München 1911. — WEISBACH, F.: Ann. Phys. **33**, 763 (1916). — Das Gesamtgebiet der Schalldämmung ist kürzlich eingehend dargestellt worden von A. SCHOCH: Die physikalischen und technischen Grundlagen der Schalldämmung im Bauwesen. Leipzig 1937.

² MEYER, E.: Berliner Ber. **1931**, (XI) 166. — Bemerkt sei, daß das logarithmische Gesetz auch bei Ultraschall noch gut erfüllt ist. Vgl. N. N. MALOV u. S. N. RSCHEV-KIN: Hochfrequenztechn. **40**, 134 (1932). — Über den Schalldurchgang durch Einzelwände vgl. weiterhin V. O. KNUDSEN: J. acoust. Soc. Amer. **2**, 129 (1930). — REIHER, H.: Beih. z. Gesundheits-Ing. **1932** (XI) 28. — BERGER R.: Forsch. Ing.-Wes. **3**, (1932) 193 (1932). — E. LÜBCKE: Z. techn. Phys. **17**, 54 (1936). — LÜBCKE, E., u. A. EISENBERG: Z. techn. Phys. **18**, 170 (1937).

Bei Mehrfachtrennwänden erfolgt die Schallübertragung in der Weise, daß zunächst durch den auffallenden Schall die erste Trennwand zum Schwingen erregt wird, unter Vermittlung des zwischen der ersten und der nächsten Trennwand liegenden Luftpolsters, welches als eine Art von Federung wirkt, wird dann die nächste Trennwand in Bewegung gesetzt usw. Die Theorie der Mehrfachwände¹ zeigt, daß die Trennwände sich sehr ähnlich verhalten wie elektrische Drosselketten².

Der Hintereinanderschaltung von Masse und Federung im akustischen Fall entspricht die Aneinanderschaltung von Induktivität und Kapazität im elektrischen Fall. Mehrfachtrennwände besitzen, ähnlich wie elektrische Drosselketten, eine untere Grenzfrequenz, bei sehr tiefen Frequenzen ist die Schalldämmung sehr gering, oberhalb der Grenzfrequenz steigt sie dann an³. Die Grenzfrequenz hängt mit dem Gewicht m (g/cm^2) pro Flächeneinheit und der Dicke des Luftpolsters d (cm) gemäß der Beziehung zusammen

$$f_g \cong 3,76 \cdot 10^2 \cdot 1/\sqrt{m \cdot d} \text{ (Hz)}.$$

Bei richtiger Ausführung lassen sich durch Mehrfachtrennwände hohe Schalldämmzahlen bei viel geringeren Gesamtgewicht erreichen als mit Einfachtrennwänden, so ergab sich z. B. bei Messungen von E. MEYER für eine Vierfachtrennwand von $50 \text{ kg}/\text{m}^2$ Gesamtgewicht und 45 cm Gesamtdicke eine mittlere Schalldämmzahl von ungefähr 55 db , diese Vierfachwand erreichte somit nahezu die Schalldämmung einer 50 cm starken Vollziegelwand von $1000 \text{ kg}/\text{m}^2$ Gewicht.

Für die praktische Bauakustik sind außer den Fragen der Schallisolation von Trennwänden wichtig auch die Fragen der Verhinderung der Ausbreitung von Körperschall. Während man den Übertritt von

¹ MEYER, E.: Elektr. Nachr.-Techn. **12**, 393 (1935) — Z. techn. Phys. **16**, 665 (1935). — Über Mehrfachtrennwände vgl. weiterhin R. B. LINDSAY, C. R. LEWIS u. R. D. ALBRIGHT: J. acoust. Soc. Amer. **5**, 202 (1934). — CONSTABLE, J. E. R.: Phil. Mag. (7), **18**, 321 (1934) — Proc. phys. Soc., Lond. **48**, 690 (1936). — KIMBALL, A. L.: J. acoust. Soc. Amer. **7**, 222 (1936). — CONSTABLE, J. E. R., and G. H. ASTON: Phil. Mag. (7), **23**, 161 (1937).

² Es ist aber zu bemerken, daß in manchen Punkten Verschiedenheiten vorliegen, so insbesondere darin, daß bei Trennwänden die Schwingungen nicht nur in der Richtung senkrecht zur Wand erfolgen, sondern sich in den Luftpolstern zwischen den Trennwänden auch Querschwingungen ausbilden können, durch welche dann eine Verringerung der Schalldämmung bei bestimmten Frequenzen bewirkt wird. Bringt man in die Luftpolster geeignete Absorptionsstoffe ein, so kann man die verschlechternde Wirkung dieser Querresonanzen verringern. Weiterhin ist zu bemerken, daß die Schalldämmung für diejenigen Wellenlängen verschlechtert wird, für welche ein ganzzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge gleich dem Abstand der Trennwände ist; aus diesem Grund darf der Abstand der Trennwände nicht zu groß gewählt werden.

³ Der Anstieg erfolgt aus den in Anm. 2 genannten Gründen aber — sofern nicht besondere Absorptionsstoffe in das Luftpolster eingebracht werden — flacher als bei elektrischen Ketten.

Luftschall in einen anderen Raum durch schallharte Trennwände bekämpft, kann man die Übertragung von Körperschall durch Baukonstruktionen mit Hilfe von schallweichen Zwischenwänden, also beispielsweise Trennschichten von Kork, Gummi od. dgl. herabsetzen. Am besten eignen sich Trennstoffe, die einen möglichst kleinen Elastizitätsmodul¹ aufzuweisen, so daß dann der Schallwellenwiderstand in den Körperschalldämmstoffen wesentlich kleiner ist als in den in Frage stehenden Konstruktionsteilen; vorteilhaft sind weiterhin möglichst große Energieverluste im Dämmstoff².

V. Schallempfang und Schallaufzeichnung.

26. Wirkungsweise und Bauart technischer Schallempfänger.

Als Schallempfänger bezeichnet man Geräte, mit deren Hilfe Schallschwingungen in Schwingungen anderer Energieform, insbesondere in mechanische oder elektrische Schwingungen umgesetzt werden können. Von besonderer praktischer Bedeutung sind die elektrischen Schallempfänger, mit ihrer Hilfe kann Schall über Leitungen oder drahtlos in die Ferne geleitet werden, insbesondere kann er auch in hochwertiger Weise aufgezeichnet werden. Fast alle modernen Geräte zur Messung der Schallstärke oder zur Analyse von Schallvorgängen besitzen elektrische Schallempfänger; die Schallschwingungen werden zunächst in elektrische Schwingungen umgesetzt, die dann nach entsprechender Verstärkung mit den hochwertigen Mitteln der elektrischen Meßtechnik untersucht werden.

Je nachdem ein Schallempfänger auf die Druckschwankung im Medium, auf den Druckgradient, auf die Teilchenbewegung, auf die Schnelle oder auf die Temperaturschwankungen im Medium anspricht, bezeichnet man ihn als Druckempfänger, Druckgradientempfänger, Bewegungsempfänger, Schnelleempfänger oder thermischen Empfänger. Ob ein Schallempfänger ein Druckempfänger oder ein Bewegungsempfänger ist, läßt sich am leichtesten in stehenden Schallwellen entscheiden. Man bringt den Empfänger in ein beiderseits geschlossenes, in

¹ Ausschlaggebend ist allerdings nicht der durch statische Messung bestimmte Elastizitätsmodul, sondern der für Schwingungsbeanspruchung gültige „dynamische“ Elastizitätsmodul. Bei den praktisch gebrauchten Körperschalldämmstoffen ist der dynamische Elastizitätsmodul etwa 5—20 mal größer als der statische Modul; der Anstieg des Elastizitätsmoduls macht sich hierbei bereits bei sehr tiefen Frequenzen bemerkbar; im Hörbereich ist der dynamische Elastizitätsmodul dann nahezu frequenzunabhängig.

² Über die Wirkungsweise von Körperschalldämmstoffen vgl. A. SCHOCH: Die physikalischen und technischen Grundlagen der Schalldämmung im Bauwesen. Leipzig 1937, 91. — Über die zur Untersuchung der Eigenschaften der Körperschalldämmstoffe gebrauchten Meßmethoden vgl. insbesondere auch E. MEYER: Z. VDI 78, 957 (1934). — WILLMS, W. u. L. KEIDEL: Elektr. Nachr.-Techn. 11, 314 (1934). — COSTADONI, C.: Z. techn. Phys. 17, 108 (1936). — MEYER, E. u. L. KEIDEL: Z. techn. Phys. 18, 299 (1937).

seiner tiefsten Eigenschwingung erregtes Rohr ein. Der Druckempfänger spricht dann im Druckknoten (also in der Rohrmittle) nicht an, während er in den Druckbäuchen (also an den Rohrenden) maximale Erregung zeigt. Bewegungsempfänger und Schnellempfänger sprechen dagegen bei dem gewählten Beispiel an den Rohrenden nicht an, während sie in der Rohrmittle maximal erregt werden.

Bei den meisten elektrischen Schallempfängern findet die Umwandlung der Schallschwingung in elektrische Schwingung unter Verwendung eines schwingungsfähigen mechanischen Systems statt; dies führt unter der Einwirkung der Schallwellen erzwungene Schwingungen aus und steuert dann elektrische Schwingungen. Je nachdem die an dem Ausgang des Schallempfängers auftretenden elektrischen Spannungen der Elongation des Schwingungssystems oder der Momentangeschwindigkeit des Systems folgt, bezeichnet man die Empfänger als Elongationsmikrophone oder als Geschwindigkeitsmikrophone. Zu der ersten Gruppe gehört beispielsweise das normale Fernsprechmikrophon; die am Mikrophonausgang infolge der Widerstandsänderungen auftretenden Spannungen entsprechen hier der jeweiligen Lage der Mikrofonmembran. Zur zweitgenannten Gruppe gehören die elektro-dynamischen Empfänger wie z. B. das Bändchenmikrophon; die an den Enden des Bändchens auftretenden Spannungen entsprechen der Momentangeschwindigkeit im Magnetfeld.

Die für genaue Messungen und für die Aufgaben hochwertiger Schallübertragung meist benutzten Schallempfänger sind die Kondensatormikrophone, die nach ihrer akustischen Wirkungsweise als Druckempfänger, nach ihrer elektrischen — zumindest im akustisch wichtigen Frequenzbereich — als Elongationsmikrophone arbeiten. Abb. 145 zeigt einen Schnitt durch ein Kondensatormikrophon, und zwar handelt es sich hierbei um eine Konstruktion, deren wesentlichste Punkte von E. C. WENTE¹ stammen. An der Vorderseite des Mikrophons befindet sich eine dünne Membran *M* aus Duraluminium. Diese Membran ist durch einen Spannring sehr straff gespannt. Hinter der Membran, welche als die eine Elektrode eines Kondensators dient, befindet sich in sehr geringem Abstand eine Gegenelektrode; bei Bewegung der Membran ändert sich die Kapazität zwischen Membran und Gegenelektrode. Infolge der starken Eigenspannung der Membran sowie der Wirkung des Luftpolsters

¹ WENTE, E. C.: Phys. Rev. (2), **10**, 39 (1917). — Über Kondensatormikrophone mit stark gespannter Membran vgl. auch H. LUEDER u. E. SPENKE: Elektr. Nachr.-Techn. **11**, 20 (1934). — OLIVER, D. A.: J. sci. Instrum. **7**, 113 (1930). — HARRISON, H. C., u. P. B. FLANDERS: Bell. Syst. techn. J. **11**, 451 (1932). — HALL, W. M.: J. acoust. Soc. Amer. **4**, 83 (1932). — ERNSTHAUSEN, W.: Arch. Elektrotechn. **31**, 487 (1937). — JANOVSKY, W.: Reichsarb.bl. **1939**, Nr 6, S. 31. — Schweiz. Arch. angew. Wiss. Techn. **1938**, H. 8. — Über ein für Ultraschall (bis 50 kHz geeignetes) Kondensatormikrophon vgl. G. SACERDOTE: ETZ **55**, 1257 (1934).

zwischen Membran und Gegenelektrode erfährt die Membran eine starke Rückstellkraft; da die Membranmasse sehr gering ist, liegt die tiefste Eigenschwingung der Membran sehr hoch, sie läßt sich ohne weiteres über die obere Grenze des akustisch wichtigen Frequenzbereichs hinausverlegen. Das Kondensatormikrophon ist also ein hoch abgestimmtes Schwingungssystem. Nach den Ausführungen in Ziff. 5, S. 23 ist bei einem derartigen System die Amplitude der erzwungenen Schwingung frequenzunabhängig mit der Amplitude der erregenden Kraft verknüpft, solange die Frequenz der erregenden Kraft genügend weit unterhalb der Eigenfrequenz des Systems liegt. Die am Kondensatormikrophon angreifende Kraft ist (wenigstens solange die Wellenlänge λ des auftreffenden Schalls groß gegen den Membrandurchmesser D ist) das Produkt aus Druck und Membranfläche. Bei genügend hoher Lage der Eigenschwingung und bei genügend kleiner Ausführung der Mikrophonkapsel entspricht also die Amplitude der Membranschwingung unmittelbar frequenzunabhängig dem Schalldruck¹.

Ist die Bedingung $\lambda \gg D$ nicht erfüllt, so tritt bei frontal einfallendem Schall infolge der Reflexion an der Empfänger-oberfläche eine Drucksteigerung ein, es macht sich also für derartigen Schall eine Empfindlichkeitssteigerung bemerkbar; für seitlich einfallenden Schall andererseits setzt eine Empfindlichkeitsverringering ein. Wir werden auf diese Richtwirkungsfragen in Ziff. 27, S. 197 eingehen. Die Umwandlung der Kapazitätsänderungen in Spannungsänderungen erfolgt meist mit der in Abb. 146 dargestellten Niederfrequenzschaltung. Das Mikrophon

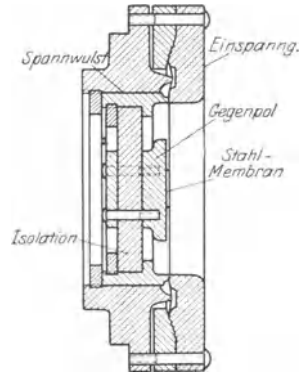


Abb. 145. Kondensatormikrophon.
(Nach E. C. WENTB.)

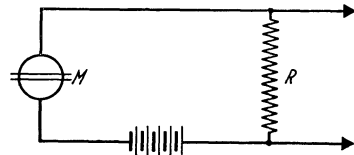


Abb. 146. Niederfrequenzschaltung
eines Kondensatormikrophons.

¹ Bei sehr tiefen Frequenzen tritt ein Nachlassen der Empfindlichkeit der Kondensatormikrophone dadurch ein, daß die Druckschwankung im äußeren Schallfeld sich über eine (zum Ausgleich des statischen Druckes erforderliche) Kapillaröffnung zwischen Luftpolster und Außenluft mit dem Luftdruck hinter der Membran ausgleicht, so daß dann bei extrem langsamen Druckänderungen vor und hinter der Membran der gleiche Druck herrscht, auf die Membran also auch keine Kräfte mehr ausgeübt werden.

Bemerkt sei hier auch noch, daß — infolge der hohen Abstimmung und der großen Dämpfung — bei Kondensatormikrophonen Verzerrungen durch Ausgleichsvorgänge nicht auftreten. Vgl. ST. BARTA: Die Ausgleichsvorgänge bei Mikrophonen. Diss. T.H. Karlsruhe 1934.

wird über einen hochohmigen Widerstand an eine Gleichspannungsquelle (meist von etwa 200 Volt) angelegt. Ändert sich nun die Kapazität des Mikrophons, so fließt ein Ladungsstrom durch den Widerstand R , und damit treten dann an den Enden des Widerstandes Spannungsänderungen auf. Es läßt sich leicht zeigen, daß die Spannungsschwankung mit der Kapazitätsänderung des Mikrophons und damit mit dem Schalldruck so lange frequenzunabhängig verknüpft ist, als der kapazitive Widerstand des Mikrophons $1/\omega C \ll R$ ist. Mit Rücksicht auf eine frequenzunabhängige Übertragung ist es also notwendig, den Belastungswiderstand R hinreichend groß zu wählen, eine Forderung, die sich nur erfüllen läßt, wenn die Isolationswiderstände der gesamten Schaltung sehr hoch sind. Abb. 147 zeigt die Frequenzkurve eines modernen Kondensatormikrophons. Sie läßt erkennen, daß derartige Mikrophone im gesamten akustisch wichtigen Frequenzbereich ausgezeichnet verwendbar sind. Die Amplitudenkurve von Kondensatormikrophonen

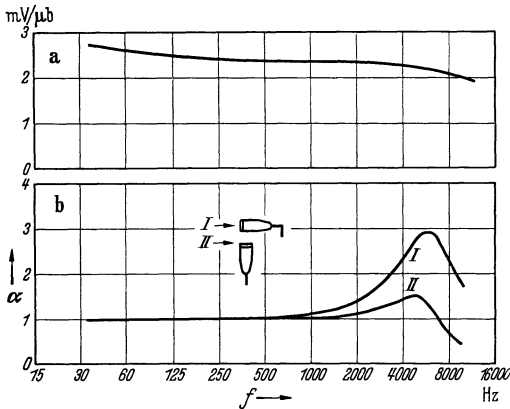


Abb. 147. Frequenzkurven eines Kondensatormikrophons. (a) Druckkammereichung, b) Drucktransformation im freien Schallfeld, I, senkrecht, II, parallel zur Schallrichtung; nach W. JANOVSKY.)

verläuft bis zu verhältnismäßig hohen Schalldrucken völlig linear, die Mikrophone besitzen einen sehr kleinen „Klirrfaktor“ (Ziff. 6, S. 33). Erst bei großen Schalldrucken (oberhalb etwa 1000 μbar) machen sich nichtlineare Verzerrungen bemerkbar, da dann die Amplituden der erzwungenen Schwingungen nicht mehr gegenüber dem Abstand Mikrophonmembran—Gegenelektrode vernachlässigbar klein sind; der Klirrfaktor wächst dann rasch an. Mit Spezialausführungen mit Membranen besonders großer Rückstellkraft und mit größerem Abstand zwischen Membran und Gegenelektrode lassen sich aber auch noch wesentlich größere Schalldrucke ohne nennenswerte nichtlineare Verzerrungen verarbeiten.

Eine andere (insbesondere für Meßzwecke auch heute noch vielfach benutzte) Schaltung von Kondensatormikrophonen ist die von H. RIEGGER¹

¹ H. RIEGGER hat auch das erste in Deutschland für die Zwecke der klanggetreuen Schallübertragung mit großem Erfolg benutzte Kondensatormikrophon geschaffen. Die Bauart dieses Mikrophons unterscheidet sich von der Bauart des WENTESchen Mikrophons wesentlich; das schallempfindliche System besteht

stammende Hochfrequenzschaltung, das sog. Verfahren der halben Resonanzkurve. Wir haben diese Schaltung bereits in Ziff. 12, S. 69 besprochen. Die RIEGGERSCHE Hochfrequenzschaltung hat den grundsätzlichen Vorteil, daß sie bis zu extrem langsamen Druckänderungen frequenzunabhängig arbeitet; nach sehr hohen Frequenzen hin ist ihr dadurch eine Grenze gesetzt, daß die Hochfrequenzschwingung hinreichend weit über der höchsten noch im Schallvorgang enthaltenen Frequenz liegen muß, da sonst die Empfindlichkeit nachläßt. Die RIEGGERSCHE Schaltung wird auch heute noch in den verschiedenartigsten Meßanordnungen verwendet, für Kondensatormikrophone in Schallübertragungsanlagen wird sie nur noch wenig gebraucht; die Niederfrequenzschaltung hat sich hier wegen ihres einfacheren Aufbaus besser bewährt.

Auch auf dem elektro-dynamischen Prinzip lassen sich hochwertige Schallempfänger bauen. So ist z. B. das Bändchenmikrophon von W. SCHOTTKY und E. GERLACH¹ ein elektro-dynamischer Empfänger. Das schallempfindliche System des Bändchenmikrophons ist ein sehr dünnes, zwischen die Pole eines permanenten Magneten gebrachtes Aluminiumbändchen. Bewegt sich beim Auftreffen von Schall das Bändchen im Magnetfeld, so treten an den Enden des Bändchens elektromotorische Kräfte auf, deren Größe der Momentangeschwindigkeit des Bändchens im Magnetfeld entspricht; das Bändchenmikrophon arbeitet also als „Geschwindigkeitsmikrophon“. Die akustische Arbeitsweise des Bändchens ist wesentlich verwickelter als die der oben behandelten Kondensatormikrophone, das Bändchen wirkt — je nach der Frequenz des auftreffenden Schalls und nach der Bauart des den

nicht aus einer straffgespannten Membran, sondern einer extrem dünnen Folie, welche zwischen zwei Seidenmembranen gehalten ist. Die Rückstellkraft rührt nahezu allein von einem hinter der Membran befindlichen Luftpolster her. Das Mikrophon wurde in der oben erwähnten Schaltung der halben Resonanzkurve betrieben. Über das RIEGGERSCHE Hochfrequenzkondensatormikrophon vgl. F. TRENDLENBURG: *Wiss. Veröff. Siemens-Werk* **3/2**, 43 (1924); **5/2**, 120 (1926).

¹ SCHOTTKY, W.: *Phys. Z.* **25**, 672 (1924). — GERLACH, E.: *Phys. Z.* **25**, 675 (1924). — Vgl. auch C. A. HARTMANN: *Z. techn. Phys.* **13**, 9 (1932) — *Elektr. Nachr.-Techn.* **8**, 289 (1931). — Über amerikanische Ausführungsformen von Bandmikrophonen vgl. H. F. OLSON: *J. acoust. Soc. Amer.* **3**, 56, 315 (1931). — WENTE, E. C., u. A. L. THURAS: *Bell Syst. Techn. J.* **10**, 565 (1931); *J. acoust. Soc. Amer.* **3**, 44 (1932). — WEINBERGER, J., H. F. OLSON u. F. MASSA: *J. acoust. Soc. Amer.* **5**, 139 (1933). — OLSON, H. F., u. R. W. CARLISLE: *Proc. Inst. Radio Engrs.*, N. Y. **22**, 1354 (1934). — Eine andere Art von elektrodynamischen Mikrophonen sind die sog. Tauchspulmikrophone, bei denen eine an einer Empfangsmembran befestigte Tauchspule in ein ringförmiges Magnetfeld hineinragt. Es war schon in Ziff. 19, S. 123 darauf hingewiesen worden, daß diese Mikrophonart von WERNER v. SIEMENS erfunden wurde. Über moderne Ausführungen vgl. insbesondere E. C. WENTE u. A. L. THURAS: *J. acoust. Soc. Amer.* **3**, 44 (1931). — MARSHALL, R. N., and F. F. ROMANOW: *Bell Syst. Techn. J.* **15**, 405 (1936).

Empfänger nach hinten abschließenden Hohlraumes — als Bewegungs- oder als Druckempfänger. Die Frequenzkurve eines Bändchenmikrophons zeigt Abb. 148. Bis zu verhältnismäßig hohen Schalldrücken arbeiten die Bändchenmikrophone linear.

In der Fernsprechtechnik werden als Schallempfänger im allergrößten Umfang Kohlemikrophone verwendet¹. Die normalen Kohlemikrophone besitzen als schallempfindliches System Metallmembranen, hinter der Membran ist Kohlegries angeordnet. Der Widerstand der Kohlefüllung hängt von dem auf die Füllung ausgeübten Druck ab. Wird von einer Gleichspannungsquelle aus Strom durch die Kohlefüllung geschickt, so

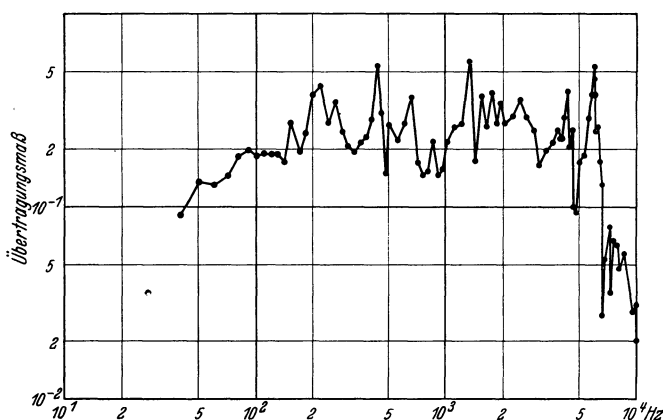


Abb. 148. Frequenzkurve eines Bändchenmikrophons. (Nach C. A. HARTMANN.)

treten infolge der Druckabhängigkeit des Widerstandes beim Auftreffen von Schall auf die Mikrofonmembran Spannungsschwankungen an den Mikrofonklemmen auf. Die normalen Kohlemikrophone besitzen nur in dem für die Sprachübertragung wichtigsten Frequenzbereich von etwa 400—3000 Hz eine einigermaßen gleichmäßige Empfindlichkeit.

Aus Gründen des Wirkungsgrades ist es beim normalen Fernsprechmikrofon nicht möglich, die Eigenresonanzen der Membran ganz aus dem Übertragungsbereich herauszulegen; bei genügender Dämpfung der Resonanzen tritt aber hierdurch praktisch keine große Verschlechterung

¹ Das Kontaktmikrofon wurde 1878 von D. E. HUGHES erfunden. Über die Entwicklung des Mikrophons vgl. insbesondere H. A. FREDERICK: „Development of the microphone.“ *J. acoust. Soc. Amer.* **3**, Suppl. July 1931. — GOUCHER, F. S.: *J. Franklin Inst.* **217**, 407 (1934). — Über die Wirkungsweise von Kohlemikrophonen vgl. insbesondere auch M. GRÜTZMACHER u. P. JUST: *Elektr. Nachr.-Techn.* **8**, 104 (1931). — WAETZMANN, E., u. G. KRETSCHMER: *Elektr. Nachr.-Techn.* **13**, 149 (1936). — PANZERBIETER, H.: *Europ. Fernsprechdienst* **1938**, 105 (dort ausführliche Literaturangaben).

ein. Abb. 149 zeigt (nach H. PANZERBIETER) die prinzipielle Bauart und die Frequenzkurven einiger moderner Ausführungen. Die normalen Kohlemikrophone besitzen bei größeren Schalldrücken sehr starke nichtlineare Verzerrungen, die im wesentlichen darin begründet sind, daß die Mikrofonmembran einseitig an der Kohlefüllung anliegt, wodurch amplitudenabhängige rückwirkende Kräfte entstehen. Die bei starken Schalldrücken überhandnehmenden nichtlinearen Verzerrungen und die Tatsache, daß bei sehr geringen Schalldrücken das Eigenrauschen der Kohlekontakte stört, bedingen es, daß die normalen Kohlemikrophone nur in verhältnismäßig engem Intensitätsbereich benutzt werden können. Günstiger verhalten sich einige Kohlemikrofonkonstruktionen, die speziell für Rundfunkzwecke entwickelt wurden, so z. B. das symmetrisch gebaute und daher von nichtlinearen Verzerrungen im wesentlichen freie Doppelmikrofon (vgl. Ziff. 6, S. 35), ferner das REISS-Mikrofon, das Stabmikrofon nach H. SELL¹ und andere mehr; an die Güte des Kondensatormikrophons reichen aber auch diese Spezialmikrophone nicht heran.

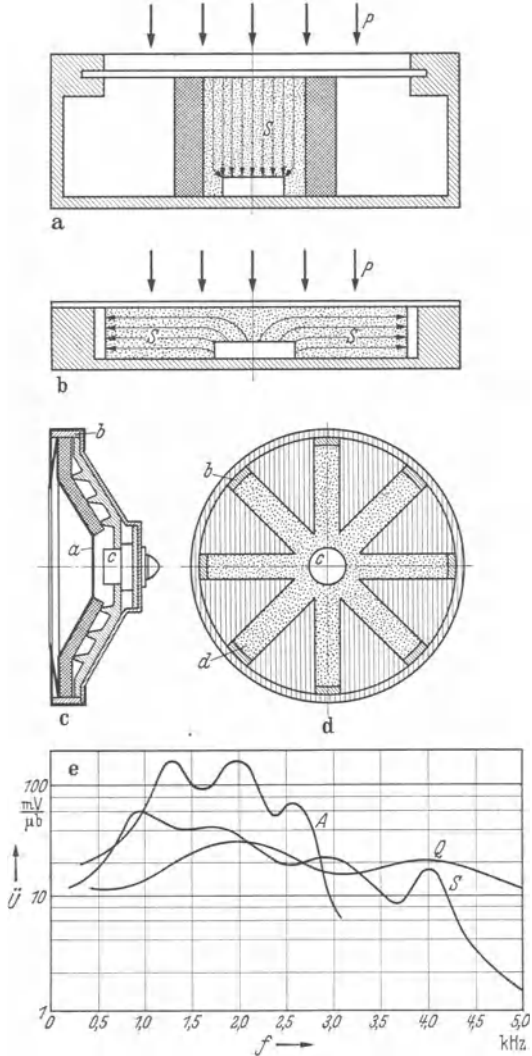


Abb. 149. Kohlemikrofon. (a Längstrommikrofon, b Querstrommikrofon, schematisch; c, d Bauweise eines modernen Querstrommikrophons, e Frequenzkurven von Kohlemikrophonen; nach H. PANZERBIETER.)

¹ SELL, H.: Z. techn. Phys. 15, 30 (1934).

Auch der piezo-elektrische Effekt¹ kann zur Umwandlung von Schall in elektrische Schwingungen herangezogen werden. In Richtung der elektrischen Achse (der *X*-Achse Abb. 104, S. 129) an einem Piezokristall angreifende Kräfte bewirken Ladungen an den zu dieser Achse senkrechten Begrenzungsflächen des Kristalls (longitudinaler piezo-elektrischer Effekt); in Richtung der *Y*-Achse angreifende Kräfte bewirken gleichfalls Ladungen (transversaler piezo-elektrischer Effekt). Bei Quarz und Turmalin sind die piezo-elektrisch erzeugten Spannungen so klein, daß ihre Verwendung als Luftschallempfänger im allgemeinen nicht in Frage kommt; zur trägheitsfreien Messung hoher Drücke finden sie aber in der angewandten Mechanik Verwendung. Sehr viel größer ist der piezo-elektrische Effekt beim Seignettesalz; man kann unter Verwendung von Seignettesalz für akustische Zwecke sehr gut brauchbare Kristallempfänger bauen².

Die Kristallmikrophone arbeiten frequenzunabhängig, solange die Frequenz der auftretenden Schallwellen wesentlich tiefer liegt als die tiefste mechanische Eigenfrequenz der Kristallplättchen; bei geeigneter Konstruktion läßt sich die tiefste Eigenfrequenz ohne besondere Schwierigkeiten bis über die obere Grenze des akustisch wichtigen Bereichs hinaus heben, so daß man hochwertige Empfänger herstellen kann. Ein besonderer Vorteil der Kristallmikrophone ist es, daß man sie sehr klein bauen kann.

Empfänger für Flüssigkeitsschall, insbesondere Wasserschall, können in elektrischer Hinsicht in ganz ähnlicher Weise aufgebaut werden wie Luftschallempfänger; man kann das elektrodynamische, das elektromagnetische, das kapazitive oder auch das piezo-elektrische Prinzip ausnutzen, oder man kann sie auch als Kohlemikrophon bauen. Die mechanische Konstruktion von Flüssigkeitsschallempfängern muß allerdings anders durchgeführt werden wie die von Luftschallempfängern; der wesentlichste Grund hierfür liegt darin, daß bei Membranen, welche an eine Flüssigkeit angrenzen, zu der Membranmasse die mitschwingende Mediummasse hinzutritt, bei Wasserschallempfängern entsprechender Größe erreicht die mitschwingende Mediummasse einen Wert von mehreren Kilogramm (vgl. Ziff. 16, S. 92). Will man einen hochabgestimmten Wasserschallempfänger bauen, so ist es mit Rücksicht auf die mitschwingende Mediummasse notwendig, der Direktionskraft einen um viele Größenordnungen größeren Wert zu geben, als bei Luftschall-

¹ Vgl. hierzu insbesondere A. SCHEIBE: Piezoelektrizität des Quarzes. Dresden u. Leipzig 1938.

² Cady, W. G.: Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. **10**, 83 (1922). — Sawyer, C. B.: Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. **19**, 2020 (1931). — Williams, A. W.: Electronics, N. Y. **4**, 166 (1932). — Williams, A. L.: J. Mot. Pict. Engrs. **23**, 169 (1934). — Ballantine, St.: Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. **22**, 584 (1934). — Schäfer, O.: Umschau **41**, 1079 (1937).

empfängern. Man verwendet für Wasserschallzwecke Membranen von mehreren Millimetern Fläche, die in der Mitte besonders versteift sind, so daß sie sehr biegungsfest sind.

27. Gerichteter Schallempfang.

Eine Abhängigkeit der Empfindlichkeit eines Schallempfängers von der Richtung der einfallenden Schallwellen tritt dann ein, wenn die Ausdehnung der Empfänger groß gegen die Wellenlänge des Schalls ist; Richtwirkungseigenschaften besitzen fernerhin auch solche Empfänger, die nicht auf skalare Schallfeldgrößen — wie z. B. auf die Druckschwankung oder auf die Schnelle —, sondern auf vektorielle Größen ansprechen; eine wichtige Gruppe derartiger Empfänger sind die Druckgradientempfänger, auf die wir am Ende dieser Ziffer zu sprechen kommen werden.

Die Richtwirkungseigenschaften von Empfängern, deren Ausdehnung von gleicher Größenordnung oder größer als die Wellenlänge des auftreffenden Schalls ist, lassen sich an Hand von Überlegungen über Beugungseffekte verstehen. Wir haben in Ziff. 22, S. 144 gesehen, wie Schall um ein Hindernis, das sehr klein gegen die Welle ist, herumbeugt wird; an derartigen Hindernissen tritt keine Reflexion von Schallwellen ein. Besitzt die Druckamplitude im ungestörten Schallfeld den Wert p_0 , so herrscht nach Einbringen eines derartigen kleinen Empfängers in das Schallfeld auch an der gesamten Empfängeroberfläche der Druck p_0 , eine Richtungsabhängigkeit der Empfängerempfindlichkeit besteht nicht. Anders liegen die Dinge dann, wenn die Empfängerausdehnung D groß gegen die Wellenlänge ist. Im Extremfall $D \gg \lambda/2 \pi$ wird der Schall am Empfänger reflektiert, handelt es sich — wie beispielsweise bei einem hoch abgestimmten Druckempfänger — um einen schallharten Empfänger, so tritt an der der Schallquelle zugekehrten Seite eine Druckerhöhung auf dem Betrag $2p_0$ ein; die Empfindlichkeit derartiger Empfänger hängt dann von der Richtung des einfallenden Schalls stark ab.

Die Verhältnisse liegen sehr übersichtlich bei Empfängern, welche in die Oberfläche einer starren Kugel eingebaut sind. In Ziff. 22, S. 145 haben wir ein von Lord RAYLEIGH durchgerechnetes sehr ähnliches Problem, nämlich daß der Schattenwirkung einer Kugel, in deren Oberfläche eine punktförmige Schallquelle liegt, behandelt. Die dort gefundenen Ergebnisse lassen sich ohne weiteres auf das Empfängerproblem übertragen, und zwar liegt diese Möglichkeit im Reziprozitätssatz begründet; dieser Satz lautet in einer von H. v. HELMHOLTZ¹ stammenden Formulierung: „Wenn in einem, teils von endlich ausgedehnten festen Wänden begrenzten, teils unbegrenzten Raum Schall im Punkt A erzeugt wird, so ist das Geschwindigkeits-

¹ HELMHOLTZ, H. v.: J. reine angew. Math. **57**, 1 (1859) — Wiss. Abh. **1**, 309. Leipzig 1882. — Vgl. insbes. auch W. SCHOTTKY: Z. Phys. **36**, 689 (1926).

potential in einem anderen Punkt *B* so groß, als es in *A* sein würde, wenn dieselbe Schallerregung in *B* stattfände.“ Wir können also bei den in Ziff. 22, S. 145 skizzierten Überlegungen Schallquelle und Aufpunkte

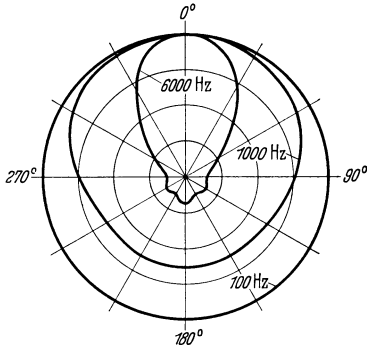


Abb. 150. Richtcharakteristiken eines Kondensatormikrophons bei verschiedener Frequenz. (Nach H. J. V. BRAUNMÜHL und W. WEBER.)

miteinander vertauschen. Die Abb. 111 gibt dann ohne weiteres die Richtcharakteristik eines in die Oberfläche einer Kugel eingebauten punktförmigen Empfängers wieder. Die Richtwirkungseigenschaften technischer Schallempfänger entsprechen weitgehend dem Verhalten derartiger idealisierter Empfänger; so zeigt z. B. Abb. 150, welche die Richtcharakteristik eines technisch benutzten Kondensatormikrophons wiedergibt, die nach allen Richtungen gleichmäßigen Empfindlichkeiten derartiger

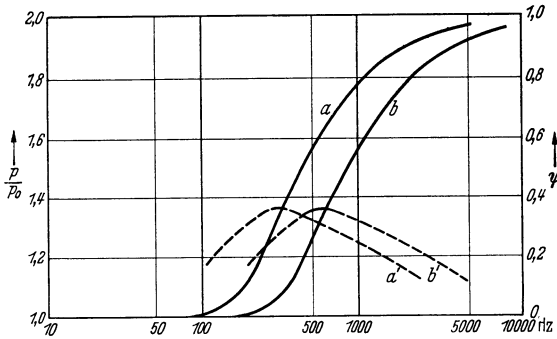


Abb. 151. Verhältnis des Druckes p am Pol einer Kugel zum Druck p_0 im ungestörten Schallfeld, a 12 Zoll, b 6 Zoll Kugeldurchmesser, a' , b' Phasenänderung. (Nach ST. BALLANTINE.)

Empfänger für sehr tiefe und die stark gerichtete Empfindlichkeit für hohe Frequenzen.

Von ST. BALLANTINE¹ wurde — aus den RAGHLEIGH'schen Ansätzen — die genaue Frequenzabhängigkeit der Druckerhöhung an einem in die Oberfläche einer Kugel eingebauten Empfängers für den

Fall senkrechten Schalleinfalls berechnet. Der Verlauf der Kurve ist in Abb. 151 wiedergegeben. In starkem Maß richtungsabhängig ist die

¹ BALLANTINE, ST.: Phys. Rev. (2), **32**, 988 (1928). — Vgl. auch W. WEST: J. Instn. electr. Engrs. **67**, 1137 (1929). — Es sei ergänzend noch bemerkt, daß in bestimmten Fällen, und zwar insbesondere für Empfänger, die in einer ebenen Fläche oder auch in der Oberfläche eines Zylinders eingebaut sind — infolge von Beugungserscheinungen bei bestimmtem Verhältnis a/λ —, auch Druckerhöhungen auftreten können, die etwas größer sind als der bei der Kugel größtmögliche Wert 2. Über die Beugungserscheinungen an Mikrofonen vgl. weiterhin ST. BALLANTINE: J. acoust. Soc. Amer. **3**, 319 (1932). — SIVIAN, L. J., u. H. T. O'NEIL: J. acoust. Soc. Amer. **3**, 483 (1932). — MULLER, G. G., R. BLACK u. F. E. DAVIS: J. acoust. Soc. Amer. **10**, 6 (1938). — HARRISON, H. C., u. P. B. FLANDERS: Bell Syst. Techn. J. **11**, 451 (1932).

Empfindlichkeit von Empfängern, an die ein Trichter angeschlossen ist. In Ziff. 16, S. 97 haben wir die Richtwirkungseigenschaften von Trichterschallsendern erwähnt; die dort angedeuteten Überlegungen lassen sich auf Grund des Reziprozitätssatzes auch auf Trichterempfänger anwenden.

Abb. 152 zeigt — nach Messungen von J. OBATA und Y. YOSIDA¹ — die Richtwirkungscharakteristiken von an Exponentialtrichter angeschlossenen Schallempfängern.

Eine andere Möglichkeit gerichteten Schallempfanges besteht darin, daß man den Empfänger im Brennpunkt eines parabolischen Reflektors einbaut. Ist die Wellenlänge des auftreffenden Schalls sehr klein gegen den Durchmesser des Reflektors und sehr klein gegen die Brennweite, so kann man in erster Annäherung die Gesetze der geometrischen Optik anwenden. Von einer in großer Entfernung auf der Mittelnormalen liegenden Schallquelle aus einfallender Schall wird dann bei dem Brennpunkt gesammelt, während schräg auffallender Schall seitlich im Brennpunkt gesammelt wird. Im allgemeinen ist freilich die Bedingung vernachlässigbar kleiner Wellenlänge in der Akustik nicht erfüllt; der Schall wird dann infolge von Beugungserscheinungen nicht in einem Punkt, sondern in einem je nach der Wellenlänge mehr oder weniger ausgedehntem Bereich in der Nähe des Brennpunktes gesammelt. Ist die Wellenlänge groß gegen den Durchmesser des Reflektors, so tritt auch in der Brennpunktnähe keine Schallverstärkung mehr auf, der Druck am Empfänger ist dann praktisch der gleiche wie im ungestörten Schallfeld. Abb. 153 zeigt nach Messungen von J. OBATA und Y. YOSIDA¹ Richtwirkungscharakteristiken eines Schallreflektors bei verschiedener Frequenz. Die von den genannten Forschern gemessene Schallverstärkung (hierunter wird das Verhältnis des Drucks in Brennpunktnähe nach Einbringen des Reflektors zum Druck im ungestörten Schallfeld verstanden) ist in der folgenden Tabelle 18 zusammengestellt:

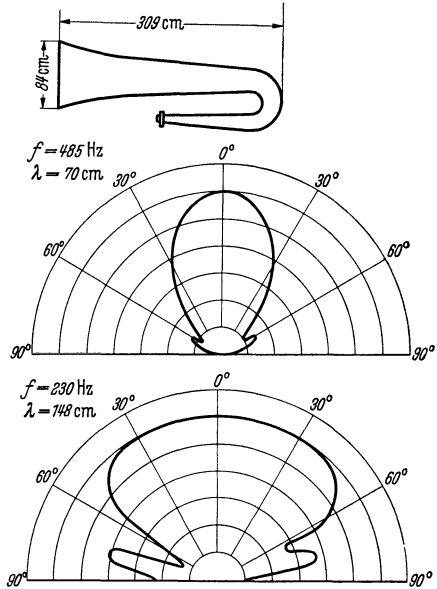


Abb. 152. Richtcharakteristiken eines mit Exponentialtrichter ausgerüsteten Empfängers. (Nach J. OBATA und Y. YOSIDA.)

¹ OBATA, J., u. Y. YOSIDA: Rep. aeron. Res. Inst., Tokio V/9, 231 (1930).

Tabelle 18.

Frequenz . . .	475	316	275	233	188
Verstärkung . .	3,2	2,2	2,7	2,1	1,4

Die Tabelle zeigt, daß die Verstärkungswirkung in dem in Frage stehenden Frequenzbereich verhältnismäßig klein ist, selbst dann, wenn der

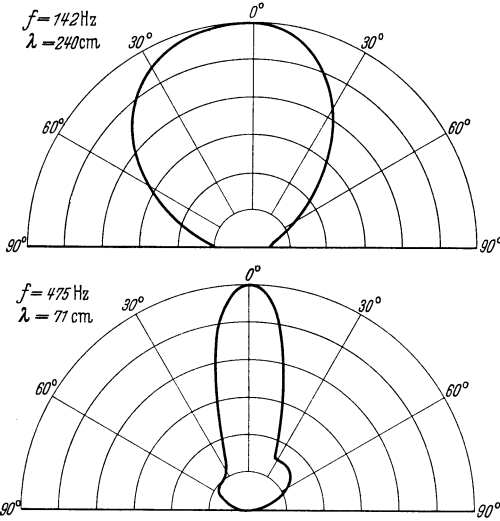


Abb. 153. Richtcharakteristiken eines Parabolreflektors. (Nach J. OBATA und Y. YOSIDA.)

Reflektordurchmesser 3 mal so groß wie die Wellenlänge ist, wird erst ein Faktor von ungefähr 3 erreicht.

Richtungsempfindliche Systeme lassen sich vorteilhaft auch durch Kombination mehrerer räumlich getrennter Empfänger, durch sog. Empfängergruppen schaffen. Abb. 154 zeigt eine derartige Anordnung, wie sie beispielsweise in der Wasserschalltechnik zur Richtungsbestimmung verwendet wird¹. Die Schallempfänger sind in gleichem Abstand längs einer Basis angeordnet. Fällt Schall senkrecht auf die Basis, so werden alle Empfänger in gleicher Phase angeregt, ein an die Empfänger angeschlossener Kopfhörer zeigt dann ein Maximum der Lautstärke. Fällt der Schall schräg auf die Basis, so besitzt die Erregung der verschiedenen Empfänger verschiedene Phasen, die Lautstärke im Kopfhörer wird dann dementsprechend leiser, bis schließlich dann, wenn der

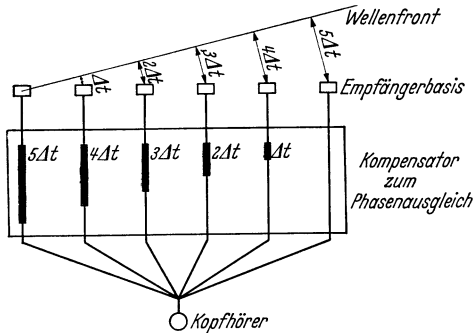


Abb. 154. Empfängerbasis für gerichteten Schallempfang.

Schall so schräg einfällt, daß die Phase von Empfänger zu Empfänger sich um 180° ändert, der Schall im Kopfhörer verschwindet. Man kann hier nach durch Eindrehen der Basis auf maximale Kopfhörerlautstärke die

¹ Über die Richtwirkung von Gruppenanordnungen vgl. F. A. FISCHER: Elektr. Nachr.-Techn. **9**, 147 (1932); **10**, 19 (1933). — HECHT, H., u. F. A. FISCHER: Handb. d. Exp. Phys. **17/2**, 415. Leipzig 1934.

Schallrichtung ermitteln. Praktisch geht man allerdings meist anders vor. Man ordnet die Basis fest an, schaltet aber hinter jedem Empfänger eine elektrische Verzögerungskette, mit deren Hilfe die von den zuerst vom Schall erreichten Empfängern herrührenden elektrischen Schwingungen so weit verzögert werden, daß am Kopfhörer wieder eine gleichphasige Erregung einsetzt, das Maß der zeitlichen Verzögerung gibt dann an, aus welcher Richtung der Schall eintrifft. Der genaue Verlauf der Richtcharakteristiken einer derartigen linearen Basis von n -Gliedern läßt sich in Analogie zur Optik leicht übersehen, das Richtungsdiagramm entspricht dem Beugungsdiagramm eines optischen Gitters von n -Spalten und einem entsprechend gewählten Verhältnis Spaltabstand zu Wellenlänge. Bemerkte sei noch, daß man in der Wasserschalltechnik zum Richtungshören — beispielsweise zur Ermittlung der Richtung eines angreifenden U-Bootes — meist keine linearen Basen verwendet, sondern Empfängergruppen, die längs eines entsprechend gewählten Kurvenzuges liegen, und zwar insbesondere Empfänger, deren vertikale Projektion einen Kreis bildet.

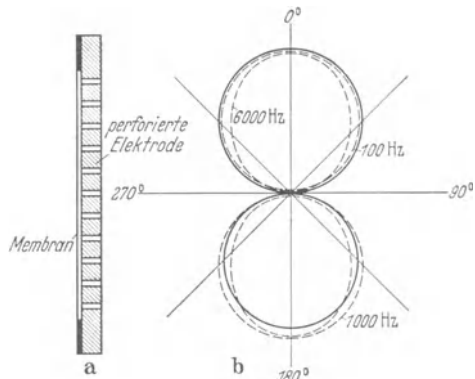


Abb. 155. Bauart (a) und Richtcharakteristik (b) eines kapazitiven Gradientenempfängers. (Nach H. J. v. BRAUNMÜHL und W. WEBER.)

Mit derartigen Kreisbasen läßt sich unter Verwendung eines entsprechenden elektrischen Kompensators nach jeder beliebigen Richtung mit gleichmäßiger Winkelgenauigkeit beobachten, während mit den linearen Basen die Winkelgenauigkeit um so ungenauer wird, je schräger der Schall einfällt, bis schließlich in der Richtung nach vorne und nach achtern keine Aussagen mehr möglich sind.

Es war bereits am Eingang dieser Ziffer darauf hingewiesen worden, daß eine Richtungsabhängigkeit des Schallempfangs bei solchen Mikrofonen vorhanden ist, welche auf vektorielle Schallfeldgrößen ansprechen; praktische Verwendung finden vor allen Dingen die Druckgradientmikrophone. Abb. 155 zeigt — nach H. VON BRAUNMÜHL und W. WEBER¹ — die Konstruktion eines kapazitiven Druckgradientenempfängers. Im Gegensatz zu dem normalen, als Druckempfänger arbeitenden Kondensatormikrophon ist bei dieser Mikrofonart die schallempfindliche Membran nicht auf der Rückseite durch eine schallharte

¹ BRAUNMÜHL, H. J. v., u. W. WEBER: Hochfrequenztechn. **46**, 187 (1935). — Vgl. hierzu auch F. MASSA: J. acoust. Soc. Amer. **10**, 85 (1938).

Wand abgeschlossen, sondern es grenzt die Membran auf beiden Seiten an das Schallfeld an; sie führt also nur dann erzwungene Schwingungen aus, wenn zwischen den beiden Membranseiten eine Druckdifferenz auftritt. Trifft Schall von vorn oder hinten auf das Druckgradientmikrophon, so ist zwischen den Membranseiten eine Druckdifferenz vorhanden, deren Größe von dem Umweg abhängt, welchen der Schall von der Mitte der einen Membranseite zu der Mitte der anderen Membranseite zu nehmen hat. Anders liegen die Dinge, wenn der Schall von einer Quelle herrührt, die in der durch die Membran gelegten Ebene angeordnet ist; in diesem Falle ist die Erregung an den beiden Membranseiten gleichphasig; es wirken dann keine einseitig gerichteten Kräfte auf die Membran. Die Richtcharakteristik von Druckgradientmikrophonen besitzt die Form einer 8 (Abb. 155), und zwar ist die Form der Richtcharakteristik für alle Frequenzen nahezu gleich. Man kann derartige Achtermikrophone vorteilhaft verwenden, wenn es sich darum handelt, aus bestimmter Richtung stammenden Schall — z. B. Störschall — auszublenken; auch ist es möglich, mit derartigen Mikrophonen die Rückkoppelung in solchen Räumen, in welchen sich vom Raum selbst ausgesprochene Lautsprecheranlagen befinden, zu verringern. Bemerkenswert sei auch noch, daß es durch Zusammenbau eines Systems mit kreisförmiger Richtcharakteristik und eines anderen Systems mit achterförmiger Charakteristik möglich ist, ein System zu schaffen, daß eine nierenförmige Charakteristik aufweist, welches dann im wesentlichen nur solchen Schall aufnimmt, der aus einem bestimmten Richtungsbereich herrührt.

28. Eichung von Schallempfängern.

Eichungen von Schallempfängern können durch Einbringen der Empfänger in ein freies Schallfeld bekannter Konfiguration und Stärke, durch Anbau des Empfängers an eine Druckkammer oder auch durch Erregung des Empfängers durch Ersatzkräfte, und zwar insbesondere solcher elektrostatischer Natur erfolgen¹. Eichungen im freien

¹ Über die verschiedenen zur Mikrophoneichung benutzten Verfahren vgl. insbesondere Comité consult. international téléph. (C. C. I. F.) 4, 157. Paris 1934. — Mitteilung des Subcommittee on fundamental sound measurements. Calibration of microphones. J. acoust. Soc. Amer. 7, 300 (1936). — Mitteilung des Deutschen Akustischen Ausschusses: „Eichung von Mikrophonen.“ Akust. Z. 4, 39 (1939). — ERNSTHAUSEN, W.: Akust. Z. 4, 13 (1939). — Über die bei derartigen Eichungen benutzten elektrischen Methoden vgl. auch H. LUEDER und E. SPENKE: Elektr. Nachr.-Techn. 10, 99 (1933). — I. PODLIASKY: Ann. Post. Télégr. Téléph. 24, 1 (1935). — HARTMANN, C. A., u. H. JACOBY: Elektr. Nachr.-Techn. 12, 163 (1935). — BRAUNMÜHL, H. J. v.: Elektr. Nachr.-Techn. 13, 281 (1936). — PANZERBIETER, H.: ETZ 58, 735, 765 (1937). — TAMM, R.: Z. techn. Phys. 19, 134 (1938); Veröff. Geb. Nachr.-Techn. 8, 205 (1938). — THILO, H. G., u. H. KOSCHEL: Siemens-Z. 18, 273 (1938). — KOSCHEL, K.: Veröff. Nachr.-Techn. 9, 29 (1939).

Schallfeld besitzen den grundsätzlichen Vorteil, daß man die Empfängerempfindlichkeit unmittelbar unter den gleichen Bedingungen bestimmt, unter denen das Mikrophon praktisch verwendet wird. Bei Druckkammereichungen und Eichungen durch Ersatzkräfte müssen hingegen die bei der Messung gewonnenen Werte noch auf die für das freie Schallfeld gültigen Werte umgerechnet werden, und zwar ist es insbesondere erforderlich, die Drucktransformation, welche durch die Reflexion der Schallwellen an der Empfänger Oberfläche bewirkt wird (Ziff. 27, S. 191), zu berücksichtigen.

Eichungen im freien Schallfeld¹ erfordern einen schalltoten Raum hinreichender Größe; einen Raum also, bei dem man auch in einiger Entfernung von der Schallquelle noch nicht durch Schallreflexion an den Raumbegrenzungen gestört wird. Abb. 156 zeigt nach W. JANOVSKY und F. SPANDÖCK² den Aufbau eines derartigen schalltoten Raumes.

Zur Bestimmung der Stärke des zur Eichung benutzten Schallfeldes kann man sich — insofern nicht ein bereits früher geeichtes Mikrophon als Schalldruckmesser zur Verfügung steht — der RAYLEIGHschen Scheibe bedienen. Wir

haben die Wirkungsweise der RAYLEIGHschen Scheibe bereits in Ziff. 5, S. 28 besprochen und haben dort gezeigt, wie es mit der RAYLEIGHschen Scheibe möglich ist, die Schallschnelle in absolutem Maß zu messen. Aus der Schallschnelle kann man dann die Druckschwankung gemäß den in Ziff. 12, S. 67 abgeleiteten Beziehungen berechnen. Die RAYLEIGHsche Scheibe läßt sich allerdings nur für Messungen von verhältnismäßig hohen Schallstärken verwenden. Die Grenze der Verwendung der RAYLEIGHschen Scheibe liegt bei Schallstärken, die Schalldrucken von

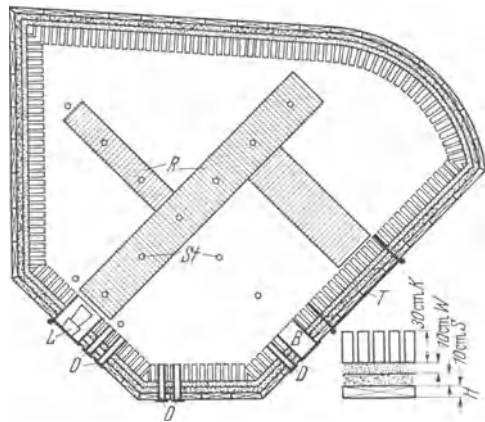


Abb. 156. Anordnung eines schalltoten Raumes.
H Heraklithplatte, S Schlackenwolle, W Wattedecke,
K Wattedulisse, R Laufrost.

¹ Über Eichungen im freien Schallfeld vgl. insbesondere F. TRENDELENBURG: Wiss. Veröff. Siemens-Konzern 5/2, 120 (1926). — WEST, W.: Post Off. electr. Engrs. J. 26, 260 (1934). — KING, A. J., u. C. R. MAGUIRE: Nature, Lond. 141, 1016 (1938).

² JANOVSKY, W., u. F. SPANDÖCK: Akust. Z. 2, 323 (1937). — Über den Bau schalltoter Räume vgl. auch E. H. BEDELL: Bell. Labor. Rec. 14, 79 (1935) — J. acoust. Soc. Amer. 8, 118 (1936). — McMAHAN, K. D.: Gen. Electr. Rev. 41, 523 (1938).

einigen μ bar entsprechen. Bei kleineren Schalldrücken ist man auf Eichung in der Druckkammer oder durch Ersatzkräfte angewiesen.

Bei der Druckkammereichung wird der Empfänger an eine im Verhältnis zur Wellenlänge sehr kleine¹ Schallkammer angeschlossen, in der eine Druckschwankung bekannter Größe erzeugt wird. Zur Erregung der Druckschwankung wird vorteilhaft ein Thermophon (Ziff. 20, S. 130) verwendet. Die durch ein Thermophon in einer Druckkammer erzeugten Druckschwankungen lassen sich aus den elektrischen, geometrischen und thermischen Daten des Thermophons berechnen.

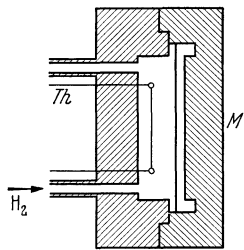


Abb. 157. Anordnung zur Druckkammereichung eines Mikrophons mittels Thermophon.

Zur Kondensatormikrophoneichung kann auch die Methode der elektrostatischen Ersatzkraft² verwendet werden. Legt man zwischen eine vor der Membran angebaute Hilfselektrode (Abb. 157) und die Membran selbst eine elektrische Spannung, so treten zwischen der Membran und der Hilfselektrode durch die elektrostatische Anziehung Kräfte auf, welche dem Quadrat der angelegten Spannung proportional sind. Ist die angelegte Spannung aus einem Gleichspannungsanteil (V_0) und einem Wechselspannungsanteil ($V_1 \cdot \sin \omega t$) zusammengesetzt, so wirkt auf die Membran der Druck

$$p = k \cdot 2 V_0 V_1 \sin \omega t. \quad (202)$$

Es ist hierbei vorausgesetzt, daß V_1 sehr klein gegen V_0 ist³; k ist ein Faktor, der vom Abstand und der Form der Hilfselektrode abhängt, wir werden auf die Bestimmung der Größe dieses Faktors noch zu sprechen kommen. Ändert man nun die

Frequenz der — vorteilhaft von einem Schwebungssummeer konstanter Ausgangsspannung⁴ gelieferten — Wechselspannung und mißt die an den Klemmen des Belastungswiderstandes infolge der Änderungen der Kapa-

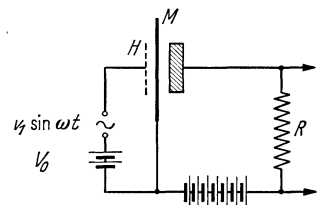


Abb. 158. Anordnung zur Eichung eines mit einer Hilfselektrode (H) ausgestatteten Kondensatormikrophons (M) durch elektrostatische Wechselkräfte. (Nach E. MEYER.)

¹ Man füllt mit Rücksicht auf die Wellenlänge des vom Thermophon abgestrahlten Schalls die Kammer meist mit Wasserstoff.

² MEYER, E.: Z. techn. Phys. 7, 609 (1926) — Elektr. Nachr.-Techn. 4, 86 (1927). — Vgl. auch C. A. HARTMANN VDE Fachber. XXXI, 83 (1926). — HARTMANN, C. A.: Elektr. Nachr.-Techn. 7, 100 (1930). — GRÜTZMACHER, M., u. P. JUST: Elektr. Nachr.-Techn. 8, 104 (1931).

³ Ist V_1 nicht vernachlässigbar klein gegen V_0 , so tritt neben der Kraft von der Frequenz ω noch eine solche von der Frequenz 2ω auf; auf die Membran wirkt also dann eine nicht sinusförmige Erregung.

⁴ Vgl. Ziff. 8, S. 44.

zität zwischen Membran und Gegenelektrode hervorgerufenen Spannungen, so erhält man eine Frequenzkurve des in Frage stehenden Mikrophons; die gewonnenen Werte sind dann freilich noch auf für das freie Schallfeld gültige Werte umzurechnen, es ist also noch die infolge der Reflexion der Schallwellen an der Empfängeroberfläche auftretende Druckerhöhung zu berücksichtigen (vgl. Ziff. 27, S. 191).

Zur Durchführung von Eichungen in absolutem Maß muß der Zahlenwert der Größe k bekannt sein; man kann diesen in folgender einfacher Weise ermitteln. Das Mikrophon wird an eine Druckkammer angeschlossen und ein statischer Überdruck p' von etwa 100 μ bar in der Druckkammer hergestellt. Infolge der Druckerhöhung verkleinert sich die Kapazität des Mikrophons, und es wird nun durch eine Kompensationsgleichspannung V_{Komp} zwischen der Hilfelektrode und der Membran eine Gegenkraft auf die Membran ausgeübt, die so groß ist, daß die Membran genau in ihre Ausgangsstellung zurückkehrt, d. h. also, daß die Kapazität des Ruhezustandes wieder erreicht wird. Die Abgleichung wird an einer Kapazitätsbrücke vorgenommen. Bei genauem Abgleich gilt

$$k = \frac{p'}{V_{\text{Komp}}^2}. \quad (203)$$

Man erhält schließlich für die Beziehung zwischen effektivem Schalldruck und effektiver Wechselspannung den Ausdruck

$$p_{\text{eff}} = 2 V_0 V_{\text{eff}} \frac{p'}{V_{\text{Komp}}^2}. \quad (204)$$

Das elektrostatische Verfahren gibt auch eine Möglichkeit, sehr genaue Schalldruckmessungen durch Kompensation auszuführen, man kann nämlich die aus dem Schallfeld herrührenden Kräfte durch elektrostatische Gegenkräfte entsprechender Frequenz, Amplitude und Phase kompensieren. Bemerkt sei noch, daß man auch solche Kondensatormikrophone elektrostatisch eichen kann, die keine Hilfelektrode besitzen; man muß hierbei die Mikrophone aber nicht in Niederfrequenzschaltung betreiben, sondern muß sie in einer Hochfrequenzschaltung, also beispielsweise in der RIEGGERSCHEN Schaltung der halben Resonanzkurve verwenden¹.

Die Messung der nichtlinearen Eigenschaften von Mikrophonen erfolgt in der Weise, daß man die Mikrophone mit Sinustönen erzeugt und die durch die nichtlineare Verzerrung entstehenden Kombinationstöne auf elektrischem Wege mißt².

¹ Vgl. Ziff. 12, S. 69.

² Hierzu geeignete Verfahren sind in den in Anm. 1, S. 202 erwähnten Arbeiten beschrieben.

29. Das Ohr als Schallempfänger.

Die Anordnung der wichtigsten Teile des menschlichen Ohres ist aus Abb. 159 zu erkennen.

Die im Gehörgang *G* beim Auffallen von Schall auftretenden Druckschwankungen bewirken erzwungene Schwingungen des den Gehörgang abschließenden Trommelfells. Die Trommelfellschwingungen übertragen sich auf die Gehörknöchelchenreihe *K*. Den Abschluß der Gehörknöchelchenreihe bildet der Steigbügel, dieser grenzt über das mit einer dünnen Membran abgedichtete ovale Fenster an das innere Ohr, und zwar an die Schnecke an. Die Schnecke *S* ist ein mit Lymphflüssigkeit gefüllter Hohlraum mit Wänden aus hartem Knochen. Die Schnecke ist unterteilt durch die Basilarmembran *B*; das ovale Fenster liegt oberhalb der Basilarmembran, unterhalb der Basilarmembran liegt ein weiteres, mit einer nachgiebigen Membran verschlossenes Fenster, das sog. runde

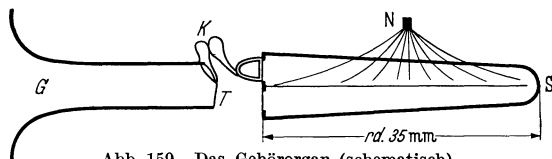


Abb. 159. Das Gehörorgan (schematisch).

Fenster. Treten beim Auftreffen von Schall infolge der Steigbügelbewegung Druckschwankungen in der Lymphflüssigkeit in der oberen Schneckenhälfte auf, so führt die Basilarmembran erzwungene Schwingungen aus; die durch diese Schwingungen verursachten Druckschwankungen im unteren Teil der Schnecke gleichen sich dann über das nachgiebige runde Fenster nach außen hin ab. Über der Basilarmembran verteilt liegen die Endzellen des Nervus akusticus, bei Bewegung der Basilarmembran werden die Endigungen der Hörnervenfasern mechanisch gereizt und so eine Schallempfindung bewirkt. Die Basilarmembran ist das Endglied des akustischmechanischen Teiles des Gehörorgans. Die Vorgänge an der Basilarmembran sind, wie wir sehen werden, für das Tonhöhenunterscheidungsvermögen von größter Bedeutung.

Die physikalischen Eigenschaften des äußeren Ohres, insbesondere des Trommelfells, lassen sich dadurch ermitteln, daß man an den Gehörgang eine akustische Leitung anschließt und die Rückwirkung des Ohres auf Schallvorgänge in der Leitung beobachtet. Mißt man Druckamplitude und -phase einmal bei Abschluß der Leitung durch das Trommelfell und ein anderes Mal bei Abschluß durch einen schallharten Metallstöpsel, so kann man auf Grund der in Ziff. 24, S. 172 behandelten, die Schallvorgänge in akustischen Leitungen beschreibenden Gesetze die Größe des Abschlußwiderstandes — also des Widerstandes des Trommelfells — ermitteln.

Abb. 160 zeigt nach J. TRÖGER¹ die Abhängigkeit des Scheinwiderstandes des Trommelfells von der Frequenz. Das Trommelfell arbeitet als Druckempfänger, der mechanische Widerstand besitzt elastischen Charakter. Im Bereich von etwa 700—800 Hz besitzt der Scheinwiderstand ein Minimum, sein absoluter Betrag beträgt dort rund 40 cgs. Einheiten. Der Scheinwiderstand entspricht also hier nahezu genau dem Schallwellenwiderstand der Luft. Das Trommelfell ist also in diesem Frequenzgebiet ein nahezu ideal arbeitender Schallempfänger; die in den

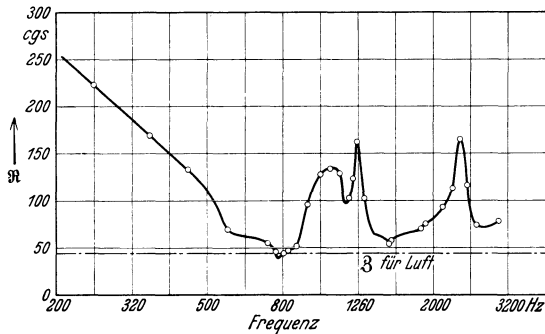


Abb. 160. Scheinwiderstand des Ohres. (Nach J. TRÖGER.)

Gehörgang einlaufenden Schallwellen werden fast reflexionsfrei vom Trommelfell aufgenommen.

Auch die Wirkungsweise der Gehörknöchelchenreihe ist physikalisch verhältnismäßig klar zu übersehen. Die wesentliche Aufgabe² der Gehörknöchelchenreihe ist diejenige, durch eine Art von Hebelübersetzung eine möglichst günstige Übertragung der Trommelfellschwingungen auf die Lymphflüssigkeit zu ermöglichen, oder mit anderen Worten, eine günstige Anpassung des Schallwellenwiderstandes der Lymphflüssigkeit

¹ TRÖGER, J.: Phys. Z. **31**, 26 (1930). — Vgl. zu derartigen Messungen auch W. WEST: Post Off. electr. Engrs. J. **21**, 293 (1929). — BÉKÉSY, G. v.: Ann. Phys. (5), **13**, 111 (1932). — WAETZMANN, E., u. L. KEIBS: Ann. Phys. (5), **26**, 141 (1935) — Akust. Z. **1**, 3 (1936). — KEIBS, L.: Annal. Phys. (5), **26**, 585 (1936). — WAETZMANN, E.: Z. techn. Phys. **17**, 549 (1936). — KURTZ, R.: Akust. Z. **3**, 74 (1938). — WAETZMANN, E.: Akust. Z. **3**, 1 (1938). — Die erwähnten Arbeiten von E. WAETZMANN und seinen Mitarbeitern klären insbesondere die Frage, wie groß der „Schluckgrad“ des Ohres bei den verschiedenen Frequenzen ist.

² Eine weitere Aufgabe der Gehörknöchelchenreihe liegt darin, Überlastungen des inneren Ohres beim Auftreffen sehr hoher Schalldrucke zu vermeiden. Diese Aufgabe wird [nach G. v. BÉKÉSY: Akust. Z. **1**, 13 (1936)] dadurch gelöst, daß die Drehachse des Steigbügels bei großen Amplituden eine durchaus andere ist als bei kleinen Amplituden. Bei großen Schalldrucken liegt die Drehachse nämlich in der Längsachse der Fußplatte des Steigbügels; es arbeitet dann die eine Hälfte der Steigbügelplatte nach innen, die andere nach außen, so daß kein wesentliches Anwachsen der Druckschwankungen in der Schnecke mehr stattfindet.

an den um Größenordnungen kleineren Schallwellenwiderstand der Luft zu bewirken.

Die in Abb. 160 wiedergegebene Kurve des Scheinwiderstandes des menschlichen Ohres sagt unmittelbar über die Frequenzabhängigkeit der Ohrempfindlichkeit noch nichts aus; sie zeigt ja lediglich, welche Eigenschaften das Trommelfell als schwingungsfähiges Gebilde bei den verschiedenen Frequenzen besitzt; für die Frequenzabhängigkeit der Gehörempfindlichkeit sind aber noch die Eigenschaften der Übertragungsglieder, die mechanischen Eigenschaften des inneren Ohres und in besonders starkem Maß auch physiologische und psychologische Momente von Bedeutung. Die Ohrempfindlichkeit hängt von der Tonhöhe in außerordentlich starkem Maße ab. In Abb. 161 (unterste Kurve) sind diejenigen Schalldruckwerte verschiedener Frequenz eingetragen, welche im Ohr eben eine Schallempfindung erregen¹. Der Verlauf der Schwellenwertkurve zeigt, daß das Ohr im mittleren Frequenzbereich außerordentlich empfindlich ist. Bei 1000 Hz beispielsweise reicht ein Schalldruck von nur $2 \cdot 10^{-4}$ dyn/cm² aus, um eine Schallempfindung hervorzurufen. Anders liegen die Dinge bei tiefen und hohen Frequenzen; bei 50 Hz beispielsweise liegt der Schwellendruck bei etwa 1 dyn/cm². Es ist von Interesse festzustellen, daß die Empfindlichkeit des Ohres im Bereich von 1000 Hz etwa die höchst überhaupt zulässige Empfindlichkeit darstellt. Würde nämlich das Ohr dort eine noch größere Empfindlichkeit besitzen, so würde es auf die durch die Brownsche Molekularbewegung bewirkten Druckschwankungen ansprechen, man würde dann also dauernd ein Störgeräusch hören². Die Frage, weshalb das Ohr nach tiefen Frequenzen hin einen so starken Empfindlichkeitsabfall besitzt, läßt sich wohl so deuten, daß bei größerer Empfindlichkeit für tiefe Töne das Ohr zu stark durch Windgeräusche gestört würde; während der Abfall der Empfindlichkeit nach hohen Frequenzen hin wohl so zu erklären ist,

¹ Nach H. FLETSCHER u. W. A. MUNSON: J. acoust. Soc. Amer. **5**, 82 (1933). — Die grundlegende Untersuchung über die Schwellenintensität der Gehörempfindung wurde von M. WIEN durchgeführt [Pflügers Arch. **97**, 1 (1903)]. Wichtige weitere Arbeiten sind insbesondere folgende: FLETCHER, H., u. R. L. WEGEL: Phys. Rev. **19**, 553 (1922). — KRANZ, F. W.: Phys. Rev. **21**, 573 (1923). — KINGSBURY, B. A.: Phys. Rev. **29**, 588 (1927). — MEYER, E.: Z. Hals- usw. Heilk. **27**, 418 (1930). — WAETZMANN, E., u. H. HEISIG: Ann. Phys. (5), **9**, 921 (1931). — WAETZMANN, E.: Ann. Phys. (5), **10**, 846 (1931). — HUIZING, H. C.: Absolute metingen der geluidsintensiteit ter bepaling van het minimum audible. Dissert. Groningen (1932). — SIVIAN, L. J., u. S. D. WHITE: J. acoust. Soc. Amer. **4**, 288 (1933). — WAETZMANN, E., u. W. GEFFCKEN: Phys. Z. **34**, 234 (1933). — GEFFCKEN, W.: Ann. Phys. (5), **19**, 829 (1934). — GEFFCKEN, W., u. W. KEIBS: Ann. Phys. (5), **16**, 404 (1933). — FRANKE, E.: Ann. Phys. (5), **20**, 780 (1934). — WAETZMANN, E., u. W. KEIBS: Ann. Phys. (5), **22**, 247 (1935). — BÉKÉSY, G. v.: Ann. Phys. (5), **26**, 554 (1936).

² CZERNY, M.: Z. techn. Phys. **14**, 436 (1933).

daß eine Steigerung der Empfindlichkeit in diesem Bereich einen allzu großen organischen Aufwand erfordern würde. Töne oberhalb etwa 20000 Hz können subjektiv nicht wahrgenommen werden, wobei noch zu bemerken ist, daß diese obere Hörgrenze mit wachsendem Alter etwas herunterrückt, bei einem Lebensalter von 47 Jahren liegt sie beispielsweise bei rund 13000 Hz¹. Die untere Hörgrenze liegt bei etwa 16 Hz.

Die Frequenzabhängigkeit der Hörempfindung — deren Verlauf an der Hörschwelle wir eben besprochen — hängt von der Stärke des auffallenden Schalls ab. In Abb. 161 sind außer der Schwellenwertkurve

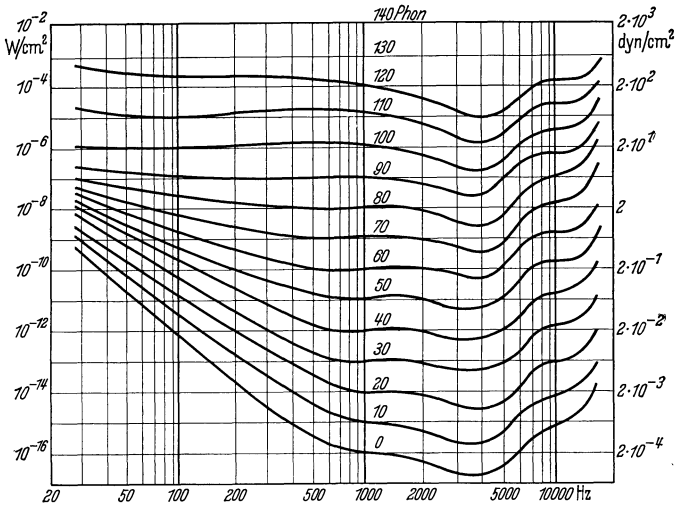


Abb. 161. Kurven gleicher Lautstärke bei zweiöhrigem Hören. (Nach H. FLETCHER und W. A. MUNSON.)

noch „Kurven gleicher Lautstärke“ eingetragen. Diese Kurven gleicher Lautstärke wurden in der Weise gemessen, daß abwechselnd ein Normalton bestimmter Tonhöhe und bestimmter Druckamplitude und ein Ton anderer Tonhöhe beobachtet wurde; durch subjektiven Hörvergleich wird dann der Schalldruck des zu untersuchenden Tones so eingeregelt, daß er mit dem Normalton gleich laut erscheint. Der Verlauf der Kurven gleicher Lautstärke zeigt, daß die Gehörempfindlichkeit bei großen Schalldrucken nur eine geringe Frequenzabhängigkeit besitzt. Steigert man den Schalldruck über etwa $1,5 \times 10^3$ dyn/cm², so wird Schmerzempfindung erregt². Die von der Schwellenwertkurve und der Grenz-

¹ Vgl. M. GILDEMEISTER: Z. Sinnesphysiol. Abt. II **50**, 161 (1918). — Es sei hier auch noch auf eine Arbeit hingewiesen, in welcher das Absinken der oberen Hörgrenze bei Sauerstoffmangel behandelt wird. HARTMANN, H., u. F. NOLTENIUS: Luftf.-Forschg. **13**, 22 (1936).

² Dieser von G. v. BÉKÉSY [Ann. Phys. (5), **26**, 554 (1936)] bestimmte Wert gilt für einöhriges Hören.

kurve der Schmerzempfindung eingeschlossene Fläche nennt man die „Hörfäche“.

Zwischen der Hörschwelle und der Schmerzempfindung liegen im Bereich der größten Ohrempfindlichkeit — also bei etwa 1000 Hz — auf den Druck bezogen mehr als $6^{1/2}$, auf die Schallstärke bezogen mehr als 13 Zehnerpotenzen. Es wurde bereits in Ziff. 15, S. 83 ausgeführt, daß man zur zahlenmäßigen Erfassung eines derart großen Bereichs vorteilhaft eine logarithmische Skala verwendet, und zwar läßt man diese Skala auf den Druck bezogen von Zehnerpotenz zu Zehnerpotenz um 20, auf die Stärke bezogen also um 10 Skalenteile fortschreiten. Eine derartige logarithmisch aufgebaute Stärkeskala besitzt neben formalen Vorteilen denjenigen Vorzug, daß sie dem tatsächlichen Zusammenhang zwischen Empfindungsstärke und Reizstärke wesentlich besser gerecht wird als eine linear aufgebaute Skala.

In erster Annäherung läßt sich der Zusammenhang zwischen Empfindungsstärke und Reizstärke nach dem WEBER-FECHNERSchen psychophysischen Grundgesetz ermitteln. Nach diesem Gesetz steht bei allen Sinnesempfindungen der eben merkliche Reizzuwachs in einem konstanten Verhältnis zu dem bereits vorhandenen Reiz, d. h. es ist — auf die Schallempfindung angewendet — der eben merkbare Lautstärkenzuwachs

$$\delta L = C \frac{dI}{I}. \quad (205)$$

Nimmt man nun an, daß die eben merkbaren Lautstärkenunterschiede alle untereinander gleich sind, so erhält man nach Integration

$$L = \text{const} \cdot \log \cdot I. \quad (206)$$

Wenn die der Rechnung zugrunde gelegten Annahmen richtig sind — wenn also insbesondere die eben merkbaren Lautstärkenunterschiede, unabhängig von der Schallstärke, stets untereinander gleich sind —, würde nach (206) tatsächlich ein logarithmischer Zusammenhang zwischen Empfindungsstärke und Reizstärke bestehen. In Wirklichkeit sind aber die der Rechnung zugrunde gelegten Annahmen nur ungenau erfüllt, das logarithmische Gesetz gilt daher auch nicht streng. Prüft man z. B., wie dies von V. O. KNUDSEN¹ durchgeführt wurde, welche relative Reizänderung $\Delta I/I$ subjektiv eben bemerkbar ist, so findet man, daß das Verhältnis $\Delta I/I$ durchaus nicht konstant ist, sondern daß es je nach Frequenz und Schallstärke zwischen etwa 0,4 und 0,1 variiert (vgl. Abb. 162).

Über die tatsächlichen Zusammenhänge zwischen der Empfindungsstärke oder wie man neuerdings sagt, zwischen der „Lautheit“ und der

¹ KNUDSEN, Vern O.: Phys. Rev. **21**, 84 (1923). — Vgl. insbesondere auch H. DAVIES: Phil. Mag. (7), **18**, 940 (1934). — CHURCHER, B. G., A. J. KING u. H. DAVIES: Phil. Mag. (7), **18**, 927 (1934).

im technischen Phonmaß gemessenen Lautstärke von Schallvorgängen hat man durch Versuchsreihen Aufschluß gewonnen, bei denen verschiedenen Beobachtern aufgegeben wurde, zu entscheiden, bei welchen Lautstärkenänderungen im Phonmaß eine Verdoppelung oder auch eine Halbierung der Lautheit empfunden wird¹. Weitere diesbezügliche Versuche wurden in der Weise vorgenommen, daß man einen Schallvorgang zunächst zweiöhrig beobachtet und dann ein Ohr verschließt; es wird dann der einöhrig gehörte Schallvorgang wieder auf die gleiche Lautheit wie vordem einreguliert; die Stärkeänderung entspricht dann einer Lautheitsverdoppelung. Andere Versuche wieder wurden so vorgenommen, daß die doppelte Lautheit durch Addition von zwei in ihrer Frequenz hinreichend auseinanderliegenden Tönen, die vorher auf gleiche Lautheit einreguliert wurden, hergestellt wurde. Die skizzierten verschiedenen Versuchsreihen decken den Zusammenhang zwischen Lautheit und Lautstärke quantitativ auf. In Abb. 163 ist nach H. FLETCHER und W. A. MUNSON der Zusammenhang zwischen Lautheit und Lautstärke wiedergegeben, und zwar ist bei dieser Darstellung die Lautheit an der Hörschwelle gleich 1 gesetzt². Das Bild zeigt, daß die Lautheit im Bereich geringer Lautstärken sehr rasch anwächst, so steigt z. B. beim Anwachsen der Lautstärke von 20 auf 30 Phon die Lautheit um den

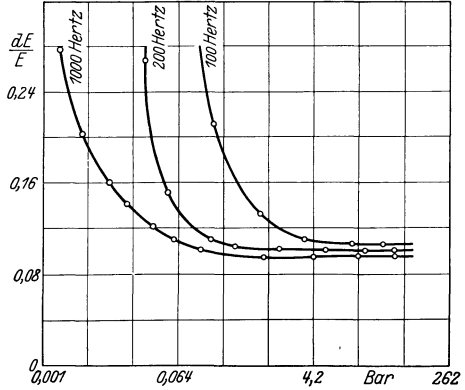


Abb. 162. Verhältnis der eben merkbaren Reizänderung zur Reizstärke bei verschiedener Frequenz. (Nach V. O. KNUDSEN.)

geringer Lautstärken sehr rasch anwächst, so steigt z. B. beim Anwachsen der Lautstärke von 20 auf 30 Phon die Lautheit um den

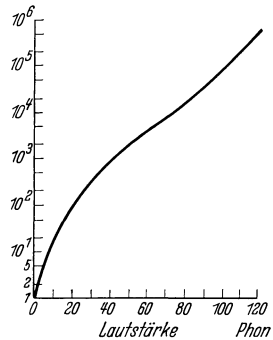


Abb. 163. Lautheit und Lautstärke. (Nach H. FLETCHER und W. A. MUNSON.)

¹ FLETCHER, H.: J. Franklin Inst. **220**, 405 (1935). — FLETCHER, H., u. W. A. MUNSON: J. acoust. Soc. Amer. **5**, 82 (1933).

² Diese willkürliche Festsetzung bewertet große Lautheiten mit sehr großen Zahlenwerten; es wird so der Eindruck erweckt, daß das Ohr auch eine sehr große Anzahl verschiedener Lautheitsgrade empfinden könne. Tatsächlich ist dies — wie sich aus den Werten $\Delta I/I$, Abb. 163, schließen läßt — nicht der Fall; das Ohr kann nur eine verhältnismäßig geringe Anzahl verschiedener Lautstärkengrade empfinden. Die Phonskala mit rund 130 Skalenteilen zwischen der Hörschwelle und der Schmerzschwelle wird in dieser Hinsicht den tatsächlich vorliegenden Verhältnissen besser gerecht.

Faktor 4, beim Anwachsen von 50 auf 60 Phon nur um den Faktor von rund 2.

Bemerkt sei noch, daß die Empfindungsstärke beim Auftreffen von Schall nicht sofort voll einsetzt, es vergehen im Gegenteil (bei mittleren Lautstärken) etwa 0,2 sec, bis die dem Dauerzustand entsprechende Stärke erreicht ist¹.

Das Gehörorgan besitzt die Fähigkeit, Töne ihrer Höhe nach gut zu unterscheiden. In Abb. 164 sind nach Messungen von V. O. KNUDSEN² die Schwellenwerte des Tonhöhenunterscheidungsvermögens eingetragen; die Töne verschiedener Höhe wurden bei dem in Frage stehenden Ver-

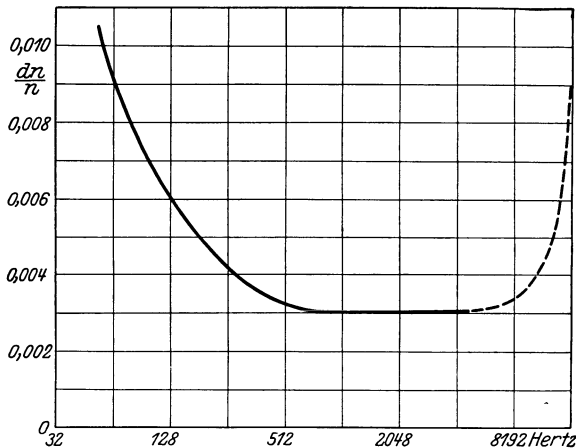


Abb. 164. Verhältnis der eben merkbaren Tonhöhenänderung zur Tonhöhe. (Nach V. O. KNUDSEN.)

such hintereinander auf das Ohr gegeben. Im Bereich der größten Ohrempfindlichkeit — zwischen etwa 800 und 3000 Hz — sind bereits relative Frequenzänderungen von $3 \cdot 10^{-4}$ erkennbar, bei sehr tiefen und hohen Frequenzen ist das Unterscheidungsvermögen geringer.

Die Frage, durch welchen Mechanismus das Hörorgan befähigt ist, derart genaue Tonhöhenaussagen zu machen, ist eine der interessantesten — wenn auch im einzelnen noch nicht restlos geklärten — Fragen des Grenzgebietes der physikalischen und physiologischen Akustik. Als sicher stehend darf zunächst ausgesagt werden, daß die Vorgänge an der Basilmembran entscheidend wichtig für das Tonhöhenunterscheidungsvermögen sind. Tierversuche³ haben nämlich ergeben, daß bei

¹ Nach G. v. BÉKÉSY: Phys. Z. **30**, 115 (1929). — Vgl. hierzu auch U. STEUDEL Z. Hochfrequenz. **41**, 116 (1933). — W. BÜRCK, P. KOTOWSKI u. H. LICHT: Z. techn. Phys. **16**, 516 (1935).

² V. O. KNUDSEN: Phys. Rev. **21**, 84 (1923).

³ Vgl. hierzu insbesondere H. HELD u. FR. KLEINKNECHT: Pflügers Arch. **216**, 1 (1927). — STEINBERG, J. C.: J. acoust. Soc. Amer. **8**, 176 (1937).

Dauereinwirkung überstarken Schalles bestimmter Tonhöhe örtlich eng begrenzte Schädigungen an der Basilarmembran auftreten, und zwar liegt die Schädigungsstelle bei Einwirkung tiefer Töne in demjenigen Teile der Basilarmembran, welcher entfernt vom runden Fenster liegt, beim Einwirken hoher Töne dagegen fensternah. Im gleichen Sinn liegen auch die Ergebnisse von Tierversuchen, bei denen bestimmte Stellen der Basilarmembran mechanisch geschädigt wurden; mechanische Schädigungen im fensterfernen Teil der Basilarmembran bewirken Hörvernichtung für tiefe Töne, solche im fensternahen Teil dagegen Hörvernichtung für hohe Töne. Töne verschiedener Höhe sind offenbar verschiedenen Stellen der Basilarmembran zugeordnet, so daß dann beim Auftreffen von Schall eine Erregung nur ganz bestimmter Hörnervenendigungen stattfindet.

H. v. HELMHOLTZ hat zuerst versucht, das Verhalten der Basilarmembran beim Auftreffen von Druckschwankungen in der Schnecke

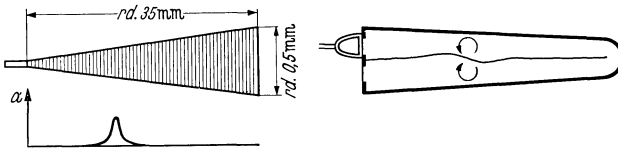


Abb. 165. Resonanztheorie (von HELMHOLTZ) und Wirbeltheorie (von BÉKÉSY) der Tonhöhen-erkennung.

rechnerisch zu erfassen¹. Er nahm für die Berechnung an, daß die Basilarmembran die Form eines gleichschenkligen Dreiecks² besitzt, daß die Längsspannung der Membran verschwindend klein ist gegen die Querspannung und daß die angreifende Kraft gleichmäßig über die Membran verteilt ist. HELMHOLTZ konnte zeigen, daß bei einem derartigen Gebilde im wesentlichen nur eine eng begrenzte Fasergruppe, nämlich diejenige, deren Eigenfrequenz mit der Frequenz der angreifenden Kraft übereinstimmt, zum Mitschwingen kommt, die Amplituden der außerhalb des Resonanzgebietes liegenden Fasern bleiben verschwindend klein (Abb. 165). HELMHOLTZ vergleicht die verschieden abgestimmten Fasern der Basilarmembran mit den Saiten eines Klaviers; singt man in den geöffneten Deckel eines Klaviers hinein, so tönen ja auch diejenigen Saiten mit, deren Eigentöne mit Komponenten des hineingesungenen Klages hinreichend übereinstimmen. Die HELMHOLTZsche Rechnung zeigt auch, daß — wie es ja in Wirklichkeit der Fall ist — die Resonanzgebiete der tiefen Töne fensterfern, diejenigen der hohen Töne fensternahe liegen.

¹ HELMHOLTZ, H. v.: Die Lehre von den Tonempfindungen. 6. Aufl., S. 639. Braunschweig 1913.

² Die ungefähren Ausmaße der menschlichen Basilarmembran sind folgende: Länge 35 mm, Breite am ovalen Fenster 0,04 mm, an der Schneckenspitze 0,5 mm.

Verschiedene Umstände sprechen aber gegen die Richtigkeit der HELMHOLTZschen Theorie. So ist beispielsweise schwer erklärlich, wie derartig leichte Gebilde wie die Fasern der Basilmembran auf die tiefsten Töne des Hörbereichs abgestimmt sein sollen und wie überhaupt durch die Fasern der große Frequenzbereich des Gehörs von etwa 10 Oktaven umfaßt werden soll. Die Tatsache, daß das Ohr die Tonhöhe auch solcher Schallvorgänge erkennen kann, die nur verhältnismäßig kurze Zeit — sagen wir etwa 2—3 Perioden — andauern¹, spricht gegen das Vorhandensein scharf abgestimmter Resonatoren; die Einschwingzeit derartiger Resonatoren wäre zu lange, um die Tonhöhe derart kurzdauernder Vorgänge erkennen zu lassen². Man muß also wohl doch den Mechanismus des Tonhöhenunterscheidungsvermögens anders zu erklären versuchen.

Wichtige Versuche zu diesen Fragen wurden von G. v. BÉKÉSY³ ausgeführt. Er fand bei einem dem wirklichen Verhältnis sehr gut nachgebildeten Modell der Schnecke, daß in der Flüssigkeit beiderseits der Basilmembran ein örtlich eng begrenztes Wirbelpaar auftritt, und zwar liegt dies Wirbelpaar bei tiefen Frequenzen fensterfern, bei hohen Frequenzen aber fensternah. Bei sehr starker Erregung gelang es, die Modellmembran zu durchlöchern. Eine derartige Erklärung der örtlichen Zuordnung der Reize durch hydrodynamische Effekte kommt wohl den tatsächlichen Verhältnissen im innern Ohr sehr nahe⁴.

Das hoch entwickelte Vermögen des Ohres, Töne verschiedener Höhe zu unterscheiden und ihnen eine bestimmte Empfindungsqualität zuzuordnen, ist von grundlegender Bedeutung für die Fähigkeit des Ohres, beim Auffallen zusammengesetzter Schallvorgänge eine bestimmte „Klangfarbe“ zu empfinden.

Die Frage, wie zusammengesetzte Schallvorgänge auf das Ohr wirken, wurde zuerst von G. S. OHM⁵ untersucht. Die wichtigsten Ergebnisse der Untersuchungen OHMS wurden von H. v. HELMHOLTZ⁶ folgender-

¹ Über die zur Erkennung von Tönen verschiedener Höhe benötigten Zeiten vgl. E. LÜBCKE: *Z. techn. Phys.* **2**, 52 (1921). — BÜRCK, W., P. KOTOWSKI u. H. LICHTÉ: *Elektr. Nachr.-Techn.* **12**, 326 (1935) — *Ann. Phys.* (5), **25**, 433 (1936).

² Vgl. zu diesen Fragen insbesondere eine kritische Gegenüberstellung der verschiedenen Hörtheorien von M. GILDEMEISTER: *Z. Hals- usw. Heilkunde* **27**, 299 (1930).

³ BÉKÉSY, G. v.: *Phys. Z.* **29**, 793 (1928). — Vgl. insbesondere auch eine von G. v. BÉKÉSY gegebene Übersicht über die neuere Hörphysiologie: *Elektr. Nachr.-Techn.* **12**, 71 (1935).

⁴ Auch rechnerisch lassen sich, wie dies eine eingehende Arbeit von O. RANKE (*Die Gleichrichter-Resonanztheorie*. München 1931) zeigt, die hydrodynamischen Vorgänge in der Schnecke gut erfassen.

⁵ OHM, G. S.: *Pogg. Ann. Phys. u. Chem.* **135**, 513 (1843); **138**, 1 (1844).

⁶ HELMHOLTZ, H. v.: *Die Lehre von den Tonempfindungen*. 6. Aufl., S. 97. Braunschweig 1913.

maßen zusammengefaßt: „Das menschliche Ohr empfindet nur eine pendelartige Schwingung der Luft als einfachen Ton, jede andere periodische Luftbewegung zerlegt es in eine Reihe von pendelartigen Schwingungen und empfindet die diesen entsprechende Reihe von Tönen“¹. Man bezeichnet diesen Satz als OHMSches Gesetz der Akustik. Stärke und Frequenz der einzelnen Komponenten bestimmen die beim Auffallen eines Klanges entstehende Gesamtempfindung; sie sind maßgebend für die „Klangfarbe“ des Klanges. Die Phasen der einzelnen Teiltöne sind, wie HELMHOLTZ in seiner Lehre von den Tonempfindungen zeigen konnte, auf die subjektive Empfindung ohne wesentlichen Einfluß. Nur durch ganz speziell angelegte Versuche läßt sich eine Abhängigkeit der Klangfarbe von der Phasenlage nachweisen².

Treffen auf das Gehörorgan 2 Töne verschiedener Frequenz, so treten für die subjektive Empfindung Erscheinungen auf, die für den Hörmechanismus wichtig sind.

Fällt auf das Ohr ein lauter Ton und ein leiser Ton verschiedener Höhe, so wird dann, wenn der Lautstärkenunterschied groß genug ist, nur der laute Ton empfunden, der leise Ton verschwindet. Man nennt diese zuerst von A. M. MAYER³ beobachtete Erscheinung den „Verdeckungseffekt“. Eingehende Untersuchungen über diesen Effekt wurden von R. L. WEGEL und C. E. LANE⁴ ausgeführt. Es wurde hierbei insbesondere bestimmt, wie stark man einen Sinuston (der ohne Anwesenheit des verdeckenden Tones den Schwellendruck p_0 besitzt) steigern muß, damit er auch bei Anwesenheit des verdeckenden Tones wieder hörbar wird. Beim Wiederhörbarwerden möge er den Schalldruck p_2 besitzen; p_2/p_0 bezeichnet man als „Verdeckungsgrad“. In Abb. 166 ist der Verdeckungsgrad für Töne verschiedener Höhe dargestellt. Der verdeckende Ton besaß jeweils die Frequenz von 800 Hz. Die Abbildung zeigt, daß der Verdeckungsgrad dann verhältnismäßig klein ist, wenn der verdeckende Ton wesentlich höher liegt als der verdeckte Ton, daß aber der Verdeckungsgrad sehr groß werden kann, wenn der verdeckende Ton wesentlich tiefer liegt als der verdeckte. In Abb. 167 ist die Abhängigkeit des Verdeckungseffektes von der Frequenz des verdeckten Tones dargestellt, und zwar bezieht sich die unterste Kurve auf eine Druck-

¹ Das Ohr verhält sich hiernach ähnlich wie ein Fourieranalysator; seine Arbeitsweise weicht allerdings von der eines idealen mathematischen Analysators ab; es besitzt nur eine endliche Trennschärfe, seine Charakteristik ist eine nicht-lineare u. a. m. Vgl. zu diesen Fragen insbesondere F. TRENDELENBURG: ETZ **60**, 449 (1939).

² Vgl. insbesondere E. K. CHAPIN u. F. A. FIRESTONE: J. acoust. Soc. Amer. **5**, 173 (1934).

³ MAYER, A. M.: Phil. Mag. **11**, 500 (1876).

⁴ WEGEL, R. L., u. C. E. LANE: Phys. Rev. **23**, 266 (1924). — FLETCHER, H., u. W. A. MUNSON: J. acoust. Soc. Amer. **9**, 1 (1937). — FLETCHER, H.: J. acoust. Soc. Amer. **9**, 275 (1938).

amplitude des verdeckenden Tones vom 160fachen Wert des Schwellenwertes, die mittlere auf eine Amplitude vom 1000fachen Wert, die oberste vom 10000fachen, die Frequenz des verdeckten Tones betrug

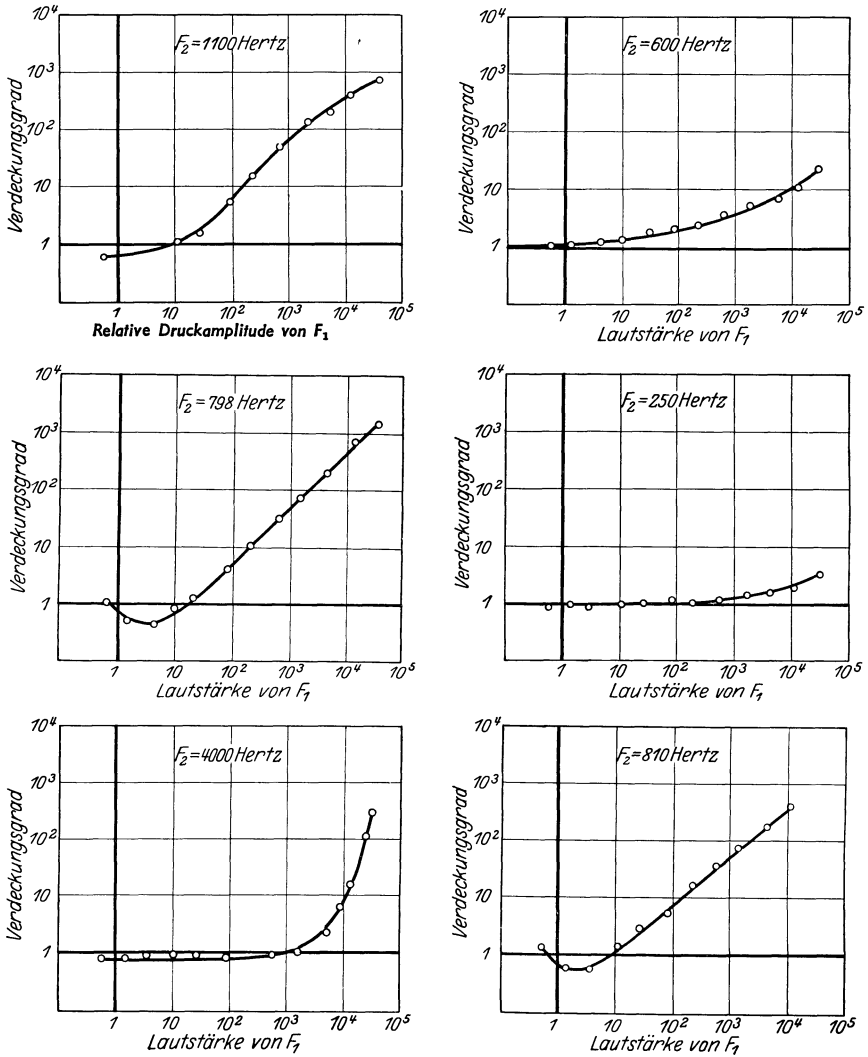


Abb. 166. Der Verdeckungseffekt bei verschiedenen Tonhöhen. (Nach R. L. WEGEL und C. E. LANE¹.)

jeweils 1200 Hz. Der Verdeckungsgrad wächst bei Annäherung der Frequenz der beiden in Frage stehenden Töne zunächst an; dann aber, wenn die Frequenz des verdeckten und des zu verdeckenden Tones

¹ In Abb. 166 sind die Abszissen versehentlich mit Lautstärke statt mit Schallstärke bezeichnet.

nahezu übereinstimmen, wird der Verdeckungsgrad wieder geringer. Diese Erscheinung ist so zu deuten, daß in dem betreffenden Frequenzbereich Schwebungen zwischen dem verdeckenden und dem verdeckten Ton auftreten, die das Heraushören des zu verdeckenden Tones erleichtern — wir werden auf die Frage der Schwebungen gleich noch zu sprechen kommen. Es ist interessant festzustellen, daß der gleiche Effekt auch dann bemerkbar wird, wenn die Frequenz des zu verdeckenden Tones ungefähr die doppelte bzw. die dreifache des verdeckten Tones ist. Dieser Effekt liegt nicht etwa daran, daß der verdeckende Ton nicht sinusförmig gewesen sei, sondern er kommt durch die nicht-linearen Erscheinungen im Ohr, auf welche wir weiter unten zu sprechen kommen werden, zustande.

Fallen auf das Ohr zwei Töne, deren Frequenzabstand nur ein sehr geringer ist, so nimmt man subjektiv nur einen einzigen Ton wahr,

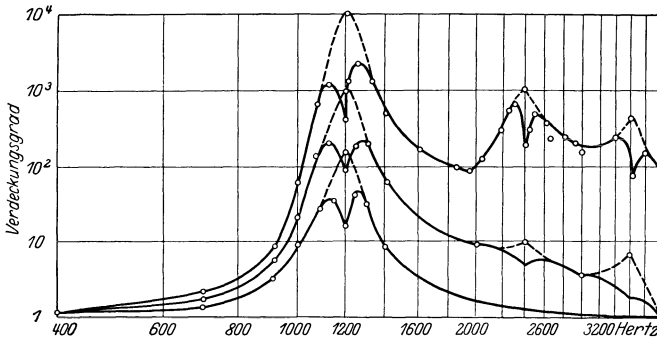


Abb. 167. Frequenzabhängigkeit des Verdeckungseffektes. (Nach R. L. WEGEL und C. E. LANE.)

dessen Höhe zwischen der Tonhöhe der beiden einzelnen Töne liegt. Der zur Empfindung kommende Ton besitzt aber nicht dauernd die gleiche Stärke, sondern die Stärke schwankt mit der Frequenzdifferenz der beiden einfallenden Töne. Ist f_1 die Frequenz des einen Tones, ist f_2 diejenige des zweiten Tones, so hört das Ohr $f_1 - f_2$ sekundliche „Schwebungen“. Die Tatsache, daß das Gehörorgan zwei eng benachbarte Töne nicht einzeln empfindet, sondern sie zu einem Schwebungston verschmilzt, zeigt, daß beim Auffallen eines Tones nicht ein örtlich extrem begrenzter Bereich des Analysiersystems — der Basilmembran — erregt wird, sondern daß im Gegenteil eine gewisse Erregungsbreite vorliegt. Unter dem Blickwinkel der Resonanzhypothese betrachtet, würde dies also bedeuten, daß die Einzelresonatoren nicht extrem schwach gedämpft sind, sondern daß die Resonanzkurve eine verhältnismäßig breite ist; auch die der Erregungsstelle benachbarten Nervenendigungen werden noch merklich erregt. Würde tatsächlich auf jeden der beiden einfallenden Töne nur ein extrem enger Bereich ansprechen, so würde das

Ohr die beiden einfallenden Töne getrennt, aber in zeitlich dauernd gleicher Stärke wahrnehmen; wir haben auf diese Frage bereits in Ziff. 2, S. 7 bei der analytischen Behandlung der Schwebungsvorgänge hingewiesen¹.

Man kann Schwebungen selbst dann noch beobachten, wenn die Frequenz der beiden einfallenden Töne nahezu identisch ist. So konnte RAYLEIGH noch Schwebungen von 24 sec Dauer, d. h. also, von einer Frequenzdifferenz der beiden einfallenden Töne von nur $\frac{1}{24}$ Hz wahrnehmen. F. LINDIG² bezeichnet sogar Schwebungen von 80—90 sec Dauer noch als wahrnehmbar. Die obere Grenze der Hörbarkeit von Schwebungen liegt nach H. v. HELMHOLTZ³ bei 132 Schwebungen, nach C. STUMPF⁴ bei 400 Schwebungen pro Sekunde. Bei langsamen Schwebungen hört man ganz deutlich das An- und Abschwellen des Tones, bei schnelleren empfindet man einen rollenden oder rasselnden Schwebungston, sehr schnelle Schwebungen werden nur als eine Art von Rauigkeit empfunden.

Die Schwebungserscheinungen, und zwar insbesondere die mit schnellen Schwebungen verbundenen Rauigkeiten sind von großer Bedeutung für die Fragen des Zusammenklanges von musikalischen Klängen. Treffen auf das Gehör zwei Klänge verschiedener Höhe, so wird der Zusammenklang je nach der Größe des Intervalls der beiden Klänge als angenehm bzw. unangenehm — oder wie man zu sagen pflegt, als „konsonant“ oder als „dissonant“ — empfunden. Nach H. v. HELMHOLTZ⁵ hängt der Grad der Dissonanz von der Stärke der durch das Schweben der verschiedenen Partialtöne der beiden Klänge hervorgerufenen Rauigkeiten ab. Akkorde sind um so weniger dissonant, je mehr und je kräftigere Partialtöne übereinstimmen. Die Konsonanz ist nach HELMHOLTZ also durch das Fehlen von Schwebungen charakterisiert. Über die verschiedenen Grade der Konsonanz gibt HELMHOLTZ folgendes an:

„Absolute Konsonanz“ besitzen (abgesehen von dem selbstverständlichen Fall des Einklängs) solche Klänge, deren Grundtöne im Oktavverhältnis (1 : 2) oder in der Duodezime (1 : 3) stehen.

„Volle Konsonanz“ besitzt das Quintenintervall (2 : 3) und das Quartintervall (3 : 4).

¹ Die am Schwebungseffekt erkennbare endliche Analysierschärfe des Ohres folgt — worauf bereits hingewiesen wurde — auch aus dem schnellen Analysierungsvermögen bei kurz andauernden Tönen. Ganz allgemein gesprochen werden diese Erscheinungen durch die allgemeine Unsicherheitsrelation der Wellenlehre bedingt. Vgl. hierzu insbesondere Ziff. 22, S. 148.

² LINDIG, F.: Ann. Phys. (IV) **11**, 31 (1903).

³ HELMHOLTZ, H. v.: Die Lehre von den Tonempfindungen. 6. Aufl., S. 289. Braunschweig 1913.

⁴ STUMPF, C.: Tonpsychologie **2**, 474. Leipzig 1890.

⁵ HELMHOLTZ, H. v.: Die Lehre von den Tonempfindungen. 6. Aufl., S. 320. Braunschweig 1913.

„Mittlere Konsonanz“ die große Sexte (3 : 5) und die große Terz (4 : 5).

„Unvollkommene Konsonanz“ die kleine Terz (5 : 6) und die kleine Sexte (5 : 8).

Wichtige Ergänzungen zu den HELMHOLTZschen Anschauungen über Konsonanz und Dissonanz hat C. STUMPF¹ gegeben. Er glaubt, daß das Wesen der Konsonanz durch die Abwesenheit von Rauigkeiten noch nicht erschöpfend gekennzeichnet sei; er weist der Konsonanz einen gewissen positiven Empfindungsinhalt, und zwar die Empfindung einer „Verschmelzung“ zu. Nach seinen Untersuchungen nähert sich die subjektive Empfindung beim Zusammenklang zweier Klänge bald mehr, bald weniger dem Eindruck eines einzigen Klanges, und zwar tritt die „Verschmelzung“ der beiden verschiedenen Klänge um so vollkommener ein, je konsonanter das Intervall ist. Versuche zeigen, daß man tatsächlich berechtigt ist, von einer Verschmelzung von Klängen zu sprechen. Läßt man nämlich gleichzeitig zwei Klänge auf das Ohr musikalisch nicht geschulter Versuchspersonen einwirken, so werden von diesen die beiden Klänge unter Umständen fälschlich als ein Einzelklang angesprochen; als Maß für die Verschmelzungsstufe kann man die durch derartige Versuche zu ermittelnde relative Zahl der Fehlurteile benutzen. Der von STUMPF eingeführte Verschmelzungsbegriff leistet insofern mehr als die HELMHOLTZsche Auffassung, als er auch eine Charakteristik des Konsonanzgrades beim Zusammenklang von Klängen bei sehr großen Intervallen zuläßt, für große Intervalle aber versagt die HELMHOLTZsche Theorie.

Läßt man auf das Ohr zwei in ihrer Frequenz hinreichend weit auseinanderliegende Töne einwirken, so hört man bei entsprechender Stärke der beiden Töne außer den beiden Primärtönen auch noch weitere primär gar nicht vorhandene Töne, die sog. Kombinationstöne. Die Frequenz der Kombinationstöne gehorcht dem Bildungsgesetz:

$$f_k = m \cdot f_1 \pm n \cdot f_2, \quad (207)$$

wenn mit f_1 bzw. f_2 die Frequenz der Primärtöne bezeichnet wird. Besonders stark ist im allgemeinen der sog. „Differenzton“ $f_1 - f_2$ und der erste „Summationston“ $f_1 + f_2$ zu hören. Das Auftreten von Differenztönen wurde zuerst von dem deutschen Organisten W. A. SORGE (1740²) beobachtet, er hörte beim Anschlagen der reinen Quarte $c_2 g_2$ auch (als 1. Differenzton) den Ton c_1 . Die „Summationstöne“ wurden durch

¹ STUMPF, C.: Beiträge zur Akustik und Musikwissenschaft. H. 1. Konsonanz und Dissonanz, S. 35. Leipzig 1898.

² Vielfach wird fälschlich G. TARTINI als Entdecker der Kombinationstöne bezeichnet. Vgl. hierzu aber die historische kritische Abhandlung von F. SORGE: Z. techn. Phys. **13**, 223 (1932).

H. v. HELMHOLTZ¹ entdeckt. Dieser gab auch als erster eine richtige theoretische Deutung der Kombinationstoneffekte. HELMHOLTZ erklärt

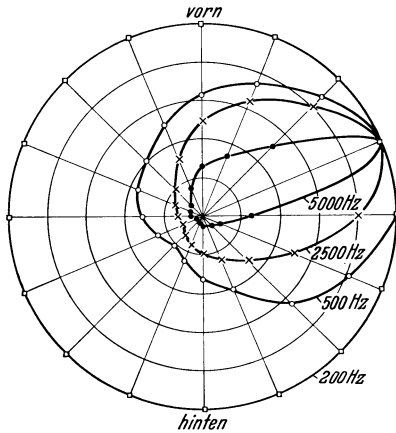


Abb. 168. Richtempfindlichkeit bei einohrigem Hören. (Nach J. TRÖGER.)

das Auftreten der Kombinationstöne durch die nichtlinearen Effekte im Gehörorgan. Wir haben bereits in Ziff. 6, S. 32 ausgeführt, daß in nichtlinearen Systemen Kombinationsschwingungen auftreten. Für das Zustandekommen der nichtlinearen Effekte kommt nach HELMHOLTZ die unsymmetrische Bauart des Trommelfells oder auch die lose Beschaffenheit des Gelenkes zwischen Hammer und Amboß in Frage. Nach neueren Untersuchungen dürfte allerdings das Trommelfell nicht als der Sitz des Effektes anzusprechen sein, durch Messungen am Gehörgang

läßt sich nämlich zeigen, daß das den Gehörgang abschließende Trommelfell im wesentlichen eine lineare Charakteristik besitzt, es müßten sonst Kombinationstöne — insbesondere der 1. Differenzton — objektiv im Gehörgang stark auftreten². Gegen die Annahme, daß die Gehörknöchelchen nichtlinear arbeiten³, läßt sich aber nichts Grundsätzliches einwenden, wenn auch zuzugeben ist, daß die nichtlinearen Effekte möglicherweise erst im inneren Ohr — also beispielsweise bei hydrodynamischen Vorgängen in der Schnecke — zustande kommen.

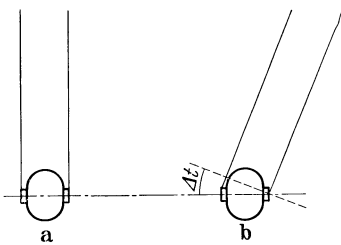


Abb. 169. Richtungseindruck bei binauralem Hören, a Schall aus der Medianebene, b Schall aus seitlicher Richtung.

Das Gehör besitzt eine ausgesprochene Richtungsempfindlichkeit. Bei der Richtempfindlichkeit des Gehörs ist zu unterscheiden zwischen der bei einohrigem Hören auftretenden

¹ HELMHOLTZ, H. v.: Berl. Ber. **1856**, 279. — Die Lehre von den Tonempfindungen. 6. Aufl., S. 254, 646. Braunschweig 1913. — Über die Lautstärke der Kombinationstöne in Abhängigkeit von der Stärke der Primärtöne vgl. H. FLETCHER: J. acoust. Soc. Amer. **1**, 311 (1930). — BÉKÉSY, G. v.: Ann. Phys. (5), **20**, 809 (1934). — LOTTERMOSER, W.: Akust. Z. **2**, 148 (1937). — BÉKÉSY, G. v.: Akust. Z. **2**, 149 (1937). — NEWMAN, E. B., S. S. STEVENS and H. DAVIS: J. acoust. Soc. Amer. **9**, 107 (1937). — KUHLE, W.: Akust. Z. **4**, 43 (1939).

² BÉKÉSY, G. v.: Ann. Phys. (5), **20**, 809 (1934). — TRENDELENBURG, F.: Klänge und Geräusche, S. 176. Berlin 1935. — BÉKÉSY, G. v.: Ann. Phys. (5), **25**, 413 (1936).

³ Vgl. insbesondere O. STUHLMANN: J. acoust. Soc. Amer. **9**, 119 (1937).

Richtungsabhängigkeit, die durch die Schattenwirkung des Kopfes zustande kommt und zwischen der Richtungsempfindlichkeit bei zwei-ohrigem Hören, die durch ein Zusammenwirken von physikalischen und psychologischen Vorgängen bedingt ist. Der Verlauf der einohrigen Richtcharakteristik (Abb. 168)¹ ist nach den in Ziff. 27, S. 188 gebrachten Ausführungen leicht zu verstehen. Die Richtungsempfindlichkeit bei binauralem Hören steht in Verbindung mit der zeitlichen



Abb. 170. Richtungshörer zum binauralen Schallempfänger. („Electroacoustic Hörer“ nach E. KUTZSCHER².)

Differenz des Einfalls von Schallwellen am rechten bzw. am linken Ohr³ (Abb. 169). Überschreitet die Zeitdifferenz einen gewissen kleinen Betrag ($\Delta t \cong 3 \cdot 10^{-5}$ sec), so rückt der Gehöreindruck aus der Medianebene des Kopfes heraus, die Schallquelle scheint dann seitlich zu liegen. Bei einer Zeitdifferenz von ungefähr $63 \cdot 10^{-5}$ sec scheint der Schall von

¹ Nach J. TRÖGER: Phys. Z. **31**, 26 (1930).

² KUTZSCHER, E.: Z. VDI **80**, 995 (1936).

³ HORNPOSTEL, E. M. v., u. M. WERTHEIMER: Phys. Ber. **1920**, Nr 20, 388. — Vgl. hierzu auch G. v. BÉKÉSY: Phys. Z. **30**, 721 (1929). — REICH, M., u. H. BEHRENS: Z. techn. Phys. **14**, 1 (1933). (Diese Arbeit behandelt die Abhängigkeit der Schärfe des Richtungseindrucks von der Schallzusammensetzung.)

90° seitlich her zu kommen. Wird die Zeitdifferenz noch größer, so wird der Schalleindruck verschwommen, der plastische Binauraleindruck geht dann verloren; man spricht dann von einem Schalleindruck im Überwinkelgebiet.

Der Binauraleffekt kann zur Richtungsbestimmung von Flugzeugschall benutzt werden¹. Abb. 170 zeigt ein nach der Binauralmethode arbeitendes Horchgerät für Flugzeugschall². Das Gerät weist zwei Trichterpaare auf, eins für die Seiten-, eins für die Höhenrichtung. Ein Trichter jeden Paares ist mit dem rechten Ohr, der andere mit dem linken Ohr eines Beobachters verbunden. Der Höhen- und Seitenbeobachter dreht das Gerät nun jeweils so ein, daß das Flugzeug in der Medianebene zu liegen scheint. Die Peilgenauigkeit ist infolge der gegenüber dem normalen Ohrabstand stark vergrößerten Basislänge eine recht hohe.

30. Schallaufzeichnung.

Zur Aufzeichnung von Schallvorgängen zwecks späterer Wiedergabe stehen mechanisch bzw. elektromechanisch wirkende Verfahren, photographisch arbeitende Filmverfahren und magnetische Verfahren, bei denen die Niederschrift auf einem Stahldraht oder Stahlband erfolgt, zur Verfügung.

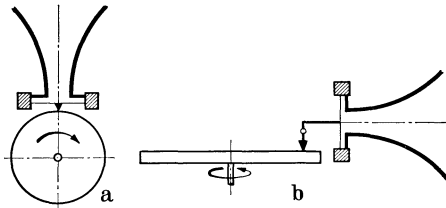


Abb. 171. Mechanische Schallaufzeichnung in Tiefenschrift (a) und in Seitenschrift (b) (schematisch).

Die mechanischen Aufzeichnungsverfahren³ gehen auf die von TH. A. EDISON 1877 getätigte Erfindung des Phonographen zurück³. Der „Phonograph“ enthält als schallempfangendes System eine Membran;

die Membran ist mit einem Schreibstift verbunden, welcher auf eine rotierende Wachswalze arbeitet (Abb. 171). In Abhängigkeit von der durch den Schall erzwungenen Membranschwingung gräbt der Stift eine Furche verschiedener Tiefe in die Wachswalze ein („Tiefenschrift“ oder „Edisonschrift“). Die Wachswalze verschiebt sich während der Aufnahme allmählich längs einer Achse, so daß die Furche als Spirale sehr geringer Steigung über die Wachswalze läuft. Bei den neuzeitlichen

¹ Vgl. insbesondere O. STUHLMANN: J. acoust. Soc. Amer. **9**, 119 (1937).

² Über Schallhorchgeräte vgl. E. WAETZMANN: Z. techn. Phys. **2**, 191 (1921). — Beitrag Anwendungen der Schallausbreitung in freien Medien von H. HECHT u. F. A. FISCHER zum Handb. d. Experimentalphysik **17**/1, (1934). — KUTZSCHER, E.: Z. VDI **80**, 995 (1936).

³ Das erste Schallregistrierungsgerät war der „Phonautograph“ von L. SCOTT (1857). SCOTT registrierte die Membranschwingungen auf einer berußten Walze. Eine Wiedergabe des Schalls war mit diesem Gerät aber noch nicht möglich.

mechanischen Aufzeichnungsgeräten erfolgt die Niederschrift nicht auf einer Walze, sondern auf einer ebenen, kreisförmigen Platte, und zwar schwingt der Schreibstift nicht senkrecht zur Plattenfläche, sondern in der Plattenebene. Die Furche erscheint als Wellenfurche gleicher Tiefe. Man nennt diese Schriftart „Seitenschrift“ oder „Berlinschrift“. Von der Wachsplatte wird auf galvanoplastischem Weg ein metallisches Negativ hergestellt, von diesem werden dann die handelsfertigen „Schwarzplatten“ — welche aus einer Mischung von Schellack, Ruß und anderen Stoffen bestehen — abgepreßt.

Die Klangtreue der rein mechanisch arbeitenden Aufzeichnungsgeräte ist nur verhältnismäßig gering. Mit Rücksicht auf eine ausreichende Empfindlichkeit muß man die Membranresonanz in das zu übertragende Gebiet legen; es ist dann nicht möglich, eine gleichmäßige, insbesondere bis zu hohen Frequenzen reichende Wiedergabe zu erhalten.

Einen außerordentlichen Fortschritt gegen die mechanisch arbeitenden Verfahren bedeutete die Einführung mechanisch-elektrischer Verfahren¹. Abb. 172 zeigt einen Schnitt durch einen elektromechanischen Plattenschneider, und zwar einen solchen, der nach dem elektromagnetischen Prinzip arbeitet. Eine Zunge aus magnetisch weichem Material befindet sich im Feld eines Permanentmagneten. Über der Zunge liegt eine Wicklung, wird durch diese ein Strom geschickt, so führt die Zunge Biegungsschwingungen aus. Am Zungenende befindet sich der zum Schreiben dienende Saphirstift. Die Eigenschwingung der Zunge wird sehr hoch — möglichst an die obere Grenze des für die Aufzeichnung wichtigen Frequenzbereichs oder noch über diesen hinaus — gelegt. Durch eine Gummidämpfung wird die Eigenschwingung stark gedämpft,

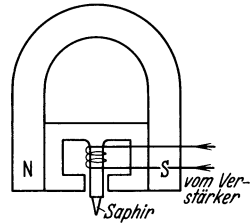


Abb. 172. Plattenschneider.
Konstruktive Anordnung.

¹ Über elektro-mechanische Aufzeichnungsverfahren vgl. insbesondere: MAX-FIELD, J. P., and H. C. HARRISON: *Bell Syst. techn. J.* **5**, 493 (1926). — KELLOGG, E. W.: *J. Amer. Inst. electr. Engng.* **46**, 1041 (1927). — ELMER, L. A., u. D. G. BLATTNER: *Trans. Mot. Pict. Engr.* **13**, 227 (1929). — FREDERICK, H. A.: *Bell Syst. techn. J.* **8**, 159 (1929) — *J. Mot. Pict. Engrs.* **18**, 141 (1930). *J. acoust. Soc. Amer.* **4**, 7 (1932). — A. FORSTMANN *ETZ* **52**, 1080, 1114 (1931). — FREDERICK, H. A., u. H. C. HARRISON: *Electr. Engng.* **52**, 183 (1933). — BUCHMANN, G., u. E. MEYER: *Elektr. Nachr.-Techn.* **8**, 218 (1931). — HATSCHKE, P.: *Kinotechn.* **14**, 273 (1932). — KLUGE, M.: *Hochfrequenztechn.* **40**, 55 (1932). — EMDE, H. u. O. VIERLING: *Hochfrequenztechn.* **41**, 210 (1933). — GUNDLACH, F. W.: *Funktechn. Mh.* **12**, 468 (1933). — ARKEL, A. E. u. A. TH VAN URK: *Physica*, Haag **1**, 425 (134). — FREDERICK, H. A.: *Rev. sci. Instrum.* **5**, 177 (1934). — LE BEL, C. J.: *Electronics*, N. Y. **1937**, Okt., 25. — KELLER, A. C.: *J. acoust. Soc. Amer.* **8**, 234 (1937). — PIERCE, J. A., and F. V. HUNT: *J. acoust. Soc. Amer.* **10**, 14 (1938). — BRAUNMÜHL, H. J. v.: *Akust. Z.* **3**, 250 (1938). — LÖFGREN, E.: *Akust. Z.* **3**, 350 (1938). — HASBROUCK, H. J.: *Proc. Inst. Radio Engrs.*, N. Y. **27**, 184 (1939).

so daß eine gleichmäßige Wiedergabe aller in Betracht kommenden Frequenzen erfolgt. Man leitet die Niederschrift auf der Schallplatte im allgemeinen so, daß gleichem Schalldruck im Schallfeld gleiche Schnelle

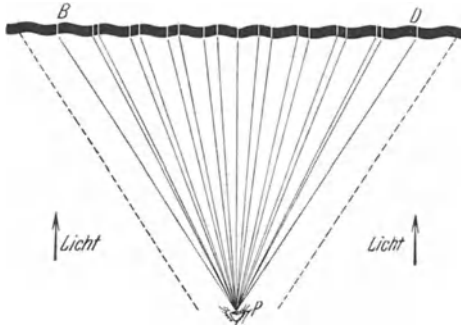


Abb. 173. Reflexion von Licht an einer Schallplattenfurche. (Nach E. MEYER und G. BUCHMANN.)

der Kurvenschrift entspricht, daß also, bezogen auf gleichen Schalldruck, die Amplitude der Kurvenschrift wie $1/\omega$ abnimmt. Bei dem elektromagnetischen Plattenschneider erreicht man diese Abhängigkeit durch entsprechende Dimensionierung der Wicklung, wählt man diese nämlich so, daß das Ausgangsrohr des vor dem Plattenschneider liegenden Verstärkers induktiv belastet ist, so fällt der Strom durch die Wicklung — auf konstante EMK. bezogen — wie $1/\omega$ ab. Abweichungen in der $1/\omega$ -Beziehung zwischen der Amplitude der Niederschrift und dem Schalldruck bestehen in dem Gebiet unterhalb 200 Hz; man schreibt dort frequenzunabhängig, da sonst die Amplitude der Kurvenschrift bei tiefen Frequenzen so groß wird, daß man in die Nachbarfurchen¹ gerät. Bei sehr hohen Frequenzen oberhalb etwa 5000 Hz läßt man die Kurvenschriftamplitude, auf gleichen Schalldruck bezogen, wie $1/\omega^2$ abfallen, da andernfalls der Krümmungsradius der Kurvenschrift so klein wird, daß die Abtastnadel den Krümmungen nicht mehr folgen kann.



Abb. 174. Breite des Lichtreflexes („Meyerbreite“), verschieden stark angesteuerter Teile einer Schallplatte. (Die Reflexionen liegen längs des in der Abbildung senkrecht verlaufenden Plattendurchmessers, nach G. BUCHMANN und E. MEYER.)

Zur Messung der Schnelle der Kurvenschrift kann ein einfaches, von G. BUCHMANN und E. MEYER² angegebenes optisches Verfahren benutzt

¹ Der Abstand der Mitten zweier Furchen beträgt bei modernen Schallplatten 0,26 mm, die Tiefe der Furche 0,1 mm. Schallplatten laufen mit 78, beim Tonfilm mit $33\frac{1}{2}$ Umdrehungen pro Minute.

² BUCHMANN, G., u. E. MEYER: Elektr. Nachr.-Techn. 7, 147 (1930).

werden. Läßt man auf eine beschriebene Schallplatte nahezu streifend ein paralleles Lichtbündel einfallen und beobachtet dann die Platte von der Richtung der Lichtquelle her (Abb. 173), so nimmt man ein leuchtendes Band wahr; die Bandbreite (die sog. „Meyerbreite“) ist dann ein unmittelbares Maß der Schnelle der auf der Platte niedergeschriebenen Kurvenschrift.

Zur Abtastung der Niederschrift werden elektrisch arbeitende „Tonabnehmer“ verwendet.

Abb. 175 zeigt die Konstruktion eines elektromagnetischen Tonabnehmers. Ein Anker aus magnetisch weichem Material ist im Spalt eines Permanentmagneten drehbar angeordnet. Beim Abläufen der Schallplatte folgt die Nadel der Schallfurche, die Ankeramplitude entspricht also der Amplitude der Kurvenschrift; die durch die Ankerbewegung an den Enden der Spule auftretende EMK. entspricht somit der Schnelle der Kurvenschrift und damit der Druckamplitude des aufgezeichneten Schallvorganges. Abb. 176 zeigt die Frequenzkurve eines Tonabnehmers; bei etwa 5000 Hz ist die Eigenresonanz der Nadel erkennbar¹.

Für die Leistungsfähigkeit von Schallaufzeichnungsverfahren ist die Frage wichtig, wo die untere Amplitudenbegrenzung und wo die obere Amplitudenbegrenzung des Verfahrens liegt. Die untere Grenze des Auf-

zeichnungsbereichs ist durch das Störgeräusch, welches bei Schallplatten vom Korn des Plattenmaterials herrührt, gegeben. Abb. 177 zeigt nach H. J. v. BRAUNMÜHL² die Spektralverteilung des Störgeräuschs, und zwar ist hier die mit dem Tonfrequenzspektrometer (Ziff. 31, S. 239) gemessene Effektivspannung pro $\frac{1}{3}$ Oktave bei physikalisch gleichmäßiger Verstärkung und bei einer Frequenzbewertung entsprechend der

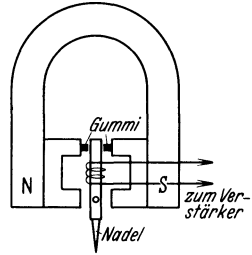


Abb. 175. Tonabnehmer.
(Konstruktive Anordnung.)

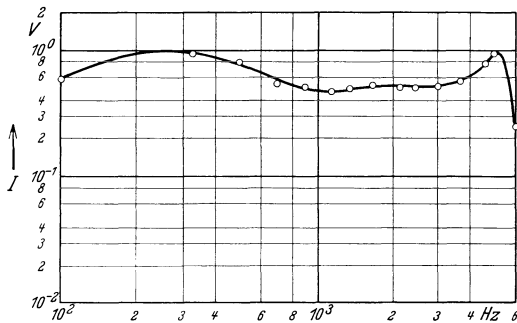


Abb. 176. Frequenzkurve eines Tonabnehmers.
(Nach E. MEYER und P. JUST.)

¹ Über Tonabnehmer vgl. E. MEYER u. P. JUST: Elektr. Nachr.-Techn. **6**, 264 (1929). — A. FORSTMANN: Elektr. Nachr.-Techn. **7**, 426 (1930). — KLUGE, M.: Z. Hochfrequenztechn. **40**, 55 (1932). — EMDE, H. u. VIERLING, O.: ebendort **41**, 210 (1933).

² BRAUNMÜHL, H. J. v.: Akust. Z. **3**, 250 (1938). — Über das Nadelgeräusch vgl. auch G. BUCHMANN u. E. MEYER: Elektr. Nachr.-Techn. **8**, 218 (1931).

Ohrkurve — also entsprechend dem subjektiven Geräuscheindruck — eingetragen. Die obere Grenze der Aufzeichnung ist dadurch gegeben, daß die nichtlinearen Verzerrungen nicht zu sehr anwachsen dürfen; eine gute Wiedergabe ist nur in der zwischen dem Eigengeräusch der Platte und der durch die nichtlinearen Verzerrungen gezogenen Grenze möglich. Zur Kennzeichnung des zulässigen Amplitudenbereichs verwendet man den Begriff der „Dynamik“¹; hierunter wird das Verhältnis der maximalen Nutzlautstärke zur Lautstärke des Störgeräuschs verstanden. Als maximale Nutzlautstärke ist diejenige Lautstärke definiert,

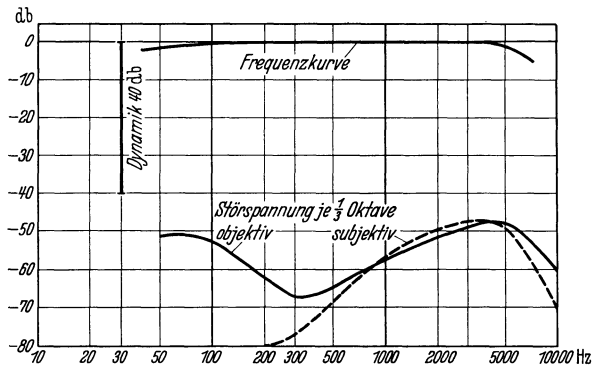


Abb. 177. Schwarzplattenwiedergabe. Plattenmaterial: Thermoplastische Schellackmischung; Plattentellerumdrehungen: 78 Umdr./min; Rillenzahl: 40 pro cm; max. Geschwindigkeitsamplitude: 12,5 cm/sec; Tonabnehmer: elektrodynamisch mit Stahlnadel; Spieldauer einer Platte: etwa 5 min. (Nach H. J. v. BRAUNMÜHL.)

bei welcher die nichtlinearen Verzerrungen unterhalb des Klirrfaktors von 5% bleiben. Beim Plattenverfahren umfaßt dieser Bereich (für Töne mittlerer Höhe) bei Wachsplatten etwa 60 db, bei Schwarzplatten etwa 40 db.

Photographische Schallaufzeichnung kann man nach dem „Intensitätsverfahren“ oder nach dem „Amplitudenverfahren“ vornehmen².

¹ Vgl. hierzu auch eine Mitteilung des Deutschen Akustischen Ausschusses [Akust. Z. 4, 62 (1939)], wo genauere Festlegungen über die Kennzeichnung der Eigenschaften von Aufzeichnungsverfahren getroffen sind. Der Begriff der Dynamik ist dort noch genauer definiert; es wird dort insbesondere zwischen „Fremdspannungsdynamik“ und „Geräuschspannungsdynamik“ eines Aufzeichnungsverfahrens unterschieden.

² Über die Filmverfahren vgl. insbesondere H. LICHTÉ: Kinotechn. 12, 499, 525 (1930). — LICHTÉ, H., u. H. TISCHNER: Jb. Forsch.-Inst. AEG 1, 13 (1930). — KEMNA, C., u. H. KLUGE: Siemens-Jb. 4, 361 (1930). — GOLDSMITH, A. N., u. BATSEL, M. C.: Proc. Inst. Radio Eng. 18, 1661 (1930). — Tonfilm, Aufnahme und Wiedergabe. Hrsg. von F. FISCHER u. H. LICHTÉ. Leipzig 1931. — HEHLGANS, F., u. H. LICHTÉ: Jb. Forsch.-Inst. AEG 2, 17, 37 (1931). — LICHTÉ, H., u. A. NARATH: Kinotechn. 14, 307, 343, 359 (1932). — FISCHER, F.: Z. techn. Phys. 13, 2 (1932). — EGGERT, J., u. R. SCHMIDT: Einführung in die Tonphotographie. Leipzig 1932. — NARATH, A.: Kinotechn. 15, 393 (1933). — FISCHER, F., u. H. LICHTÉ: Tonfilm.

Beim Intensitätsverfahren (Abb. 178) wird die Helligkeit eines Lichtstrahls durch den Schall gesteuert, und zwar benutzt man zur Helligkeitssteuerung den „Kerreffekt“. Legt man eine elektrische Spannung an zwei in einer doppeltbrechenden Flüssigkeit eingelagerte Elektroden, so dreht sich die Polarisationssebene eines durch die Flüssigkeit gesandten Lichtstrahls. Die Größe der Drehung ist innerhalb gewisser Grenzen proportional der zwischen den Elektroden liegenden Spannung. Mittels zweier gekreuzter NICOLScher Prismen werden die Drehungen der

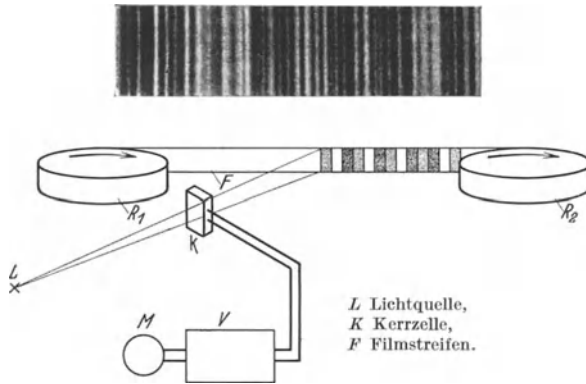


Abb. 178. Tonfilmaufzeichnung (Intensitätsverfahren).

Polarisationsebene in Helligkeitsschwankungen verwandelt. Die Helligkeitsschwankungen werden dann auf einem vorbeilaufenden Film aufgezeichnet¹. Nach dem Entwickeln erscheinen dann auf dem Film senkrecht zur Laufrichtung des Films liegende Streifen verschiedener Durchlässigkeit. Man nennt diese Schriftart auch „Sprossenschrift“.

Beim Amplitudenverfahren wird durch den Spiegel eines „Licht-
hahns“ — der ähnlich wie eine Oszillographenschleife arbeitet — ein Licht-

Handb. der techn. Akustik **2**, 349f. (Bd 17/III des Handb. d. Exper. Phys. Leipzig 1934). — KOTOWSKI, P., u. H. LICHT: Hochfrequenztechn. **43**, 60, 88 (1934) (dort ausführliche Literaturangaben). — HATSHECK, P.: Funktechn. Mh. **3**, 44 (1934). — KOTOWSKY, P.: Kinotechnik **16**, 207, 226, 240, 294, 303 (1934). — NARATH, A.: Ebendort 351, 373 (1938). — GRAJETZKY, H.: Elektr. Nachr.-Techn. **11**, 51 (1934). — NARATH, A.: Telefunkenztg. **17**, H. 73, 57 (1936). — BÜRCK, W., P. KOTOWSKI u. H. LICHT: Elektr. Nachr.-Techn. **13**, 47 (1936). — HUNT, F. L.: Rev. sci. Instrum. **7**, 323 (1936). — NARATH, A.: Z. techn. Phys. **18**, 121 (1937). — GERLACH, E.: Journ. Soc. Mot. Pict. Eng. **29**, 388 (1937). — VOX, W.: Akust. Z. **3**, 302 (1938).

¹ Bemerkt sei, daß sich eine praktisch trägheitsfreie Steuerung der Helligkeit eines Lichtstrahls außer durch den obenerwähnten Kerreffekt auch unter Vermittlung der Lichtbeugung an Ultraschall (Ziff. 13, S. 79) durchführen läßt. Vgl. hierzu J. H. JEFFREE: Television, Lond. **9**, 260 (1936). — BECKER, H. E. R.: Hochfrequenztechn. **48**, 89 (1936). — MAERCKS, O.: Phys. Z. **37**, 562 (1936). — OTTERBEIN, G.: ETZ **60**, 161 (1939).

band derart abgelenkt (Abb. 179), daß auf dem vorbeilaufenden Film ein Streifen wechselnder Breite beleuchtet wird. Nach der Entwicklung erscheint dann also ein Teil des Films geschwärzt, während der andere Teil durchlässig bleibt. Die Teilungsbreite entspricht dem momentanen Schalldruck. Man bezeichnet diese Schriftart als „Zackenschrift“. Meist verwendet man allerdings — und zwar insbesondere auf die Verringerung nichtlinearer Verzerrungen — nicht eine Einfachzackenschrift, sondern eine Mehrfachzackenschrift.

Zur Wiedergabe der Filme läuft¹ der Film über einen Spalt ab, unter dem sich eine Photozelle befindet, welche die am Spalt auftretenden Helligkeitsschwankungen in elektrische Spannungen umsetzt. Der

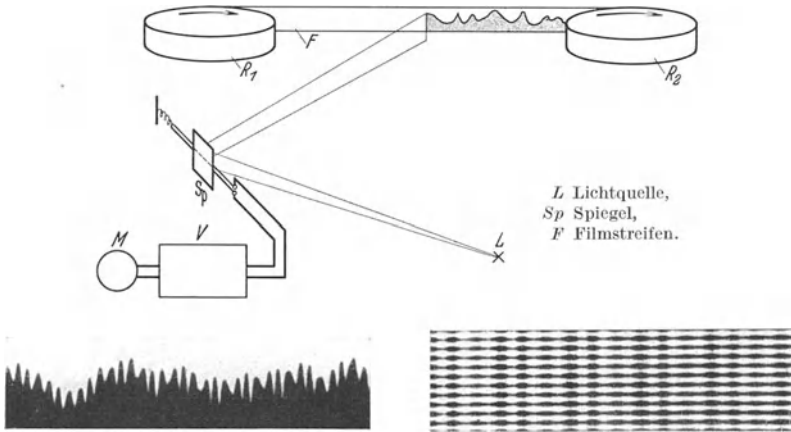


Abb. 179. Tonfilmaufzeichnung (Amplitudenverfahren; Einzacken- bzw. Vielzackenschrift).

Frequenzumfang der Filmverfahren ist nach tiefen Frequenzen hin unbegrenzt, nach hohen Frequenzen liegt die Begrenzung in der endlichen Breite der bei der Aufzeichnung bzw. Wiedergabe benutzten Spalte. Ist nämlich die Wellenlänge der Aufzeichnung (die sog. „Tonlänge“) nicht mehr groß gegen die Spaltbreite, so setzt ein Intensitätsabfall ein, bis dann, wenn die Tonlänge mit der Spaltbreite übereinstimmt, die Helligkeitsschwankung zu Null wird. Bei noch kleineren Tonlängen würde dann wieder Helligkeitsschwankung auftreten; für das Verhältnis Tonlänge zu Spaltbreite = $1/2$ verschwindet die Helligkeitsschwankung wieder und so fort. Abb. 180 zeigt den durch die endliche Spaltbreite hervorgerufenen Intensitätsabfall bei hohen Frequenzen². Man verwendet in der Praxis mit Rücksicht auf Beugungseffekte eine Spaltbreite von meist nicht weniger als etwa 20μ , bei 20μ hat man bei 7000 Hz einen Intensitätsabfall von rund 30%.

¹ Die Filmgeschwindigkeit beträgt normalerweise 456 mm/sec.

² Nach H. JOACHIM: Z. techn. Phys. **11**, 168 (1930).

Sehr wichtig ist die genau planparallele Justierung von Aufnahme-
spalt und Wiedergabespalt, sind die Spalte bei Aufnahme und Wieder-
gabe nicht genau parallel, so tritt beim Intensitätsverfahren ein Abfall
für die hohen Frequenzen auf¹; ein Justierungsfehler von nur $0,5^\circ$ der
beiden Spalten bewirkt bei
10000 Hz einen Intensitäts-
abfall von 35%. Beim Ampli-
tudenverfahren führt, wie
Abb. 181 zeigt, eine Schräg-
stellung der Spalte zu nicht-
linearen Verzerrungen. Fehler
von Bruchteilen von einem
Grad in der Justierung
machen sich bereits subjek-
tiv störend bemerkbar. Bei
Verwendung von Mehr-
zackenschrift gehen die nicht-
linearen Verzerrungen pro-
portional zur Zahl der Zacken
zurück. Beim Intensitäts-
verfahren treten starke nicht-

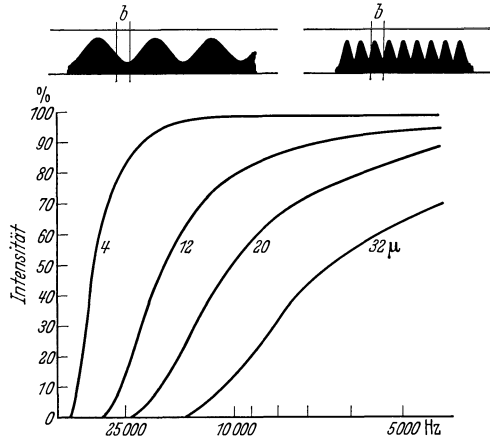


Abb. 180. Einfluß der endlichen Spaltbreite auf die Frequenzkurve einer Tonfilmanordnung.

lineare Verzerrungen dann auf, wenn die photo-chemischen Prozesse beim
Entwickeln der Filme unrichtig geführt werden. Genau wie bei allen sonsti-
gen photographischen Aufnahmen sind auch bei Tonfilmaufnahmen die
Helligkeitswerte nur dann richtig abgestuft, wenn die „Gradationskurve“

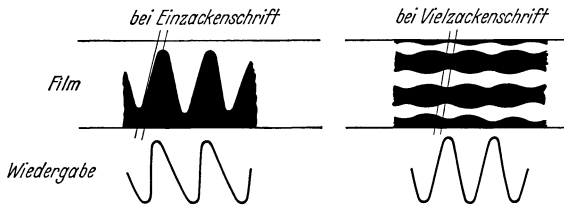


Abb. 181. Nichtlineare Verzerrungen beim Amplitudenverfahren durch schräg stehenden Spalt (schematisch).

des Positivfilms und des Negativfilms in richtiger Weise zueinander pas-
sen. In Abb. 182 ist die Gradationskurve einer Filmemulsion dargestellt,
die Abszisse dieser Kurve ist die im logarithmischen Maß aufgetragene
Lichtintensität bei der Filmbelichtung, die Ordinate ist die nach dem Ent-
wickeln vorhandene „Schwärzung“, und zwar wird unter Schwärzung der
Logarithmus des Verhältnisses der Intensität des vom Film durchgelasse-
nen Lichts zur Intensität des auf den Film auffallenden Lichts verstanden.

¹ Vgl. H. FRIESER u. W. PISTOR: Z. techn. Phys. **12**, 116 (1931).

Eine lineare Beziehung zwischen der von der Kerrzelle gesteuerten, auf den Aufnahme­film fallenden Helligkeit und der durch den Wiedergabefilm auf die Photozelle fallenden Helligkeit besteht nur dann, wenn die sog. GOLDBERGSche Beziehung $\gamma_{\text{pos}} \cdot \gamma_{\text{neg}} = 1$ erfüllt ist, hierbei bedeutet

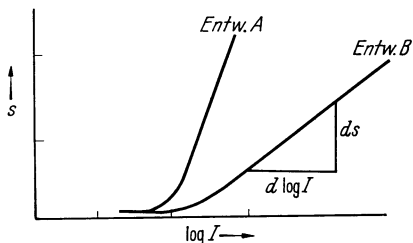


Abb. 182. Gradationskurve einer photographischen Emulsion, *A* bei hart arbeitendem, *B* bei weich arbeitendem Entwickler.

γ die Steilheit $= dS/d \log I$ des Films; weicht das „Gamma­produkt“ von 1 ab, so machen sich nichtlineare Verzerrungen bemerkbar. Einem Gamma­produkt von 1,18 entspricht bereits ein Klirrfaktor von 6%, einem solchen von 1,42 ein Klirrfaktor von 14%. Die Einhaltung des richtigen Gamma­produkts stößt insofern auf nicht unerhebliche Schwierigkeiten, als der Verlauf der Gradationskurve einer

Emulsion durchaus nicht nur von der Emulsionsart selbst, sondern auch von der Entwicklerzusammensetzung und von der Entwickler­temperatur stark abhängt¹. Beim Amplitudenverfahren kommen im Gegenteil zu dem Intensitätsverfahren bei unrichtiger Entwicklung

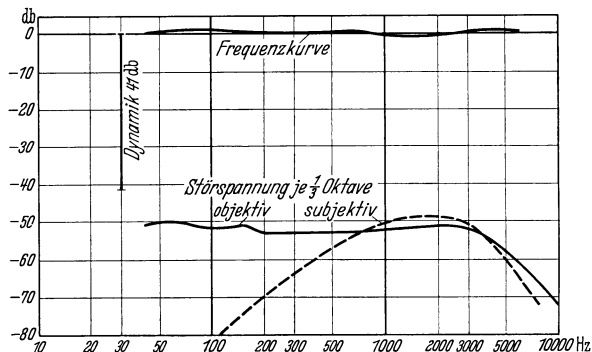


Abb. 183. Schallfilmverfahren. Aufnahmematerial: Agfa TF 4; Filmbreite: 5,83 mm; Spaltbreite: 0,008 mm; Filmgeschwindigkeit: 45,6 cm/sec; Aufzeichnungsverfahren: Vielzackenschrift mit 14 Tonspuren; Breite der Filmspur: 2,4 mm; Wiedergedauer einer Spule: 11 Minuten. (Nach H. J. v. BRAUNMÜHL.)

keine nichtlinearen Verzerrungen zustande, es ist dies ein erheblicher Vorteil der Zackenschriftverfahren.

Die Tonfilmverfahren erreichen eine Dynamik von etwas über 40 db. Vorteilhaft ist insbesondere die Tatsache, daß der ausnutzbare Aufzeichnungsbereich auch bei sehr tiefen Frequenzen verhältnismäßig groß ist,

¹ Vgl. hierzu E. GOLDBERG: Der Aufbau des photographischen Bildes. 2. Aufl., S. 64. Halle 1925. — LICHTER, H.: Kinotechn. **12**, 499, 529 (1930). — LICHTER, H., u. H. TISCHNER: Jb. Forsch.-Inst. AEG **1**, 13 (1930).

da das Störgeräusch der Filme nicht — wie bei den Schallplatten — nach tiefen Frequenzen hin stark ansteigt, sondern ein einigermaßen frequenz-unabhängiges Spektrum besitzt (vgl. Abb. 183).

Ein mit mechanischer Niederschrift, aber mit optischer Wiedergabe wirkendes Schallaufzeichnungsverfahren ist das sog. PHILIPS-MILLER-Verfahren¹. Der Schall wird auf einem durchsichtigen Filmband aufgezeichnet, auf dessen Oberfläche eine sehr dünne, lichtundurchlässige Schicht liegt (Abb. 184). Zur Niederschrift dient ein Stichel, der nach Art eines Tiefenschriftschneiders arbeitet, je nach der Eindringtiefe des Stichels wird dann ein verschieden breiter Streifen der lichtundurchlässigen Schicht herausgehoben. Läßt man den Film über einen Spalt oder über eine Photozelle ablaufen, so wird er — wie ein in Zackenschrift niedergeschriebener Tonfilm — wiedergegeben.

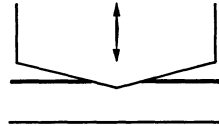


Abb. 184. Philips-Miller-Verfahren zur Schallaufzeichnung.

Zur magnetischen Schallaufzeichnung² kann man Stahlbänder verwenden, welche durch einen von den aufzuzeichnenden Strömen durchflossenen Sprechkopf magnetisiert werden; auf dem Stahlband wechseln also nach der Niederschrift Stellen stärkerer und geringerer Magnetisierung miteinander ab. Die Wiedergabe erfolgt durch einen dem Sprech-

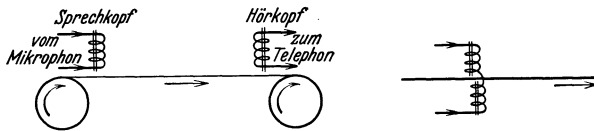


Abb. 185. Magnetische Schallaufzeichnung (a prinzipielle Anordnung, b Doppelsprechkopf).

kopf ähnlich gebauten Hörkopf (Abb. 185). Neuerdings ist es gelungen, das Stahlband durch einen filmartigen Träger zu ersetzen, auf dem eine magnetisch wirksame Schicht aufgebracht („Magnetophonverfahren“³). Derartige Träger haben den Vorteil, daß sie wesentlich leichter sind als Stahlband und weiterhin den praktisch besonders wichtigen Vorzug, daß man solche Teile der Niederschrift, welche nicht wiedergegeben werden sollen, aus dem Film herausschneiden kann und diesen dann später wieder zusammenkleben kann. Die magnetische Niederschrift ist nach

¹ Vgl. R. VERMEULEN: Soc. Franç. Phot. Cin. Bull. **23**, 40 (1936). — Akust. Z. **3**, 65 (1938).

² Das Stahlbandverfahren wurde von V. POULSEN angegeben [Ann. Phys. (4), **3**, 754 (1900)]. — Vgl. weiterhin C. STILLE: ETZ **51**, 449 (1930). — MEYER, E., u. E. SCHÜLLER: Z. techn. Phys. **13**, 593 (1932). — HORMANN, E.: Elektr. Nachr.-Techn. **9**, 388 (1932). — BRAUNMÜHL, H. J. v.: Funk **1934**, 825. — HICKMANN, C. N.: Bell Syst. techn. J. **16**, 165 (1937). — BARRETT, A. E., u. C. J. F. TWEED: J. Instn. electr. Engts. **1938**, 495.

³ SCHÜLLER, E.: ETZ **56**, 1219 (1935). — Vgl. hierzu auch H. LÜBECK: Akust. Z. **2**, 273 (1937).

tiefen Frequenzen hin unbegrenzt, nach hohen Frequenzen hin ist — ähnlich wie bei einem Tonfilm — eine Grenze durch die endliche „magnetische Spaltbreite“ gegeben. Nichtlineare Verzerrungen treten beim magnetischen Verfahren dann ein, wenn die Grenze des linearen Bereichs der magnetischen Kurve überschritten wird. Beim Magnetophon wird

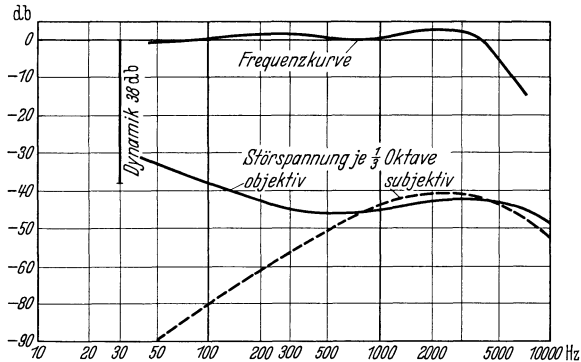


Abb. 186. Magnetophonverfahren. Aufnahmematerial: Sicherheitsfilm mit einer Spezialeisen-schicht; Filmbreite: 6,5 mm; Filmdicke: 0,08 mm; Filmgeschwindigkeit: etwa 77 cm/sec; Wieder-gabedauer einer Spule: 20 min. (Nach H. J. v. BRAUNMÜHL.)

eine Dynamik von etwa 38 db erreicht. Über die Frequenzkurve, das Störgeräusch und die Dynamik des Magnetophonverfahrens gibt Abb. 186 Auskunft.

VI. Schallanalyse. Physikalische Eigenschaften natürlicher Schallvorgänge.

31. Verfahren zur Schallanalyse.

Unter Schallanalyse versteht man die Ermittlung von Stärke, Tonhöhe und Phase derjenigen sinusförmigen Komponenten, aus denen Schallvorgänge zusammengesetzt sind. Bei rein periodisch aufgebauten Schallvorgängen entspricht die Schallanalyse der Fourieranalyse, die wir in Ziff. 3, S. 9 besprochen haben. Bei nicht periodischen Vorgängen liefert die Fourierdarstellung zwar eine für den betrachteten Abschnitt des Vorganges einwandfreie und eindeutige mathematische Darstellung, außerhalb des betrachteten Abschnittes besitzt die Fourieranalyse aber keinerlei physikalische Realität; Schallanalyse — in der oben angegebenen Definition — und Fourieranalyse stimmen dann nicht mehr überein. Zu bemerken ist noch, daß praktisch häufig die Phasenlage der in einem Schallvorgang enthaltenen verschiedenen Komponenten ohne Interesse ist; so ist ja z. B. die Phasenlage für die subjektive Wahrnehmung ohne wesentliche Bedeutung (vgl. Ziff. 29, S. 215); die Schallanalyse kann sich daher praktisch meist auf die Ermittlung der Stärke

und der Tonhöhe der verschiedenen Komponenten beschränken. Weiterhin sei bemerkt, daß häufig nicht die Aufgabe vorliegt, die genaue Stärke sämtlicher Komponenten im einzelnen zu ermitteln, sondern daß die Aufgabe nur darin besteht, die Stärke verschiedener Tonbereiche, beispielsweise die Stärke von Oktavbereichen oder Bereichen von Teilen einer Oktave kennenzulernen. Man pflegt im weiteren Sinn die Ermittlung der Stärke bestimmter Tonbereiche auch als Schallanalyse zu be-

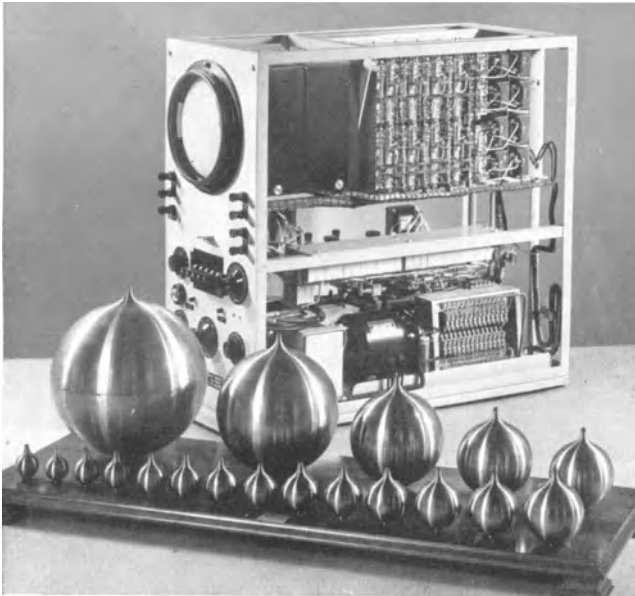


Abb. 187. Helmholtzresonatoren. (Im Hintergrund ein Tonfrequenzspektrometer.)

zeichnen. Zur Kennzeichnung der Stärke benutzt man fast durchweg den Effektivwert des Schalldruckes.

Die außerordentlich geringen Energiemengen, die im allgemeinen bei akustischen Prozessen umgesetzt werden, verschlossen der älteren Forschung die Möglichkeit, leistungsfähige objektiv anzeigende Schallanalysenverfahren auszubauen. Die ältere Forschung war bis zu dem Augenblick, wo mit der Einführung der Verstärkerröhre eine Umwälzung der gesamten akustischen Meßtechnik einsetzte, im wesentlichen auf Verfahren angewiesen, bei denen das Ohr als Beobachtungsinstrument benutzt wurde.

H. v. HELMHOLTZ hat dadurch, daß er das Ohr mit einem physikalischen Hilfsgerät — den „Ohrresonatoren“ — ausrüstete, die Genauigkeit subjektiver Messungen der Zusammensetzung von Schallvorgängen außerordentlich verbessert. In Abb. 187 ist ein Satz von Ohrresonatoren,

wie sie HELMHOLTZ bei seinen Versuchen benutzte, abgebildet¹. HELMHOLTZ gewann dadurch, daß er nacheinander die verschieden abgestimmten Resonatoren² in den Gehörgang einsetzte, und subjektiv beobachtete, ob und wie stark die einzelnen Resonatoren ansprechen, sehr wichtige Aufschlüsse über die Struktur von Vokalklängen und Musikklangen. Auch C. STUMPF³ benutzte bei seinen umfangreichen Klanguntersuchungen einen Satz von Resonatoren, allerdings nicht Ohrresonatoren, sondern Stimmgabeln; die Stärke des Mitklagens der verschieden abgestimmten Gabeln beobachtete er subjektiv. Man kann nur immer von neuem bewundern, welche genaue — größtenteils mit den modernen mit großen Hilfsmitteln durchgeführten Untersuchungen völlig übereinstimmende — Feststellungen H. v. HELMHOLTZ und C. STUMPF mit den skizzierten Methoden machten.

Bald nach Einführung der Verstärkerröhre in die Meßtechnik wurden Verfahren entwickelt, die den zeitlichen Verlauf der Schallvorgänge mit großer Genauigkeit aufzeichneten, so daß nunmehr eine Möglichkeit geschaffen war, durch rechnerische oder mechanische Fourieranalyse (vgl. Ziff. 3, S. 9) der registrierten Kurven objektiv gesicherte Aussagen über die Zusammensetzung von Schallvorgängen zu machen.

Bei der Aufzeichnung des zeitlichen Verlaufs von Schallvorgängen bedient man sich elektrischer Schallempfänger, und zwar bei solchen Aussagen, die größere Genauigkeit erfordern, fast ausschließlich eines Kondensatormikrophons. Das Kondensatormikrophon steuert einen Verstärker, und der Ausgangsstrom des Verstärkers wird dann mit einem Schleifenoszillograph⁴ oder auch mit einem Kathodenstrahloszillograph (mit einem „BRAUNschen Rohr“) aufgezeichnet. Beim Schleifenoszillograph dient als Registriersystem ein vom Strom durchflossenes, in einem Magnetfeld in Form einer Schleife ausgespanntes dünnes Metallband. Fließt ein Strom durch die Schleife, so wird durch die Wechselwirkung von Strom und Magnetfeld der eine Teil des Bandes vorwärts, der andere Teil des Bandes rückwärts, und zwar senkrecht zu den Kraftlinien des Feldes bewegt, ein auf die Schleife geklebtes Spiegelchen führt daher eine Drehung aus. Mittels eines Lichtstrahls wird die Drehung des

¹ HELMHOLTZ, H. v.: Die Lehre von den Tonempfindungen. 6. Aufl., S. 72. Braunschweig 1913.

² Über die Wirkungsweise des Helmholtzresonators vgl. Ziff. 24, S. 161.

³ STUMPF, C.: Berl. Ber. 1918, Nr 17, 333. — C. STUMPF benutzte bei seinen klassischen Untersuchungen insbesondere auch die Methode des „Abbaus“ von Klängen mittels Interferenzfilter (vgl. hierzu Ziff. 24, S. 168).

⁴ „Oszillogramme“ von Schallvorgängen wurden (mittels einer mit einem Spiegelchen versehenen) Telefonmembran zuerst von O. FRÖLICH [ETZ 10, 65, 345, 369 (1889)] aufgenommen. — Über den modernen Schleifenoszillograph vgl. insbesondere F. EICHLER u. W. GAARZ: Siemens-Z. 10, 598, 635 (1930).

Spiegelchens (Abb. 188) auf einem vorbeilaufenden photographischen Papier registriert, auch läßt sich der Schwingungsverlauf mittels eines rotierenden Polygonspiegels auf einer Mattscheibe beobachten. Nach den in Ziff. 5, S. 27 behandelten Gesetzen über erzwungene Schwingungen wird die Kurvenform des durch die Schleife gesandten Stromes dann getreu abgebildet, wenn die Eigenschwingung der Schleife hoch genug über der höchsten noch in der Stromkurve enthaltenen Komponente liegt und wenn ihre Dämpfung genügend groß ist. Die Eigenschwingung der Schleife wird durch die Spannung einer Feder einreguliert, bei der höchst abgestimmten handelsüblichen Schleife liegt sie bei etwa 20000 Hz¹. Die erforderliche Dämpfung ist dadurch gewährleistet, daß die Schleife in Öl schwimmt.

Der Schleifenoszillograph kann im gesamten Bereich des Hörschalls verwendet werden. Will man Untersuchungen bis zu extrem hohen Frequenzen durchführen, so muß man hierzu ein BRAUNSCHE Rohr²,

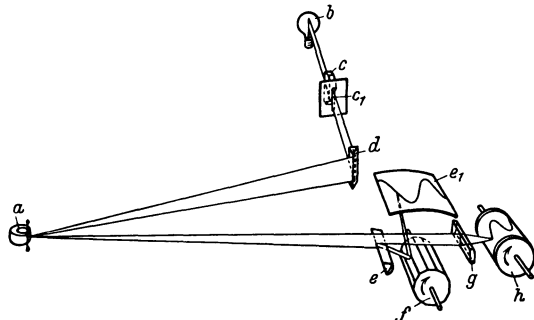


Abb. 188. Strahlengang im Schleifenoszillograph. (Nach F. EICHLER und W. GAARZ.) (a Schleife, b Lampe, c Spalt, d, e Prisma, f Polygonspiegel, g Zylinderlinse, h Filmtrommel, e₁ Mattscheibe.)

das auch sonst für akustische Messungen viel benutzt wird, verwenden.

Beim BRAUNSCHE Rohr erfolgt die Aufzeichnung der Schwingungskurven durch photographische Registrierung der Bewegungen des Leuchtflecks eines Kathodenstrahls. Parallel zu einem hochohmigen Widerstand im Ausgang eines Verstärkers liegen die Ablenkplatten des Kathodenstrahlrohres. Tritt an den Platten eine Spannung auf, so werden die Elektronen in Richtung des elektrischen Feldes abgelenkt, die Ablenkung ist proportional der Spannung. Senkrecht zu den mit dem Verstärker verbundenen Ablenkplatten (P_1 , P_2 , Abb. 189) sind zwei weitere Ablenkplatten (P_3 , P_4) angeordnet. An diesen liegt eine mit der Zeit veränderliche Spannung, beispielsweise eine solche, die sich mit der Zeit linear ändert, so daß der Leuchtfleck längs der waagerechten Achse

¹ Die Angabe bezieht sich auf die Eigenschwingung in Luft; durch das Dämpfungöl vertieft sich die Eigenschwingung um etwa 30 %.

² Der Kathodenstrahlloszillograph wurde 1897 von F. BRAUN [Wiedem. Ann. **60**, 552 (1897)] erfunden. Über BRAUNSCHE Rohre vgl. E. ALBERTI: Braunsche Kathodenstrahlrohre und ihre Anwendung. Berlin 1932. — ARDENNE, M. v.: Die Kathodenstrahlrohre und ihre Anwendung in der Schwachstromtechnik. Berlin 1933. — MACGREGOR-MORRIS, J. T., u. J. A. HENLEY: Cathode ray oscillography. London 1936. — NENTWIG, K.: Die Kathodenstrahlrohre. Berlin 1937.

entlang bewegt wird und auf dem Leuchtschirm die Schwingungskurve des in Frage stehenden Vorganges entworfen wird. Da die Elektronen verschwindend kleine Trägheit besitzen, ist es möglich, mit dem BRAUNSCHEM Rohr Schwingungsuntersuchungen auch bei sehr hohen Frequenzen durchzuführen; so benutzt man es beispielsweise in der elektrischen Hochfrequenztechnik bis zu Frequenzen von 10^8 , ja 10^9 Hz. Sehr vorteilhaft eignet sich das BRAUNSCHE Rohr auch zur Erzeugung von Lissajousfiguren, man legt hierzu an die Ablenkplatten P_3 , P_4 eine sinusförmige Wechselspannung, deren Grundfrequenz mit der Grundfrequenz des in Frage stehenden Schallvorganges übereinstimmt, anzulegen (vgl. Ziff. 4, S. 19).

Die Fourieranalyse der oszillographisch aufgezeichneten Kurvenbilder kann nach den in Ziff. 3, S. 9 besprochenen Methoden rech-

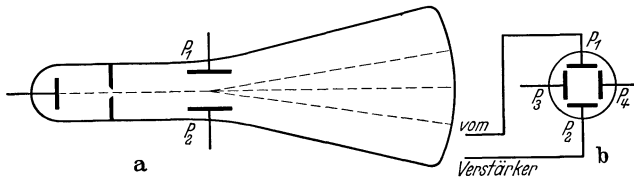


Abb. 189. BRAUNSCHEM Rohr (schematisch), a Längsschnitt, b Anordnung der Ablenkplatten.

nerisch erfolgen, oder man kann sie unter Benutzung eines mechanischen Analysators durchführen. Der Zeitbedarf derartiger Analysen ist aber wie erwähnt ein beträchtlicher.

Einen außerordentlich großen Fortschritt bedeutete es, als es gelang, mit den Mitteln der elektrischen Meßtechnik Verfahren zu entwickeln, die automatisch und in einem Zeitraum von nur wenigen Minuten eine Schallanalyse von großer Genauigkeit liefern. Ein derartiges Verfahren zur automatischen elektrischen Schallanalyse wurde von M. GRÜTZMACHER angegeben¹.

¹ GRÜTZMACHER, M.: Elektr. Nachr.-Techn. **4**, 533 (1927). — Ungefähr gleichzeitig und unabhängig arbeitete E. GERLACH ein ähnliches Verfahren aus [Z. techn. Phys. **8**, 515 (1927)]. — Über Suchtonverfahren vgl. weiterhin C. R. MOORE u. A. S. CURTIS: Bell Syst. techn. J. **6**, 216 (1927). — MEYER, E.: Elektr. Nachr.-Techn. **5**, 398 (1928). — GRÜTZMACHER, M.: Z. techn. Phys. **10**, 570, 577 (1929). — WALTER, C. H.: Z. techn. Phys. **13**, 436 (1932). — DIEBITSCH, J., u. H. ZUHRT: Elektr. Nachr.-Techn. **9**, 293 (1932). — KLUGE, M.: Z. techn. Phys. **15**, 223 (1934). — WALTER, C. H., u. E. FREYSTEDT: Wiss. Veröff. Siemens-Werk **14/1**, 63 (1935). — HALL, H. H.: J. acoust. Soc. Amer. **7**, 102 (1935). — SCHOEPS, K.: Naturwiss. **24**, 202 (1936). — HALL, H. H.: J. Mot. Pict. Engngs. **27**, 396 (1936). — WEYMANN, G.: Hochfrequenztechn. **49**, 181 (1937). — SCHOEPS, K.: Hochfrequenztechn. **49**, 184 (1937). — BUCHMANN, G.: Z. VDI **81**, 915 (1937). — HOLLE, W.: Z. techn. Phys. **18**, 312 (1937). — Bemerkte sei noch, daß ein Verfahren zur unmittelbaren elektrischen Analyse von Wechselströmen zuerst von TH. DES COUDRES angegeben wurde [Verhdl. Phys. Ges. **17**, 1898, Nr 11. — ETZ **21**, 752 (1900)].

In Abb. 190 ist die Wirkungsweise dieses Verfahrens skizziert. Am Gitter eines Verstärkerrohres greift außer dem zu analysierenden, vom Mikrophon M aufgenommenen Schallvorgang noch eine sinusförmige Spannung regelbarer Frequenz, der sog. „Suchton“, an, welcher von einem Schwebungssummer geliefert wird. Der Verstärker besitzt eine nichtlineare Charakteristik, so daß hinter dem Verstärker neben den vom Schallfeld herrührenden Komponenten von der Frequenz p und dem Suchton von der Frequenz s auch noch die Kombinationsschwingungen $m \cdot p \pm n \cdot s$ auftreten ($m, n = 1, 2, 3 \dots$); es tritt also insbesondere dort der 1. Differenzton $p - s$ und der 1. Summationston $p + s$ auf. Am Ausgang des Verstärkers befindet sich ein Tiefpaßfilter, welches nur einen sehr engen Frequenzbereich, beispielsweise den Bereich zwischen 0 und 20 Hz, hindurchläßt. Streicht nun der Suchton beim Durchdrehen des Drehkondensators des Schwebungssummers langsam über den ganzen akustischen Frequenzbereich, so wird hinter der Siebkette stets dann eine elektrische Spannung auftreten, wenn der Frequenzabstand zwischen dem Suchton und einer vom Schallfeld herrührenden Komponente kleiner ist als 20 Hz.

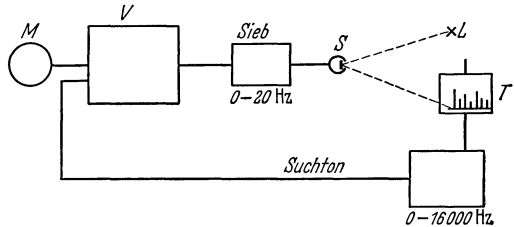


Abb. 190. Suchtonverfahren nach M. GRÜTZMACHER.

Ein hinter der Siebkette liegendes elektrisches Registrierinstrument zeigt also stets dann etwas an, wenn der Suchton über eine vom Schallfeld herrührende Komponente hinwegstreicht. Bei Einhaltung bestimmter Bedingungen — insbesondere derjenigen, daß die Amplitude des Suchtons wesentlich größer ist als die Amplitude der vom Schallfeld herrührenden Komponente — läßt es sich erreichen, daß die Anzeige des Meßinstrumentes proportional der Amplitude der vom Schallfeld herrührenden Komponente ist. Eine wichtige Bedingung ist allerdings noch diejenige, daß das Durchdrehen des Schwebungssummers nicht zu rasch erfolgt, da sonst die Siebketten beim Hinwegstreichen des Suchtons über eine Schallfeldkomponente nicht genügend Zeit zum Einschwingen haben¹, eine genaue Schallanalyse benötigt daher einen Zeitraum von einigen Minuten. In der vorstehend skizzierten Form ist die Umwandlung des Verfahrens auf rein periodische Schallvorgänge beschränkt, will man Geräusche analysieren, so muß man statt der einfachen — in Abb. 190 skizzierten — Gleichrichterschaltung eine solche verwenden, die im Gegentakt arbeitet, da sonst durch Differenztonbildung zwischen eng benachbarten, vom Schallfeld herrührenden

¹ Vgl. H. SALINGER: Elektr. Nachr.-Techn. **6**, 293 (1929). — WALTER, C. H.: Wiss. Veröff. Siemens-Werk **14**, 56 (1935).

Komponenten ein Dauerausschlag des Registrierinstrumentes bewirkt wird¹.

Bemerkt sei noch, daß man Suchtonapparaturen statt mit Tiefpaßfiltern auch mit hoch abgestimmten Resonanzkreisen ausrüsten und dann statt des 1. Differenztones den 1. Summationston zur Anzeige benutzen kann. Derartige — beispielsweise mit einem Piezoquarzresonator ausgestattete — Suchtonapparaturen gestatten zwar etwas raschere Analysen² wie die mit Tiefpaßfilter ausgestatteten Analysatoren³, eine durch die Einschwingzeit der Resonatoren bedingte Grenzgeschwindigkeit des Analysierens besteht aber grundsätzlich auch bei den mit Hochfrequenzresonanzkreisen ausgestatteten Filtern.

In Abb. 191 ist ein mit einem (von G. WEYMANN gebauten) Suchtonanalysator mit hochabgestimmten Piezoquarzfilter aufgenommenes Schall-

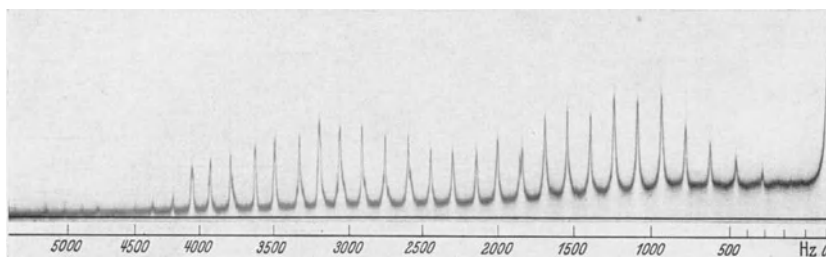


Abb. 191. Spektren des Schalles einer Lochsirene (Suchtonverfahren, Quarzresonator etwa 45 kHz).

spektrum dargestellt. Das Spektrum ist dasjenige einer Lochsirene (Ziff. 17, S. 114). Die einzelnen harmonischen Komponenten und ein schwacher, vom Anblasgeräusch herrührender kontinuierlicher Untergrund sind deutlich zu erkennen. Die Fourierzerlegung des Öffnungsvorganges der Lochsirene führt auf ein Spektrum, welches die tiefen Komponenten in gleicher Stärke enthält, bei hohen Frequenzen ergeben sich dann in Abhängigkeit von dem Verhältnis Lochdurchmesser zur Entfernung der Löcher Nullstellen. Das von dem Analysator aufgezeichnete Klangspektrum zeigt, daß im Gegensatz zur Verteilung des Spektrums des Öffnungsvorganges, in tieferen Gebieten ein starker Anstieg mit der Frequenz erfolgt; es liegt dies an der Frequenzabhängigkeit des Strahlungswiderstandes der Öffnung. Bemerkt sei, daß in Abb. 196 derselbe Vorgang im Oktavsieboszillogramm dargestellt ist.

¹ Vgl. M. GRÜTZMACHER: Z. techn. Phys. **10**, 570 (1929).

² Vgl. insbesondere G. WEYMANN: Hochfrequenztechn. **49**, 181 (1937).

³ Das langsamere Arbeiten der mit Tiefpaßfiltern ausgestatteten Analysatoren liegt darin, daß beim Herüberlaufen des Suchtones über jede in Frage stehende Schallfeldkomponente der Differenzton jeweils einmal die Frequenz 0 erreicht, daß das Filter bei jeder Anzeige also zweimal einschwingen muß.

Mit den Suchtonanalysen wurden zahlreiche aufschlußreiche Arbeiten über die physikalische Natur von Schallvorgängen durchgeführt — wir werden die Ergebnisse dieser Untersuchungen in Ziff. 32, S. 249 u. ff. besprechen.

Zur Untersuchung derartiger Schallvorgänge, deren Zusammensetzung sich rasch ändert, können die Suchtonverfahren nicht benutzt werden — sie sind auf solche Verfahren beschränkt, deren Zusammensetzung während der Zeitdauer einer Analyse die gleiche bleibt oder die sich, insofern es sich um kurzdauernde Vorgänge handelt, jeweils in immer gleicher Zusammensetzung wiederholen lassen.

Untersuchungen an Schallvorgängen, deren Zusammensetzung sich so rasch ändert, daß eine Suchtonanalyse nicht möglich ist, können mit

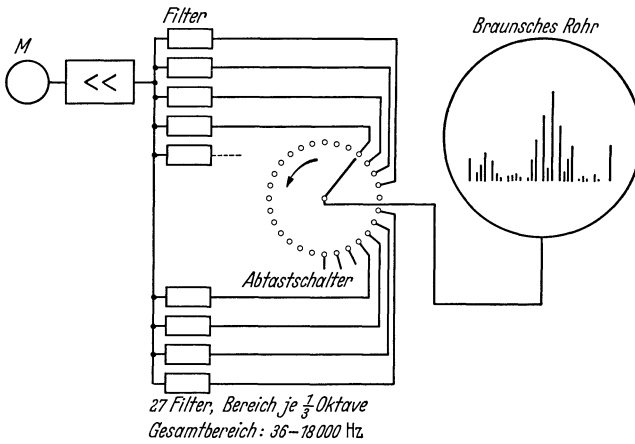


Abb. 192. Tonfrequenzspektrometer. (Nach E. FREYSTEDT.)

dem von E. FREYSTEDT¹ entwickelten Tonfrequenzspektrometer vorgenommen werden. Das Tonfrequenzspektrometer (Abb. 192; vgl. auch Abb. 184) besitzt eine große Anzahl von elektrischen Filtern, die jeweils nur den Bereich von einer Drittel Oktave hindurchlassen. Am Ausgang der Filter liegt ein Abtastschalter, welcher 20 mal in der Sekunde umläuft und bei jedem Umlauf jedes der Filter einmal mit den senkrechten Ablenkplatten eines BRAUN'SCHEN Rohrs in Verbindung bringt, so daß dann die senkrechte Auslenkung des Leuchtflecks des BRAUN'SCHEN Rohrs der jeweiligen Stärke der Komponenten in den einzelnen Frequenzbereichen entspricht. Durch eine mit dem Umlauf des Abtastschalters synchrone Ablenkung in der waagerechten Achse des Leuchtschirms wird der Leuchtfleck während jedes Umlaufs einmal längs der waagerechten Achse entlang bewegt, so daß dann also in jeder zwanzigstel Sekunde einmal nebeneinander die Anzeigen der einzelnen Siebe entworfen werden. Das

¹ FREYSTEDT, E.: Z. techn. Phys. **16**, 533 (1935).

FREYSTEDTSche Tonfrequenzspektrometer gibt ein sehr anschauliches Bild der Zusammensetzung von Schallvorgängen, Änderungen der Schallzusammensetzung lassen sich, insofern sie nicht allzu schnell erfolgen, subjektiv leicht beobachten; auch kann das auf dem Leuchtschirm entworfene Tonfrequenzspektrogramm kinematographisch aufgenommen werden. Genaue Aussagen über solche Schallvorgänge, deren Zusammen-

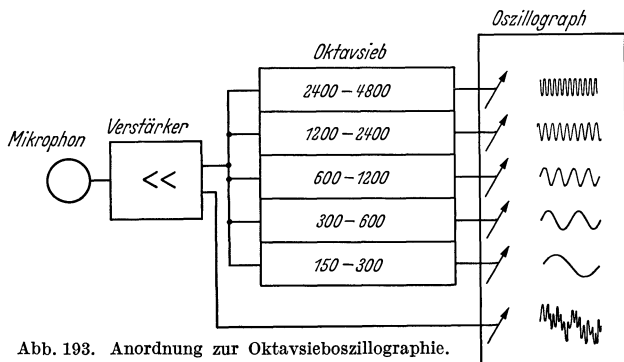


Abb. 193. Anordnung zur Oktavsieboszillographie.

setzung sich während der Umlaufzeit des Abtastschalters, also während $\frac{1}{20}$ sec wesentlich ändert, sind mit dem Tonfrequenzspektrometer naturgemäß nicht möglich.

Zur Untersuchung der Eigenschaften sehr schnell veränderlicher Vorgänge eignet sich das Verfahren der Oktavsieboszillographie¹ (Abb. 193).

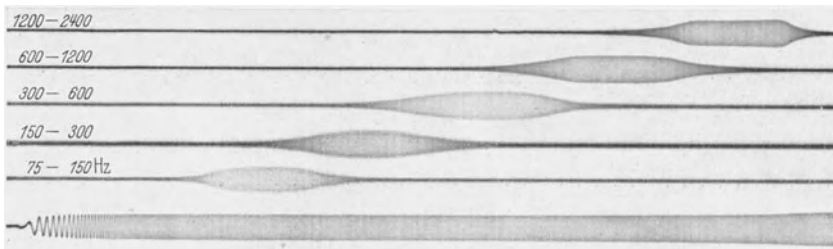


Abb. 194. Eichung eines Oktavsiebsatzes.

Hinter dem zum Schallempfang dienenden Kondensatormikrophon liegt ein Satz von Siebketten, welche jeweils den Bereich von einer Oktave hindurchlassen. Im Ausgang jeder Kette ist eine Meßschleife eingeschaltet, mit welcher die in dem betreffenden Oktavbereich liegenden Komponenten oszillographisch aufgezeichnet werden. Abb. 194 zeigt

¹ TRENDLENBURG, F., u. E. FRANZ: Z. techn. Phys. **16**, 513 (1935) — Wiss. Veröff. Siemens-Werk **15**, 78 (1936). — Oszillographische Untersuchungen mit Siebketten wurden insbesondere auch von O. VIERLING [Z. techn. Phys. **16**, 528 (1935)] und O. VIERLING u. F. SENNHEISER [Akust. Z. **2**, 93 (1937)] durchgeführt.

die Eichung der Oktavsiebapparatur mit einem Ton, dessen Höhe allmählich von sehr tiefen nach sehr hohen Frequenzen verändert wurde. Man erkennt, wie die einzelnen Siebe nacheinander ansprechen.

Auch bei der Oktavsieboszillographie ist durch die Einschwingvorgänge der Siebketten eine Auflösungsgrenze gesetzt. Diese Grenze liegt freilich so hoch, daß sie für die meisten praktischen Schallvorgänge keinerlei Rolle spielt. Nach einer von K. KÜPFMÜLLER¹ abgeleiteten Beziehung entspricht die Einschwingzeit ΔT einer Siebkette dem Reziprokwert der Durchlaßbreite ΔF , es gilt also

$$\Delta T = \frac{1}{\Delta F}. \quad (208)$$

Die Einschwingzeit beträgt dementsprechend beispielsweise für das Oktavfilter von der Durchlaßbreite 150—300 Hz $\frac{1}{150}$ sec, für das Filter

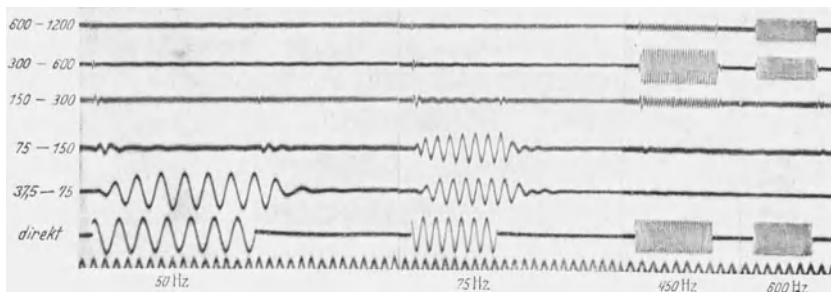


Abb. 195. Ein- und Ausschwingvorgänge (Oktavsiebe).

300—600 Hz $\frac{1}{300}$ sec usw. bis schließlich das Filter 4800—9600 Hz seine Einschwingung bereits in einer Zeit von rund $\frac{1}{5000}$ sec beendet hat. Die von KÜPFMÜLLER abgeleitete Beziehung hat sich, wie Abb. 195 zeigt, gut bestätigt, das Bild läßt erkennen, wie die Einschwingvorgänge jeweils in der Zeitdauer von rund einer Periode des in Frage stehenden Schallvorgangs beendet sind. Auch die Ausschwingvorgänge der Filter verlaufen sehr schnell, eine Auswertung der Abb. 195 ergibt, daß die Ketten mit einem Dekrement abklingen, welches zwischen etwa 0,7 und 1,4 liegt. Derart große Dekremente kommen bei natürlichen Schallvorgängen im allgemeinen nicht vor, fast immer wirken ja — wenn man von Sonderfällen, wie einem Funkenknall im Freien oder im extrem gedämpften Raum, absieht — bei der Erzeugung von Schallvorgängen Resonanzsysteme mit, wie z. B. die Mundhöhle bei der menschlichen Stimme oder die Resonanzkörper bei Musikinstrumenten. Diese Resonanzgebilde besitzen aber durchweg eigene Dekremente, die

¹ KÜPFMÜLLER, K.: Elektr. Nachr.-Techn. 5, 18 (1928). — Die KÜPFMÜLLERsche Beziehung entspricht der bereits mehrfach (Ziff. 22, S. 148, Ziff. 29, S. 218) erwähnten allgemeinen Unsicherheitsrelation der Wellenlehre.

kleiner sind als die oben stehenden Werte für die Dekremente der Siebketten. Die Siebketten zeichnen daher die Abklingvorgänge der natürlichen Schallvorgänge praktisch getreu auf.

In Abb. 196 ist ein Oktavsieboszillogramm des Schalls der bereits erwähnten Lochsirene (Ziff. 17, S. 114) wiedergegeben. Das Bild läßt Einzelheiten, wie z. B. den Augenblick des Öffnungsimpulses deutlich erkennen. Die Spitzenwerte in den verschiedenen Oktavbereichen wachsen mit der Frequenz rascher an, wie dies im Suchtonspektrum Abb. 191 der Fall ist. Der Grund dafür liegt darin, daß die Durchlaßbreite (in Hz) von Sieb zu Sieb wächst; sie verdoppelt sich. Dementsprechend wirken

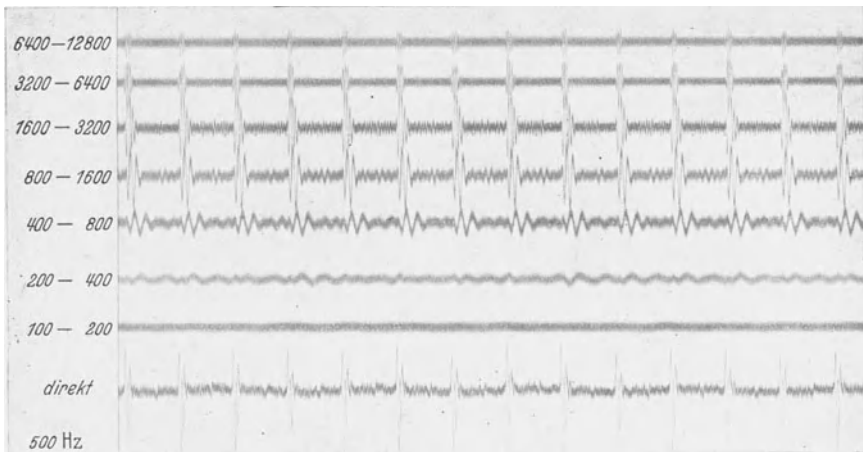


Abb. 196. Oktavsieboszillogramm des Schalles einer Lochsirene.

mit wachsender Ordnungszahl des Siebes immer mehr Teilkomponenten zusammen.

Mit dem Oktavsieboszillographen wurden eine große Zahl aufschlußreicher Untersuchungen über die Zusammensetzung veränderlicher Schallvorgänge, insbesondere bei Sprachlauten und Musikklingen durchgeführt, wir werden die Ergebnisse dieser Untersuchungen in Ziff. 32, S. 250 u. ff. besprechen.

Auf ein weiteres prinzipiell sehr interessantes Verfahren zur schnellen Schallanalyse haben wir bereits an anderer Stelle (Ziff. 22, S. 147) hingewiesen. Dies, von E. THIENHAUS¹ entwickelte Verfahren arbeitet in der Weise, daß durch den zu untersuchenden Schall Hochfrequenzschall moduliert wird, der dann mit einem akustischen Beugungsgitter analysiert wird.

¹ MEYER, E., u. E. THIENHAUS: Z. techn. Phys. **15**, 630 (1934). — THIENHAUS, E.: Das akustische Beugungsgitter und seine Anwendung zur Schallspektroskopie. Leipzig 1935.

32. Physikalische Eigenschaften natürlicher Schallvorgänge.

Untersuchungen über den Frequenzumfang und den Stärkebereich natürlicher Schallvorgänge, über die genaue spektrale Verteilung der in einem Klang enthaltenen Komponenten sowie über Besonderheiten des zeitlichen Ablaufs sind nicht nur von wissenschaftlichem, sondern auch von großem technischen Interesse. Der Wissenschaftler kann aus den physikalischen Eigenschaften der Sprachklänge wichtige Schlüsse über die physiologischen Vorgänge im Stimmorgan ziehen. Aus den physikalischen Eigenschaften der Musikklänge lassen sich Folgerungen über die Schallerzeugung bei Musikinstrumenten und Anregungen für den Bau von Instrumenten gewinnen. In ganz besonderem Maß ist an den Ergebnissen der Klangforschung die Schallübertragungstechnik interessiert. Ist es ihr doch nur bei genauer Kenntnis der Eigenschaften der zu übertragenden Klänge möglich, die zur Übertragung dienenden akustischen und elektrischen Anlagen so zu bauen, daß Klangverzerrungen vermieden oder zumindest — falls aus wirtschaftlichen Gründen gewisse Einschränkungen erforderlich sind — auf ein erträgliches Maß beschränkt bleiben.

Wichtige Feststellungen über den Frequenzumfang natürlicher Schallvorgänge gelangen zuerst C. STUMPF¹ mit seiner Methode des „Abbaus“; die zu untersuchenden Schallvorgänge wurden hierbei hinter einem akustischen Tiefpaßfilter abgehört und es wurde beobachtet, welche Veränderungen beim Abschneiden aller Komponenten oberhalb einer bestimmten Grenzfrequenz auftreten. Die von C. STUMPF gewonnenen Ergebnisse an stimmlosen Sprachlauten und an der stimmhaften Sprache sind in den folgenden Tabellen (19 und 20) zusammengestellt.

Die Tabellen zeigen, daß bei Sprachübertragungen bei einer oberen Grenzfrequenz von etwa 4000 Hz Veränderungen im wesentlichen nur an Zischlauten wahrzunehmen sind, während alle übrigen Sprachlaute nahezu unverändert bleiben; die für die Erkennbarkeit entscheidend wichtigen Komponenten liegen — abgesehen von den Zischlauten — im allgemeinen unter etwa 4000 Hz.

Die von C. STUMPF mit akustischen Mitteln durchgeführten Untersuchungen wurden später mit elektrischen Mitteln wiederholt und erweitert. H. FLETCHER² prüfte mit elektrischen Hochpaß- bzw. Tiefpaßfiltern, wie sich die „Verständlichkeit“ in Abhängigkeit von der Grenzfrequenz ändert; als „Verständlichkeit“ ist hierbei die Zahl der richtig verstandenen Fälle in Prozent der Gesamtfälle, in denen der betreffende Laut in einer Folge von Prüfsilben vorkam, definiert. Abb. 197 zeigt die

¹ STUMPF, C.: Berliner Ber. **1918**, Nr 17, 351 — Beitr. Anat. usw. Ohr usw. **17**, 181 (1921).

² FLETCHER, H.: Bell Syst. techn. J. **1**, 129 (1922).

Tabelle 19. Veränderungen der stimmlosen Sprachlaute beim Abbau durch Interferenzröhren. (Nach C. STUMPF.)

Obere Tongrenze	1. bei den geflüsterten Vokalen U, O, A, Ö, Ä, Ü, E, J	2. bei den stimmlosen Konsonanten Sch, S, F, Ch _{pal} , K, T, P, Ch _{gutt} R _{ling} , M, N, Ng, L, H
<i>g</i> ⁵ (6020)	—	S abgestumpft.
<i>d</i> ⁵ (4645)	—	S stark abgestumpft, Ch _p etwas stumpfer und dunkler.
<i>b</i> ⁴ (3687)	E und J etwas verdunkelt u. geschwächt	S sehr unscharf, F abgestumpft.
<i>e</i> ⁴ (2607)	E und J etwas heiser und blasend	S und F nicht sicher unterscheidbar, Ch _p einem stumpfen S ähnlich.
<i>h</i> ³ (1953)	Ae = AOä, Oe = Oeo, Ue = Üü, E = Oö dunkel; J = U	Sch stumpfer, S, F, Ch _p ununterscheidbares Hauchen (Blasen), Ch _g stumpfer, T und P kaum unterscheidbar; ebenso M, N, Ng, L undeutlich, mehr ein Blasen.
<i>f</i> ³ (1381)	A verdunkelt, Oe fast = O, Ae = AO, Ue = leises U, E = Ou	Sch unkenntlich, Ch _p viel dunkler und schwächer, K mehr wie T, R ein schwach intermittierendes Gaumen-R, M, N, Ng, L nur dunkles Hauchen.
<i>h</i> ² (977)	A = Ao, Ae = Oa	Sch, S, F, Ch _p , Ch _g gleichförmiges dunkles Hauchen, nur Stärkeunterschiede, K, T, P ununterscheidbares dunkles Stoßgeräusch; auch R dunkles, nur schwach intermittierendes Geräusch. Sämtliche Konsonanten auf derselben Tonhöhe <i>b</i> ² .
<i>f</i> ² (691)	O = Ou, A fast = O, Oe = Ou, Ae = O, Ue u. J = ganz leises U	R ganz mattes Gurren. Allgemeine Tonhöhe <i>fis</i> ² .
<i>c</i> ² (517)	U schwach, O = Ou, A = U, Oe = Ou, Ae = Uo; Ue, E, J = U	Wie vorher, alle äußerst schwach dumpfes Geräusch, höchstens noch R erratbar. Allgemeine Tonhöhe <i>c</i> ² .
<i>fis</i> ¹ (366)	U, O, A höchstens minimales dumpfes Geräusch, die übrigen unhörbar	Alle nahezu oder ganz unhörbar.

von H. FLETCHER ermittelte Verständlichkeit einer Reihe von Lauten der amerikanischen Sprache.

Abb. 198 gibt die „Logatomverständlichkeit“ der deutschen Sprache wieder¹; als Logatom wird das mit einer einzigen sprachlichen An-

¹ Nach H. PANZERBIETER: Europ. Fernsprechdienst 1938, 105. — Vgl. hierzu insbesondere auch noch F. STRECKER: Z. techn. Phys. 17, 568 (1936). — SCHÄFER, E.: Elektr. Nachr.-Techn. 15, 237 (1938).

Tabelle 20. Veränderungen der stimmhaften Sprache beim Abbau durch Interferenzröhren. (Nach C. STUMPF.)

Obere Tongrenze	
es ⁴ (2461)	Noch ganz gut verständlich. Einzel: J und Ue nach U, E nach O hin alteriert.
as ³ (1642)	Ebenfalls noch alles verständlich, doch etwas nebelhaft, schärferes Aufmerken erforderlich. Einzel: J und Ue = U, E = O, Oe fast O, Ae fast AO.
es ³ (1230)	Vieles unverständlich, doch öfters einige Worte nacheinander bei günstigem Zusammenhang verstanden. Einzel: Oe = O, Ae = AO.
a ² (870)	Nur selten noch ein Wort zu verstehen. Einzel: A stark verdunkelt.
e ² (652)	Alles unverständlich, kein Wort auch nur zu erraten. Dunkles U-artiges Lallen. Einzel alle Vokale wie U oder dunkles O.

strenge hervorgebrachte, aus Sprachlauten zusammengesetzte Element des Redeflusses bezeichnet¹.

Bei Aussagen über die Bedeutung der einzelnen Gebiete des Tonbereichs für die Erkennbarkeit musikalischer Klänge fehlt ein so scharfes

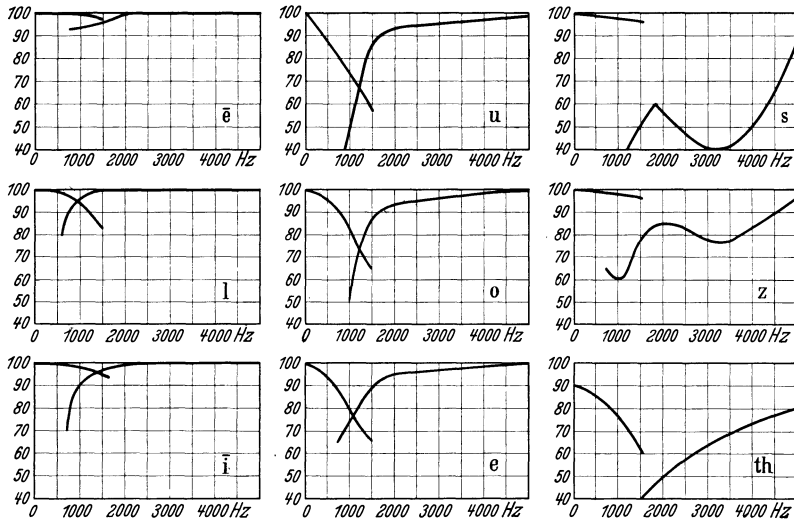


Abb. 197. Verständlichkeit einzelner Sprachlaute. (Nach H. FLETCHER.)

Kriterium, wie es Verständlichkeitsmessungen bei der Sprache darstellen — es läßt sich für die Veränderungen, welche musikalische Klänge durch Abbau erfahren, aber insofern ein Kriterium geben, als man — wie dies

¹ Vgl. Comm. Cons. Intern. Telephon. XI. Assembl. plén. Kopenhagen 1936.

von W. B. SNOW¹ durchgeführt wurde — feststellen kann, bei welcher Grenzfrequenz 80% einer größeren Anzahl von Beobachtern eben fest-

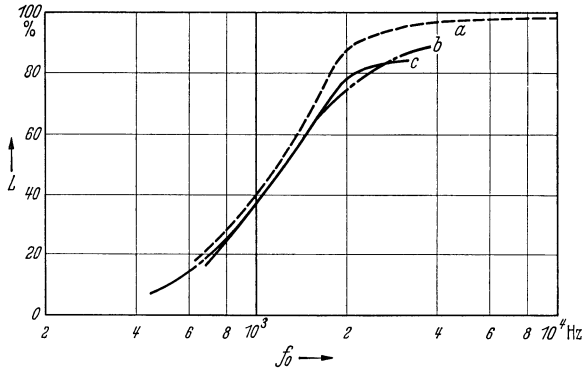


Abb. 198. Logatomverständlichkeit in Abhängigkeit von der oberen Grenzfrequenz des Übertragungssystems. (Nach H. PANZERBIETER.) (*L* Logatomverständlichkeit, *a* Messung des Siert-Laboratoriums, *b* Verständlichkeitskurve nach H. FLETCHER, *c* Verständlichkeitskurve nach Messungen des Zentrallaboratoriums Siemens & Halske.)

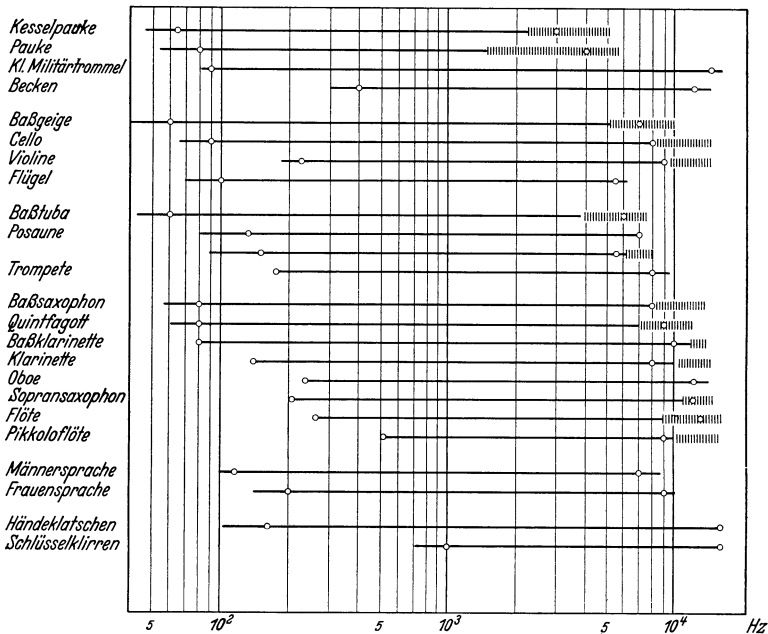


Abb. 199. Erkennbarkeit von Frequenzbegrenzungen und Frequenzbereiche von Sprache und Musik. Die Kreise kennzeichnen die Frequenzen, bei denen eben die Einschaltung einer Frequenzbegrenzung bemerkt wurde. (Nach W. B. SNOW.)

¹ SNOW, W. B.: J. acoust. Soc. Amer. 3/1, 155 (1931). — Vgl. hierzu insbesondere auch K. W. WAGNER: ETZ 45, 451 (1924).

stellen können, daß nicht der Gesamtklang, sondern nur ein Ausschnitt der Beobachtung dargeboten wurde. Abb. 199 zeigt Ergebnisse derartiger Untersuchungen.

Für die Zwecke der Schallübertragung lassen sich aus den eben skizzierten Ergebnissen folgende wesentliche Schlüsse ziehen. Die zur klanggetreuen Schallübertragung dienenden Apparaturen müssen so konstruiert sein, daß sie den Frequenzbereich von etwa 50 Hz bis hinauf zu mindestens etwa 7000 Hz einigermaßen gleichmäßig wiedergeben. Für Fälle, in denen es nicht auf eine klanggetreue Wiedergabe, sondern nur auf eine ausreichende Sprachverständlichkeit ankommt, reicht ein Frequenzband von etwa 400 bis etwa 3000 Hz gut aus.

Auch die Frage des Intensitätsumfanges natürlicher Schallvorgänge ist für die Schallübertragungstechnik von großer Bedeutung; in den in Frage stehenden Stärkebereichen müssen ja die zur Schallaufnahme und zur Schallwiedergabe dienenden Apparaturen „linear“ arbeiten.

Über den Intensitätsbereich natürlicher Schallvorgänge gibt die folgende, einer Arbeit von K. W. WAGNER¹ entnommene Zusammenstellung Auskunft. In der Zusammenstellung sind mit p_{\max} die maxi-

Tabelle 21.

Art der Darbietung	p_{\max}	p_{\min}	Dynamik
	μ bar	μ bar	$\frac{p_{\max}}{p_{\min}}$
Kontrabaß (6 m)	4,8	0,04	120
Cello, Konzert Op. 33 v. Saint-Saens (3 m) .	4,2	0,05	84
Orgel (25 m)	21	0,3	70
Xylophon (25 m)	1,2	0,06	20
Cembalo (4 m)	1,8	0,06	30
Klavivorträge (3 m)	26	0,2	130
Klavivorträge namhafter Künstler (7 m) .	16,8	0,10	168
Streichquartett (2,5 m)	16,8	0,12	140
Lieder (Sopran 1 m, Flügel 6 m)	25,4	0,08	212
Lieder (Alt und Sopran je 4 m, Cembalo 3 m)	24,2	0,12	182
Männerchor, 38 Mann	6,8	0,15	45
Domchor, 10 Mann, 28 Knaben	23	0,1	230
Tanzkapelle A, 9 Spieler	26	0,2	130
Tanzkapelle B, 14 Spieler	38	0,8	48
Unterhaltungsmusik, Orchester A (6 Spieler)	10,4	0,15	70
Unterhaltungsmusik, Orchester B (21 Spieler)	20	0,08	250
Mandolinenorchester (40 Spieler)	9,1	0,08	114
Kl. Orchester A, Brandenburg. Konzert von J. S. Bach (7 Spieler)	18,7	0,05	374
Blasorchester (25 Spieler)	44,2	0,13	340
Gr. Orchester C, Symphonie (130 Spieler) . .	58	0,4	145
4 Chöre (250 Sänger), 5 Solisten und großes Orchester (110 Mann)	150	0,5	300

¹ WAGNER, K. W.: Berliner Ber. 1932, Nr 25, 372.

malen Schalldrücke im Fortissimo, mit p_{\min} die minimalen Schalldrücke im Pianissimo, die bei Rundfunkaufnahmen am Mikrophon auftraten, bezeichnet. Bei den einzelnen Darbietungen ist außerdem die Entfernung zwischen Schallquelle und Empfänger in Metern angegeben. Weiterhin enthält die Tabelle die „Dynamikwerte“, wobei unter Dynamik das Verhältnis p_{\max} zu p_{\min} verstanden wird.

Die in den Tabellen angegebenen Untersuchungsergebnisse zeigen, daß die Anforderungen, welche man an die zur klanggetreuen Schallübertragung benutzten Empfänger stellen muß, recht erhebliche sind. Treten doch an den Empfängern Schalldrücke auf, die zwischen etwa $4 \cdot 10^{-2}$ und $1,5 \cdot 10^2 \mu\text{bar}$ liegen. Die Empfänger müssen also einerseits bei sehr geringen Schalldrücken richtig arbeiten, d. h. sie müssen schwellenwertfrei sein, andererseits müssen sie bis zu recht beträchtlichen Schalldrücken sich „linear“ verhalten, da sonst durch (die in Ziff. 6, Abb. 32 behandelten) Kombinationstoneffekte Verzerrungen auftreten, die sich subjektiv sehr unangenehm bemerkbar machen. Ein Klirrfaktor, der einen Wert von etwa 3—5% übersteigt¹, ist bereits subjektiv störend. Für Anlagen, die nur der Nachrichtenübermittlung dienen, ohne daß besonderer Wert auf Klangtreue gelegt wird, sind weit größere nichtlineare Verzerrungen zulässig. So verringert z. B. ein Klirrfaktor von 30% eine Sprachverständlichkeit von 72% nur auf etwa 65%, ein solcher von 50% die Sprachverständlichkeit auf rund 60%².

Über die von natürlichen Schallquellen abgestrahlten Schalleistungen³ wurden bereits oben (Ziff. 14, S. 82) Angaben gebracht. Manche natürliche Schallquellen — beispielsweise die Orgel — strahlen recht beträchtliche Schalleistungen ab; ein Umstand, der für die richtige Dimensionierung der Ausgangsleistung der zum Betrieb von Lautsprechern verwendeten Verstärkern wichtig ist.

Zur Ermittlung der genauen spektralen Verteilung der verschiedenen, in den natürlichen Schallvorgängen enthaltenen Komponenten steht in dem Suchtonverfahren ein außerordentlich leistungsfähiges Verfahren zur Verfügung; wir haben bereits in Ziff. 31, S. 236 darauf hingewiesen, welch großen Fortschritt für die Klanganalyse die Entwicklung dieses Verfahrens bedeutete. Mit dem Suchtonverfahren wurden von zahlreichen Forschern aufschlußreiche Untersuchungen über die Zusammensetzung von Schallvorgängen durchgeführt.

¹ Vgl. W. JANOVSKY: Elektr. Nachr.-Techn. **6**, 421 (1929). — BRAUNMÜHL, H. J. v.: Z. techn. Phys. **15**, 617 (1934).

² Vgl. K. KÜPFMÜLLER: Handb. d. Exp. Phys. **11/3**, 431 (1931).

³ Über die Leistungen verschiedener natürlicher Schallquellen vgl. L. J. SIVIAN, H. K. DUNN u. S. D. WHITE: J. acoust. Soc. Amer. **2**, 330 (1931). — Vgl. weiterhin E. MEYER u. P. JUST: Z. techn. Phys. **10**, 309 (1929). — LÜBCKE, E., u. K. H. WERNICKE: Hochfrequenztechn. **41**, 212 (1933). — THIENHAUS, E., u. W. WILMS: Musik u. Kirche **5**, 199 (1933).

Abb. 200 zeigt (nach E. THIENHAUS¹) Spektren von Vokalen. Alle diese Spektren sind streng harmonisch aufgebaut, und zwar entspricht die Grundperiode der Periode der Stimmbandschwingung. Wir haben die Theorie der Vokalerzeugung bereits in Ziff. 18, S. 115 behandelt und haben dort gesehen, daß der harmonische Aufbau der Vokalklänge die

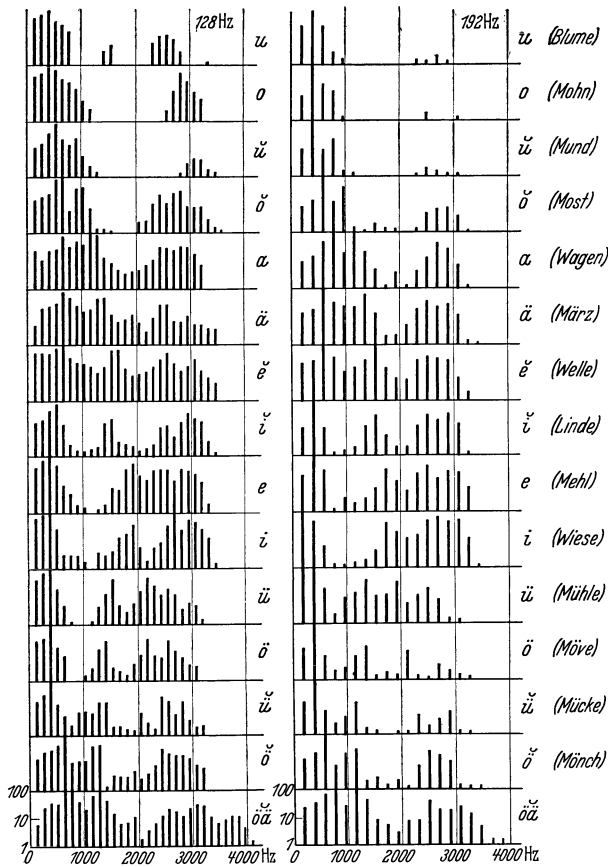


Abb. 200. Vokalspektren. (Nach E. THIENHAUS.)

Grundlage der HELMHOLTZschen Theorie der Vokalerzeugung ist. Nach dieser Theorie ist die Stimmbandschwingung reich an Obertönen, durch die Resonanzen des Ansatzrohres, und zwar insbesondere der Mundhöhle, werden bestimmte Obertongebiete verstärkt. Die Lage der Verstärkungsbereiche oder, wie man meist sagt, der Formantgebiete ist das physikalische Charakteristikum des betreffenden Vokals. In den in der Abb. 200

¹ THIENHAUS, E.: Z. techn. Phys. **15**, 637 (1934). — BARCZINSKI, L., u. E. THIENHAUS: Arch. Néerland. phon. exp. **11**, 47 (1935).

dargestellten Vokalspektren sind die Formantgebiete der einzelnen Vokale deutlich zu erkennen, so z. B. das Formantgebiet des U im Bereich von etwa 200—400 Hz, des A im Bereich von etwa 800—1200 Hz, des I im Gebiet von etwa 2800—3200 Hz usw. Von der Tonhöhe der Stimmbandschwingung selbst ist die Lage der Formantgebiete, wie ein Vergleich der auf der Tonhöhe 128 Hz (linker Teil der Abbildung) und der

auf der Tonhöhe 192 Hz (rechter Teil der Abbildung) gesungenen Vokale zeigt, im wesentlichen unabhängig.

In Abb. 201 sind Tonfrequenzspektrogramme, in Abb. 202 Oktavsieboszillogramme von Vokalen wiedergegeben. Alle diese Bilder zeigen anschaulich die Formanteneigenschaften der Vokale. In den Oktavsieboszillogrammen sind Einzelheiten — wie z. B. die im Augenblick der Stimmritzenöffnung stoßartig erregten hohen Komponenten — deutlich zu erkennen¹.

In den Vokalspektren sind oberhalb etwa 4000 Hz Komponenten nennenswerter Stärke im allgemeinen nicht enthalten; wir haben oben bereits darauf hingewiesen, daß der Frequenzbereich

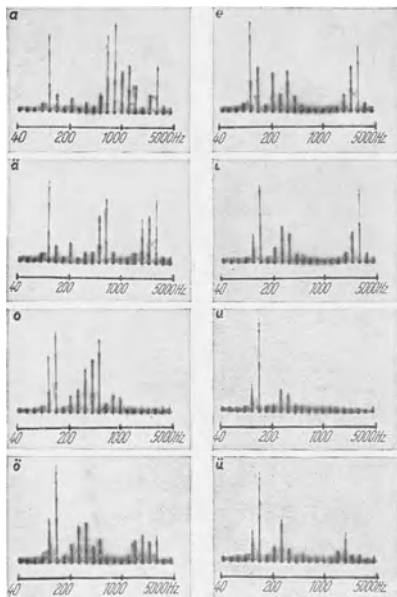


Abb. 201. Tonfrequenzspektrogramme von Vokalklängen. (Nach E. FREYSTEDT.)

oberhalb etwa 4000 Hz nur für Zischlaute von Bedeutung ist.

Abb. 203 zeigt Spektren von Zischlauten. Neben streng harmonisch verteilten Komponenten oder, wie man auch sagt, neben einem streng harmonischen „Linien“-Spektrum ist — und zwar in hohen Frequenzbereichen — eine außerordentlich dicht verteilte Folge von unharmonischen Komponenten, ein sog. „kontinuierliches Spektrum“, zu erkennen. Die harmonischen Anteile rühren, ähnlich wie bei den Vokalen, von der durch die Resonanzeigenschaften der Mundhöhle beeinflussten Stimmbandschwingung her. Das kontinuierliche Spektrum ist das Spektrum des „Konsonantgeräuschs“, das — als Wirbelgeräusch — beim Strömen der Luft durch die vordere Einengungsstelle — also beispielsweise beim Zischlaut S an der Einengung zwischen Zunge und Oberzähnen — gebildet wird. Beim S reicht das kontinuierliche Spektrum bis etwa 10000 Hz und höher hinauf; wir hatten bereits darauf hingewiesen,

¹ Vgl. hierzu Ziff. 18, S. 117.

daß bei der Übertragung des S große Schwierigkeiten entstehen, wenn die obere Grenzfrequenz des Übertragungssystems zu tief liegt, eine Tatsache, die hierdurch erklärt wird.

Die Spektren der von Musikinstrumenten erzeugten Klänge sind in einer umfassenden Arbeit von E. MEYER und G. BUCHMANN¹ ermittelt worden.

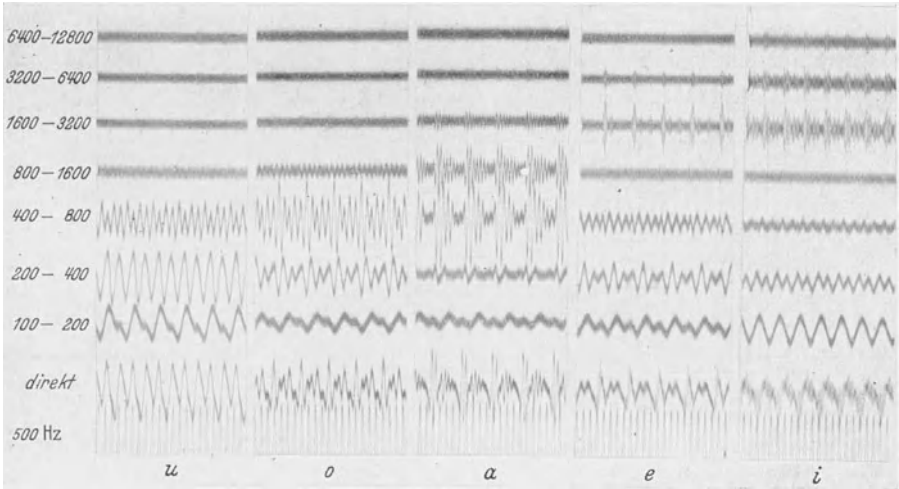


Abb. 202. Oktavsieboszillogramme von Vokalklängen.

Die Zusammensetzung der Spektren der Musikklänge ist sehr verschiedenartig. Während bei einer Reihe von Instrumentengruppen die Klänge praktisch rein harmonisch zusammengesetzt sind, tritt bei anderen Instrumenten neben der harmonisch aufgebauten Partialtonreihe auch ein starker kontinuierlicher Untergrund — ein Geräuschspektrum — auf. Andere Instrumente wieder besitzen ein vorwiegend kontinuierliches Spektrum ohne harmonische Komponenten.

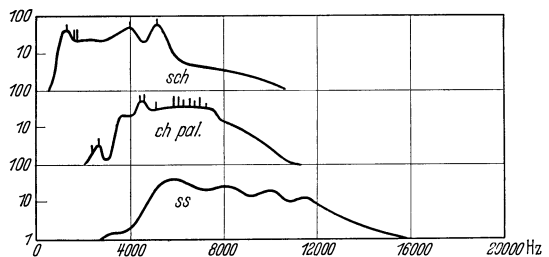


Abb. 203. Spektren von Zischlauten. (Nach E. THIENHAUS.)

Zu der erstgenannten Instrumentengruppe gehören die Streichinstrumente und die Blasinstrumente. Abb. 204 zeigt Spektren von Geige und Bratsche. Die Spektren sind rein harmonisch aufgebaut².

¹ MEYER, E., u. G. BUCHMANN: Berliner Ber. 1931, Nr 32, 735.

² Gelegentlich wurde auch ein ganz schwacher kontinuierlicher Untergrund beobachtet, dieser ist auf den Bogenstrich zurückzuführen.

In den tiefen Tonlagen der Streichinstrumente macht sich eine interessante Eigentümlichkeit, auf die wir bereits oben (Ziff. 17, S. 101) hingewiesen haben, bemerkbar. Der Grundton der jeweils tiefsten Klänge der Streichinstrumente tritt nur sehr schwach in Erscheinung. Für diese zuerst von C. W. HEWLETT¹ beobachtete Tatsache gab H. BACKHAUS² die richtige Erklärung: Die Ausdehnung des Instrumentenkörpers ist bei den tiefen Tonlagen relativ zur Wellenlänge des abzustrahlenden Schalls noch so klein, daß keine nennenswerte Abstrahlung

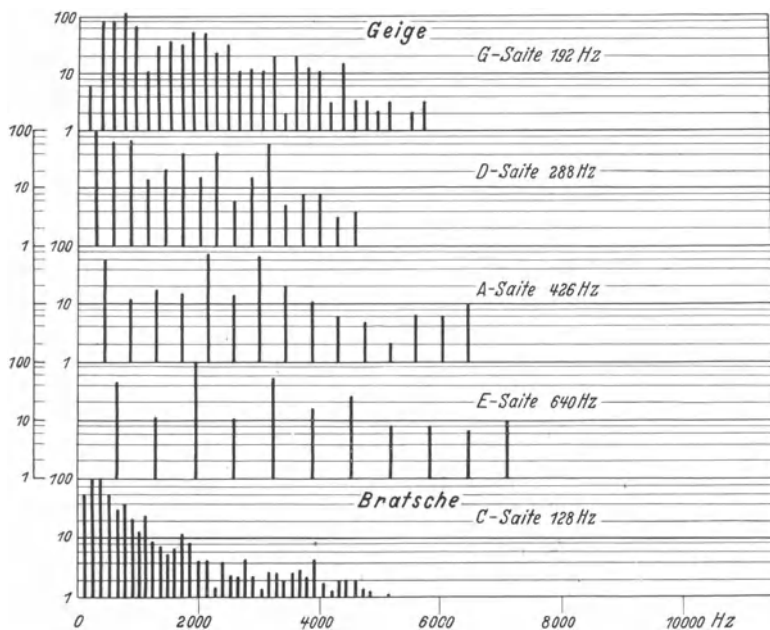


Abb. 204. Klangspektren von Geige und Bratsche. (Nach E. MEYER und G. BUCHMANN.)

zustande kommt; erst bei höheren Tonlagen, bei denen die Ausdehnung des Instrumentenkörpers vergleichbar wird mit der Wellenlänge, ist der Strahlungswiderstand so weit gewachsen, daß das Instrument zu strahlen beginnt (vgl. Ziff. 16, S. 90).

Auch die Analyse der Klänge der Blasinstrumente ergibt harmonisch zusammengesetzte Spektren. Die relative Teiltonverteilung ist je nach der Formgebung der angeblasenen Hohlräume eine verschiedene. Bei weitem Resonanzraum (bei großer „Mensur“) treten im allgemeinen nur die Partialtöne niederer Ordnung in Erscheinung,

¹ HEWLETT, C. W.: Phys. Rev. **35**, 359 (1912).

² BACKHAUS, H.: Z. techn. Phys. **9**, 491 (1928) — Naturwiss. **17**, 811, 835 (1929).
— Vgl. hierzu auch W. S. KASANSKY u. S. N. RSCHEVKIN: Z. Phys. **47**, 233 (1928).
— OBATA, J., u. Y. OZAWA: Proc. phys. math. Soc. Jap. (3), **13**, 1 (1931).

bei enger Mensur hingegen kommen auch die hohen Partialtöne stark hervor.

Einige typische Spektren von Blasinstrumenten sind in Abb. 205 wiedergegeben.

Die Flöte besitzt eine besonders weiche Klangfarbe, Komponenten oberhalb etwa 4000 Hz treten nicht in Erscheinung. Die Klarinette

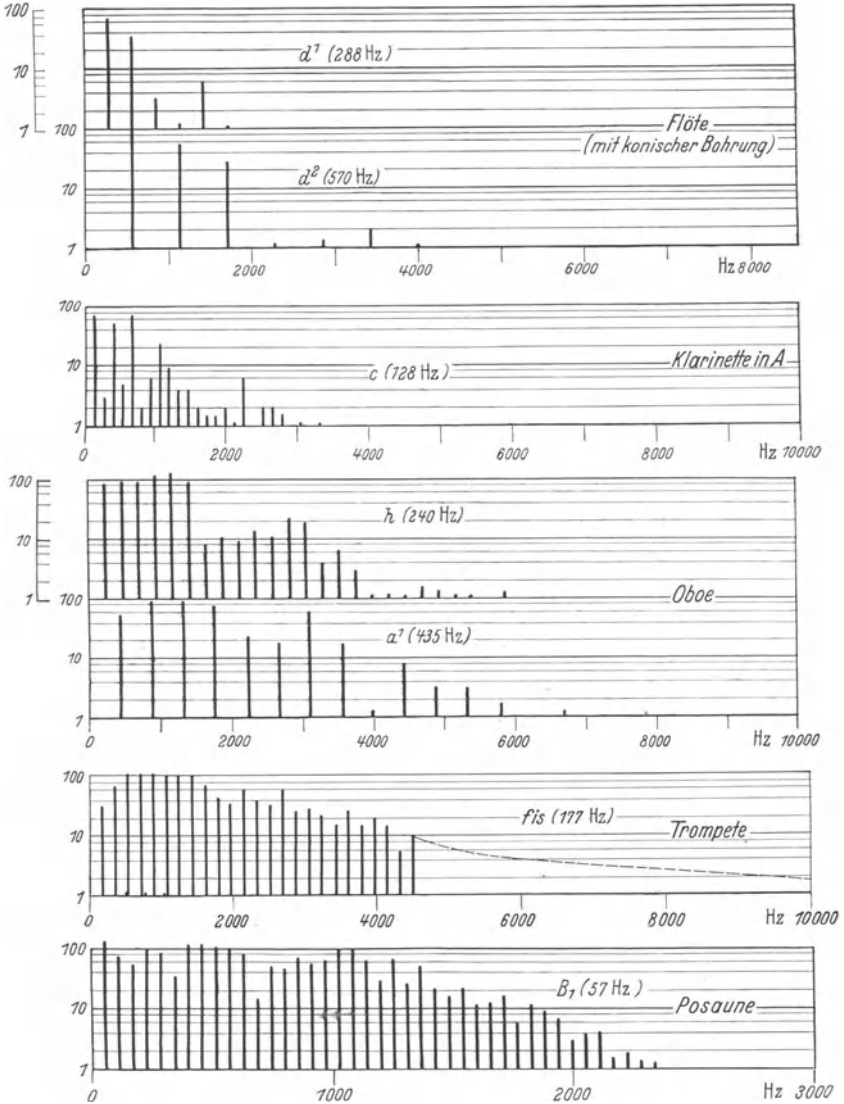


Abb. 205. Klangspektren von Blasinstrumenten. (Nach E. MEYER und G. BUCHMANN.)

zeigt in den tiefen Tonlagen eine Eigentümlichkeit: die gradzahligen Partialtöne treten nur sehr schwach auf. Der Grund hierfür ist der, daß das Ansatzrohr der Klarinette infolge der verhältnismäßig hohen Eigenschwingung der zum Anblasen benutzten Rohrblattzunge in Art einer einseitig geschlossenen Pfeife schwingt; die gradzahligen Partialtöne können dann (Ziff. 10, S. 56) nicht erzeugt werden¹.

In den Spektren der Oboe treten — wie übrigens auch bei den Fagotts — verhältnismäßig stark tiefe Formantgebiete hervor; die in diesen Ge-

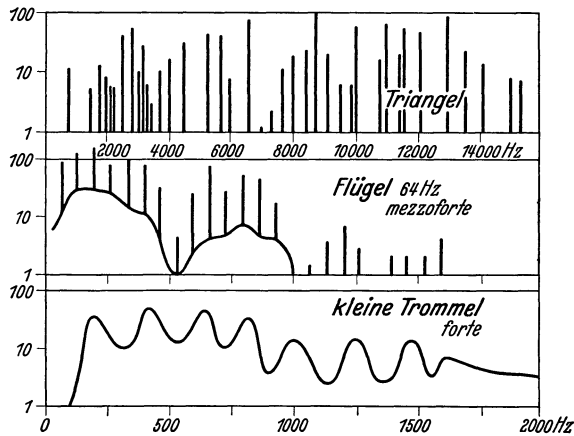


Abb. 206. Klangspektren des Triangels, des Flügels und der Trommel. (Nach E. MEYER und G. BUCHMANN.)

bieten liegenden Teiltöne kommen — unabhängig von der Höhe des Grundtons — stets kräftig heraus.

Besonders reich an Obertönen sind die Spektren der Trompete und (der tieferen Teiltonlagen) der Posaune.

Die Klangfarbe der einzelnen Register der Orgel² ist je nach der Mensur und der besonderen Formgebung der Pfeifen sehr verschieden

¹ Über die Klarinette vgl. insbesondere noch W. JUSWINSKY: *Techn. Phys. USSR.* **1**, 194 (1934). — ASCHOFF, V.: *Akust. Z.* **1**, 77 (1936). — GHOSH, R. N.: *J. acoust. Soc. Amer.* **9**, 255 (1938).

² Über Orgeln vgl. A. E. BATE: *Phil. Mag.* (7), **16**, 562 (1933). — SCHUMACHER, J.: *Z. techn. Phys.* **15**, 274 (1934). — SEIBERTH, H.: *Hochfrequenztechn.* **45**, 148 (1935). — LOTTERMOSER, W.: *Neue Dtsch. Forschg.* **105**, Abt. Phys. 1 (1936). — JARNAK, P.: *Fysisk Tidskrift* **34**, 137 (1936). — TRENDELENBURG, E. THIENHAUS u. E. FRANZ: *Akust. Z.* **1**, 59 (1936); **3**, 7 (1938). — JONES, A. T.: *J. acoust. Soc. Amer.* **8**, 196 (1937). — LOTTERMOSER, W.: *Akust. Z.* **2**, 129 (1937). — HAUSMANN, J. R.: *Der Einfluß der Windladensysteme und Ventilformen auf die Einschwingvorgänge von Orgelpfeifen.* Diss. T.H. Aachen. — BROWN, D. G. B.: *Nature, Lond.* **141**, 11 (1938). — BONER, C. P.: *J. acoust. Soc. Amer.* **10**, 32 (1938). — MOKHTAR, M.: *Proc. Durham Phil. Soc.* **9**, 352 (1938) — *Phil. Mag.* (7), **27**, 195 (1939). — JONES, A. TABER: *J. acoust. Soc. Amer.* **10**, 167 (1939). — THIENHAUS, E.: *Arch. f. Musikforschg.* **4**, 86 (1939).

(Abb. 207). Durch Wahl verschiedener Register ist der Orgelspieler in der Lage, die verschiedensten Klangfarben herzustellen. Nach neueren Untersuchungen, auf welche bei Besprechung der Besonderheiten des zeitlichen Ablaufs von Schallvorgängen noch eingegangen wird, ist für die Güte einer Orgel aber neben der Verschiedenartigkeit der Spektren der stationären Klänge aber von ganz besonderer Bedeutung die Art des Klangeinsatzes der verschiedenen Register.

Bei den angeschlagenen und den angezupften Saiteninstrumenten tritt neben harmonischen Anteilen ein kontinuierlicher Untergrund auf (Abb. 206). Der kontinuierliche Anteil rührt im wesentlichen davon her, daß durch die Unstetigkeit im Augenblick des Anschlags bzw. des Abreißens

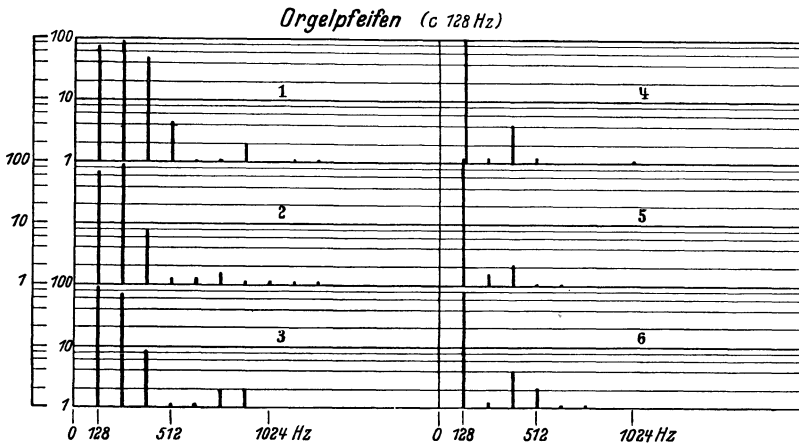


Abb. 207. Klangspektren von Orgelpfeifen verschiedener Mensur (1—5 zunehmende Weite, zylindrisch; 6 konisch verengt. (Nach E. MEYER und G. BUCHMANN.)

der Saite sämtliche freien Eigenschwingungen des Instrumentes, also neben der harmonisch aufgebauten Folge der Saiteneigentöne, auch die unharmonisch liegenden Resonanzen des Instrumentenkörpers, angestoßen werden.

Bei der Pauke, der Trommel und dem Becken sind diskret verteilte Teiltöne nicht zu erkennen, diese Instrumente weisen vorwiegend ein kontinuierliches Spektrum auf, wenn auch gewisse Bereiche dieses Spektrums verstärkt vorhanden sind.

Ein interessantes Spektrum weist der Triangel auf, bei diesem Instrument sind zwar nur diskret verteilte Partialtöne ohne kontinuierlichen Untergrund vorhanden, die einzelnen Partialtöne liegen aber unharmonisch zueinander, eine Eigenart, die darin begründet liegt, daß die Eigenschwingungen von Stäben in unharmonischer Folge verteilt sind (vgl. Ziff. 10, S. 60).

Die Methoden der automatischen Klanganalyse haben nicht nur bei der Untersuchung der Spektren der Musikinstrumente wichtige Auf-

Worten — die Art der „Ausgleichsvorgänge“, von großer Bedeutung. In ganz besonderem Maß gilt dies für kurzdauernde Schallvorgänge; bei manchen derartigen Vorgängen, wie z. B. den Explosivlauten der menschlichen Stimme, läßt sich ja ein stationärer Teil gar nicht abgrenzen, es ändert sich im Gegenteil die Zusammensetzung des Schalls während der ganzen Zeitdauer des Vorgangs in starkem Maß.

Auf die Bedeutung der Klangeinsätze für den Klangcharakter wurde bereits von H. v. HELMHOLTZ¹ und insbesondere von C. STUMPF² hingewiesen. Der letztgenannte Forscher führte aufschlußreiche Untersuchungen darüber aus, wie die Erkennbarkeit von Klängen musikalischer

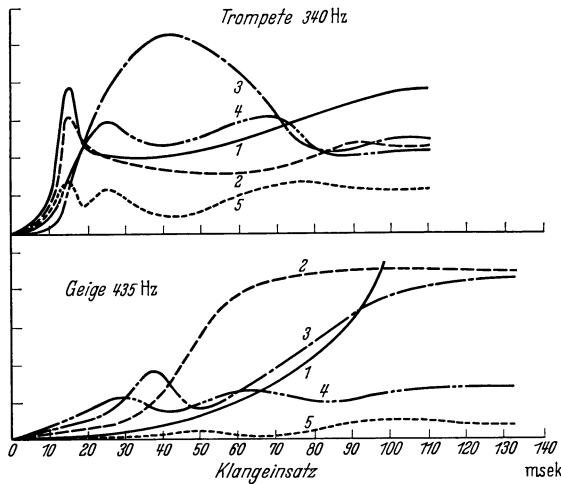


Abb. 209. Klangeinsatz bei einer Trompete (oben) und bei einer Geige (unten). (Nach H. BACKHAUS.)

Instrumente sich gestaltet, wenn einem Beobachter nur der stationäre Klangteil, nicht aber der Klangeinsatz dargeboten wird. Es zeigte sich hierbei, daß dann, wenn der Klangeinsatz abgeschnitten wird, mannigfache Verwechslungen in der Beurteilung der Klänge vorkommen. So unterliefen selbst musikalisch bestens geschulten Versuchspersonen schwerwiegende Fehlerurteile. Es kamen nicht nur naheliegende Verwechslungen, wie Flöte mit Stimmgabel, Kornett mit Trompete, Posaune mit Horn, Klarinette mit Oboe, Fagott mit Cello, sondern auch Verwechslungen von Stimmgabel mit Trompete, Kornett mit Violine, Waldhorn und Flöte mit Fagott, Violine mit Oboe u. a. m. vor.

H. BACKHAUS³ hat als erster die Natur der Ausgleichsvorgänge mit dem Mittel der objektiven Klangaufzeichnung untersucht; er zeichnete

¹ HELMHOLTZ, H. v.: Die Lehre von den Tonempfindungen. 6. Aufl., S. 114. Braunschweig 1913.

² STUMPF, C.: Die Sprachlaute, S. 374. Berlin 1926.

³ BACKHAUS, H.: Z. techn. Phys. **13**, 31 (1932).

die in Frage stehenden Vorgänge oszillographisch auf und analysierte dann die in kurze Abschnitte unterteilten Oszillogramme Abschnitt um Abschnitt mit dem MADERSchen Analysator. Durch Aneinanderreihen der für die einzelnen Abschnitte gewonnenen Analysen läßt sich dann ein Bild der zeitlichen Änderung der Schallzusammensetzung gewinnen. Abb. 209 zeigt die Ergebnisse derartiger Analysen des Einsatzes eines Trompetenklanges und eines Geigenklanges. Der Trompetenklang wird sehr rasch aufgebaut, und zwar erscheinen alle Partialtöne nahezu gleich schnell. Anders liegen die Dinge bei der Geige. Der Einsatz erfolgt hier insgesamt wesentlich langsamer, auch werden die einzelnen Partialtöne

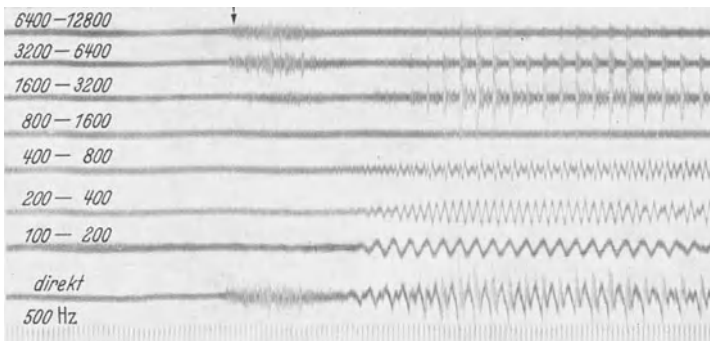


Abb. 210. Oktavsieboszillogramm der gesprochenen Silbe „Te“.

nicht gleich schnell aufgebaut, sondern sie erscheinen nach und nach in der umgekehrten Folge ihrer Ordnungszahl.

Mit den in Ziff. 31, S. 239 u. ff. besprochenen Methoden zur Untersuchung schnell veränderlicher Schallvorgänge, und zwar insbesondere mit der Methode der Oktavsieboszillographie¹ konnten die Erkenntnisse über die Struktur veränderlicher Schallvorgänge erheblich erweitert werden.

Abb. 210 und 211 zeigen Oktavsieboszillogramme der mit einem Explosivlaut beginnenden Silben Te und De. Diese Oszillogramme lassen sehr anschaulich die Leistungsfähigkeit der oktavsieboszillographischen Untersuchung erkennen. Das Te beginnt mit einem in den Oktavbereichen 3200—12800 Hz liegenden hohen Geräusch, dies Geräusch entsteht im Augenblick der Sprengung des vorderen Verschlusses des Stimmorgans in der Enge zwischen Zunge und Oberzähnen durch Wirbelbildung. Die (von der Stimmbandschwingung herrührenden) harmonisch aufgebauten Komponenten in den tiefen Oktavbereichen beginnen

¹ TRENDLENBURG, F., u. E. FRANZ: Z. techn. Phys. **16**, 513 (1935) — Wiss. Veröff. Siemens-Werk **15**, 78 (1936). — Vgl. auch O. VIERLING: Z. techn. Phys. **16**, 528 (1935). — VIERLING, O., u. F. SENNHEISER: Akust. Z. **2**, 93 (1937).

wesentlich später. Die Stimmritze war zuerst weit geöffnet, die Stimmbänder konnten daher nicht schwingen, erst dann, wenn die Stimmritze sich nahezu geschlossen hat, setzt die Stimmbandschwingung ein. Anders liegen die Dinge bei der mit dem Explosivlaut De beginnenden Silbe. Dieser Laut beginnt mit den in den tiefen Oktavbereichen liegenden harmonisch aufgebauten Komponenten. Erst wesentlich später macht sich das in hohen Oktavbereichen liegende Konsonantgeräusch bemerkbar, worauf dann sofort der hohe E-Formant erscheint. Der Mechanismus bei der Erzeugung des Lautes De ist so, daß zunächst die Luft durch die nur wenig geöffnete Stimmritze in die Mundhöhle ge-

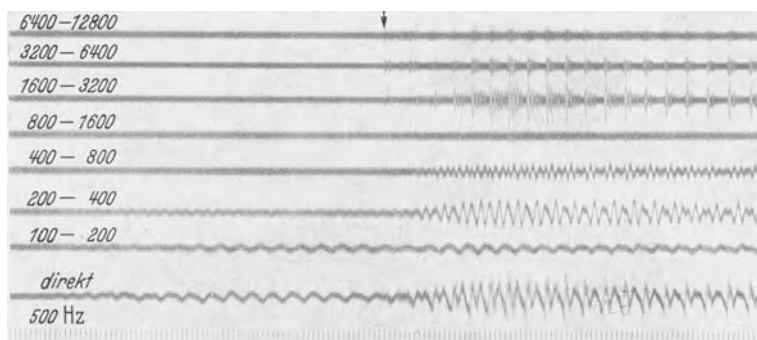


Abb. 211. Oktavsieboszillogramm der gesprochenen Silbe „De“.

preßt wird, wobei die Stimmbänder sofort zu schwingen beginnen; erst wesentlich später wird dann der obere Verschuß zwischen Zunge und Oberzähnen gesprengt. Oktavsieboszillographische Untersuchungen wurden auch an zahlreichen anderen Sprachlauten, an gesprochenen Silben und Wörtern durchgeführt, sie ergaben über die physikalische Natur der in Frage stehenden Schallvorgänge weitreichende Aufschlüsse¹. Welche Einzelheiten sich aus Oktavsieboszillogrammen der Sprache erkennen lassen, zeigt Abb. 212, die das Wort „Akustik“ wiedergibt. Man sieht zunächst den fast plötzlichen Einsatz des Vokales A (Hauptformant im Bereich 800—1600 Hz); nach nur ein bis zwei Schwingungen ist der Vokal fertig aufgebaut. Der Stimmton setzt dann vor Beginn des Explosivlautes K völlig aus. Das Konsonantgeräusch des K ist in den Oktavbereichen 3200—12800 Hz deutlich bemerkbar; unmittelbar anschließend folgt das U (Hauptformant im Bereich 200—400 Hz). Ungemein anschaulich sind die hohen Komponenten des Zischlautes S insbesondere im Bereich 6400—12800 Hz. Auf den Explosivlaut T folgt das I (Hauptformant um 3000 Hz), auch das abschließende K ist deutlich erkennbar.

¹ Vgl. hierzu F. TRENDLENBURG: Proc. 3. Intern. Congr. Phonetic Science Gent 1938, S. 128.

Wichtige Feststellungen konnten mit der Methode der Oktavsieboszillographie insbesondere auch an Orgelklängen¹ gewonnen werden. Die Untersuchungen ergaben, daß der Klangeinsatz bei den mit Lippenpfeifen aus-

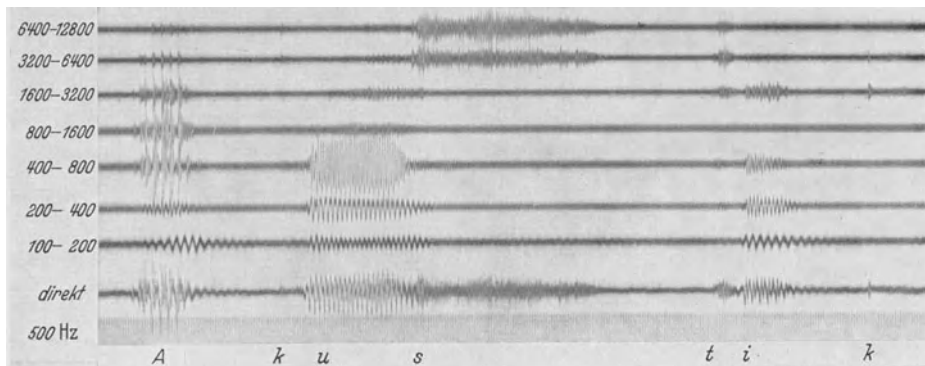


Abb. 212. Oktavsieboszillogramm des gesprochenen Wortes „Akustik“.

gestatteten Registern und den mit Zungenpfeifen ausgestatteten Registern sehr verschieden verläuft. Der Klang der Zungenpfeifen wird im allgemeinen sehr rasch und präzise aufgebaut, nach 1—2 Perioden ist der Klang fertiggestellt. Abb. 213 zeigt ein Oktavsieboszillogramm des

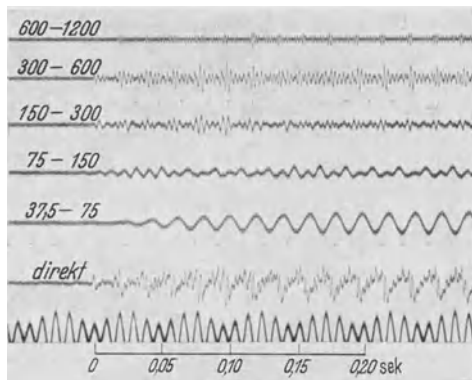


Abb. 213. Oktavsieboszillogramm des Klangeinsatzes eines Orgelklanges (Trompetenregister).

Klangeinsatzes einer Zungenpfeife aus einem Trompetenregister. (Orgel in der Eosanderkapelle in Charlottenburg.) Bei den Lippenpfeifen erfolgt der Klangeinsatz im allgemeinen langsam und unsicher. Zunächst macht sich ein Anblasgeräusch bemerkbar, dann treten allmählich harmonische Komponenten hervor, und zwar machen sich zunächst die höheren Partialtöne bemerkbar, bis dann auch der Grundton auftritt.

Ganz besonders langsam erfolgt der Aufbau der tiefen Lagen der Prinzipalregister. Abb. 214 (Eosanderkapelle, Charlottenburg) zeigt ein Oktavsieboszillogramm des Klangeinsatzes des Prinzipals, der Grundton braucht hier etwa 0,6 sec bis zum vollständigen Aufbau. Durch zweckgemäße Gestaltung der Einsätze lassen sich sehr eigentümliche musika-

¹ TRENDELENBURG, F., F. THIENHAUS u. E. FRANZ: Akust. Z. **1**, 59 (1936); **3**, 7 (1938).

lische Wirkungen hervorbringen. Abb. 215 zeigt den Klangeinsatz einer gedackten Pfeife (Register Lieblich-Gedackt, Eosanderkapelle), hier tritt im Klangeinsatz eine hohe Komponente ausgesprochen tonalen Charakters in Erscheinung, die kurze Zeit anhält und dann wieder völlig

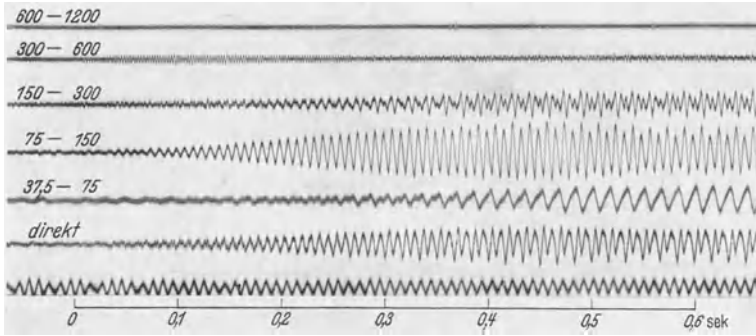


Abb. 214. Oktavsieboszillogramm des Klangeinsatzes eines Orgelklanges (Prinzipalregister).

verschwindet. Dieser Schallvorgang ist für die subjektive Empfindung von ganz besonderem Reiz; man hört die hohe Komponente im Einsatz deutlich heraus. Die physikalische Erklärung dieser eigentümlichen Erscheinung liegt darin, daß nach Freigabe des Ventils der Luftdruck an der Pfeife nur verhältnismäßig langsam ansteigt, und daß dann zunächst die Energienachfuhr nicht ausreicht, um die Pfeife in ihrer tiefsten Eigenschwingung anzuregen, die Pfeife „überbläst“ in eine höhere Eigenschwingung, erst später, wenn der Anblasdruck genügend angewachsen ist, schwingt der Grundton allmählich ein. Die genaue Auswertung des Oktavsieboszillogramms zeigt, daß die höhere Eigenschwingung kein ganzzahliges Vielfaches der tiefsten Eigenschwingung ist; die Frequenz ist etwa die $5\frac{1}{2}$ fache der Frequenz des Grundtones des stationären Schallvorganges. Die Dinge liegen wohl so, daß hier eine, wenn auch verhältnismäßig geringe Abhängigkeit der Tonhöhe der angeblasenen Schwingung vom Anblasdruck vorliegt, eine Erscheinung, wie sie auch anderweit an Lippenpfeifen schon beobachtet wurde¹.

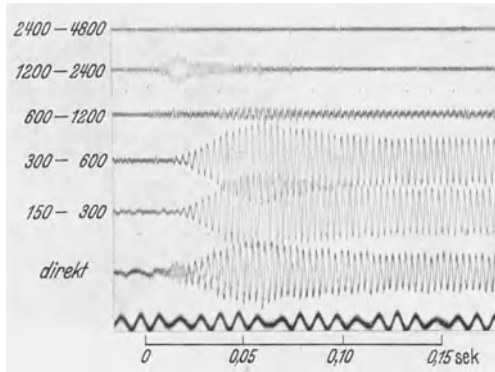


Abb. 215. Oktavsieboszillogramm des Klangeinsatzes eines Orgelklanges (Register Lieblich-Gedackt).

¹ Vgl. z. B. P. Lutz: Beitr. Anat. usw. Ohr usw. **17**, 1 (1921).

Die an mehreren wertvollen alten Orgeln¹ mit der Methode der Oktavsieboszillographie durchgeführten Untersuchungen zeigen, daß die alten Meister es in hohem Maß verstanden haben, den Klangeinsatz der verschiedenen Register in eigenartiger Weise zu formen und so die Wirkung der Orgeln zu beleben. Sie zeigen insbesondere auch, daß die von den alten Meistern ausschließlich verwendete Bauart der „Tonkanzelle mit Schleiflade“ erhebliche klangliche Vorteile vor der im 19. Jahrhundert wegen des geringeren Preises in Aufnahme gekommenen Bauart der „Registerkanzelle“ besitzt. Während nämlich bei der Registerkanzelle das Freigabeventil unmittelbar an der Pfeife sitzt und daher der Druck rasch anspringt, wird bei der „Tonkanzelle“ ein vor einer größeren Windlade liegendes Ventil getastet; der Druck an der Pfeife steigt dann nur verhältnismäßig langsam an. Nur bei langsam ansteigendem Druck lassen sich aber so eigenartige Klangphänomene, wie wir sie beim Register „Lieblich-Gedackt“ kennenlernten, hervorbringen.

Auch die Untersuchung der Eigenart der Ausgleichsvorgänge ist von Interesse für die Schallübertragungstechnik. Zeigen die Ergebnisse der Untersuchungen doch klar, wie wichtig es ist, bei Übertragung von Schallvorgängen Verzerrungen von Ausgleichsvorgängen — wie sie z. B. durch zu schwach gedämpfte Resonanzschwingungen in der Übertragungsapparatur hervorgerufen werden können — zu vermeiden².

VII. Anhang.

33. Benennungen in der Akustik³.

1. *Schall*: Mechanische Schwingungen und Wellen eines elastischen Mediums im Frequenzbereich des menschlichen Hörens (16 Hz bis 20000 Hz).

2. *Infraschall (Beben)*: Mechanische Schwingungen und Wellen eines elastischen Mediums unterhalb des Frequenzbereiches des menschlichen Hörens.

3. *Ultraschall (Supraschall)*: Mechanische Schwingungen und Wellen eines elastischen Mediums oberhalb des Frequenzbereiches des menschlichen Hörens.

4. *Einfacher Ton*: Schall von sinusförmigem Verlauf.

5. *Tongemisch*: Aus Tönen beliebiger Frequenzen zusammengesetzter Schall.

6. *Einfacher Klang*: Aus harmonischen Teiltönen zusammengesetzter Schall.

7. *Klanggemisch*: Aus Klängen mit Grundtönen beliebiger Frequenzen zusammengesetzter Schall.

8. *Geräusch*: Tongemisch, dem ein kontinuierliches Spektrum entspricht oder das sich aus sehr vielen Einzeltönen zusammensetzt, deren Frequenzen nicht im Verhältnis ganzer Zahlen zueinander stehen.

¹ Orgeln in der Eosanderkapelle (ARP SCHNITZER, 1706), in der Jakobikirche in Lübeck (F. STELLWAGEN, 1636) und in der Georgenkirche in Rötha bei Leipzig (G. SILBERMANN, 1721).

² Vgl. hierzu insbesondere H. BACKHAUS: Z. techn. Phys. **13**, 31 (1932). — NEUMANN, H.: Ebendort **12**, 627 (1931). — BÜRCK, W. P. KOTOWSKI u. H. LICHTER: Elektr. Nachr.-Techn. **13**, 1 (1936).

³ Nach Mitt. dtseh. Akust. Aussch.: Akust. Z. **2**, 214 (1937) (dort auch noch nähere Erläuterungen).

9. *Knall*: Schallstoß, vornehmlich von großer Schallstärke.
10. *Lärm*: Jede Art von Schallschwingung, die eine gewollte Schallaufnahme oder die Stille stört.
11. *Schallgeschwindigkeit*: Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schallwelle.
12. *Schallausschlag*: Auslenkung eines schwingenden Teilchens aus der Ruhelage.
13. *Schallschnelle*: Wechselgeschwindigkeit eines schwingenden Teilchens.
14. *Schalldruck*: Durch die Schallschwingung hervorgerufener Wechseldruck.
15. *Schallfluß*: Produkt aus Schallschnelle und Strömungsquerschnitt.
16. *Schallenergie*: Mechanische Energie in Form von Schall.
17. *Schalleistung*: In der Zeiteinheit durch eine beliebige Fläche strömende Schallenergie.
18. *Schallstärke*: Schalleistung, bezogen auf die Flächeneinheit.
19. *Schalldichte*: Zeitlicher Mittelwert der räumlichen Dichte der Schallenergie.
20. *Lautheit*: Stärke der Schallempfindung.
21. *Lautstärke*: Maß für die Schallempfindung (vgl. Aufgabe 55 des AEF).
22. *Hörsamkeit*: Eignung eines Raumes für Schalldarbietung.
23. *Nachhallzeit*: Zeit, in der die mittlere Schalldichte in einem Raum auf den millionsten Teil ihres Anfangswertes abfällt.
24. *Rückwurfgrad (Reflexionsgrad)*: Verhältnis der rückgeworfenen (rückkehrenden) zur auftreffenden Schallstärke.
25. *Schluckgrad*: Verhältnis der nichtrückkehrenden zur auftreffenden Schallstärke.
26. *Verwärmgrad*: Verhältnis der durch Umwandlung in Wärme verlorenen zur auftreffenden Schallstärke.
27. *Durchlaßgrad*: Verhältnis der durchgelassenen zur auftreffenden Schallstärke.
28. *Mechanischer Widerstand*: Komplexes Verhältnis der antreibenden Kraft zur Schnelle.
29. *Akustischer Widerstand*: Komplexes Verhältnis des Schalldruckes zum Schallfluß.
30. *Schall-Wellenwiderstand*: Komplexes Verhältnis des Schalldruckes zur Schallschnelle in der ebenen Welle.
31. *Schallhärte*: Komplexes Verhältnis des Schalldruckes zum Schallausschlag.

34. Zusammenstellung praktisch wichtiger akustischer Formeln¹.

1. Schallgeschwindigkeit c [cm s⁻¹.]

a) in Gasen $c = \sqrt{\frac{1}{K \varrho_0}} = \sqrt{\frac{\varkappa P_0}{\varrho_0}}$,

K = (adiabatische) Kompressibilität,

$\varkappa = c_p/c_v$ = Verhältnis der spezifischen Wärmen,

P_0 = Gasdruck im Gleichgewichtszustand,

ϱ_0 = Dichte.

b) in Flüssigkeiten $c = \sqrt{\frac{1}{K \varrho_0}}$.

¹ Es sei hier auch noch auf eine Zusammenstellung „Praktische Tabellen für die technische Akustik“ hingewiesen, welche G. H. DOMSCH im Arch. techn. Messen V 50—2, Febr. 1937 gegeben hat. Einige der in obenstehender Zusammenstellung gebrachten Angaben wurden diesen Tabellen entnommen.

c) in unendlich ausgedehnten festen elastischen Körpern.

$$\alpha) \text{ Longitudinale Wellen } c_{\text{long}} = \sqrt{\frac{E(1-\mu)}{\rho_0(1-\mu-2\mu^2)}},$$

E = (dynamischer) Elastizitätsmodul,

μ = Poissonsche Konstante der Querkontraktion,

ρ_0 = Dichte.

$$\beta) \text{ Transversale Wellen } c_{\text{trans}} = \sqrt{\frac{E}{2(1+\mu)\rho_0}} = \sqrt{\frac{F}{\rho_0}},$$

F = Torsionsmodul.

d) in Stäben.

$$\alpha) \text{ Longitudinale Wellen } c_{\text{long stab}} = \sqrt{\frac{E}{\rho_0}}.$$

$$\beta) \text{ Biegungswellen } c_{\text{bieg Stab}} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{E \cdot \Theta}{\rho_0 \cdot q}},$$

λ = Wellenlänge,

Θ = Flächenträgheitsmoment,

q = Querschnitt.

Bei rechteckigem Stabquerschnitt, Breite b , Dicke d , Schwin-

gungsrichtung parallel zu b wird: $c_{\text{bieg } \square} = \frac{\pi \cdot d}{\lambda} \sqrt{\frac{E}{3\rho_0}}$.

Bei kreisförmigem Querschnitt, Radius r : $c_{\text{bieg } \circ} = \frac{\pi \cdot r}{\lambda} \sqrt{\frac{E}{\rho_0}}$.

$$e) \text{ in gespannten Saiten } c_{\text{saite}} = \sqrt{\frac{P}{\rho_0}},$$

P = Spannung der Saite je Flächeneinheit.

2. Schalldruck p [$\text{g cm}^{-1} \text{s}^{-2} = \text{dyn cm}^{-2} = \mu\text{bar}$].

Schnelle v [cm s^{-1}].

Ausschlag a [cm].

Schallwellenwiderstand \mathfrak{Z} [$\text{g cm}^{-2} \text{s}^{-1}$].

Akustischer Widerstand \mathfrak{Z}_{ak} [$\text{g cm}^{-4} \text{s}^{-1}$].

Mechanischer Widerstand \mathfrak{Z}_{mech} [g s^{-1}].

$$\left. \begin{aligned} p_{\text{eff}} &= \frac{p}{\sqrt{2}} \\ v_{\text{eff}} &= \frac{v}{\sqrt{2}} \end{aligned} \right\} \text{für Sinuswellen,}$$

$$p = v \cdot \mathfrak{Z},$$

$$v = p/\mathfrak{Z},$$

$$a = \frac{v}{\omega} = \frac{p}{\omega \mathfrak{Z}},$$

$$\mathfrak{Z} = \rho_0 \cdot c \cdot \cos \varphi.$$

Für ebene Wellen wird $\varphi = 0^\circ \cos \varphi = 1$.

Für Kugelwellen wird $\text{tg } \varphi = \frac{\lambda}{2\pi r}$, wobei r die Entfernung des Aufpunktes von der Quelle bedeutet.

$$\mathfrak{Z}_{ak} = \frac{p}{v \cdot F},$$

$$\mathfrak{Z}_{mech} = \frac{p \cdot F}{v}, \text{ wobei } F \text{ den Querschnitt bedeutet.}$$

Für den mechanischen Widerstand eines aus einer Masse und einer Federung zusammengesetzten mechanischen Schwingungskreises mit der Kraftgleichung $M \frac{d^2 x}{dt^2} + R \frac{dx}{dt} + Dx = k_0 \cos \omega t$, gilt

$$\mathfrak{Z}_{mech} = R + j(M\omega - D/\omega).$$

$$|Z| = \sqrt{R^2 + (M\omega - D/\omega)^2}.$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{M\omega - D/\omega}{R}.$$

3. Schallstärke J [$\text{g s}^{-3} = \text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} = 10^{-7} \text{ Watt/cm}^2$].
Schalldichte (bei stehenden Wellen) E_R [$\text{g cm}^{-1} \text{ s}^{-2} = \text{erg cm}^{-3} = 10^{-7} \text{ Watt s/cm}^3$],
Schalleistung L [$\text{g cm}^2 \text{ s}^{-3} = \text{erg s}^{-1} = 10^{-7} \text{ Watt}$],

$$\begin{aligned} J &= \frac{p \cdot v}{2} \cdot \cos \varphi = p_{\text{eff}} \cdot v_{\text{eff}} \cdot \cos \varphi \\ &= \frac{1}{2} v^2 \mathfrak{Z} \cos \varphi = v_{\text{eff}}^2 \mathfrak{Z} \cdot \cos \varphi \\ &= \frac{1}{2} v^2 \varrho_0 \cdot c \cos^2 \varphi = v_{\text{eff}}^2 \cdot \varrho_0 \cdot c \cos^2 \varphi \\ &= \frac{1}{2} \frac{p^2}{\mathfrak{Z}} \cos \varphi = \frac{p^2}{2 \varrho_0 \cdot c} = \frac{p_{\text{eff}}^2}{\varrho_0 \cdot c}, \end{aligned}$$

$$E_R = I/c,$$

$$L = \oint J dF.$$

4. Strahlungswiderstand R_{str} [g s^{-1}].
Mitschwingende Masse M_s [g].
Abgestrahlte Leistung L_{str} [$\text{g cm}^2 \text{ s}^{-3} = \text{erg s}^{-1} = 10^{-7} \text{ Watt}$].
 $L_{\text{str}} = R_{\text{str}} \cdot v^2/2 = R_{\text{str}} \cdot v_{\text{eff}}^2.$

- a) Für den Kugelstrahler nullter Ordnung (atmende Kugel)

$$R_{\text{str}} = \frac{4\pi R_0^3 \cdot c \cdot \varrho_0}{1 + \left(\frac{\lambda}{2\pi R_0}\right)^2},$$

$$M_s = 4\pi R_0^3 \varrho_0 \frac{1}{1 + \left(\frac{2\pi R_0}{\lambda}\right)^2},$$

R_0 = Radius der atmenden Kugel.

1. Spezialfall ($\lambda \gg 2\pi R_0$),

$$R_{\text{str}} = \frac{4\pi R_0^3 \varrho_0 \omega^2}{c},$$

$$M_s = 4\pi R_0^3 \varrho_0.$$

2. Spezialfall ($\lambda \ll 2\pi R_0$),

$$R_{\text{str}} = 4\pi R_0^2 \varrho_0 \cdot c,$$

$$M_s = 0.$$

b) Für den Kugelstrahler erster Ordnung

$$R_{\text{str}} = \frac{\frac{4\pi}{3} \varrho_0 R_0^3 \omega \left(\frac{2\pi R_0}{\lambda}\right)^3}{4 + \left(\frac{2\pi R_0}{\lambda}\right)^4},$$

$$M_s = \frac{4\pi}{3} R_0^3 \varrho_0 \frac{2 + \left(\frac{2\pi R_0}{\lambda}\right)^2}{4 + \left(\frac{2\pi R_0}{\lambda}\right)^4}.$$

1. Spezialfall ($\lambda \gg 2\pi R_0$),

$$R_{\text{str}} = \frac{4\pi \varrho_0 R_0^6 \omega^4}{12 c^3},$$

$$M_s = \frac{2\pi}{3} R_0^3 \varrho_0.$$

2. Spezialfall ($\lambda \ll 2\pi R_0$),

$$R_{\text{str}} = \frac{4}{3} \pi R_0^2 \varrho_0 \cdot c,$$

$$M_s = 0.$$

c) Kolbenmembran (vom Radius R_0) in unendlich ausgedehnter starrer Wand, einseitig strahlend

$$R_{\text{str}} = \varrho_0 \cdot c \cdot \pi R_0^2 h(y),$$

$$y = \frac{4\pi R_0}{\lambda} \quad h(y) = 1 - \frac{2J_1(y)}{y},$$

$J_1(y)$ = BESSELSche Funktion erster Ordnung,

$$M_s = \frac{8}{3} \varrho_0 R_0^3 g(y),$$

$$g(y) = \frac{3\pi}{2} \frac{K_1(y)}{y^2},$$

$$K_1(y) = \frac{2}{\pi} \left(\frac{y^3}{1^2 \cdot 3} - \frac{y^5}{1^2 \cdot 3^2 \cdot 5} + \frac{y^7}{1^2 \cdot 3^2 \cdot 5^2 \cdot 7} - \dots \right).$$

1. Spezialfall ($\lambda \gg 2\pi R_0$),

$$R_{\text{str}} = \frac{\varrho_0 \pi R_0^4 \omega^2}{c},$$

$$M_s = \frac{8}{3} \varrho_0 R_0^3.$$

2. Spezialfall ($\lambda \ll 2\pi R_0$),

$$R_{\text{str}} = \pi R_0^2 \varrho_0 \cdot c,$$

$$M_s = 0.$$

d) Für Konustrichter $R_{\text{str}} = \varrho_0 \cdot c \cdot S_1 \frac{\left(\frac{2\pi x_1}{\lambda}\right)^2}{1 + \left(\frac{2\pi x_1}{\lambda}\right)^2}.$

S_1 = Fläche der in der Entfernung x_1 von der Konusspitze eingebauten schallstrahlenden Kolbenmembran.

e) Für Exponentialtrichter von der Form $S/S_1 = e^{mx}$,

$$R_{\text{str}} = \varrho_0 \cdot c S_1 \sqrt{1 - \frac{m^2 c^2}{4\omega^2}},$$

S_1 = Fläche der am Trichteranfang eingebauten schallstrahlenden Kolbenmembran.

Für die untere Grenzfrequenz des Exponentialtrichters gilt

$$\omega_g = m \cdot \frac{c}{2}, \quad f_g = \frac{m \cdot c}{4\pi}.$$

5. Eigenschwingung des Helmholtzresonators f_0 [s^{-1}],

$$f_0 = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{\pi R^2}{V(l + R\pi/2)}}.$$

V = Volumen des Resonatorhohlraums,

l = Länge des Halses,

R = Radius des Halses.

Für Luft von 20°C und 760 Torr gilt

$$\frac{f_0}{\text{Hz}} = 9680 \sqrt{\frac{(R/\text{cm})^2}{V/\text{cm}^3 (l/\text{cm} + R/\text{cm} \pi/2)}}.$$

Bei verschwindend kleiner Länge des Halses wird

$$f_0 = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{2R}{V}},$$

$$f_0/\text{Hz} = 7720 \sqrt{\frac{R/\text{cm}}{V/\text{cm}^3}}.$$

6. Nachhallzeit T [s].

Schallschluckvermögen A .

Schluckgrad α .

$$A = \alpha \cdot F,$$

$$T = 13,8 \frac{4V}{A \cdot c} = 13,8 \frac{4V}{\alpha \cdot F \cdot c},$$

V = Raumvolumen,

F = Fläche der Raumbegrenzungen.

Für Luft von 20°C und 760 Torr gilt $T/s = 0,161 \frac{V/\text{m}^3}{\alpha F/\text{m}^2}$.

Effektiver Schalldruck in geschlossenem Raum von der Nachhallzeit T und der Schallquellenleistung L :

$$p_{\text{eff}}/\mu \text{ bar} = 1015 \sqrt{\frac{T/s L/\text{Watt}}{V/\text{m}^3}}.$$

Schalleistung in geschlossenem Raum von der Nachhalldauer T beim effektiven Schalldruck p_{eff} :

$$L/\text{Watt} = 0,97 \cdot 10^{-6} \frac{(p_{\text{eff}}/\mu \text{ bar})^2 V/\text{m}^3}{T/s}.$$

Schalldichte in geschlossenem Raum von der Nachhallzeit T und der Schallquellenleistung L :

$$E_R/\text{Watt s/cm}^3 = 7,25 \cdot 10^{-8} \frac{L/\text{Watt T/s}}{V/\text{m}^3}.$$

Sachverzeichnis.

- Abbau von Schallvorgängen 234, 243.
Abschlußwiderstand einer Leitung 172, 206.
Absorption, Einfluß auf die Hörsamkeit 174.
— in Gasen 156ff.
— in Luft, Abhängigkeit von Temperatur und Feuchtigkeit 159.
— in nebelhaltiger Luft 160.
— in Rohrleitungen 169ff.
—, Lösung der Wellengleichung unter Berücksichtigung der 50.
Absorptionskoeffizienten verschiedener Stoffe 183.
Absorption, Theorie der molekularen 158.
Abtastkondensator zur Ermittlung der Lage von Knotenlinien 64.
Amplituden, endliche 47, 66.
Amplitudenspektrum 12.
Amplitudenverfahren bei Tonfilmen 228.
Analogiebetrachtungen über elektrische und mechanische Schwingungssysteme 30.
— über akustische und elektrische Leitungen 163.
Analysator, mechanischer, n. O. Mader 10.
Analyse, harmonische 9.
—, rechnerische 9.
Anblasdruck bei Lippenpfeifen 109.
Atmende Kugel 87ff.
Aufzeichnung von Schall 189ff.
Ausbreitung von Körperschall 189.
Ausgleichsvorgänge bei Lautsprechern 125.
— bei Mikrofonen 190.
— bei natürlichen Schallvorgängen 256ff.
— bei Oktavsieben 241.
— bei der Orgel 260ff.
— bei Schwingungssystemen, Allgemeines 24.
Auslenkung 2.
Auspuffschall 114, 167.
Ausschlag 263, 264.
Bändchenlautsprecher 127.
Bändchenmikrophon 193.
—, Verwendung zur Schalldruckkompensation 69.
Basilmembran 206.
—, Helmholtzsche Theorie 213.
Basis, lineare, bei Wasserschallempfängern 199.
Bauakustik 174ff.
Becken, Spektrum 255.
Behm-Kurzzeitmesser 143.
Benennungen in der Akustik 262.
Berliner Schrift, bei Schallplatten 223.
Beschleunigung 2.
Beschleunigungskoppelung 36.
Beugung 139ff.
— an Gittern 146.
— an Hindernissen verschiedener Form 144ff.
— von Licht an Ultraschall 79, 151.
Bewegungsempfänger 189.
Biegungsschwingungen 53, 60.
— schallschluckender Materialien 184.
Biegungswellen 53.
Binauraleffekt 220.
—, Benutzung zur Kurzzeitmessung 80.
Blasinstrumente, Spektrum 253.
Blatthaller 91, 123ff.
Blechblasinstrumente 111.
Bogen zum Anstrich von Saitenschwängen 99.
Bratsche, Spektrum 252.
Braunsch's Rohr 19, 235.
Brechung 139ff.
— an Trennflächen von Medien verschiedenen Schallwellenwiderstandes 149.
— von Ultraschall 151.
Brownsche Molekularbewegung, Begrenzung der Ohrempfindlichkeit 208.

- Brücke, akustische 173.
 Bullerton 104.
- Dämpfer** 167 ff.
 Dämpfung, kriechende 22.
 —, Lösung der Wellengleichung unter Berücksichtigung der 50.
 Dämpfungskonstante 21.
 Dämpfungsmaß einer Leitung 170.
 Dämpfungsmodul 21.
 Dämmzahl 186.
 Dehnungswellen 53.
 Dekrement einer Schwingung 21.
 Dezibelmaß 83.
 Dichteschwankung in Schallfeldern 67.
 —, Messung auf optischem Weg 72.
 Differenztöne 33.
 — im Gehör 219.
 Differenztonfaktor 35.
 Dispersion bei Biegungswellen 54.
 — bei Ultraschall 138.
 Dispersionsformel von H. O. Kneser 138.
 Dissonanz 218.
 Doppellaute 118.
 Doppelmikrophon 195.
 Dopplereffekt 64.
 Drehorgel 107.
 Drehschwingungen 26.
 Drosselketten, elektrische, Analogie zu Mehrfachtrennwänden 188.
 Druckempfänger 189.
 Druckerhöhung an Schallempfängern 198, 203.
 Druckgradientempfänger 189, 200.
 Druckkammer zur Empfängereichung 204.
 Druckschwankung 46, 67.
 —, Berechnung aus dem Geschwindigkeitspotential 49.
 Drucktransformation an der Empfänger-oberfläche 198, 203.
 Druckstörung, Ausbreitung ins Medium 46.
 Durchmusterung einer Schwingungskurve 11.
 Dynamik bei Schallaufzeichnungsverfahren 226.
 — natürlicher Schallvorgänge 247.
- Echolot** 129, 143.
Edison-Schrift 222.
 Eichung im freien Schallfeld 203 ff.
 — von Schallempfängern 202 ff.
- Eigenfrequenz von Schwingungssystemen 21, 27.
 Eigenfrequenzen gekoppelter Schwingungskreise 38.
 Eigenschwingungen von Luftsäulen 55.
 Eigenschwingung gedämpfter Systeme 21.
 Eigentöne von Räumen 57.
 — von Stäben 60.
 Einfachzackenschrift bei Tonfilmen 228.
 Einschwingvorgang bei Schwingungssystemen, Allgemeines 24.
 Einstelldauer bei Molekularprozessen 138.
 Elastizitätsmodul, dynamischer 189.
 Elektrodynamisches Telefon 123.
 Elektrostatische Eichung von Mikro-
 phonen 204.
 Elementarwellen, Huygenssche 140.
 Elongation 2.
 Elongationsmikrophone 190.
 Empfänger, Allgemeines 189 ff.
 —, elektro-dynamische 193.
 —, für Flüssigkeitsschall 196.
 —, Störungen des Schallfeldes 68.
 —, thermische 189.
 Empfängergruppen 200.
 Empfindungsstärke und Reizstärke 210.
 Energiedichte, räumliche 82.
 Ersatzspannungsmethode, zur Empfängereichung 204.
 Exponentialtrichter, Richtwerkeigenschaften 199.
 —, Strahlungswiderstand, Grenzfrequenz 97, 266.
 Explosionsschall 66.
 —, verschiedene Hörbarkeitsgebiete 154.
 Explosivlaute 118.
 —, Oktavsieboszillogramme 258.
- Fagott** 111.
Fellinstrumente 107.
Fenster, ovals 206.
 —, rundes 206.
Fernhörer, elektro-magnetischer 120.
Fernsprecher 120.
Fessendensender 126.
Filmverfahren zur Schallaufzeichnung 226 ff.
Filter, Theorie 165 ff.
Flächenträgheitsmoment von Stäben 54.
Flamme, schallempfindliche 71.
 —, singende 131.

- Flöte 111.
 —, Spektrum 253.
 Flügel 105, 254.
 Formanten von Sprachlauten 116.
 Fortpflanzungskonstante einer Leitung 170.
 Fourieranalyse, Allgemeines 9.
 —, optische 10.
 —, rechnerische 9.
 — von Oszillogrammen 234.
 Fourieransatz für die angezupfte Saite 59.
 — für den Lochsirenenerschall 114.
 — für die durch Anstreichen mittels Bogen erregte Saitenschwingung 100.
 — verschiedener praktisch wichtiger Schwingungsformen 9.
 Fourierschwingungen 7.
 Fouriersynthese 13.
 Fraunhofersche Beugung, Interferenzerscheinungen im Schallfeld von Kolbenmembranen 94.
 Fremdspannungsdynamik bei Schallaufzeichnungsverfahren 226.
 Frequenz 1, 48.
 —, Messung 73.
 Frequenzabhängigkeit der Ohrempfindlichkeit 208.
 Frequenzkurve eines Schwingungssystems 24.
 — gekoppelter Systeme 39.
 Frequenzmessung, genaue 45.
 Frequenzspektrum, kontinuierliches 44.
 Frequenzumfang natürlicher Schallvorgänge 243 ff.
 Fresnel-Huygenssches Prinzip 141.
 —, Erklärung der Beugung am Schallgitter 146
 —, Erklärung der Richtwirkung von Strahlen 94.
 Funkenknall 131, 176.
 Funkenknallwellen, raum-akustische Modellversuche 176.
- Galtonpfeife 112.
 Gammaprodukt (bei Tonfilmen) 230.
 Gasstromgenerator 112.
 Gedackt 111.
 Gehörgang 206.
 Gehörknöchelchen 206, 207.
 —, nichtlineares Verhalten 220.
 Gehörschädigung 213.
 Geige, Einschwingvorgänge 257.
- Geige, Frequenzkurve 103.
 —, physikalischer Mechanismus 99.
 —, Spektrum 252.
 Geräusche, Spektren 256.
 Geräuschspannungsdynamik bei Schallaufzeichnungsverfahren 226.
 Geschoßknall 80.
 Geschwindigkeitsmikrophone 190.
 Geschwindigkeitspotential 49, 87 ff.
 — im Schallfeld der atmenden Kugel 87.
 Gitter, akustisches 146.
 Glocken 108.
 Glockenklavier (Celesta) 107.
 Goldbergsche Beziehung (bei Tonfilmen) 230.
 Gong (Tamtam) 108.
 Gradationskurve von Tonfilmen 229.
 Grenzdämpfung, aperiodische 22.
 Grenzfrequenz von Filtern 166.
 Grenzwinkel der totalen Reflexion 150, 153.
 Grundschiwingung 8.
 Gruppengeschwindigkeit 54.
- Hallraumverfahren zur Schalleistungsmessung 82.
 Hammerwirkung bei der angeschlagenen Saite 60, 105.
 Harmonium 107.
 Helmholtzresonator, Benutzung zur Schallanalyse 233.
 —, Eigenfrequenz 267.
 —, Theorie 162.
 Helmholtzscher Typ der Saitenschwingung 100.
 Herzschiell 256.
 Heulsummer 44, 180.
 Hiebtöne 113.
 Hindernisse in Schallfeldern, Beugungserscheinungen 144.
 Hitzdrahtmikrophone 73.
 Hochpaßfilter 166.
 Hörbarkeitsgebiete, verschiedene, bei Explosionen 154.
 Holzblasinstrumente 111.
 Horchgerät 221.
 Hörfläche 210.
 Hörgrenzen 209.
 Horn 111.
 Hörnervenfasern 206.
 Hörsamkeit von Räumen 174.
 Hörschwelle 208, 209.
 Hörvergleichsverfahren 85.

- Huygenssches Prinzip 139ff.
 Hydrodynamische Effekte in der Schnecke 214.
- Impuls, Spektrum 12.
 Induktivität, akustische 162.
 Intensität einer Schwingung 3.
 Intensitätsbereich natürlicher Schallvorgänge 247.
 Intensitätsverfahren bei Tonfilmen 227.
 Interferenz, Fresnel-Huygenssches Prinzip 141.
 Interferenzröhrenfilter 168, 234.
 Interferenz von Schallwellen 50, 141.
 — von Schwingungen 4.
 Interferometer 78.
- Kapazität, akustische 163.
 Kathodenstrahloszillograph 19, 235.
 Kehlkopf 41.
 Kennlinie, statische 32.
 Kennliniendiagramm einer Röhre 43.
 Kerreffekt, Ausnutzung zur Lichtsteuerung 227.
 Kettenleiter, akustischer und elektrischer 165.
 Kippspannung, beim Braunschen Rohr 19.
 Kirchhoffsches Gesetz der Akustik 165.
 Klangeinsätze von verschiedenen Musikinstrumenten 256ff.
 Klangfarbe 214ff.
 Klangfiguren, Chladnische 64.
 Klarinette 111.
 —, Spektrum 253.
 Klirrfaktor 33.
 — des Blatthallers 124.
 — des Trichterlautsprechers 121.
 Knallwellen, Brechungserscheinungen 151.
 Knickschwingungen 126.
 Knotenlinien bei der Geige 64.
 — bei Membranen 62.
 — bei Strahlern höherer Ordnung 90.
 Kohlemikrophon 194.
 —, Nichtlinearität 34.
 Kolbenmembran, Abstrahlung 91.
 —, Schwingungsgleichung 124.
 —, Strahlungswiderstand, mitschwingende Masse 265.
 Kombinationsschwingungen 33.
 Kombinationstöne 33.
 — im Gehör 219.
 Kompensation durch elektrostatische Kräfte 204.
 Kompensationsmikrophon 69.
 Kompensationsverfahren 69.
 Kompressibilität, adiabatische 46, 132.
 —, isotherme 47.
 Kondensatormikrophon 190ff.
 —, Eichung 204.
 — zur Schalldruckmessung 68.
 Konsonanten, Oktavsieboszillogramme 258.
 —, Schallerzeugung bei 119.
 —, Spektren 251.
 —, Veränderungen beim Abbau 245.
 Konsonanz 218.
 Konuslautsprecher 125.
 Konustrichter, Strahlungswiderstand 98, 266.
 Kopfwelle an einer Trennfläche 151.
 — bei Geschossen 65, 80.
 Koppelung, elastische 36.
 —, elektrische 36.
 —, induktive 36.
 —, kapazitive 36.
 Koppelungsfaktor 38.
 Koppelungsschwingungen 36.
 Körperschall 189.
 Kraftgleichung für die schwingende Saite 54.
 — gekoppelter Systeme 37.
 Kraftkoppelung 36.
 Kreisbasis bei Wasserschallempfängern 200.
 Kreismembranen, Eigentöne und Knotenlinien 62.
 Kristallempfänger 196.
 Kugel, atmende 87.
 —, Strahlungswiderstand, mitschwingende Masse 265.
 —, tönender Lichtbogen, Funkenknall 131.
 Kugel, Schattenwirkung 197.
 Kugelstrahler nullter und erster Ordnung
 Strahlungswiderstand, mitschwingende Masse 90ff., 265.
 Kugelwellen 49.
 Kundtsches Rohr 77.
 Kurven gleicher Lautstärke 209.
 Kurztonmethode für raumakustische Untersuchungen 181.
 Kurzzeitmesser 80, 144.

- Laplacesche Beziehung 133.
 —, Nichterfüllung bei großen Amplituden 155.
 Laufzeitmessung 79.
 Lautheit 211.
 Lautsprecher 123.
 —, elektro-dynamischer 123.
 —, elektro-statischer 128.
 —, Klirrfaktor 121.
 Lautstärke 82, 210.
 Lautstärkenmessung, objektive 86.
 Lautstärkenunterschiede, eben merkbare 210.
 Leistung, abgestrahlte 265.
 Leitungen, Theorie der akustischen 161 ff., 169.
 Lichtbeugung an Ultraschall 79, 151.
 Lichtbogen, tönender 130.
 Lichthahn 227.
 Lingualpfeifen 111.
 Linienspektrum 12.
 Lippenpfeifen, Einschwingvorgänge 260.
 —, Koppelungsfragen 109.
 —, selbsterregte Schwingungen 46.
 Lissajousfiguren 13, 236.
 Lochsirene, Fourieransatz des Öffnungsvorganges 114.
 —, Oktavsieboszillogramme 242.
 —, Spektrum 238.
 Logatomverständlichkeit in Abhängigkeit vom Frequenzumfang einer Schallübertragungsanlage 246.
 Luftpolster, zusätzliche Rückstellkraft bei Mikrofonmembranen 62.
 Luftsäulen, Eigenschwingungen 55.
 Luftschraubengeräusch 113.
 Lüftungsanlagen, Verhinderung der Schallausbreitung 168.
 Lungenschall 256.
 Lymphflüssigkeit 206.

 Magnetophonverfahren zur Schallaufzeichnung 231.
 Magnetostricktionssender 122.
 Masse, mitschwingende 20, 88.
 —, bei Wasserschallempfängern 196.
 Massenkoppelung 36.
 Mechanischer Widerstand 263, 264.
 Mediae 118.
 Mediummasse, mitschwingende 20, 88.
 —, mitschwingende bei Wasserschallempfängern 196.
 Mehrfachtrennwände 188.
 Mehrfachzackenschrift bei Tonfilmen 228.
 Melodieschreiber 74.
 Membran eines Fernhörers 120.
 —, nicht abwickelbare 126.
 Membranschwingungen, Eigentöne und Knotenlinien 62.
 Membransender 115.
 Mensur von Pfeifen 111, 255.
 Metallzungen 111.
 Meyer-Breite 224.
 Mikrophone 190 ff.
 —, Nichtlinearität 34, 195.
 Mikrophoneichung 202 ff.
 Mitschwingende Mediummasse von Strahlern 88.
 Molekulareffekte, Einfluß auf die Absorption 158.
 Molekularprozesse, Einfluß auf die Schallgeschwindigkeit 138.
 Multitonsender 44.
 Mundharmonika 107.
 Mündungsknall 66, 80.
 Mündungskorrektur bei Pfeifen 57, 163.
 Musikinstrumente 98 ff.
 Musikklänge, Spektren 252 ff.
 —, Veränderungen durch Begrenzung des Frequenzumfanges einer Schallübertragungsanlage 246.

 Nachhall, raumakustischer 177.
 Nachhallzeit 177, 267.
 —, Messung 179.
 —, optimale 185.
 Nachhallzeitverfahren zur Schluckgradmessung 181.
 Natürliche Schallvorgänge, Intensitätsbereich 247.
 —, Zusammensetzung 243 ff.
 Nervus akustikus 206.
 Netztöne 132.
 Neumann-Schreiber 68.
 Nichtharmonische Schwingungen 32.
 Nichtlineare Schwingungen 32.
 — Vorgänge bei Mikrofonen 34, 195.
 Normalfrequenzen 45.
 Normalschallquelle, Thermophon 130.
 Normalton für Lautstärkenmessungen 85.

 Oberflächenwellen 53, 149.
 Oboe 111.
 —, Spektrum 254.

- Öffnungskorrektur 163.
 Ohmsches Gesetz der Akustik 214.
 Ohr 206ff.
 Ohrempfindlichkeit 82, 208.
 —, Frequenzabhängigkeit 208.
 Ohrresonatoren, Helmholtzsche, Benutzung zur Schallanalyse 233.
 Oktavsieboszillogramme von Sprachlauten und von Musikklingen 258 ff.
 Oktavsieboszillograph 240.
 Orgel 111, 255.
 —, Einschwingvorgänge 260.
 —, Spektrum 255.
 Oszillogramme von Nachhallvorgängen 178.
 — von Sprachlauten und von Musikklingen 258ff.
 Oszillograph 234.
 —, Wirkungsweise 26, 234.
 Partialschwingungen 8.
 Pauke 107.
 —, Spektrum 255.
 Pegelschreiber 68.
 Phase einer Schwingung 2.
 Phasengeschwindigkeit 54.
 Phasensprung bei der Reflexion von Schall 51, 141.
 Philips-Miller-Verfahren zur Schallaufzeichnung 231.
 Phonautograph 222.
 Phonmaß 85, 211.
 Phonograph 222.
 Phonskala 86.
 Photozelle zum Abtasten von Tonfilmen 228.
 Piezo-elektrischer Effekt 128, 196.
 Piezoquarze, Klangfiguren 64.
 Piezoquarzsender 45, 128.
 Plattenschneider 223.
 Plattenschwingungen, Eigentöne und Knotenlinien 63.
 Plattenverfahren zur Schallaufzeichnung 223ff.
 Ponderometrische Kraft 143.
 Porosität von schallschluckenden Materialien 182.
 Posaune 111.
 —, Spektrum 254.
 Prinzipal 111.
 Prismen, akustische 150.
 Propellerdrehklang 113.
 Trendelenburg, Akustik.
 Propellergeräusch 113.
 Punktförmige Schallquelle 49.
 Quellenergiebigkeit 87.
 Querkontraktion in festen elastischen Körpern 52.
 Rauhigkeit beim Zusammenklang 218.
 Raumakustik 174ff.
 Rayleigh-Scheibe 28, 70, 81, 203.
 Rayleigh-Wellen 53.
 Registerkanzelle 262.
 Reflexion 139ff.
 — an einer Trennschicht 51.
 — am Ende einer akustischen Leitung 172.
 —, totale 150, 153.
 Reflexionseffekte, raumakustische 174.
 Reflexionsverfahren zur Messung von Schluckgraden 173, 181.
 Reibung, innere und äußere 157.
 Reibungskoeffizient, kinematischer 157.
 Reibungskoppelung 36.
 Reichweite von Schallsignalen unter Berücksichtigung der Absorption 160.
 Reizstärke und Empfindungsstärke 210.
 Relaxationszeit bei Molekularprozessen 138.
 Resonanzkurve eines Schwingungssystems 24.
 —, Methode der halben 69, 193, 205.
 —, Verfahren der halben 69, 193.
 Resonanzkurven gekoppelter Systeme 39.
 Resonanztheorie des Hörens 213.
 Resonanztheorie der Vokale 117.
 Resonatoren, allgemeine Theorie 161ff.
 —, Helmholtzsche, Benutzung zur Schallanalyse 233.
 —, Helmholtzsch, Eigenfrequenz 162, 267.
 —, Helmholtzsch, Theorie 162.
 Reziprozitätssatz, Helmholtzsch 197.
 Richtungsbestimmung in der Wasserschalltechnik 200.
 — von Luftschall 221.
 Richtungsempfindlichkeit des Ohres 220.
 Richtwirkungseigenschaften von Empfängern 197.
 Richtwirkung von Strahlern 93.
 Röhrenkennlinie 43.
 Röhrenrauschen, kontinuierliches Frequenzspektrum 44.

- Röhrensender, selbsterregter 41.
 Rohrblattzungen 111.
 Rohrleitungen, Theorie der Schallvor-
 gänge 161ff., 169.
 Rückkoppelung 41.
- Saiten, Eigenschwingungen 57.
 Saiteninstrumente, Wirkungsweise 99.
 —, Spektrum 255.
 Saitenschwingungen, Beobachtung im
 Vibrationsmikroskop 14, 18.
 —, durch Anstrich mittels Bogen er-
 regte 45.
 —, Fouriersatz für die angezupfte
 Saite 59.
 —, Fouriersatz für die durch An-
 streichen mittels Bogens erregte
 Saite 100.
 —, Wellengleichung 54.
 Saitenwellen, Ausbreitungsgeschwin-
 digkeit 54.
 Saxophon 111.
 Schädigung der Basilar membran 213.
 Schallabstrahlung, theoretische Grund-
 lagen 87.
 Schallanalyse 232ff.
 —, mit dem Suchtonverfahren 236.
 Schallaufzeichnung 189ff., 222ff.
 Schallausbreitung 132ff.
 — auf große Entfernungen, Brechungs-
 effekte 153.
 — in der hohen Atmosphäre 155.
 — in Leitungen 161ff., 169.
 — in Seewasser auf große Entfernungen
 156.
 Schalldämmung 198
 Schalldämmzahlen verschiedenartiger
 Trennwände 187.
 Schalldämpfer 115, 167.
 —, Theorie, Bauweise 167ff.
 Schalldichte 263, 265.
 Schalldispersion in Kohlensäure 138.
 Schalldruck 49, 67, 263, 264.
 —, Berechnung aus dem Geschwindig-
 keitspotential 49, 67.
 Schalldruckmesser 68.
 Schalldurchgang durch Trennwände 186.
 Schalleistung 82, 263, 265.
 —, Messung mit dem Hallraumverfah-
 ren 82.
 — natürlicher Schallquellen 82.
 Schallempfänger, allgemeines 189ff.
 —, Eichung 202ff.
- Schallempfänger, Störungen des Schall-
 feldes 68.
 Schallempfang, gerichteter 197.
 Schallerzeugung, grundsätzliches 87.
 Schallfeld, polarisiertes 90.
 —, kugelsymmetrisches 49.
 —, zylindersymmetrisches 49.
 Schallfeldgrößen, Messung von 66.
 Schallfluß in Leitungen 165.
 Schallgeschwindigkeit 46, 133ff., 263.
 —, Abhängigkeit vom Druck 133.
 —, Abhängigkeit von der Temperatur
 133.
 —, Berechnung 46.
 —, Einfluß des Windes 154.
 — in Gasen 134.
 — in Hölzern 137.
 — in Luft 133.
 — in verschiedenen Flüssigkeiten 135.
 — in Wasser 134.
 — longitudinaler Wellen in Metallstä-
 ben 136.
 Schallhorchgeräte 221.
 Schallintensität, Berechnung aus dem
 Schalldruck bzw. der Schnelle 81.
 Schalmei 111.
 Schallmeßverfahren zur Ermittlung
 des Standpunktes feuernder Ge-
 schütze 66, 80.
 Schallplatte 223ff.
 Schallquelle, punktförmige 49.
 Schallreflektor, Richtwirkungseigen-
 schaften 200.
 Schallschirm, Einfluß der endlichen
 Größe auf die Schallabstrahlung 96.
 Schallsender, elektro-magnetischer 119.
 —, elektrostatischer 128.
 —, magnetostriktiver 122.
 —, mechanische 98ff.
 —, thermische 130.
 Schallspektroskopie 127, 147, 242.
 Schallschluckvermögen 182, 267.
 Schallstärke 210, 263, 265.
 —, Messung 81, 142.
 Schallstärkeskala, logarithmische 68, 83.
 Schallstrahlungsdruck 142.
 Schallstrahlungsdruckmesser 142.
 Schalltotter Raum, Konstruktionsanga-
 ben 203.
 Schalltrichter, zur Vergrößerung der
 Schallabstrahlung 96.
 Schallübergang durch Trennflächen
 141.

- Schallübertragung, klanggetreue, Abhängigkeit von der oberen Grenzfrequenz 245, 246.
- , klanggetreue, Bedeutung der Ausgleichsvorgänge 262.
- , klanggetreue, Einfluß nichtlinearer Verzerrungen 35.
- Schallwellen, endlicher Amplitude 47, 66.
- , ebene 49.
- , stehende 50, 56.
- Schallwellenwiderstand 49, 171, 263, 264.
- einer Rohrleitung 171.
- Schattenwirkung einer Kugel 144, 197.
- Scheibe, Rayleighsche 28, 70, 81, 203.
- Schlagton einer Glocke 108.
- Schleifenzillograph 234.
- Schlierenaufnahmen an raumakustischen Modellen 176.
- von Knallwellen 151.
- Schlierenmethode 131, 176.
- Schluckgrad 182, 267.
- , Abhängigkeit vom Einfallswinkel 182.
- des Ohres 206.
- Schluckgradmessung mit dem Nachhalldauerverfahren 181.
- mit dem Reflexionsverfahren 173.
- Schluckzahlen verschiedener Stoffe 183.
- Schmerzempfindung 209.
- Schnecke 206.
- Schneidentöne 113.
- Schnelle 2, 263, 264.
- , Berechnung aus dem Geschwindigkeitspotential 49, 67.
- Messung mittels Rayleigh-Scheibe 71.
- , qualitative Anzeige mit schallempfindlichen Flammen 71.
- Schnellempfänger 189.
- Schubwellen 149.
- Schwarzplatten 223.
- Schwärzung von Tonfilmen 229.
- Schwebungen 6, 50, 217.
- , subjektive im Gehör 217ff.
- Schwebungsfrequenz 6.
- Schwebungssumme 43.
- , Benutzung bei Frequenzmessungen 73.
- Schwebungston 7.
- Schwellenintensität der Gehörempfindung 208.
- Schwingungen elektrischer Systeme 29.
- einer Masse 2.
- Schwingungen, erzwungene 22.
- , erzwungene eines Drehschwingungssystems 26.
- , freie 19.
- nichtlinearer Systeme 32.
- , rein harmonische 2.
- , rein periodische 1.
- , selbsterregte 40.
- von Systemen mit mehreren Freiheitsgraden 36.
- , zusammengesetzte 4.
- Schwingungsgleichung der federnd aufgehängten Masse 20.
- des Helmholtzresonators 163.
- Schwingungslehre 1.
- Schwingungszahl 1.
- Schwingungszahlentabellen 74.
- Seignettesalzempfänger 196.
- Seismik, Kopfwellen an Grenzschichten 152.
- Seitenschrift bei Schallplatten 223.
- Selbsterregung von Schwingungen 40.
- Siebketten, elektrische, Ausgleichsvorgänge 241.
- Signalsender 115, 126.
- Silbenverständlichkeit in Abhängigkeit von der Nachhallzeit 185.
- Sirenen 114.
- Spannungsgleichungen elektrischer Schwingungskreise 39.
- Spektren eines Schallvorganges 10.
- von Geräuschen 256.
- von Konsonanten 251.
- von Musikklängen 252ff.
- von Vokalen 249.
- Spektrum, kontinuierliches 12, 44.
- , kontinuierliches für raumakustische Messungen 180.
- Sprache, Oktavsieboszillogramme 258ff.
- Sprachlaute, Erzeugung 118.
- , Veränderungen beim Abbau 243.
- Sprachorgane 115.
- Stäbe, Eigenschwingungen 60.
- Stabschwingungen, Wellengleichung 53.
- Stabklavier (Xylophon) 106.
- Stabmikrophon 195.
- Stärkenskala, logarithmische 83, 210.
- Stahlbandverfahren zur Schallaufzeichnung 231.
- Steg bei der Geige 99.
- Steigbügel 206, 207.
- Stimmbandschwingungen, selbsterregte 41, 115.

- Stimme, allgemeine Fragen der Schallerzeugung durch das Sprachorgan 115.
 Stimmgabel, Eigenschwingungen 61.
 —, elektro-magnetische 44.
 —, frequenznormale 44.
 —, selbsterregte 40.
 Stimmgabelschwingung, Beobachtung im Vibrationsmikroskop 18.
 Stimmstock bei der Geige 99.
 Störgeräusch beim Filmverfahren 230.
 — beim Magnetophonverfahren 232.
 — beim Plattenverfahren 226.
 Stoßtheorie der Vokale 117.
 Strahlungsdruck 142.
 Strahlungswiderstand 88 ff., 265.
 Streicher 111.
 Strömungswiderstand von schallschlukkenden Materialien 182.
 Suchtonverfahren zur Schallanalyse 236.
 Summationstöne 33, 219.
 — im Gehör 219.
 Superposition von Schallwellen 50.
 — von Schwingungen 4.
 Synthese von Schwingungsvorgängen 13.

 Tauchspulmikrophone 193.
 Telegraphengleichung 169.
 Telephon 120 ff.
 Temperatur, gleichschwebende 76.
 Temperaturschwankung in Schallfeldern, Berechnung aus dem Geschwindigkeitspotential 67.
 Tenues 118.
 Thermophon 130.
 —, Benutzung zu Eichzwecken 204.
 Tiefschrift 222.
 Tiefpaßfilter 167.
 Tonabnehmer 225.
 Tonfilmverfahren 226 ff.
 Tonfrequenzspektrometer 239.
 Tonhöhenmessung 73.
 Tonhöhenunterscheidungsvermögen 212.
 Tonintervall 76.
 Tonkanzelle 262.
 Tonnormale 61.
 Ton, Ohmsche Definition 214.
 Tonskala, musikalische 76.
 Torsionsschwingungen 26.
 Totalreflexion 150, 153.
 Trennwände 188.

 Trennschärfe des akustischen Gitters 148.
 Trevelyaneffekt 132.
 Triangel 107.
 —, Spektrum 255.
 Trichter 96.
 Trichterlautsprecher 121.
 Trommel 107.
 —, Spektrum 255.
 Trommelfell 206, 220.
 —, nichtlineares Verhalten 33.
 Trompete 111.
 —, Einschwingvorgänge 257.
 —, Spektrum 254.
 Tuba 111.

 Überblasen von Orgelpfeifen 261.
 Überschallgeschwindigkeit bei Geschossen 66.
 Ultraschall, Beugung an Gittern 146.
 —, Brechungerscheinungen 150.
 —, Echolote 129, 143.
 Ultraschallsender 122, 127, 128.
 Ultraschall, Wellenlängenmessung 78.
 Unsicherheitsrelation der Wellenlehre 148, 218, 241.
 Untertöne 126.

 Ventilinstrumente 111.
 Verdeckungseffekt 215.
 Verdichtung, relative 46.
 Verschmelzung 219.
 Verstärkungswirkung von Schallreflektoren 200.
 Verständlichkeit in Abhängigkeit vom Frequenzumfang einer Schallübertragungsanlage 245, 246.
 Verständlichkeitsmessungen in der Raumakustik 185.
 Vibrationsmikroskop 14.
 Vokale, Oktavsieboszillogramme 251.
 —, Spektren 249.
 —, Theorie der Erzeugung 117.
 —, Veränderungen beim Abbau 244.
 Vox Humana 111.

 Wackler 132.
 Wasserschall, Ausbreitung 156.
 —, Empfänger 196.
 —, Richtungsbestimmung 200.
 —, Sender 126.
 Wärme, spezifische, Einfluß auf Schallgeschwindigkeit 46.

- Wärmeleitung, Einfluß auf die Absorption 169.
 Weber-Fechnersches Gesetz 83, 210.
 Wellengleichung, allgemeine 46.
 — für Kreismembranen 62.
 — für Kugelwellen 49.
 — für Saitenschwingungen 54.
 — für Stabschwingungen 53.
 Wellenlänge 48.
 —, Messung 73.
 Wellenlehre 1.
 Wellen, longitudinale 52.
 —, Rayleighsche 53.
 —, stehende 50.
 —, stehende in Luftsäulen (Pfeifen) 56.
 —, transversale 52.
 Wellensieb 167.
 Wellenwiderstand einer Rohrleitung 171.
 Widerstand, akustischer 30, 163, 263, 264.
 —, mechanischer 30.
 —, Messung in der akustischen Brücke 173.
 Widerstandsmessung, Reflexionsverfahren 206.
 Windgeräusche, Begrenzung der Ohrempfindlichkeit 208.
 Winkelgeschwindigkeit 1.
 Winkelmaß einer Leitung 170.
 Wirbelablösung an Schneiden 109, 113.
 Wirbelgeräusche an Luftschrauben 113.
 Wirbeltheorie des Tonhöhenunterscheidungsvermögens 214.
 Widerstandsthermometer 72.
 Wolfston 104.
 Zackenschrift bei Tonfilmen 228.
 Zahnrad sirene 114.
 Zickzackschwingung 45.
 Ziehharmonika 107.
 Zeitmessung, genaue 45.
 Zone des Schweigens 154.
 Zonenkonstruktion, Fresnelsche 145.
 Zungen, aufschlagende 107.
 —, durchschlagende 107.
 Zungeninstrumente 107.
 Zungenpfeifen, Einschwingvorgänge 260.
 —, Koppelungsfragen 109.