



Die „Sammlung Vieweg“ hat sich die Aufgabe gestellt, Wissens- und Forschungsgebiete, Theorien, chemisch-technische Verfahren usw., die im Stadium der Entwicklung stehen, durch zusammenfassende Behandlung unter Beifügung der wichtigsten Literaturangaben weiteren Kreisen bekanntzumachen und ihren **augenblicklichen Entwicklungsstand zu beleuchten**. Sie will dadurch die Orientierung erleichtern und die Richtung zu zeigen suchen, welche die weitere Forschung einzuschlagen hat.

Als Herausgeber der einzelnen Gebiete, auf welche sich die Sammlung Vieweg zunächst erstreckt, sind tätig, und zwar für:

Physik (theoretische und praktische, und mathematische Probleme):

Herr Geh. Reg. Rat Professor Dr., Dr.-Ing. E. h. **Karl Scheel**, Physikal.-Techn. Reichsanstalt, Charlottenburg;

Chemie (Allgemeine, Organische und Anorganische Chemie, Physikal. Chemie, Elektrochemie, Technische Chemie. Chemie in ihrer Anwendung auf Künste und Gewerbe, Photochemie, Metallurgie, Bergbau):

Herr Professor Dr. **B. Neumann**, Techn. Hochschule, Breslau;

Technik (Wasser-, Straßen- und Brückenbau, Maschinen- und Elektrotechnik, Schiffsbau, mechanische, physikalische und wirtschaftliche Probleme der Technik):
Herr Professor Dr.-Ing. E. h. **Fritz Emde**, Techn. Hochschule, Stuttgart.

Neue und neueste Hefte der „Sammlung Vieweg“

Heft 18. Dr. Erich Hupka: *Die Interferenz der Röntgenstrahlen.*

Heft 19. Prof. Dr. Robert Kremann: *Die elektrolytische Darstellung von Legierungen aus wässerigen Lösungen.* Mit 20 Abbildungen. M. 2,50.

Heft 20. Dr. Erik Liebreich: *Rost und Rostschutz.* Mit 22 Abbild. M. 3,25.

Heft 21. Prof. Dr. Bruno Glatzel: *Elektrische Methoden der Momentphotographie.* Mit dem Bild des Verfassers und 51 Abbildungen. M. 4,—.

Heft 22. Prof. Dr. med. et phil. Carl Oppenheimer: *Stoffwechselermente.* M. 2,50.

Heft 23. Dr. Alfred Wegener: *Die Entstehung der Kontinente und Ozeane.* 3. gänzlich umgearb. Auflage, erschien als Bd. 66 unserer Sammlung „Die Wissenschaft“.

Heft 24. Dr. W. Fahrion: *Die Härtung der Fette.* 2. vollständig umgearbeitete Auflage. Mit 5 Abbildungen. M. 6,—.

Heft 25. Prof. Dr. A. Wassmuth: *Grundlagen und Anwendungen der statistischen Mechanik.* 2. Auflage. Mit 4 Abbildungen. M. 4,—.

Heft 26. Dr. A. Lipschütz: *Zur allgemeinen Physiologie des Hungers.* Mit 39 Abbildungen. M. 3,—.

Heft 27. Prof. Dr. C. Doelter: *Die Farben der Mineralien, insbesondere der Edelsteine.* Mit 2 Abbildungen. M. 3,—.

Heft 28. Dr. W. Fahrion: *Neuere Gerbemethoden und Gerbethorien.* M. 4,50.

Die Schalltechnik

Von

Dr.-Ing. Richard Berger
München



Mit 97 Abbildungen

Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH

Braunschweig

Herausgeber dieses Heftes:
Professor Dr.-Ing. h. c. Fritz Emde in Stuttgart

ISBN 978-3-663-06122-9 ISBN 978-3-663-07035-1 (eBook)

DOI 10.1007/978-3-663-07035-1

Alle Rechte vorbehalten

Inhaltsverzeichnis.

	Seite
1. Die Schalltechnik	1
2. Die Schallenergie	3
3. Die Lautheit	4
4. Die Schallstärken der Plan-, Zylinder- und Kugelwellen	7
5. Der Schalleiter	8
6. Die technisch wichtigsten Schalle	14
a) Die Dehnungswellen	19
b) Die Verdichtungswellen	21
c) Die Schubwellen	23
d) Die Oberflächenwellen	24
e) Die Biegungswellen	29
f) Die Querschwingungen von Saiten	32
7. Rückwurf und Brechung von Verdichtungs- und Schubwellen	32
8. Die gebrochenen und die rückgeworfenen Schallmengen	35
9. Die Grenzwellen	37
10. Schallweiche Isolierplatten zwischen schallharten Stoffen	38
11. Isolation schubfreier, schallweicher Stoffe (Luft) durch schallharte	39
12. Die Schallschwinger	39
a) Der Schallstrahler	40
b) Der mechanische Schwingungskreis	46
13. Die Schallabwehr	48
14. Das Abfangen des Lärms	53
15. Die Hörsamkeit	60
16. Der Hall von Innenräumen	62
a) Der Anhall	63
b) Der Beharrungszustand (Dauerhall)	65
c) Der Nachhall	66
17. Schalltechnische Prüfung von Stoffen	69
a) Das Abklopfen	69
b) Bestimmung der Festigkeitseigenschaften	70
α) Bestimmung des Elastizitätsmaßes mittels Dehnungs- schwingungen	70
β) Bestimmung des Gleitmoduls mittels Drillwellen	71
γ) Bestimmung des Längs- bzw. Querkürzungsverhältnisses	71
c) Dichtemessungen von Gasen	72

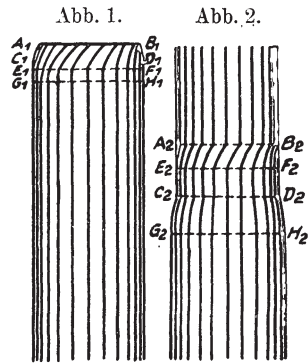
	Seite
18. Die Schallsignale	73
a) Der Einfluß der Schallverschluckung auf die Reichweite	73
b) Der Einfluß der Geschwindigkeitsänderung des Schall- leiters auf die Reichweite	74
c) Der Einfluß des Windes auf die Reichweite	77
19. Die Schallvermessung	79
a) Das Zeitunterschiedsverfahren	79
α) Widerhallvermessung	79
β) Anschneiden eines Knallortes	81
γ) Die Schallschürfung	87
δ) Verbindung von Schall- mit Licht- oder Funkenzeichen	90
b) Schallrichtungsmessen bei Schallimpulsen	91
c) Schallrichtungsmessen bei Dauerschall	93
20. Analyse des Schalles	96
a) Subjektive Analyse	96
b) Analyse von Phonogrammen	98
α) Analyse von Phonogrammen der Musikinstrumente .	98
β) Analyse von Phonogrammen der Stimmen	102
c) Analyse mittels elektrischer Kettenleiter	105
21. Schallsender und -empfänger	106
Schrifttum	113
Sachverzeichnis	114

1. Die Schalltechnik.

Zu den Ingenieuren, die sich mit der technischen Anwendung bestimmter Energieformen beschäftigen, wie die Elektro-, Beleuchtungs- und Wärmeingenieure, werden künftig noch die Schallingenieure kommen, deren Ausbildung, wie Reiher mitteilt, in England bereits erörtert wird. Auch in Deutschland finden wir ein wachsendes Interesse an schalltechnischen Aufgaben. Die technischen Hochschulen in München (Knoblauch, Lab. f. techn. Phys.) und Hannover (Nussbaum, Michel) und eine Reihe von Großfirmen beschäftigen sich mit schalltechnischen Forschungen. Kürzlich hat auch der Verein deutscher Ingenieure einen besonderen Ausschuss und eine Auskunftsstelle für Schwingungsfragen gegründet. Die Rückwirkung der Schalltechnik auf die Akustik beginnt fühlbar zu werden.

Ehe wir auf den Bereich der Schalltechnik eingehen, müssen wir uns die Frage vorlegen: „Was verstehen wir unter Schall?“ Der Physiologe und der Musiker antworten hier sofort: „Schall ist alles, was wir hören.“ Der Physiker dagegen nennt noch Schallwellen, die durch Funkenentladungen erregten elastischen Schwingungen der Luft, deren Schwingungszahlen über 20 mal höher liegen, als die der höchsten hörbaren Töne. Sehr häufig haben wir in der Technik beim Verfolgen elastischer Schwingungen stetige Übergänge aus dem Bereich der hörbaren in den der unhörbaren Schwingungen. Wir können uns in der Physik und Technik nicht auf einen anthropomorphen Standpunkt stellen. Die Schalltechnik umfaßt die Gesamtheit aller elastischen Schwingungen, die sich in festen, flüssigen und gasförmigen Stoffen ausbreiten.

Berger, Schalltechnik.



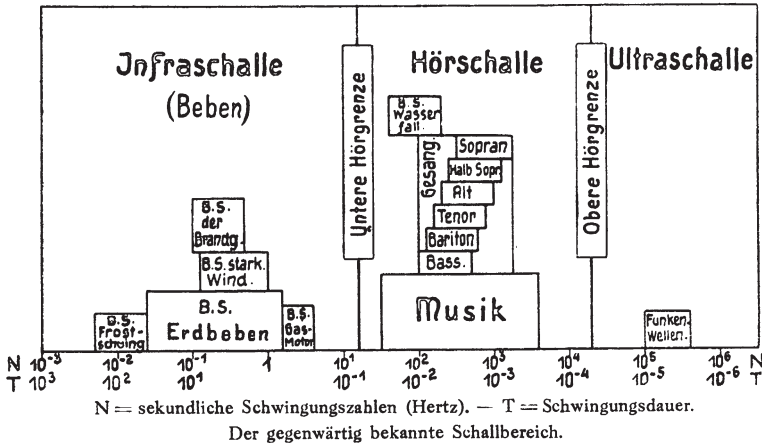
Die Ausbreitung einer im Stabquerschnitt A_1, B_1 gleichzeitig auftretenden Dehnung und Verdrehung. Berger, Z. d. V. d. I. 1922, S. 710.

Die Schalltechnik könnten wir noch weiter fassen und nicht nur auf Schwingungen beschränken, sondern auch die zeitliche Ausbreitung elastischer Formveränderungen mit einbeziehen. Wird z. B. ein Rundstab (Abb. 1 und 2) an einem Ende A_1 , B_1 gleichzeitig gezogen und verdreht, so pflanzt sich die Dehnung mit Dehnungsschall- und die Verdrehung mit Drillschallgeschwindigkeit fort.

Jede elastische Formveränderung breitet sich mit einer von der Art der Formveränderung abhängigen Schallgeschwindigkeit aus, wie die vorstehenden Abbildungen zeigen.

Die Schalltechnik können wir nach verschiedenen Gesichtspunkten unterteilen. Wenn wir vom Schalleiter aus-

Abb. 3.



gehen, können wir unterscheiden zwischen Luft-, Boden- und Unterwasserschalltechnik. Letztere wollen wir hier kürzer Wasserschalltechnik nennen. Wir können auch die Schwingungszahlen N oder ihren Kehrwert, die Schwingungsdauer T , zur Einteilung verwenden. Wenn wir nach Aigner u. a. den Bereich unter der unteren Hörgrenze den Infrabereich und den über der oberen Hörgrenze den Ultrabereich nennen, so erhalten wir drei Schallbereiche:

1. Für $N < 15 \text{ sek}^{-1}$ die Infraschalle oder Beben, wozu die Bodenschwingungen (B. S.), hervorgerufen durch Fahrzeuge, stehende Maschinen, Erdbeben, starken Wind, Brandung und Frost, zählen. Es dürfte manchen interessieren, daß z. B. als Bodenschwingung die Steilküstenbrandung an der norwegischen Küste

bis tief nach Zentralasien hinein nachgewiesen werden kann. Die Brandung an der südfranzösischen Ozeanküste ist über Mitteldeutschland hinaus und nach Böhmen hinein nachweisbar.

2. Für $N > 15$
 $< 20\,000 \text{ sek}^{-1}$ die Hörschalle, wozu der Sprech-, Gesang- und Musikbereich gehören. Auch die Bodenschwingungen durch einen Wasserfall, die Grunmach an der Queistalsperre gemessen hat, fallen in diesen Bereich.

3. Für $N > 20\,000 \text{ sek}^{-1}$ die Ultraschalle. In diesen Bereich fallen manche Insektenstimmen und die höchsten uns bisher bekannten elastischen Luftschwingungen, die bei Funkenentladungen entstehen. Der Bereich der Ultraschalle hat bisher in der Technik noch keine Anwendung gefunden.

Den Bereich der Infra-, Hör- und Ultraschalle zeigt Abb. 3. Wir könnten auch nach der Schallart (Verdichtungs-, Drill-, Oberflächenschalle usw.) einteilen. Im folgenden wurde die technische Aufgabe als Einteilung genommen. Dementsprechend finden wir später die Abschnitte über Schallabwehr, -analyse usw.

Für die der Schalltechnik Fernerstehenden ist ein allgemeiner Teil über die Grundlagen der Schalltechnik vorangestellt worden.

2. Die Schallenergie.

Je nachdem wir die Schallenergie auf bestimmte Zeit- und Raumeinheiten beziehen, erhalten wir nachstehende Grundgrößen.

Die von einer Schallquelle während einer bestimmten Zeit t in Schallform ausgesandte Energie nennen wir die Schallmenge. Ihre Dimension ist die der Arbeit ($\text{cm}^2 \cdot \text{g}^1 \cdot \text{sek}^{-2}$). Die Schallmenge je Sekunde nennen wir Schalleffekt oder Schalleistung. Ihre Dimension ist die der Arbeitsleistung ($\text{cm}^2 \cdot \text{g}^1 \cdot \text{sek}^{-3}$). Bei der Schalleistung unterscheiden wir wieder drei Sonderfälle. Die Schalleistung je Volumeneinheit ($\text{cm}^{-1} \cdot \text{g}^1 \cdot \text{sek}^{-3}$), die Schalleistung je Masseneinheit ($\text{cm}^2 \cdot \text{sek}^{-3}$) und die Schalleistung je Flächeneinheit ($\text{g}^1 \cdot \text{sek}^{-3}$). Die letztere nennen wir auch Schallstärke. Unter Schallstärke verstehen wir daher die in der Zeiteinheit durch die Flächeneinheit in Schallform gehende Energiemenge, also die Dichte des Energiestroms.

In der Technik geben wir die Schalleistung in Mikroerg/sek, in Erg/sek ($= 10^6$ Mikroerg/sek), oder in Watt ($= 10^7$ Erg/sek) an. Die Schallstärke wird in Mikroerg/sek cm^2 , Erg/sek cm^2 , oder in Watt/ cm^2 gemessen.

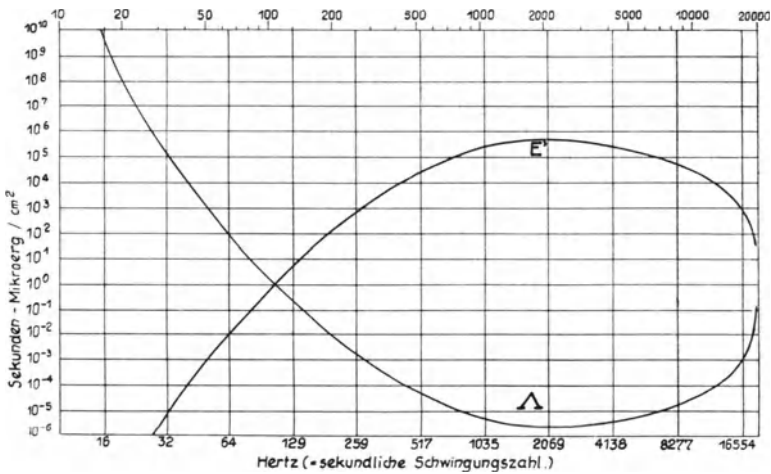
3. Die Lautheit.

Die Schallstärke ist eine rein physikalische Größe. Sie gibt die Stärke des Reizes, aber nicht die Stärke der Empfindung an. Unser Schallempfinden ist im ganzen Hörbereich nicht gleichmäßig. Es nimmt gegen die Hörgrenzen zu bis auf Null ab, dazwischen liegt ein Höchstwert. Wir haben beim Schall die gleiche Erscheinung wie beim Licht, wo bei gleicher physikalischer Stärke das gelbgrüne Licht am stärksten empfunden wird und unsere Empfindlichkeit gegen die beiden Sehgrenzen zu abnimmt. Durch Versuche ist nachgewiesen worden, daß manche Tiere einen anderen Sehbereich haben als wir. Ameisen sehen z. B. noch im ultravioletten Licht. Auch die Hörgrenzen vieler Tiere weichen von denen des Menschen ab. Hunde hören noch höhere Töne. Die Schalle, mit denen sich Insekten verständigen, liegen vielfach dicht an unserer Hörgrenze und noch darüber. Im Alter sinkt beim Menschen die Empfindlichkeit für hohe Töne. Greise hören gewöhnlich das Zirpen der Grille nicht mehr. Auf den Streit der Zoologen über das Hören der Fische gibt die Schalltechnik eine klare Antwort. Der Schallübergang von Luft auf Wasser und umgekehrt ist ungemein klein. Bodenschalle, wozu auch Erschütterungen gehören, gehen sehr stark ins Wasser über. Wenn die Fische auf letztere reagieren, so ist dies ein Beweis, daß sie tiefe Töne empfinden. Es läßt sich zeigen, daß sie noch tiefere Töne empfinden als wir.

Die Stärke, mit welcher wir einen Ton empfinden, also seine physiologische Stärke, nennen wir seine Lautheit (L). Die Lautheit L eines Tones ist das Verhältnis seiner Tonstärke (physikalische Stärke) zu seiner Reizschwellenstärke (A). Unter Reizschwellenstärke A eines Tones verstehen wir die Tonstärke, welche unser Ohr gerade noch zu reizen vermag, also gerade noch eine Schallempfindung hervorruft. Unter Empfindlichkeit $E' = 1/A$ verstehen wir den Kehrwert der Reizschwellenstärke. Wenn z. B. die Stärke J eines Tones gleich seiner 15fachen Reizschwellenstärke ist, so hat er die Lautheit 15. Unser wirkliches Lautheitsempfinden müßte zufolge des umstrittenen Weber-Fechnerschen Gesetzes mit einem anderen Maßstab gemessen werden. Der angegebene ist aber wegen seiner Einfachheit vorzuziehen.

Über die Reizschwellenstärken bei Tönen verschiedener Höhe liegt eine Reihe von Versuchen vor, von denen diejenigen von M. Wien den wirklichen Werten am nächsten kommen dürften. Die besonders durch ihre Arbeiten auf dem Gebiet der Wasserschalltechnik bekannten Forscher Hahnemann und Hecht halten seine Werte für zu klein, aber in ihrem allgemeinen Verlauf annähernd für richtig. Eine eingehende Nachprüfung wäre von großem wissenschaftlichen Werte. Unter

Abb. 4.



Die Abhängigkeit der Reizschwellenstärke A und Empfindlichkeit E' von der Schwingungszahl N (Einheit Hertz). — Berger, Z. d. V. d. I. 1922, S. 710.

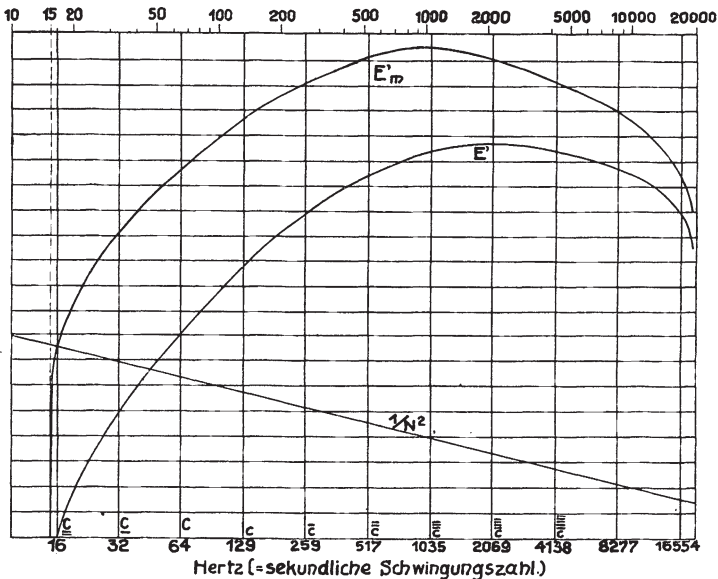
Verwendung der M. Wienschen Werte zeigen die Reizschwellenstärken für die verschiedenen Tonhöhen den in Abb. 4 dargestellten Verlauf.

Die Kurve über die Empfindlichkeit (E') gibt an, wie stark wir zwei Töne von gleicher Schallstärke, aber verschiedener Höhe empfinden. Wenn wir, wie in Abb. 4, als Einheit der Empfindlichkeit E' 1 Mikroerg/sek cm^2 nehmen, so wird die Empfindlichkeit bei 107 Hertz gleich 1.

Aus der Abb. 4 folgt, daß wir einen Ton von 1600 Hertz 560000 mal stärker empfinden, als einen Ton von 100 Hertz in gleicher Tonstärke. Um einem Ton von 80 Hertz die gleiche Lautheit wie einem Ton von 1600 oder 3200 Hertz zu geben, müssen wir ihn 130 Millionen mal stärker nehmen. Da bei 3200 Hertz (musikalisch: etwa gis_4) die Reizschwellen-

stärke ein Mindestwert und die Empfindlichkeit ein Höchstwert wird, werden wir Schallsignale für unmittelbares Hören mit freiem Ohr und nicht zu großem Abstand r von der Schallquelle ($r \lesssim 500$ m) in der Nähe dieser Schwingungszahl nehmen, weil dann der Energieaufwand am kleinsten wird. Hingegen werden wir diesen Bereich möglichst meiden, wenn wir uns vor störendem Lärm schützen wollen. Das Ohr ist

Abb. 5.



Die relative Empfindlichkeit E'_m beim Hören durch eine mit einer Schallquelle im Einklang stehende Membran, im Vergleich mit der Empfindlichkeit E' beim unmittelbaren Hören. Siehe auch Aigner, Unterwasserschalltechnik, 1922, S. 65.

relativ empfindlicher als das Auge, welches bei längerem Aufenthalt im Dunkeln einen Reizschwellenwert von $2,6 \cdot 10^{-4}$ Mikroerg/sek für weißes Licht hat.

Die Kurven der Abb. 4 dürfen wir aber nicht auf mittelbares Hören anwenden, wenn wir, wie z. B. bei Unterwasser-signalen, die Töne über schwingende Membranen hinweg aufnehmen, die mit der Schallquelle im Einklang stehen. In diesem Falle ist die empfangene Schallenergie proportional der Sendeenergie und umgekehrt proportional dem Quadrat der Schwingungszahl. Wenn wir daher in Abb. 4 an Stelle der Kurve über die Empfindlichkeit E' den Wert $E'_m = E'/N^2$ nehmen

und mit einer Konstante multiplizieren, so erhalten wir die relative Empfindlichkeit bei mittelbarem Hören über eine Membran, die mit der Schallquelle im Einklang steht (siehe Abb. 5).

Wir sehen aus Abb. 5, daß hier die höchste Membranempfindlichkeit E'_m bei 1000 Hertz liegt. Die Wasserschalltechnik macht von dieser Erkenntnis ausgiebigen Gebrauch.

Die Reizschwellenkurve der Abb. 4 kann annähernd durch folgende Faustformel wiedergegeben werden:

$$\left. \begin{aligned} \log A &= 3 (\log N - 3,23)^2 + 7,78 - \log (N - 15) \\ &- \log (20\,000 - N) + \log \frac{\text{Mikroerg}}{10^6 \text{ sek cm}^2} \end{aligned} \right\} \dots (1)$$

Als Hörgrenzen sind die Töne von 15 und 20 000 Hertz angenommen, für welche die Formel den Wert $A = \infty$ ergibt. Für einen Ton von 1000 Hertz ist z. B.

$$\begin{aligned} \log A &= 3 (3 - 3,23)^2 + 7,78 - \log 985 - \log 19\,000 + \log \frac{\text{Mikroerg}}{10^6 \text{ sek cm}^2} \\ &= 0,67 + \log \frac{\text{Mikroerg}}{10^6 \text{ sek cm}^2}, \\ A &= 4,7 \frac{\text{Mikroerg}}{10^6 \text{ sek cm}^2}. \end{aligned}$$

Durch künftige Versuche wird diese Faustformel noch manche Änderung erfahren: Für unsere Betrachtungen genügt sie.

Wir haben somit die Möglichkeit, zeichnerisch und rechnerisch die Lautheit L jedes beliebigen Tones anzugeben, sobald uns seine Tonstärke J bekannt ist. Es ist dann

$$L = \frac{J}{A} \dots \dots \dots (2)$$

oder auch

$$\log L = \log J - \log A.$$

4. Die Schallstärken der Plan-, Zylinder- und Kugelwellen.

Bei der Schallausbreitung unterscheiden wir drei wichtige Grenzfälle, nämlich die Plan-, Zylinder- und Kugelwelle. Bei punktförmiger Schallerregung in einem unbegrenzten, gleichförmigen, unbewegten Schalleiter breitet sich der Schall in Form einer Kugelwelle aus. In einer unbegrenzten Platte erhalten wir in größerem Abstand von der Erregerstelle Zylinder-

wellen und in Stäben ebene Wellen. Ist J_1 die Schallstärke in der Entfernung 1 und J_r die Schallstärke in der Entfernung r , so gilt für alle Wellenformen:

$$J_r = J_1 r^{-z} \dots \dots \dots (3)$$

Hierbei ist für Planwellen $z = 0$, für Zylinderwellen $z = 1$, für Kugelwellen $z = 2$.

Für die zwischen diesen Grenzwerten liegenden Fälle müssen wir entsprechende Zwischenwerte von z nehmen. Bei den auf der Erdoberfläche sich ausbreitenden Oberflächenwellen kommt noch die Ausbreitung in einer Kugelschale hinzu. In unmittelbarer Nähe der Schallquelle werden die Beziehungen verwickelt. In der Gleichung (3) können wir für J_1 setzen:

$$\left. \begin{aligned} J_1 &= \frac{\delta_0 v^3}{2} \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 A^2 = \frac{\delta_0 v}{2} (2\pi N A)^2 = 2\pi^2 \delta_0 v \frac{A^2}{T^2} \\ &= \frac{\delta_0 v}{2} I^2 = \frac{\delta_0 v}{2} \omega^2 A^2 = \frac{P^2}{2v\delta_0} = \frac{1}{2} IP \end{aligned} \right\} \cdot (4)$$

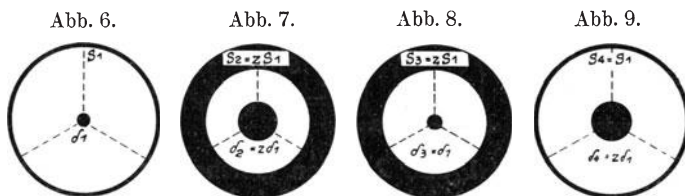
Hierbei ist im Schalleiter δ_0 die Dichte, v die Schallgeschwindigkeit, λ die Wellenlänge, ω die Kreisfrequenz, A der Höchstausschlag oder die Schwingungsweite, N die Schwingungszahl, T die Schwingungsdauer, I die Höchstgeschwindigkeit der schwingenden Teilchen und P ihr Höchstdruck.

5. Der Schalleiter.

Das Verhalten eines Schalleiters gegenüber dem Schall ist vor allem von zwei Größen abhängig, von der Dichte ($= \delta$ auf Wasser bezogen) und von der Schallsteifheit ($= S$ in Dyn/cm²). Die Schallsteifheit ist das Verhältnis der inneren Spannung zur adiabatischen Formveränderung. Adiabatisch, d. i. ohne Wärmezufuhr und -entzug, ist beim Schall die Formveränderung, da bei den schnellen Schallschwingungen keine ausgleichenden Wärmeströmungen stattfinden. Die verschiedenen Formveränderungen haben ihre besonderen Schallsteifheiten. Der Schallsteifheit S entspricht in der Festigkeitslehre bei Längsdehnung das Elastizitätsmaß (Elastizitätsmodul) E und bei allseitiger Verdichtung (kubische Kompression) das kubische Elastizitätsmaß. Der Kehrwert von letzterem wird vielfach Verdichtungs- oder Kompressionsmodul genannt. Allgemein können wir den Kehrwert der Schallsteifheit die Schallnachgiebigkeit oder Schallfederung (K) nennen.

Die Elastizitätsgrößen der Festigkeitslehre beziehen sich auf isothermische und nicht wie beim Schall auf adiabatische Formveränderungen. Rein isothermisch sind die Formveränderungen bei schnellem Spannungswechsel auch in der Maschinentchnik nicht. Sie erfolgen dann polytropisch. Man nimmt darauf in der Festigkeitslehre keine Rücksicht.

Zur Veranschaulichung des Verhaltens verschiedener Schalleiter können wir uns ihre Elementarteilchen aus einer steifen, gewichtslosen Kugelschale und einer schweren Kernmasse bestehend vorstellen. Die Dicke der Kugelschale soll der Schallsteifigkeit und die Dicke der Kernmasse der Dichte des Schalleiters entsprechen. Die Abb. 6, 7, 8 und 9 veran-



Elementarteilchen von vier verschiedenen Schalleitern, je zwei mit gleichen Dichten und je zwei mit gleichen Schallsteifheiten (außer 6, 7 und 8, 9).

schaulichen die Elementarteilchen von vier verschiedenen Schalleitern, von denen je zwei gleiche Dichte oder gleiche Schallsteifheit haben.

Bekommt ein solches Elementarteilchen einen Anstoß, so wird es diesem um so besser widerstehen, je schallsteifer (dicke Kugelschale) und je dichter (dicker, schwerer Kern) es ist. Entsprechend verhält sich der gesamte Schalleiter.

Man nennt in der Schalltechnik die Größe w , wenn

$$w^2 = S \cdot \delta = \delta / K \quad (5)$$

den Schallwiderstand. Diese Bezeichnung beruht auf Analogien zwischen Schall und Elektrizität. Den Schallwiderstand dürfen wir nicht mit dem Strahlungswiderstand verwechseln, auf den wir später zu sprechen kommen. Der Schallwiderstand w der Flächeneinheit eines Schalleiters entspricht obiger Größe ganz genau dann, wenn die dem Schall entgegenstehende Fläche F allseitig einen Durchmesser von mehreren Wellenlängen λ hat, also $F > \lambda^2$. Die Geschwindigkeit v , mit der ein Anstoß in einem Stoffe weitergeleitet wird, ist um so größer, je schallsteifer und leichter er ist. Ist er schwer und nachgiebig, so

verzögert die durch die Dichte bewirkte Massenträgheit und der Umstand, daß die einzelnen Elementarteilchen zunächst selbst stark unter dem Anstoß nachgeben, ehe sie ihn weiterleiten, die Geschwindigkeit. Für die Schallgeschwindigkeit gilt:

$$v^2 = \frac{S}{\delta} = \frac{1}{K\delta} \dots \dots \dots (6)$$

Für die in den Abb. 6, 7, 8 und 9 veranschaulichten vier verschiedenen Schalleiterteilchen gelten folgende Beziehungen:

	Schallsteifheit	Dichte	Quadrat der Schallgeschwindigkeit	Quadrat des Schallwiderstandes
1. Stoff (Abb. 6)	S_1	δ_1	$v_1^2 = S_1 / \delta_1$	$w_1^2 = S_1 \delta_1$
2. Stoff (Abb. 7)	$S_2 = z S_1$	$\delta_2 = z \delta_1$	$v_2^2 = S_2 / \delta_2 = v_1^2$	$w_2^2 = S_2 \delta_2 = z^2 w_1^2$
3. Stoff (Abb. 8)	$S_3 = z S_1$	$\delta_3 = \delta_1$	$v_3^2 = S_3 / \delta_3 = z v_1^2$	$w_3^2 = S_3 \cdot \delta_3 = z w_1^2$
4. Stoff (Abb. 9)	$S_4 = S_1$	$\delta_4 = z \delta_1$	$v_4^2 = S_4 / \delta_4 = v_1^2 / z$	$w_4^2 = S_4 \delta_4 = z w_1^2$

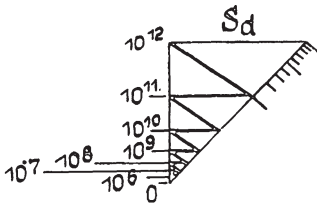
Hier bedeutet $z > 1$ einen Zahlenfaktor.

Die Schalleiter 1 und 2 haben gleiche Schallgeschwindigkeit, die Schalleiter 3 und 4 gleichen Schallwiderstand. Während der Schalleiter 1 unter einem Schallstoß stark nachgibt, setzt ihm der Schalleiter 2 einen großen Schallwiderstand entgegen. Das Verhältnis $n = w_1 / w_2$ zweier Stoffe nennen wir das Schallbrechungsverhältnis (akustischer Brechungskoeffizient). Von ihm hängt der Schallübergang aus einem Stoffe auf einen anderen bei Abwesenheit von Biegungsschwingungen ab. Der Schallbrechungswinkel hingegen hängt vom Verhältnis der Schallgeschwindigkeiten $n' = v_1 / v_2$ ab. Wir wollen letzteren den Winkelwert zweier Stoffe nennen. Während beim Licht der Brechungswinkel und die Brechungsstärke durch die gleiche Größe bestimmt sind, da dort $n' = n$ ist, sind n' und n beim Schall verschiedene Größen.

Die Abb. 12, 13, 14 und 15 zeigen im Maßstab der Abb. 10 und 11, aber verkleinert, die Elementarteilchen von Luft, Wasser, Erdboden und Eisen. Aus dieser Darstellung dürfte auch Fernerstehenden das verschiedene Verhalten dieser Stoffe bei der Schallausbreitung klar werden. Die Abb. 12 zeigt die große Schallnachgiebigkeit der Luft und die Abb. 15 den großen Schallwiderstand des Eisens. Die Unterschiede zwischen Wasser und einem Erdboden von einer Schallgeschwindigkeit $v = 1000$ m/sek. sind sehr gering, daher ist der gegenseitige Schallübergang sehr gut.

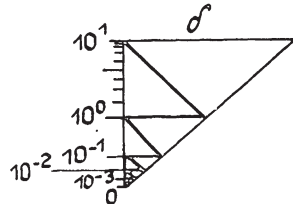
Für den Vergleich von Schalleitern miteinander genügten die Begriffe des Schallwiderstandes und Schallbrechungsverhältnisses, auf deren technische Bedeutung in der Schallabwehrtechnik immer wieder hingewiesen worden ist. Die Wasserschalltechnik hat außer den genannten Größen noch den Begriff der Schallhärte H in die Schalltechnik eingeführt.

Abb. 10.



Maßstab für die Schallsteifigkeit (vergrößert)
der Abb. 12, 13, 14 u. 15.

Abb. 11.



Maßstab für die Dichte (vergrößert)
der Abb. 12, 13, 14 u. 15.

Abb. 12.

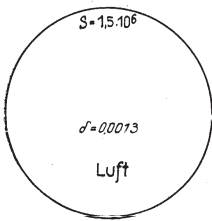


Abb. 13.



Abb. 14.

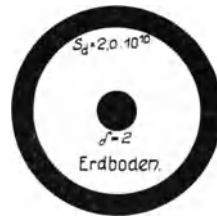


Abb. 15.



Anschauungsbilder der Elementarteilchen verschiedener Schalleiter.

Wir verdanken diesen wichtigen Begriff Hahnemann und Hecht. Der Kehrwert $W = 1/H$ der Schallhärte H ist die Schallweichheit: Für die Schallhärte gilt

$$H^2 = S \delta \omega^2 = S \delta (2 \pi N)^2 \dots \dots \dots (7)$$

Hierbei ist N die Schwingungszahl und ω die Kreisfrequenz. Wenn wir die Gleichungen (4) auf die vorstehenden Gleichungen anwenden, folgt

$$v = \frac{P}{I} = v \delta = \sqrt{S \delta} \dots \dots \dots (8)$$

und

$$H = \frac{P}{A} = v \delta \omega = 2 \pi N \sqrt{S \delta} \dots \dots \dots (9)$$

Beim Vergleich dieser Größen mit elektrischen Größen entspricht dem Höchstdruck P der schwingenden Teilchen

die elektrische Spannung, der Höchstgeschwindigkeit I der schwingenden Teilchen die Stromstärke und dem Schallwiderstand w der elektrische Widerstand. Die Schallhärte H ist nach Gleichung (9) das Verhältnis zwischen Höchstdruck P und Schwingungsweite A . Wenn wir das Verhältnis P/A eines Schalleiters mit dem statischen Verhältnis P/A eines Schallsenders oder Empfängers vergleichen, so folgt aus der Festigkeitslehre für die statische Durchbiegung einer dünnen gleichmäßig belasteten Platte:

$$\text{für eine kreisförmige Platte } H'_0 = \frac{P}{A} = \frac{1}{\psi_1} \frac{d^3 E}{R^4} \dots \dots (10)$$

$$\text{„ „ rechteckige „ } H'_0 = \frac{P}{A} = \frac{E (1 + b^2/a^2)^2 d^3}{\psi_2 b^4} \dots (11)$$

wobei $a \geq b$ (siehe Hütte, 22. Aufl., S. 601 und 602). Hierbei ist A der Biegungspfeil und P der Druck auf die Flächeneinheit. ψ_1 und ψ_2 sind Festwerte, welche wir aus Festigkeitstabellen entnehmen können, d die Dicke, R der Radius, E das Elastizitätsmaß (\approx Dehnungssteifheit), b die Länge und a die Breite der Platte. Die Schallhärte H eines Schalleiters größerer Ausdehnung wächst nach Gleichung (9) mit der Tonhöhe, die statische Schallhärte H' der Membran oder Platte bleibt nach Gleichung (9) und (10) unverändert bei verschiedenen Tonhöhen. Voraussetzung ist, daß diese tief unter dem Grundton der Membran oder Platte liegen. Es besteht daher die Möglichkeit, daß bei einer bestimmten Tonhöhe Schalleiter und Membran oder Platte gleiche Schallhärte haben können. Über dieser ist der Schalleiter schallhärter, unter ihr die Membran oder Platte. Dieser Fall kann bei dem schallharten Wasser eintreten. Der Luft gegenüber mit ihrer großen Schallweichheit bleiben Membranen und Platten stets schallhärter.

Wir können uns die Elementarteilchen entweder durch Druck zusammengehalten (Abb. 16 oberer Teil) oder durch innere Kräfte miteinander verbunden denken (Abb. 16 unterer Teil). Den ersten Fall haben wir bei Luft und Wasser, wo das Gewicht der darüberliegenden Elementarteilchen die darunterliegenden aneinanderpreßt. Der geringe Wasserdruck in mäßiger Tiefe bereitete anfänglich dem Bau leistungsfähiger, kräftiger Wasserschallsender große Schwierigkeiten. Wir können wohl auf Wasser in der Verdichtungsrichtung einen großen

Druck ausüben, beim Rückschwingen des Senders aber wird die Wasserverdrängung durch den statischen Druck des Wassers rückgängig gemacht, da zwischen den Elementarteilchen keine für den Schall praktisch in Frage kommenden Anziehungskräfte wirken. Wir dürfen daher beim Rückschwingen der Sendemembran nicht ganz an den Wasserdruck 0 herangehen. Beim Überschreiten reißt der Zusammenhang im Wasser

Abb. 16.

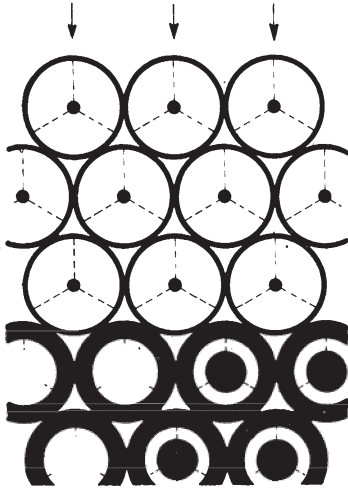
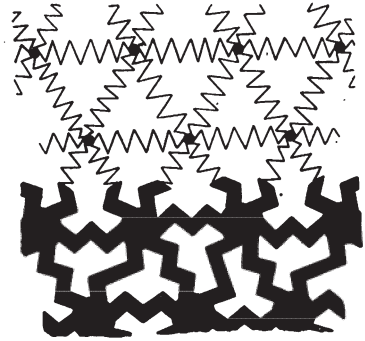


Abb. 17.



Elementarteilchen zweier aneinandergrenzender Schalleiter.

ab. Wir haben hier eine ähnliche Erscheinung wie beim Bruch fester Körper. Bei festen Körpern können wir uns die Kugelschalen (Abb. 16) fest miteinander verbunden denken. Wenn wir die Luft verdichten, nimmt ihre Dichte und Schallsteifheit in gleichem Maße zu, daher bleibt ihre Geschwindigkeit unabhängig vom Druck. Wenn wir bei unserem Bilde von Kugelschale und Kern bleiben, so folgt daraus, daß durch die Verdichtung in der Raumeinheit mehr Teilchen als vorher vorhanden sind und daß gleichzeitig in ganz gleichem Maße wie die Verdichtung der Rückdruck der Kugelschalen, also ihre Steifheit zugenommen hat. Die Temperatur hingegen beeinflusst Dichte und Schallsteifheit ganz verschieden. Infolgedessen zeigt sich eine hohe Veränderlichkeit der Schallgeschwindigkeit mit der Temperatur. An Stelle der Kugelschalen könnten wir uns auch Federn denken wie in Abb. 17.

Die Abb. 17 entspricht der Abb. 16. Beide zeigen zwei aneinandergrenzende Schalleiter.

Die dicken Kugelschalen der Abb. 16 oder steifen Federn der Abb. 17 entsprechen einer festeren Kopplung, die dünnen Kugelschalen und nachgiebigen Federn einer loseren Kopplung der Elementarteilchen.

6. Die technisch wichtigsten Schalle.

Die Art der Schallausbreitung hängt vom Stoffe und von der Gestalt des Schalleiters ab. Die früher übliche Einteilung der Schallwellen in longitudinale und transversale ist ein veralteter überwundener Standpunkt. Die gewöhnlich als Musterbeispiel einer longitudinalen Fortpflanzung angeführten Dehnungswellen haben an der Mantelfläche besonders bei weichen Stoffen nicht zu vernachlässigende Transversalbewegungen.

Die technisch wichtigsten Schallausbreitungsformen sind: Die Verdichtungs-, Schub-, Dehnungs-, Oberflächen- und Biegungswellen. Durch das Innere unbegrenzter Schalleiter gehen in schubspannungsfreien Stoffen (Flüssigkeiten, Dämpfen und Gasen) nur Verdichtungswellen. Bestehen aber Schubspannungen (feste, zähe und plastische Stoffe), so können sich außer den Verdichtungswellen noch Schubwellen ausbreiten. Praktisch können wir einen Körper einem unbegrenzten gleichsetzen, wenn er nach allen Richtungen eine Anzahl von Wellenlängen einschließt. An der Oberfläche eines festen Stoffes können sich auch Oberflächenwellen (Schäl-, Mantelwellen) ausbreiten. Ist der Körper platten- oder stabförmig, so pflanzen sich in ihm außer den Dehnungswellen noch Biegungswellen fort. In stabförmigen Körpern können noch Drillwellen durchlaufen, die in ihrem Verhalten den Schubwellen gleichen. Nachstehend sind in den Abb. 18 bis 22 die Schallausbreitungsarten schematisch dargestellt. Bei den Verdichtungs-, Dehnungs-, Schub- (Drill-) und Oberflächenwellen ist die Schallgeschwindigkeit von der Schwingungszahl unabhängig. Bei den Biegungswellen dagegen eilen die hohen Töne, also die kurzen Wellen, den tiefen Tönen und langen Wellen voraus. Uller hat außer den von Rayleigh zuerst theoretisch nachgewiesenen und Rayleighwellen benannten Oberflächenwellen noch weitere Oberflächenwellen als theoretisch möglich abgeleitet. Die Oberflächenschubwellen sind bereits praktisch

Abb. 18. Verdichtungswellen.

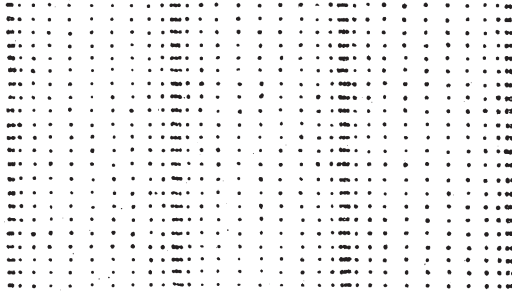


Abb. 19. Schubwellen.

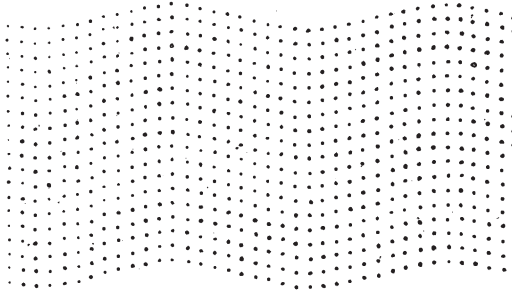


Abb. 20. Dehnungswellen.

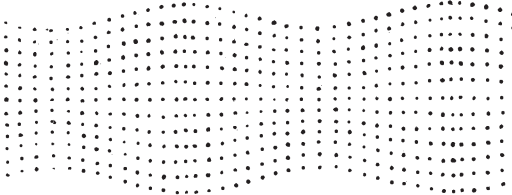
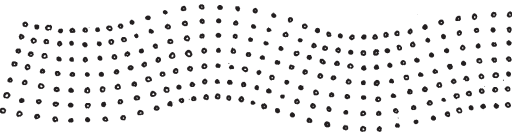


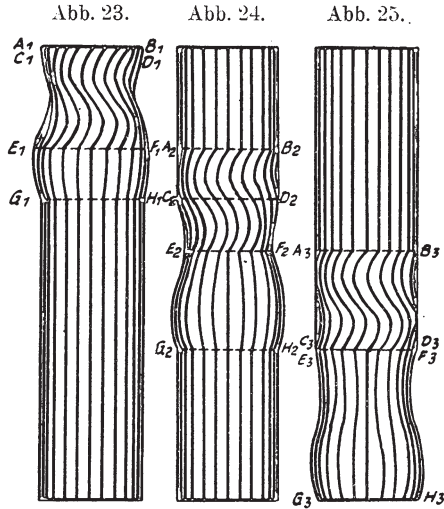
Abb. 21. Rayleighwellen.



Abb. 22. Biegungswellen.



nachgewiesen. Uller zeigte, daß die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Oberflächenwellen von der Elliptizität der Schwingung abhängt. Dadurch erhalten auch die Oberflächenwellen eine Sonderstellung. In den späteren Ableitungen gelte der Index i für Verdichtungs-, t für Schub-, λ für Dehnungs- und o für Oberflächenwellen. Bei letzteren werden wir später noch α -, β -, γ - und τ -Wellen unterscheiden, auf die wir in dem Abschnitt über Oberflächenwellen zurückkommen. In den früheren

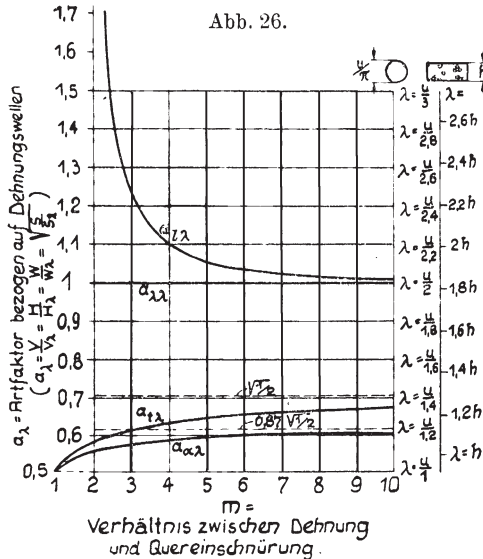


Ausbreitung einer gleichzeitigen Dehnung und Verdrehung in einem unendlich langen Stabe.

Gleichungen können wir bei Schallarten mit unveränderlicher Schallgeschwindigkeit für die Größen S , v , H usw. ohne weiteres die entsprechenden Werte S_i , S_t , S_λ , v_i , v_t , v_λ , H_i , H_t , H_λ einsetzen. Wenn wir aber die Formeln auf Schallarten mit veränderlicher Geschwindigkeit anwenden wollen, müssen wir Vorsicht walten lassen, denn dann werden auch die übrigen Werte veränderlich. Jede Schallart hat außer ihrer besonderen Schallgeschwindigkeit auch noch eine besondere Schallsteifheit, -härte, -nachgiebigkeit und einen besonderen Schallwiderstand. Die Abb. 23, 24 und 25 zeigen z. B. die Ausbreitung einer gleichzeitigen und gleich lang dauernden sinusförmigen Dehnung und Verdrehung am Ende eines Stabes, der sich in einer Richtung ins Unendliche erstreckt.

Wir sehen, daß bei gleicher Schwingungszahl die Wellenlänge des Dehnungsschalles größer als die des Drillschalles ist, und die Dehnungswelle schneller voran läuft als die Drillwelle und sich schließlich von ihr trennt.

Wenn wir das Verhältnis der Schallgeschwindigkeiten, Härten, Widerstände und der Wurzeln der Schallsteifigkeiten oder Nachgiebigkeiten eines Stoffes bei zwei verschiedenen



a_λ Artfaktor, bezogen auf Dehnungswellen, abhängig vom Längsdehnungsverhältnis m .
 $a_{\lambda\lambda}$ Artfaktor der Verdichtungswellen, bezogen auf Dehnungswellen. $a_{\lambda\lambda}$ Artfaktor der Schubwellen, bezogen auf Dehnungswellen. $a_{\alpha\lambda}$ Artfaktor der Rayleighwellen, bezogen auf Dehnungswellen.

Formänderungen gleich a setzen und diese Zahl den Artfaktor nennen, so ist dieser ein Festwert, da im gleichen Stoffe die Dichte gleich bleibt. Es ist also

$$a = \frac{v}{v'} = \frac{H}{H'} = \frac{w}{w'} = \sqrt{\frac{S}{S'}} = \sqrt{\frac{K'}{K}} \dots (12)$$

Der Artfaktor einer Formveränderung wird gewöhnlich auf Dehnungswellen (a_λ) oder Schubwellen (a_i) bezogen. Die Abb. 26 und 27 zeigen die Artfaktoren, bezogen auf Dehnungs- und Schubwellen für feste Stoffe bei verschiedenen Längsdehnungsverhältnissen m ($m =$ Poissonsche Verhältniszahl).

Die Abb. 26 und 27 zeigen, daß die Artfaktoren und daher die Schallgeschwindigkeiten, -härten, -widerstände und -steifigkeiten am größten sind bei Verdichtungswellen, dann folgen der Reihe nach die Dehnungswellen, Schub- bzw. Drillwellen und schließlich die Rayleighwellen. In Abb. 26 haben

die Verdichtungswellen die Asymptote $a_{\lambda\lambda} = 1$, die Schubwellen

$$a = \sqrt{1/2},$$

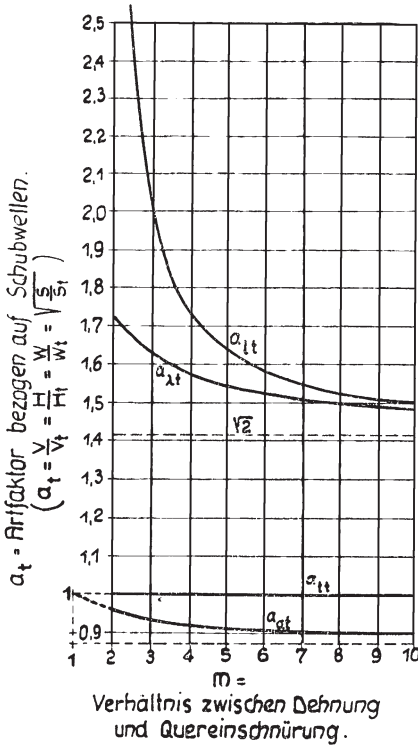
die Rayleighwellen

$$a = 0,87 \sqrt{1/2},$$

in Abb. 27 die Verdichtungs- und Dehnungswellen $a = \sqrt{2}$ und die Rayleighwellen $a = 0,87$. In Abb. 26 sind am rechten Seitenrand die Geschwindigkeitsverhältnisse der Biegungswellen für einen unendlich langen Stab eingetragen. Hierbei bedeutet λ die

Wellenlänge, u/π den Durchmesser eines Stabes mit kreisförmigem Querschnitt und h die Höhe eines Stabes mit rechteckigem Querschnitt in Richtung der biegenden Kräfte gemessen. Wir erhalten somit für Biegungswellen in einem unendlich langen Stabe von der Wellenlänge abhängige Parallele zur X-Achse.

Abb. 27.



a_t Artfaktor, bezogen auf Schubwellen, abhängig vom Längsdehnungsverhältnis m . a_{lt} Artfaktor der Verdichtungswellen, bezogen auf Schubwellen. $a_{\lambda t}$ Artfaktor der Dehnungswellen, bezogen auf Schubwellen. $a_{\alpha t}$ Artfaktor der Rayleighwellen, bezogen auf Schubwellen.

Wir müssen stets scharf unterscheiden, welche Schallart vorliegt. Es ist unzulässig, daß in Tabellen über Schallgeschwindigkeiten, wie z. B. im Lehrbuch der Physik von Chwolson, die Geschwindigkeiten der Dehnungs- und Verdichtungsschalle bunt durcheinander als „Schallgeschwindigkeiten“ angegeben werden.

a) Die Dehnungswellen.

Sie wurden auch Schnürwellen wegen der Quereinschnürung genannt. Der von O. Föppl gebrauchte Ausdruck „Druckwelle“ führt zu Verwechslungen, da auch manchmal die Verdichtungswellen Druckwellen genannt werden. In Abb. 20 wurde ein Schnitt durch einen Stab gezeigt, den Dehnungswellen durchlaufen. Die in der Achse liegenden Teilchen führen nur Schwingungen in der Achsenrichtung aus. Je mehr wir uns aber den Mantelflächen nähern, desto stärker machen sich auch Bewegungen der Teilchen senkrecht zur Fortschreitungsrichtung der Wellen geltend. Eine unbehinderte Querverschiebung an der Mantelfläche ist Bedingung für die Bildung reiner Dehnungswellen. Je größer das Längsdehnungsverhältnis m eines Stoffes ist, desto geringer wird seine Dehnungsschallgeschwindigkeit, denn desto nachgiebiger und weniger steif ist er. Für die Dehnungsschallgeschwindigkeit gilt

$$v_\lambda = \sqrt{\frac{S_\lambda}{\delta}} = \sqrt{\frac{1}{K_\lambda \delta}} \dots \dots \dots (13)$$

Ferner ist $w_\lambda = v_\lambda \delta$ und $H_\lambda = w_\lambda \omega$. Hierbei ist v_λ die Dehnungsschallgeschwindigkeit, S_λ die Dehnungsschallsteifheit, K_λ die Dehnungsschallnachgiebigkeit, H_λ die Dehnungsschallhärte, w_λ der Dehnungsschallwiderstand und $\omega = 2\pi N$.

Die Dehnungsschallsteifheit eines Stoffes in Stabform wird um so größer, je größer die Spannung und je geringer die zugehörige Dehnung ist. Das Verhältnis beider ist uns aber schon aus der Festigkeitslehre bekannt. Wir nennen es dort $E =$ Elastizitätsmaß (Elastizitätsmodul, Dehnungsmodul) und den Kehrwert $\alpha = 1/E$ Dehnungszahl. Die in der Festigkeitslehre angewendeten Größen E und α sind, wie bereits erwähnt, nicht identisch mit den entsprechenden Werten für Dehnungsschall. Die Größen der Festigkeitslehre sind für sogenannte isothermische Zustandsänderungen, also für unveränderliche Temperaturen abgeleitet. Die entsprechenden Größen beim Dehnungsschall gelten für adiabatische Zustandsänderungen. Die Unterschiede zwischen den isothermischen und adiabatischen Größen sind bei festen Stoffen so gering, daß wir sie in praktischen Fällen einander gleichsetzen dürfen. Jede Zugspannung und Entspannung pflanzt

sich in einem Stabe mit Dehnungsschallgeschwindigkeit fort. Ist der Spannungswechsel periodisch, aber unter dem tiefsten Dehnungseigenton, so sind die Dehnungen sehr klein. Sobald wir aber den Dehnungseigenton des Stabes erreichen, werden die Längsfederungen des Stabes stark. Die Wasserschalltechnik macht davon Gebrauch. Nehmen wir einen Stab dünner und dünner, bis die Biegesteifheit nicht mehr genügt, die Gestalt des Stabes zu sichern, so wird häufig eine Spannkraft angewendet, welche dem Stabe wieder die Steifheit gibt. Die Dehnungswellen in solch dünnen Drähten, die unter dem Einfluß einer Spannkraft stehen (Saiten), behalten die Geschwindigkeit wie in Stäben bei, solange die Kräfte nicht sehr groß werden. Bei großen Zugkräften tritt, wie zu erwarten ist, eine Erhöhung der Geschwindigkeit ein, weil unter dem Einfluß der größeren Längsspannung und Steifheit sich keine so starken Quereinschnürungen ausbilden können. Jede Verengerung der Quereinschnürung führt eine Erhöhung der Geschwindigkeit herbei. Mit der Erhöhung der Geschwindigkeit erhöht sich auch der Grundton. Auch in Wänden und Platten pflanzen sich Dehnungsschwingungen mit einer von der Dicke unabhängigen Geschwindigkeit fort. Die Dehnungsschwingungen hat bereits Reiss, der Erfinder des ersten Telephons, 1860 in seinem Telephon angewendet. Die Wasserschalltechnik wendet sie bei elektrodynamischen und elektromagnetischen Sendern an. Wir können die Dehnungsschallgeschwindigkeit steigern, wenn wir auf den Stab einen dicken Mantel aus einem weniger nachgiebigen Stoffe dicht aufziehen. Dadurch wird die Querausdehnung vermindert und die Dehnungswelle eilt mit größerer Geschwindigkeit weiter. Zu den später erläuterten Verdichtungswellen können wir uns Übergänge dadurch denken, daß wir den Stab mit einem immer dickeren Rohre aus dem gleichen Stoffe überziehen, bis die Querverschiebungen verschwinden. Zu den Dehnungswellen können wir die Schallwellen in Flüssigkeits-, Dampf- und Gassäulen hinzurechnen, wenn die Wände nachgiebig sind.

Da Flüssigkeiten, Dämpfe und Gase, weil sie schubspannungsfrei sind, keine bleibende Gestalt haben, lassen sich in ihnen nicht ohne weiteres Dehnungswellen ausbilden. Wenn wir aber Schläuche oder Röhren anwenden, welche mit diesen schubspannungsfreien Stoffen gefüllt sind, so besteht die Möglichkeit, Dehnungswellen in ihnen zu erzeugen. Die Rohr-

wandung nimmt die Zug- und Druckspannungen der Flüssigkeiten, Dämpfe und Gase auf und macht sie wieder rückgängig. Von der Nachgiebigkeit der Wandungen hängt die Schnürung und damit auch die Dehnungsschallgeschwindigkeit ab. Wir sahen bereits, daß mit zunehmender Nachgiebigkeit die Wellen immer langsamer laufen. Dieser Fall hat eine große technische Bedeutung für die Ausbreitung von Druckstößen in Rohrleitungen, die mit Wasser, hochgespannten Dämpfen oder Gasen gefüllt sind. Besonders in der Hydraulik, wo die Stöße oft derart stark werden, daß bei der großen Schallhärte des Wassers leicht Brüche vorkommen, ist dieser Fall sehr wichtig. In der Hydraulik wird zur Berechnung der Ausbreitungsgeschwindigkeit von Druckstößen in Rohren die Formel

$$v_\lambda = v_l \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{D S_{wl}}{d S_{rl}}}} \dots \dots \dots (14)$$

angewendet. Hierbei ist v_λ die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Wasserdruckstoßes im Rohre, v_l die Schallgeschwindigkeit im freien Wasser (Verdichtungsschallgeschwindigkeit), D der Rohrdurchmesser, d die Wandstärke, S_{wl} die Verdichtungssteifigkeit des Wassers und S_{rl} die Dehnungssteifigkeit des Rohres, wofür wir E nehmen können.

Die „Hütte“ setzt dafür (bei $v_l = 1420$ m/sek)

$$v_\lambda = \frac{1420}{\sqrt{1 + 0,002 D/d}}$$

Wir sehen aus dieser Gleichung, daß für eine unendlich große Wandstärke d oder für den unendlich kleinen inneren Rohrdurchmesser $D = 0$ $v_\lambda = v_l$ wird.

b) Die Verdichtungswellen.

Wie wir bereits bei den Betrachtungen über Dehnungswellen gesehen haben, gehen diese in die Verdichtungswellen über, sobald wir die Quereinschnürungen der Dehnungswellen entweder durch einen Querschnitt, der groß ist im Verhältnis zur Wellenlänge, oder durch einen dicken Mantel aus einem

schallhärteren Stoff wirksam hindern. Es gelten dann die Gleichungen

$$\left. \begin{aligned} v_l &= \sqrt{\frac{S_l}{\delta}} = \sqrt{\frac{1}{K_l \delta}} \\ w_l &= v_l \delta \\ H_l &= w_l \omega \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (15)$$

Hierbei ist v_l die Schallgeschwindigkeit, S_l die Schallsteifheit, K_l die Nachgiebigkeit, H_l die Härte und w_l der Widerstand beim Verdichtungsschall. Den Verdichtungsschall hören wir in Bergwerken durch das feste Gestein hindurch, wenn wir das Ohr an die Wand anlegen. Er ist der erste Bote, der ein Fernbeben ankündigt, noch ehe die weit stärkeren und langsameren Oberflächenwellen ankommen und in der Nähe des Bebenherdes das Beben auch fühlbar machen. Diese Wellen wenden wir an zum Aufsuchen von Bodenschätzen, wie Kohle und Eisen usw., ferner für die verschiedenen Aufgaben der Wasserschalltechnik, und sie sind es, welche uns in der Luft Stimme, Musik und Lärm übertragen. Wenn wir wieder das Längsdehnungsverhältnis mit m bezeichnen und den Kehrwert davon, das Querkürzungsverhältnis (in der Physik auch Elastizitätszahl, Poissonscher Koeffizient, Poissonsche Verhältniszahl genannt) $1/m = \mu$ setzen, so bestehen dann zwischen den entsprechenden Werten des Dehnungs- und Verdichtungsschalls folgende Beziehungen:

$$\left. \begin{aligned} S_l &= a_{l\lambda}^2 S_\lambda = \frac{m(m-1)}{m^2 - m - 2} S_\lambda = \frac{1-\mu}{1-\mu-2\mu^2} S_\lambda \\ \text{wobei } S_\lambda &\approx E, \\ v_l &= a_{l\lambda} v_\lambda = \sqrt{\frac{m(m-1)}{m^2 - m - 2}} v_\lambda = \sqrt{\frac{1-\mu}{1-\mu-2\mu^2}} v_\lambda \end{aligned} \right\} (16)$$

Für $m = 2$, also $\mu = 1/2$, wird $v_\lambda/v_l = 0$ und für $m = \infty$ bzw. $\mu = 0$ wird $v_l = v_\lambda$. Letzteres trifft annähernd für Kork zu. Man muß schon sehr nahe an den Grenzwert $\mu = 1/2$ bzw. $m = 2$ herangehen, damit v_λ im Verhältnis zu v_l sehr klein wird. Beim Werte $\mu = 0,47$ für Kautschuk ist noch $v_\lambda = 0,41 v_l$. Wenn wir eine Stange aus Leimgallerte nehmen, so wird beim Ausüben eines Druckes auf ein Ende eine starke Querverdickung entstehen bei verschwindend kleiner Volumenänderung. Hier wird v_λ im Verhältnis zu v_l wesentlich kleiner. Im Grenzfall erhalten wir einen Flüssigkeitsstab, der seitlich

frei ist. Es wird dann $v_\lambda = 0$. Diesen Fall können wir praktisch nicht verwirklichen. Bei Luft oder Wasser in sehr dünnen nachgiebigen Schläuchen können wir die Geschwindigkeitsänderung gut verfolgen.

c) Die Schubwellen.

Sie werden auch Schiebungs- und Gleitwellen genannt. Während bei den bisher betrachteten Wellen abwechselnd eine Dehnung und Verdichtung in der Fortpflanzungsrichtung der Welle stattfindet, erfolgen hier die Verschiebungen nur senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung. Reine Schubwellen breiten sich in unbegrenzten Körpern aus, oder praktisch genommen in Körpern, deren Abmessungen allseitig groß sind im Verhältnis zur Wellenlänge. Nur ein für die Technik sehr wichtiger Fall macht eine Ausnahme. Wenn wir runde Stangen verdrehen, so treten senkrecht zur Verdrehung keine Spannungen auf. Die Verdrehungsspannungen treffen also in der Verdrehrichtung rund um die Stange unbegrenzt auf Stoff. Die bei der Verdrehung entstehenden Drillwellen pflanzen sich in Stäben mit der gleichen Geschwindigkeit fort, wie die Schubwellen in unbegrenzten Körpern. Wir wollen daher die Drillwellen nicht gesondert betrachten. Für Schub- und Drillwellen gilt:

$$\left. \begin{aligned} v_t &= \sqrt{\frac{S_t}{\delta}} = \sqrt{\frac{1}{K_t \delta}} \\ w_t &= v_t \delta \\ H_t &= w_t \omega \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (17)$$

Hierbei ist v_t die Schallgeschwindigkeit, S_t die Schallsteifheit, K_t die Nachgiebigkeit, H_t die Härte und w_t der Widerstand beim Schubschall. Die Schubschallsteifheit S_t entspricht dem Gleitmaß G der Festigkeitslehre, die Schubschallnachgiebigkeit K_t der Schubzahl $\beta = 1/G$. Zwischen der Dehnungsschallsteifheit $S_\lambda \approx E$ und der Schubschallsteifheit $S_t \approx G$ bestehen die Beziehungen:

$$\left. \begin{aligned} S_t &= \frac{m}{2(m+1)} S_\lambda = \frac{1}{2(1+\mu)} S_\lambda, \\ \text{daher ist } v_t &= \sqrt{\frac{m}{2(m+1)}} v_\lambda = \sqrt{\frac{1}{2(1+\mu)}} v_\lambda \end{aligned} \right\} \dots (18)$$

Der Schubschall ist von Bedeutung bei der Ausbreitung von Erschütterungen im Boden. Von technisch größter Wichtigkeit sind die Drillwellen (Torsionswellen), die wir als einen Sonderfall der Schubwellen betrachten können.

d) Die Oberflächenwellen.

Sie werden auch Mantel- und Schälwellen genannt. Wir haben bereits bei den Dehnungswellen gesehen, daß Schallwellen, welche sich nicht in einem unbegrenzten Körper ausbreiten, durch das Vorhandensein freier Oberflächen stark beeinflußt werden. Hat ein Körper eine freie Oberfläche, so können die Stoffteilchen unter einem Antrieb in die freie Oberfläche hinaus ausweichen. In unbegrenzten Körpern dagegen treten die nebenan liegenden Stoffteilchen einem Ausweichen hindernd entgegen. Die Möglichkeit, seitlich auszuweichen, verringert die Schallsteifheit und damit die Geschwindigkeit. Die freie Oberfläche kann auf eine elastische Formveränderung bindend wirken. Die Welle läuft dann an der Oberfläche entlang, hat eine bestimmte Tiefenwirkung, verläßt aber die Oberfläche nicht und weicht nicht in die Tiefe hinab aus. Die Oberflächenwellen sind uns allen bekannt. Die bei Verkehrserschütterungen auf der Erdoberfläche sich ausbreitenden und uns fühlbar werdenden Bodenschwingungen sind Oberflächenwellen. Wenn sie auf Gebäude treffen, verursachen sie in den Mauern, Wänden und Böden Biegeschwingungen, welche ihrerseits in den Wohnungen ihre störenden Wirkungen zeigen. Am schlimmsten sind ihre Wirkungen bei Erdbeben, wo gerade sie die großen Verheerungen anrichten. Sie haben die größte Schwingungsweite und ihre Stärke nimmt viel langsamer ab, als die der gleichzeitig auftretenden reinen Schub- und Verdichtungswellen, denn diese beiden breiten sich im Erdinnern, also räumlich aus, die Oberflächenwellen aber nur in der Fläche. Die in Erdbebengebieten auftretenden Bodenschwingungen zwangen die Bautechniker zu ganz besonderen Bauweisen, die von denen der bebenarmen Länder abweichen. Das blinde Nachahmen abendländischer Bauweisen hat sich in Japan bei den letzten Erdbeben schwer gerächt. Einen Abschnitt über die Bauweisen in bebenreichen Gebieten kann ich hier wegen Raumknappheit nicht einflechten. Die ersten theoretischen Unter-

suchungen über Oberflächenwellen stammen von Rayleigh. Er stellte die Oberflächenbedingungen auf und ging von der Annahme aus, daß die Schwingungsweiten senkrecht zur Oberfläche abnehmen. Die Rayleigh'schen Ableitungen wurden durch Love auch den Technikern bekannt. In meinen früheren Veröffentlichungen hatte ich die Lovesche Gleichung über die Schallgeschwindigkeiten auf eine vom quadratischen Glied freie Gleichung dritten Grades gebracht, die sich etwas bequemer auflösen läßt, als die Lovesche. Nachstehend bringe ich eine noch weiter vereinfachte, für praktische Anwendungen hinreichend genaue Näherungsformel für die Geschwindigkeit $v_{0\alpha}$ der reinen Rayleighwellen, wie sie in der Bebenkunde auch genannt werden.

$$v_{0\alpha} = \sqrt{\frac{S_{0\alpha}}{\delta}} = \frac{0,87 m + 1,12}{m + 1} v_t \dots \dots (19)$$

In v_λ ausgedrückt ergibt sich:

$$v_{0\alpha} = \frac{0,61 m + 0,79}{m + 1} \sqrt{\frac{m}{m + 1}} v_\lambda \dots \dots (20)$$

Es wird für einen unzusammendrückbaren Stoff

$$m = 2, \quad v_{0\alpha} = 0,95 v_t$$

und für den Poissonschen Fall

$$m = 4, \quad v_{0\alpha} = 0,92 v_t.$$

Das Problem der elastischen Oberflächenwellen wurde von neuem von Uller aufgegriffen. Auf Grund seiner theoretischen Untersuchungen hält er folgende Oberflächenwellen für möglich: a) reine Oberflächenschubwellen, b) reine Oberflächenverdünnungswellen, c) gekoppelte Oberflächenschub- und Oberflächenverdünnungswellen (Oberflächenkoppelwellen oder Oberflächenwellenpaare).

Die von Uller zuerst nachgewiesenen Oberflächenschubwellen haben keine Komponente senkrecht zur Oberfläche, sondern nur parallel zu ihr, wie die Drillwellen in Stäben und schreiten wie diese parallel zur Oberfläche fort. Die Schallgeschwindigkeit und die Abnahme der Schwingungsweite ist nach Uller abhängig von der Elliptizität ε dër Welle. Die Schallgeschwindigkeit der ungedämpften Oberflächenschubwelle ist

$$v_\tau = v_t \sqrt{\frac{2\varepsilon}{\varepsilon + 1}} \dots \dots \dots (21)$$

Ist bei der elliptischen Schwingung eines Teilchens die große Achse $= a$ und die kleine Achse $= b$, so ist

$$\varepsilon = \frac{a^2 - b^2}{a^2 + b^2},$$

für $b = 0$ ist $\varepsilon = 1$,

„ $a = b$ „ $\varepsilon = 0$.

Der Wert $\varepsilon = 0$ entspricht der Kreispolari- sation und der Wert $\varepsilon = 1$ der Strichpolari- sation. Da für die Kreispolari- sation $v_x = 0$ wird, ist eine Kreispolari- sation nicht möglich. Die geradlinig polarisierte Oberflächenschubwelle läuft also genau so schnell längs der Erdoberfläche, wie eine Drillwelle in einem Stabe oder eine freie Schubwelle im Erdinnern. Die elliptisch polarisierten Oberflächenschubwellen laufen hingegen langsamer. Nach Uller sind in den Erdbebenwellendiagrammen die Hauptwellen erster Art Oberflächenschubwellen und haben die Geschwindigkeit von 4 km/sek.

Die reinen Oberflächenverdünnungswellen sind nach Uller möglich, wichtiger aber sind ihre Kopplungen mit Schubwellen. Da die Abnahme der Schwingungsweiten der reinen Oberfläch- verdünnungswellen sehr groß ist, schreibt ihnen Uller nur örtliche Bedeutung zu. Ihre Tangentialkomponente wirkt wie eine Oberflächenschubwelle.

Den mit Oberflächenschubwellen gekoppelten Oberflächen- verdünnungswellen (Oberflächenwellenpaare oder Oberflächen- koppelwellen) mißt Uller eine große Bedeutung zu. Die Kopplung bedingt eine gemeinsame Schwingungsform beider Wellen. Die Schallgeschwindigkeit und die Abnahme der Schwingungsweite dieser Wellenpaare hängt wieder ab von der Elliptizität. Gegenüber den reinen Schubwellen treten, herrührend von der angekoppelten Oberflächenverdünnungs- welle, auch noch Verrückungen senkrecht zur Oberfläche auf. Beim Oberflächenwellenpaar hält Uller drei Sonderfälle für möglich. Er unterscheidet α - , β - und γ -Wellenpaare.

Beim α -Wellenpaar, das den reellen Werten der Love- schen Gleichung entspricht, erfolgt eine Abnahme der Schwin- gungsweite entweder von oben nach unten und dann haben wir bei Dämpfungslosigkeit die Rayleighwellen ($v_{0\alpha}$). Theo- retisch besteht bei den α -Wellen noch die Möglichkeit einer Abnahme von unten nach oben. Bei einer solchen fort- schreitenden α -Welle ist das Normalfeld stärker als das

Tangentialfeld und die Schallgeschwindigkeit etwas kleiner, als die der reinen Schubwelle. Die α -Welle sieht aus wie eine senkrecht zur Oberfläche schwingende Schubwelle mit tangentialen Verdünnungen. In den Bebenwellen tritt sie nach Uller etwas später auf als die Hauptbebenwelle erster Art und wird Hauptbebenwelle zweiter Art genannt. Hier ist ihre Geschwindigkeit 3,4 km/sek.

Die Schallgeschwindigkeiten der von Uller abgeleiteten β - und γ -Wellenpaare liegen viel weiter ab von den reinen Schubwellen als die α -Wellen, und zwar etwas über der Schallgeschwindigkeit der Dehnungswellen. Sie liegen im komplexen Gebiet der Loveschen Gleichung. Sie sehen aus wie in der Oberfläche schwingende Verdünnungswellen, denen sich geringe Schubwirkungen senkrecht zur Oberfläche zuordnen. Unterhalb der Poissonschen Zahl $m = 3,861$ oder $\mu = 0,259$ schwingen sie geradlinig, sonst elliptisch. Der Unterschied zwischen den β - und γ -Wellen liegt über $m = 3,861$ oder $\mu = 0,259$ darin, daß das Gefälle der Phasen und Schwingungswerten entgegengesetzt gleich ist. Unterhalb $m = 3,861$ oder $\mu = 0,259$ liegt der Unterschied auch in der Phasengeschwindigkeit und im Verhältnis des Tangentialfeldes zum Normalfeld.

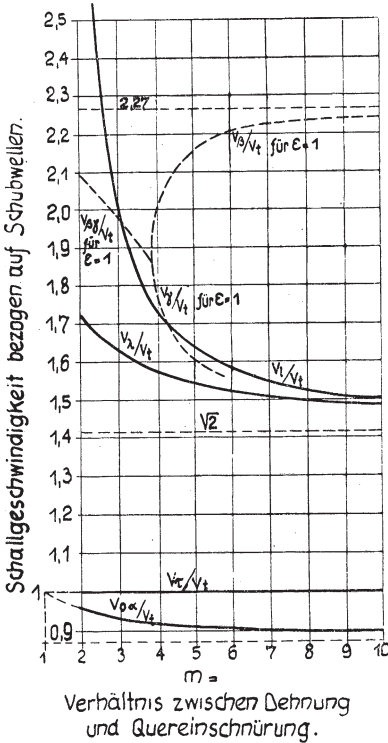
Ich bin auf die Ullerschen Ableitungen hier etwas ausführlich eingegangen. Wenn wir uns in der Technik eingehend mit den Oberflächenwellen befassen wollen, müssen wir uns mit den Ullerschen Ableitungen auseinandersetzen. Wie die Abb. 28 zeigt, ergeben sich aus den Ullerschen Ableitungen für die β - und γ -Wellen bei einer Elliptizität $\varepsilon = 1$ Geschwindigkeiten, die noch größer sind, als die der Verdichtungswellen.

Ich halte die Möglichkeit einer Überschreitung der Geschwindigkeit der Verdichtungswellen für ausgeschlossen.

Die Bebenbeobachtungen zeigen, daß außer den Rayleighwellen noch andere Oberflächenwellen auftreten. Die Ullerschen Angaben bedürfen noch eingehender Nachprüfung. Es wäre wünschenswert, mittels künstlicher Oberflächenwellenerregung die ganzen hier einschlägigen Fragen durch Versuche nachzuprüfen. Wir haben die Möglichkeit, mittels gewichtbelasteten Kreuzschleifengetrieben, die durch Elektromotoren angetrieben werden, ganz nach Wunsch parallel zur Erdoberfläche oder senkrecht zu ihr einen rein sinusförmigen Antrieb auf die Erdoberfläche auszuüben und bei Anwendung von je

einer senkrecht und parallel zur Erdoberfläche wirkenden gewichtbelasteten Kreuzschleife durch Veränderung der Hebelarme der Gewichte von einem strichpolarisierten Antrieb bis zum kreispolarisierten Antrieb überzugehen. Durch Änderung der Umlaufzahl des Elektromotors können die Schwingungszahlen der Wellen in weitem Bereich geändert werden.

Abb. 28.



Schallgeschwindigkeiten der verschiedenen Oberflächenwellen ($v_0 \alpha$, v_β , v_γ , v_τ) im Vergleich zu den Schubwellen (v_t). Zum Vergleich sind auch die Verdichtungswellen v_1 und die Dehnungswellen v_2 eingetragen.

zwischen der Ankunft der ersten Verdichtungswellen und der später ankommenden Oberflächenwellen mit größerer Schwingungsweite die Möglichkeit, die Entfernung des Bebenherdes zu bestimmen. Der Unterschied zwischen der Stärke der Ostwest- und Südnordkomponente ergibt die Richtung der Bebenwelle.

zahlen der Wellen in weitem Bereich geändert werden.

Die bei Maschinenanlagen und dergleichen auftretenden Oberflächenwellen lassen sich durch tiefe Gräben abfangen. Ich habe mit Erfolg davon Gebrauch gemacht und die störenden Oberflächenwellen einer Pumpenanlage von einem Kurhaus abgehalten. Die Grabentiefe ist proportional der Wellenlänge der Oberflächenwelle. Je geringer die Schwingungszahl ist, desto tiefer muß der Graben genommen werden. Die Technik macht bei Gründungen allgemein Gebrauch davon. Sie legt ringsherum um die Gründung einen Luftzwischenraum, der wegen seiner großen Schallweicheit die Schwingungen nicht überträgt, und unter dem Fundament werden noch schallweiche Zwischenlagen angebracht.

Bei Erdbebenaufzeichnungen gibt der Zeitunterschied

e) Die Biegungswellen.

Die Biegungswellen entstehen nur in festen Körpern, die von schubspannungsfreien Stoffen (Gase, Dämpfe und Flüssigkeiten) umgeben sind. Der umgebende schubspannungsfreie Stoff beeinflusst die Schwingungen wesentlich. Je größer die Dichte des schubfreien Stoffes ist, desto mehr verzögert er die Schwingungen. Da ein Zusatz zur Masse eines biegungschwingenden Körpers tonerniedrigend wirkt, wird häufig in den Gleichungen die tonerniedrigende Wirkung des schubspannungsfreien Schalleiters als ein Massenzusatz zum Biegungschwinger behandelt. Die tonerniedrigende Wirkung eines dichteren Schalleiters läßt sich leicht zeigen, wenn man Biegunsschwinger von Luft in Wasser bringt. In Quecksilber ist die Wirkung ganz erheblich. Die Biegunsschwingungen sind uns allen bekannt, angefangen von den schwingenden Glockenwandungen, den Holzflächen der Musikinstrumente bis zu den klirrenden Fensterscheiben, schallübertragenden Zimmerwänden und Gebäudeteilen. Ihre große technische Bedeutung liegt in ihrer Wirkung als Schallübertrager zwischen Luft und festen Körpern. Alle vorher betrachteten Schallarten übertragen in Luft oder entnehmen aus ihr nur verschwindend geringe Bruchteile der Schallmenge ohne das gleichzeitige Auftreten von Biegunswellen. Die Biegunswellen bewirken eine starke gegenseitige Schallübertragung zwischen schubspannungsfreien und festen Stoffen. Diese Wirkung nützen wir in den Schallsendern und Empfängern aus. Die Bekämpfung störender Biegunsschwingungen gehört zu den schwierigsten Aufgaben der Schallabwehr. Als Beispiel für die Ausbreitung von Biegunswellen wollen wir die Fortpflanzung einer Biegunswelle in einem unendlich langen Stab betrachten. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit ist nicht mehr wie bei den früher betrachteten Schallarten unabhängig von der Schwingungszahl. Dadurch werden die Beziehungen zwischen den einzelnen Größen verwickelter, als bei den früher betrachteten Schallarten.

Es sei λ die Wellenlänge, $S_\lambda \approx E$ die Dehnungsschallsteifheit, Θ das Flächenträgheitsmoment und q der Stabquerschnitt; dann ist die Biegungssteifheit des Stabes

$$S_b = \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \frac{E\Theta}{q} \dots \dots \dots (22)$$

Ist ferner der Trägheitsradius $\kappa = \sqrt{\frac{\Theta}{q}}$, die Biegungsschallgeschwindigkeit für eine beliebige Wellenlänge v_b und die Biegungsschallgeschwindigkeit für die Wellenlänge $\lambda = 1$ gleich v_{b1} , so wird:

$$v_b = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{E\Theta}{\delta q}} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{\Theta}{q}} v_\lambda = \frac{2\pi\kappa}{\lambda} v_\lambda = \frac{v_{b1}}{\lambda} \cdot \cdot \cdot \quad (23)$$

Wir wollen noch zwei Sonderfälle betrachten. Für einen rechteckigen Stabquerschnitt von der Breite b und der Höhe h wird

$$\Theta = bh^3/12 \quad \text{und} \quad q = b \cdot h, \quad \text{also} \quad \Theta/q = h^2/12.$$

Für einen kreisförmigen Stabquerschnitt vom Halbmesser r wird

$$\Theta = r^4\pi/4 \quad \text{und} \quad q = r^2\pi, \quad \text{also} \quad \Theta/q = r^2/4.$$

Daraus folgt als Biegungsschallgeschwindigkeit für einen rechteckigen Stab

$$v_{b\Box} = \frac{\pi h}{\lambda} \sqrt{\frac{E}{3\delta}} = \frac{\pi h}{\lambda\sqrt{3}} v_\lambda \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (24)$$

und für einen kreisförmigen Stab

$$v_{b\circ} = \frac{\pi r}{\lambda} \sqrt{\frac{E}{\delta}} = \frac{\pi r}{\lambda} v_\lambda \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (25)$$

Die Gleichungen zeigen, daß ein Biegungsschwingungszustand nicht unverändert fortschreitet. Wenn wir ihn in einzelne Sinusschwingungen auflösen, pflanzt sich die einzelne Sinusschwingung unverändert fort. Die schnellen Sinusschwingungen von kleiner Wellenlänge eilen aber den langsameren von großer Wellenlänge voraus. Die Schwingungen werden zerstreut. Wir sehen ferner, daß sich die Geschwindigkeit mit der Stabdicke ändert. Im dünneren Stabe ist sie kleiner als im dickeren. Da sich der dünnere Stab stärker durchbiegt als der dickere, haben wir wieder die auch bei anderen Schallarten beobachtete Erscheinung, daß die Wellen um so langsamer laufen, je nachgiebiger der Schalleiter ist. Die Schwingungsweiten sind bei den Biegungswellen ganz erheblich größer, als bei den bisher betrachteten Schallarten.

Zunächst wollen wir die statische Biegungshärte H_b mit der statischen Dehnungshärte H'_λ einer Platte vergleichen.

a₁) Für die statische Biegeschärte einer kreisförmigen Platte gilt:

$$H'_b = \frac{p}{f} = \frac{d^3 E}{\psi_k R^4}.$$

a₂) Für die statische Biegeschärte einer rechteckigen Platte gilt:

$$H'_b = \frac{p}{f} = \frac{d^3 E (a^2 + b^2)^2}{\psi_r a^4 b^4}$$

(siehe Hütte, Bd. 1, Festigkeit der Platten und Gefäße).

b) Für die statische Dehnungshärte einer Stange gilt:

$$H'_\lambda = \frac{p}{f} = \frac{E}{d}.$$

Um gleiche Volumenverdrängung im Falle a) und b) zu erhalten, müssen wir in die Gleichungen a) noch einen Faktor einfügen. Wir denken uns diesen bereits in den Größen ψ_k und ψ_r berücksichtigt. Das Verhältnis der statischen Biegeschärten H'_b zur statischen Dehnungshärte H'_λ wird für die kreisförmige Platte

$$\frac{H'_b}{H'_\lambda} = \frac{1}{\psi_k} \left(\frac{d}{R} \right)^4$$

und für die rechteckige Platte

$$\frac{H'_b}{H'_\lambda} = \frac{1}{\psi_r} \left(\frac{d \sqrt{a^2 + b^2}}{ab} \right)^4.$$

Wenn also die Plattendicke linear verkleinert wird, nimmt die statische Biegeschärte gegenüber der statischen Dehnungshärte mit der vierten Potenz der Dicke ab.

Vergleichen wir die Dehnungsschallhärte $H_\lambda = v_2 \delta \omega = v_2 \delta 2 \pi N$ mit der statischen Biegeschärte, so wird für die kreisförmige Platte

$$H'_b = H_\lambda \frac{d^3 \lambda_\lambda}{2 \pi \psi_k R^4} \dots \dots \dots (26)$$

und für die rechteckige Platte

$$H'_b = H_\lambda \frac{d^3 \lambda (a^2 + b^2)^2}{2 \pi \psi_r a^4 b^4} \dots \dots \dots (27)$$

(Es ist hier H_λ als Festwert angenommen und unberücksichtigt, daß auch H_λ bei sehr dünnwerdender Platte sich dem Werte Null nähert.)

Wir ersehen auch daraus die rasche Abnahme der statischen Biegungshärte im Vergleich zur Dehnungsschallhärte. Beim Übergang von der Platte zur Stange werden die Härten einander gleich. Den Kehrwert der Biegungshärte nennen wir Biegungsweichheit. Diese Gleichungen zeigen, wie ungemein rasch die Biegungsweichheit der Wände bei ihrem Dünnerwerden zunimmt und daß durch dünne Wände der Luftschall fast nur durch Biegungsschwingungen übertragen wird.

f) Die Querschwingungen von Saiten.

Wenn wir einen Stab dünner und dünner nehmen, so genügt schließlich die eigene Biegesteifheit des Stabes nicht mehr, Formänderungen rückgängig zu machen. Es müssen dann Zusatzkräfte, welche in der Längsrichtung wirken, angebracht werden, damit die Formänderung wieder aufgehoben wird. Es sei S_σ die Spannung je Flächeneinheit, welche als Ersatz der Eigensteifheit einer sehr dünnen Stange, die wir Saite nennen, einwirkt. Es gilt dann

$$v_\sigma = \sqrt{\frac{S_\sigma}{\delta}} \cdot \dots \dots \dots (28)$$

In diesem Falle wird wieder die Schallgeschwindigkeit v_σ unabhängig von der Schwingungszahl und Wellenlänge.

7. Rückwurf und Brechung von Verdichtungs- und Schubwellen.

Wir wollen nun Verdichtungs- und Schubwellen betrachten, die sich im Innern eines Körpers ausbreiten, dessen Abmessungen sehr groß sind im Verhältnis zur Wellenlänge und auf die Grenzfläche eines zweiten festen Stoffes auftreffen. Es gelten hier ähnliche, aber allgemeinere Gesetze als beim Licht. Sie werden verwickelter durch das gleichzeitige Auftreten von Verdichtungs- und Schubwellen.

Es sei φ der Einfallswinkel, χ der Brechungswinkel und ψ der Rückwurfinkel einer Verdichtungs- oder Schubwelle. Dann gilt in voller Allgemeinheit das folgende Brechungsgesetz für die Verdichtungs- und Schubwellen in beiden Schalleitern:

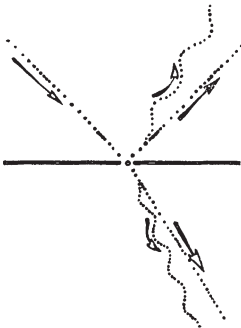
$$\sin \varphi : \sin \chi : \sin \psi = v_E : v_D : v_R \dots \dots \dots (29)$$

Hierbei ist v_E die Geschwindigkeit der einfallenden, v_D die der durchgehenden und v_R die der zurückgeworfenen Wellenart.

Fällt z. B. eine Verdichtungswelle aus dem Stoffe 1 in den Stoff 2 ein, so gilt, wenn wir wieder die Verdichtungswellen mit l und die Schubwellen mit t kennzeichnen:

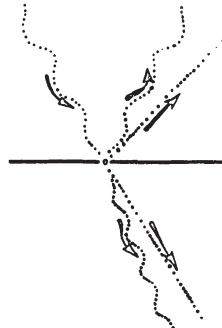
$$\sin \varphi_l : \sin \psi_l : \sin \psi_t : \sin \chi_l : \sin \chi_t = v_{l1} : v_{t1} : v_{l2} : v_{t2}, \quad (30)$$

Abb. 29.



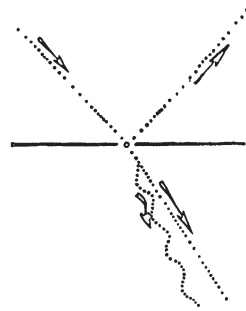
Verdichtungswelle auf die Grenzfläche zweier fester Stoffe auftreffend.
Berger, Ges.-Ing. 1915, S. 50.

Abb. 30.



Schubwelle auf die Grenzfläche zweier fester Stoffe auftreffend.
Berger, Ges.-Ing. 1915, S. 50.

Abb. 31.



Verdichtungswelle aus schubspannungsfreiem Stoffe auf festen Stoff einfallend.
Berger, Ges.-Ing. 1915, S. 53

da bei schiefem Schalleinfall im allgemeinen Falle je eine zurückgeworfene und durchgehende Verdichtungswelle und je eine zurückgeworfene und durchgehende Schubwelle auftritt (siehe Abb. 29).

Für eine einfallende Schubwelle gilt in gleicher Weise:

$$\sin \varphi_t : \sin \psi_t : \sin \psi_l : \sin \chi_t : \sin \chi_l = v_{t1} : v_{l1} : v_{t2} : v_{l2} \quad . \quad (31)$$

(siehe Abb. 30).

Die Einfallswinkel und Rückwurfwinkel von Wellen gleicher Wellenart sind gleich wie in der Optik. Für eine aus einem schubspannungsfreien Stoffe einfallende Welle ergibt sich natürlich nur eine Rückwurfwelle gleicher Wellenart (siehe Abb. 31). Wir können folgendes allgemeine Gesetz aussprechen: Die Sinus der Winkel aller einfallenden, gebrochenen und zurückgeworfenen Wellenarten verhalten sich wie ihre Geschwindigkeiten. Für

$$\sin \chi = \frac{\sin \varphi}{n'} > 1$$

wird der Brechungswinkel imaginär. Den Winkel φ_g , für welchen

$$\sin \chi = 1, \text{ also } \sin \varphi_g = n' \text{ wird, wobei } n' = \frac{v_E}{v_D}, \quad (32)$$

wollen wir Grenzwinkel nennen. Er entspricht dem Grenzwinkel des vollständigen Rückwurfs beim Licht. Beim Schall haben wir zwei verschiedene Grenzwinkel φ_{gl} und φ_{gt} für die Verdichtungs- und für die Schubwelle.

Abb. 32.

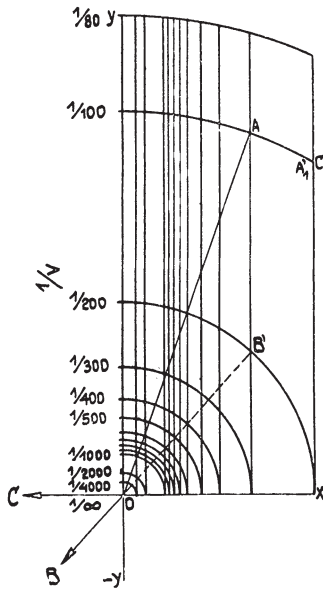


Abb. 33.

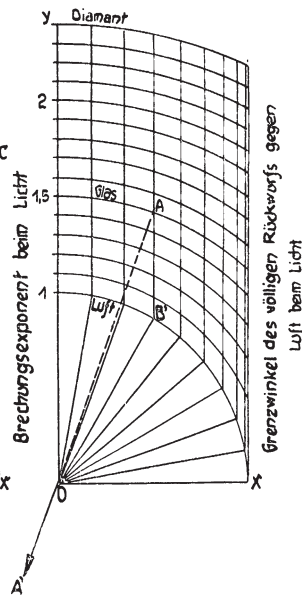


Abb. 32. Brechung beim Schall. Schallstrahl AO in einem Stoffe mit $v = 100$ geht in Richtung OB weiter, wenn $v = 200$ ist. AB' ist parallel zur Y -Achse. OB' ist die rückwärtige Verlängerung von OB . In Abständen $1/v$ werden Kreise um O gelegt.

Abb. 33. Brechung beim Licht. Der aus Luft einfallende Strahl $B'O$ geht im Glase ($n = 1,5$) in Richtung OA' weiter. A liegt auf der Verlängerung von OA' . $B'A$ ist parallel zur Y -Achse.

Wir wollen nun einige praktische Fälle betrachten. Es sei für Luft $v_l = 333$, für Wasser $v_w = 1440$ und für Sandstein $v_s = 2300$ m/sek. Fällt der Schall aus Luft auf Wasser ein, so liegt der Grenzwinkel bei 13° , aus Luft auf Sandstein bei 8° und aus Wasser auf Sandstein bei 38° . Beim Schalleinfall aus Luft auf Wasser oder Gestein wird also bereits bei ganz geringer Abweichung von der Senkrechten sehr schnell der

Grenzwinkel erreicht, an dem völliger Rückwurf erfolgt. Dagegen ist ein Übergang vom Wasser auf Gestein in viel weiterem Bereich möglich. Der Brechungswinkel läßt sich leicht zeichnerisch finden durch ein Verfahren, mit dem ich in der Praxis den Lichtstrahlenweg in dicken Linsen nachgeprüft habe. Dieses Verfahren ist auch in der Schalltechnik sehr gut brauchbar (siehe Abb. 32 und 33).

8. Die gebrochenen und die rückgeworfenen Schallmengen.

Bei der Brechung interessieren uns am meisten die rückgeworfenen und die durchgehenden Schallmengen. Wir wollen hier nur den senkrechten Schalleinfall betrachten. Bei schieferm Einfall werden die Formeln, die ich an anderer Stelle mit Berücksichtigung der inneren Reibung gebracht habe, verwickelt. Eine senkrecht einfallende Verdichtungswelle schreitet wieder als Verdichtungswelle weiter und eine senkrecht einfallende Schubwelle in festen Stoffen wieder als Schubwelle. Ist beim senkrechten Einfall einer Schubwelle der zweite Stoff schubspannungsfrei, so wird die ganze Energie der Schubwelle zurückgeworfen. Die Schallstärken J_R und J_D beim Rückwurf und beim Durchgang hängen nicht mehr wie die Rückwurf- und Brechungswinkel von den Geschwindigkeiten der Schalleiter allein ab, sondern auch noch von ihren Dichten. Für den senkrechten Schalleinfall J_E ohne Berücksichtigung der inneren Reibung gilt für alle Schallarten mit unveränderlicher Schallgeschwindigkeit:

$$\left. \begin{aligned} J_R &= J_E \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 = J_E \left(\frac{H_1 - H_2}{H_1 + H_2} \right)^2 \\ J_D &= J_E \frac{4n}{(n+1)^2} = J_E \frac{4H_1}{(H_1 + H_2)^2} \end{aligned} \right\} \dots \dots (33)$$

Wenn die Schallhärten zweier Stoffe gleich sind, also

$$v_E \delta_E \omega = v_D \delta_D \omega,$$

$$H_1 = H_2,$$

dann wird

$$J_R = 0,$$

$$J_D = J_E.$$

Also bei gleicher Schallhärte geht, ohne Berücksichtigung der inneren Reibung, eine senkrecht einfallende Welle ungehindert über, auch wenn die Schallgeschwindigkeiten und Dichten beider Stoffe verschieden sind. Es kommt nur auf das Produkt $v\delta$ beider Größen an. Nehmen wir wieder für Luft $v_l = 333$ und $\delta = 0,00124$, für Wasser $v_l = 1440$ und $\delta = 1$, ferner für Sandstein $v_l = 2300$ und $\delta = 2,3$, dann ist nach den Formeln (33) beim senkrechten Einfall die übergegangene Schallmenge

$$\begin{aligned} \text{von Luft auf Wasser . . . } J_D &= 0,001153 J_E, \\ \text{„ „ „ Sandstein . . } J_D &= 0,000316 J_E \text{ und} \\ \text{„ Wasser auf Sandstein } J_D &= 0,672748 J_E. \end{aligned}$$

Wir ersehen hieraus, besonders wenn wir auch noch den Grenzwinkel φ_g damit vergleichen, daß die Verdichtungswellen der schallweichen Luft auf das schallharte Gestein und Wasser und ebenso in umgekehrter Richtung von Wasser und Gestein auf Luft nur ungemein wenig übergehen, daß dagegen der gegenseitige Schallübergang von Wasser auf Gestein, da ihre Schallhärten nicht stark abweichen, sehr gut ist. Es ist daher auch verständlich, daß in englischen Bergwerken das Rauschen des Meeres vernommen wird und daß unterirdische Wasserläufe am Boden abgehört werden können, während der stärkste Sturm in einem Bergwerk schon in geringer Entfernung vom Eingang nicht mehr gehört wird. Der Luftschall wird auf feste Körper und Wasser hauptsächlich durch Biegungsschwingungen übertragen und nur in geringem Maße durch Brechung des Verdichtungsschalls der Luft. Ohne Biegungsschwingungen gäbe es viel weniger Lärm auf der Erde, aber auch keine guten Musikinstrumente. Jene Zahlenwerte machen es auch verständlich, daß die Energie der Brandungswellen an Steilküsten auf ungeheure Landstrecken übertragen werden. Die Brandungswellen gehen dann als Oberflächenwellen weiter. Die Brandungswellen der Küste von Norwegen wandern als Oberflächenwellen über Skandinavien und das russische Festland bis tief nach Zentralasien hinein. Herrscht starke Brandung an der südfranzösischen Küste, so gehen die von ihr ausgelösten Oberflächenwellen nachweisbar bis zum Böhmer Wald und über Mitteldeutschland hinaus. Bereits Belar hat daher vorgeschlagen, diese Bodenunruhe zur Wettervorhersage zu verwenden, da sie durch Stürme verursacht wird. Es ist in

der Technik üblich geworden, zur Beurteilung des Schallübergangs nicht die Rückwurf- und Brechungsformeln, sondern das Schallhärteverhältnis zu nehmen. Je mehr das Schallhärteverhältnis zweier Stoffe vom Wert 1 abweicht, um so schlechter ist der Schallübergang. Trifft beispielsweise ein Schall vom Wasser auf die Schiffswandung und legen wir unseren Kopf an die Holzwandung an, so gilt folgendes:

Das Härteverhältnis zwischen Holz und Wasser ist 2,5, zwischen Wasser und Luft 4300 und zwischen Knochen und Holz 1,5. Vom Wasser geht somit der Schall gut auf die Schiffswandung über und ebenso von der Schiffswandung auf das Wasser. Würden keine Biegungsschwingungen auftreten, so wäre der Übergang des Wasserschalls auf den Schiffsluft-raum gering, da die Lufthärte sehr klein ist, und wir würden durch die Luft hindurch den Wasserschall nicht hören. Legen wir dagegen den Kopf an die Schiffswandung, so hören wir den Wasserschall sehr gut durch die Knochenleitung unseres Schädels.

9. Die Grenzwellen.

Beim vollständigen Schallrückwurf zweier fester Stoffe außerhalb des Grenzwinkels bleibt der zweite Stoff, von dem die Schallwelle zurückgeworfen wird, nicht unbeeinflusst. Er schwingt mit. Mit wachsendem Abstand von der Grenzfläche nimmt die Schwingungsweite im zweiten Stoffe sehr rasch ab. Sie läßt sich leicht berechnen, wenn man in die Formeln über die Schwingungsweiten bei der Schallbrechung den bei völligem Schallrückwurf imaginär werdenden Wert des Brechungswinkels einsetzt. Die Schwingungsweite im zweiten Stoffe ist proportional

$$e^{i 2 \pi N \left(t - \frac{x \sin \chi + z \cos \chi}{v_2} \right)}$$

Hierbei ist wieder χ der Brechungswinkel mit der Z -Achse als Normalen, und die X -Achse liegt in der Grenzfläche. φ sei der Einfallswinkel mit der Z -Achse. Für völligen Rückwurf wird

$$\left. \begin{aligned} \frac{\sin \varphi}{\sin \chi} &= \frac{v_1}{v_2} = n > 1 \\ \cos \chi &= i \sqrt{\frac{\sin^2 \varphi}{n^2} - 1} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (34)$$

Diese Größen oben eingesetzt ergeben:

$$e^{-\frac{2\pi N}{v_2} \sqrt{\frac{\sin^2 \varphi}{n^2} - 1}} \cdot z \cdot e^{i 2\pi N \left(t - \frac{x \sin \varphi}{n v_2} \right)}.$$

Aus diesem Ausdruck ersehen wir, daß im zweiten Stoffe eine in der Richtung der Grenzfläche fortschreitende Welle auftritt. Ihre Schwingungsweite nimmt sehr rasch mit wachsendem Abstand von der Grenzfläche ab. Die Schwingungsweiten im Abstand λ und im Abstand $n\lambda$ verhalten sich wie e^{-1} zu e^{-n} . Die in den zweiten Stoff eingedrungene Energie wird wieder an den ersten zurückgegeben. Somit ist das Gesetz von der Erhaltung der Energie und das Gesetz für die Stärken der Brechung bei völligem Rückwurf gewahrt, nach welchem die rückgeworfene Energie beim Überschreiten des Grenzwinkels gleich der einfallenden sein muß. Beim Licht haben wir einen ähnlichen Fall, der um so merkwürdiger ist, als die sich entlang der Grenzschicht fortpflanzenden Lichtwellen keine Transversalwellen mehr sind. Dies ist auch beim Licht möglich, weil die Gesetze über die transversale Lichtausbreitung unter der Voraussetzung abgeleitet sind, daß es sich um konstante Schwingungsweiten handelt, was hier nicht mehr zutrifft. Die Lichtgleichungen zeigen, daß die auf den zweiten Stoff übertragene Energie innerhalb einer Schwingungsperiode wieder auf den ersten Stoff zurückgegeben wird. Mit voller Schärfe trifft dies aber beim Licht nicht zu, wie die Versuche Voigts zeigen. Dieser hat die Lichtgrenzwelle als feines Lichtbündel durch Versuche nachgewiesen und aufgefangen. Ähnliche Verhältnisse scheinen auch beim Schall vorzuliegen, wie wir im späteren Abschnitt über das Aufsuchen von Bodenschätzen mittels Schallwellen sehen werden.

10. Schallweiche Isolierplatten zwischen schallharten Stoffen.

Wenn wir zwei parallele Grenzflächen annehmen, gilt näherungsweise für schallweiche, im Vergleich zur Wellenlänge dünne Isolierplatten zwischen schallharten Stoffen, wenn keine Biegungsschwingungen auftreten:

$$J_R = J_E \frac{n^2 \frac{h}{\lambda} \pi}{n^2 \frac{h}{\lambda} \pi + 1} \quad J_D = J_E \frac{1}{n^2 \frac{h}{\lambda} \pi + 1} \quad \dots \quad (35)$$

Hierbei ist wieder J_I die einfallende, J_R die rückgeworfene und J_D die durchgegangene Schallstärke, λ die Wellenlänge, h die Plattendicke und n das Schallbrechungsverhältnis. Je größer der Wert $n^2 h / \lambda$ ist, desto besser wirkt die Schallisolation. Die Schallausbreitung in schallharten Körpern kann nach den Formeln (35) um so wirksamer bekämpft werden, je schallweicher die Zwischenlage ist. Bedingung für eine gute Schallisolation in schallharten Körpern ist, daß die Produkte aus Dichte und Schallgeschwindigkeit, also auch die Schallhärten der beiden Stoffe möglichst stark voneinander abweichen. Wir sehen aus den Gleichungen ferner noch, daß die Zwischenlage um so dicker genommen werden muß, je größer die Wellenlänge, also je kleiner die Schwingungszahl ist. Bei der Isolation von Maschinenschwingungen durch schallweiche Zwischenlagen darf die Verdichtung wohl über die Elastizitätsgrenze hinausgehen, aber nicht zur dauernden Formveränderung führen.

11. Isolation schubfreier, schallweicher Stoffe (Luft) durch schallharte.

In ähnlicher Weise wie im vorhergehenden Abschnitt hat Rayleigh auch die Isolation des Luftschalls behandelt. Die Rayleighschen Ableitungen über die Isolation des Luftschalls mittels schallharter Platten haben nur theoretische Bedeutung, da Rayleigh den Schalldurchgang der Verdichtungswellen durch dünne Platten berechnete unter Annahme unendlich großer Biegunststeifheit. Die Gleichungen (26) und (27) zeigen uns aber, daß die Biegunghärte von Platten weit geringer ist, als die Dehnungs- und Verdichtungshärten. Infolgedessen geht der Schall in dünnen Platten, soweit sie nicht porös und luftdurchlässig sind, von einer Seite auf die andere fast ausschließlich durch Biegunsschwingungen über. Wir kommen später darauf zurück.

12. Die Schallschwinger.

Unter Schallschwingern verstehen wir schwingende, mit einem Schalleiter in Wechselwirkung stehende Gebilde. In der Praxis haben wir es meist mit Biegunsschwingern zu tun. Die Wirkung als Schallschwinger kann unbeabsichtigt, ja unerwünscht sein. Sie ist beabsichtigt bei Schallschwingern für

Senden, d. i. den Schallsendern und bei Schallempfängern. Schallschwinger können auch gleichzeitig Sender und Empfänger sein. Ist die Wirkung als Schallschwinger eine unbeabsichtigte Nebenerscheinung, so haben wir es gewöhnlich mit störenden Schwingungen und mit Lärm zu tun und stehen dann vor der Aufgabe, diese Schwingungen zu verhindern.

Bei den meisten Schallschwinger-Bauarten können wir drei wichtige Teile unterscheiden, den Strahler, den mechanischen Schwingungskreis und den Energieumformungskreis (Energieumwandler). Der Schallstrahler erregt mittels mechanischer oder elastischer Schwingungen Schallwellen im Schalleiter, oder nimmt aus dem Schalleiter den Schall auf, indem er in Schwingungen gerät. Der mechanische Schwingungskreis hat die Aufgabe, die mechanischen Schwingungen umzuformen, wobei die Schwingungsweiten und Massendrucke in erforderlicher Weise geändert werden. Wir können zwei wichtige mechanische Schwingungskreise unterscheiden, die kinematische Massenkette und die federnde Massenkoppel. Unter einer kinematischen Massenkette verstehen wir durch kinematische Elementenpaare verbundene steife Körper. Je nach dem kinematischen Zusammenhang der einzelnen kinematischen Glieder erhalten wir eine große Mannigfaltigkeit von Massenketten. Unter federnden Massenkoppeln verstehen wir steife Körper, die durch federnde Zwischenglieder miteinander verbunden sind. Der Energieumwandler liefert bei einem Schallsender dem mechanischen Schwingungskreis die erregende Energie (menschliche Arbeit, mechanische, pneumatische, elektromagnetische, elektrodynamische Energie usw.) oder nimmt dem mechanischen Schwingungskreis die mechanische Energie ab, sie in eine andere Energieform umwandelnd. Wir sehen daraus, daß wir bei jedem Schallschwinger seine Wirkung als Strahler, als mechanischer Schwingungskreis und als Energiewandler gesondert betrachten müssen. Die Betrachtung eines Schallschwingers nach dieser dreifachen Gliederung gibt uns die Möglichkeit, in der Anwendung weit auseinanderliegende Gebiete der Schalltechnik nach gemeinsamen Gesichtspunkten zu untersuchen.

a) Der Schallstrahler.

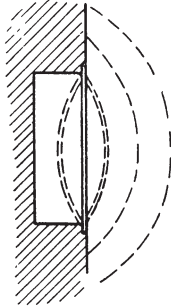
Der Schallstrahler erregt den Schall im Schalleiter mittels mechanischer, elastischer Schwingungen u. dgl. Der Schalleiter kann ein fester, zäher oder schubspannungsfreier Stoff

sein. Die Abb. 34 zeigt die Ausbreitung einer durch eine schwingende Platte erregten Luftschallwelle und die Abb. 35 die Erregung einer Bodenschallwelle durch schwingende Massen.

Unter Bodenschall verstehen wir hierbei die Gesamtheit aller in festen Körpern sich ausbreitenden elastischen Schwingungen. Für den Bau von Sendern und Empfängern ist der in schubspannungsfreien Stoffen insbesondere in Luft und Wasser schwingende Strahler der für die Praxis wichtigste Fall. Diesen wollen wir eingehender betrachten.

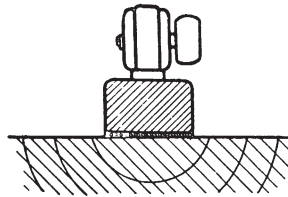
Ausgehend von den Untersuchungen von Stokes hat Rayleigh die theoretischen Grundlagen für die in schubspannungsfreien Stoffen wirkenden Schallstrahler aufgestellt. Er nimmt als

Abb. 34.



Erregung einer Luftschallwelle durch eine schwingende Platte.

Abb. 35.



Erregung von Bodenschall durch eine schwingende Masse.

Schallstrahler Kugeln an und teilt je nach der Ordnungszahl der Kugelfunktion, durch die sich die Vorgänge darstellen lassen, die Strahler in solche von nullter und höherer Ordnung ein. Bedingung für die Gültigkeit der späteren Ableitungen ist, daß die Schwingungen genügend schnell sind, so daß ein örtlicher Ausgleich durch Strömung verhindert wird.

Als Idealfall des Strahlers nullter Ordnung oder Nullstrahlers gilt eine im Schalleiter um einen ortsfesten Mittelpunkt M periodisch schwellende und schrumpfende, masselose Kugel, die atmende Kugel.

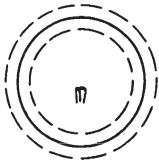
Als Idealfall des Strahlers erster Ordnung gilt eine starre, masselose, längs einer Strecke $M_1 M_2$ periodisch hin und her schwingende Kugel.

Als Idealfall des Strahlers zweiter Ordnung gilt ein masseloser Strahler, welcher periodisch mit zwei Knotenlinien

schwingt und im spannungslosen Zustand kugelförmig ist. Mit der Zahl der Knotenlinien steigt die Ordnungszahl des Strahlers.

Von den Strahlern sind zwei von besonderer Wichtigkeit, der Schallkolben und die Schallplatte. Der Schallkolben ist ein kolbenförmiger, im Vergleich zum Schalleiter starrer, unbiegsamer Körper, welcher in einer Führung schwingt und gefedert ist. Gewöhnlich wird angenommen, daß die Führung normal zu einer unendlich ausgedehnten, starren Ebene angeordnet ist. Die Führung kann einseitig abgeschlossen oder beiderseitig offen sein. Für den Schallkolben wird auch der Ausdruck Kolbenmembran gebraucht. Ich vermeide diesen Ausdruck, da man in der Physik unter Membran einen Körper

Abb. 36.



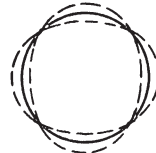
Der Nullstrahler oder die atmende Kugel.

Abb. 37.



Der Strahler erster Ordnung.

Abb. 38.



Der Strahler zweiter Ordnung.

versteht, der Biegungen keinen Widerstand entgegensetzt. Die Schallplatte ist eine gleichmäßig dicke, im Verhältnis zum Schalleiter schallhärtere, am Rande eingespannte, biegsame Platte. Bei den theoretischen Betrachtungen wird gewöhnlich vom Schallkolben ausgegangen, da für ihn die Gleichungen einfacher werden. Für die Praxis hat die Schallplatte größere Bedeutung. Bei den theoretischen Ableitungen werden die Gleichungen über die Schallplatte auf die des Schallkolbens zurückgeführt.

Es sei M die gesamte schwingende Masse, R die Dämpfungszahl, S die Richtkraft der Platte (rücktreibende elastische Kraft der Platte), K die erregende Kraft, welche die Platte in Schwingungen versetzt, b die Beschleunigung, u die Geschwindigkeit und x der Mittenausschlag der Platte, so besteht zwischen diesen Größen folgende wichtige Bewegungsgleichung:

$$K = M \cdot b_x + R \cdot u_x + S \cdot x \dots \dots \dots (36)$$

hierfür können wir auch schreiben:

$$K = (m_m + m_s) \frac{d^2 x}{dt^2} + (r_v + r_r + r_s) \frac{dx}{dt} + (s_m + s_s) x,$$

m_m ist die Masse des schwingenden Schallstrahlers. Hierfür dürfen wir setzen:

$$m_m = k_1^2 F d \delta_m \dots \dots \dots (37)$$

Hierbei ist F der Strahlerquerschnitt, d die Dicke und δ_m die Dichte des Kolbens. k_1 ist eine Konstante. Für den Schallkolben ist $k_1 = 1$. Für eine biegunsschwingende Platte setzen wir für k_1 einen Erfahrungswert ein, der Massenfaktor genannt wird. Der bis zum Rande auf Null sich verringemde Plattenausschlag der biegunsschwingenden Platte wird durch das Hinzufügen des Massenfaktors k_1 auf den eines Schallkolbens zurückgeführt, der mit dem Höchstausschlag der biegsamen Platte schwingt. Für eine am Rande eingespannte, biegsame Platte dürfen wir in vielen Fällen setzen: $k_1 = 0,45$, also $k_1^2 = 0,2$, dann wird $m_m = 0,2 F \cdot d \delta_m$. Für die bei der Strahlerschwingung in unmittelbarer Nähe mitbewegte Schalleitermasse m_s gilt nach Rayleigh bei einem Strahler von kreisförmigem Querschnitt

$$m_s = \frac{8}{3} \delta_l R^3 g(y) = \frac{8}{3} \delta_l R^3 \cdot \frac{3\pi}{2} \frac{K_1(y)}{y^3} \dots \dots (38)$$

Hierbei ist δ_l die Dichte des Schalleiters, R der Strahlerradius, $g(y)$ und $K_1(y)$ je eine Funktion. $K_1(y)$ ist von Rayleigh in eine Reihe entwickelt worden:

$$\left. \begin{aligned} K_1(y) &= \frac{2}{\pi} \left[\frac{y^3}{1 \cdot 3} - \frac{y^5}{1 \cdot 3^2 \cdot 5} + \frac{y^7}{1 \cdot 3^2 \cdot 5^2 \cdot 7} - \dots \right] \\ y &= 2 \frac{2\pi R}{\lambda} = 2 \frac{R}{v} \omega \end{aligned} \right\} \dots (39)$$

Für das Quadrat und Rechteck sind von Riegger, unterstützt von Backhaus, besondere Reihen berechnet worden. y läßt sich auf den flächengleichen Kreis vom Radius R zurückführen. Man setzt dann für das Quadrat:

$$y = 2 \frac{2\pi}{\lambda} \frac{a}{\sqrt{\pi}} = 2 \cdot \frac{2\pi}{\lambda} R,$$

für ein Rechteck vom Seitenverhältnis $\frac{a}{b} = \frac{n}{1}$:

$$y = 2 \frac{2\pi}{\lambda} \frac{a}{\sqrt{n\pi}} = 2 \cdot \frac{2\pi}{\lambda} R,$$

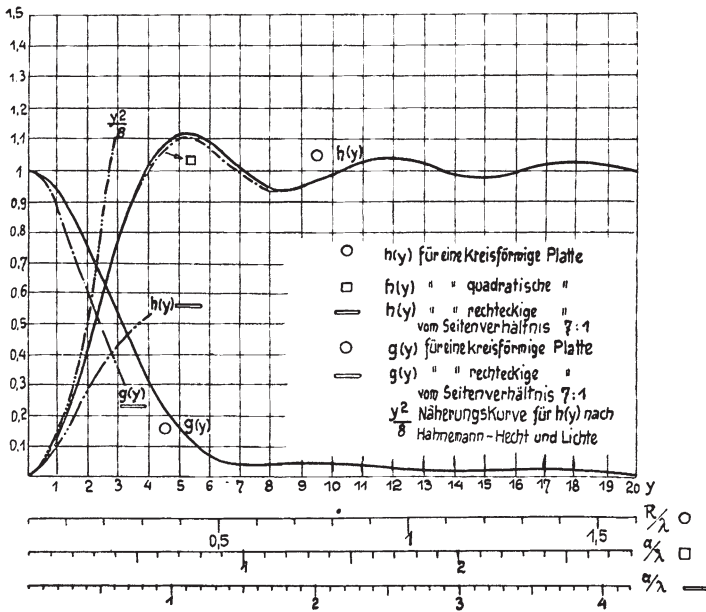
siehe Abb. 39, wobei für $n = 7$ genommen ist.

In erster Annäherung wird für kleine Werte von y , und zwar für

$$\frac{2 R \pi}{\lambda_l} = \frac{R \omega}{v_l} \ll 1 \text{ die Funktion } K_1(y) \approx \frac{2}{\pi} \frac{y^3}{3},$$

dann wird $m_s \approx \frac{2}{\pi} \frac{y^3}{3}$. Dies gilt für einen Schallkolben. v_l und λ_l sind hier auf den Schalleiter bezogen. Hat man eine biegunsschwingende Platte vor sich, so ist $k_2 R$ für R zu

Abb. 39.



Die Funktionen $g(y)$ und $h(y)$ für den Kreis, das Quadrat und das Rechteck vom Seitenverhältnis $a/b = 7/1$.

Nach Riegger, Wiss. Veröff. d. Siemens-Konz. Bd. 3, Heft 2, S. 68.

setzen, wobei $k_2 \approx 0,6$ ist. Für größere Werte von y , und zwar von $y = 4$ an wird m_s so klein, daß wir diesen Wert gegenüber der Strahlermasse vernachlässigen, also gleich 0 setzen dürfen. Das Dämpfungsglied R setzt sich zusammen aus dem Reibungs-, Rand- und Strahlungswiderstand r_v , r_r und r_s . Bei der Berechnung von Schallempfängern und -sendern werden gewöhnlich die Reibungs- und Randwiderstände gegenüber den Strahlungswiderständen vernachlässigt. Wenn wir bei der Untersuchung der Schalldurchlässigkeit von Wänden oder

Mauern die Wände oder Mauern mit einem Schallstrahler verglichen, so können die beiden Größen, deren Einfluß noch völlig ungeklärt ist, wichtig werden. Von großer Bedeutung, besonders bei Schallempfängern und Sendern, ist der Strahlungswiderstand r_s , welcher ein Maß für den Schwingungsenergieverlust des Schallstrahlers durch Schallausstrahlung an den Schalleiter ist. Nach Rayleigh können wir für den Strahlungswiderstand r_s bei kreisförmigem Querschnitt setzen:

$$\left. \begin{aligned} r_s &= \nu_l \delta_l R^2 \pi h(y); \\ h(y) &= 1 - \frac{2 J_1(y)}{y} = \frac{(y/2)^2}{1.2} - \frac{(y/2)^4}{1.2^2 \cdot 3} \\ &\quad + \frac{(y/2)^6}{1.2^2 \cdot 3^2 \cdot 4} - \frac{(y/2)^8}{1.2^2 \cdot 3^2 \cdot 4^2 \cdot 5} + \dots \end{aligned} \right\} \dots (40)$$

$J_1(y)$ ist die aus mathematischen Tabellen entnehmbare Besselsche Funktion erster Ordnung.

In erster Annäherung wird für kleine Werte von y , und zwar für $\frac{2\pi R}{\lambda_l} = \frac{R\omega}{\nu_l} < 1$ die Funktion $h(y) \approx \frac{y^2}{8}$ und dann $r_s \approx \nu_l \delta_l R^2 \pi \frac{y^2}{8} = 2\nu_l \delta_l \pi^3 R^4 / \lambda^2$.

Diese Werte haben Hahnemann und Hecht, Lichte und Aigner ihren theoretischen Untersuchungen und praktischen Ausführungen in der Wasser-Schalltechnik zugrunde gelegt. Für $y \geq 4$ können wir $h(y) = 1$ nehmen und $r_s = \nu \delta R^2 \pi$ oder allgemeiner $r_s = \nu \delta F$.

Die rücttreibende Kraft S besteht aus den beiden Gliedern s_m der rücttreibenden Kraft der Platte oder des Kolbens und s_l der rücttreibenden Kraft des Schalleiterpolsters. Diese können wir fast immer gleich Null setzen. Nur in ganz besonderen Fällen tritt s_l in die Erscheinung, z. B. beim Kondensatormikrophon, wobei die Eigenspannung s_m gegenüber s_l vernachlässigt werden darf. Für den in der Praxis gewöhnlich auftretenden Fall einer biegsamen Platte können wir nach Hütte, Bd. 1, V. Festigkeit der Platten und Gefäße, setzen:

$$\left. \begin{aligned} &\text{für eine kreisförmige Platte} \\ &\quad s_m = \frac{d^3 E}{K_2 R^2}, \\ &\text{für eine rechteckige Platte} \\ &\quad s_m = E d^3 (a^2 + b^2)^2 / K_2 b^3 a^3 \end{aligned} \right\} \dots (41)$$

wobei s_m in der Hütte dem Werte P/f entspricht und für eine am Rande eingespannte Membran gilt, deren wirksame Masse im Mittelpunkt der Membran vereinigt und dort mit dem Höchstausschlag schwingend angenommen wird. Dadurch wird die Biegungsschwingung auf den an allen Punkten mit gleichem Ausschlag schwingenden Schallkolben zurückgeführt. K_2 und K'_2 sind Konstanten, die von der Einspannung abhängen.

Die Eigenfrequenz ω_0 einer schwingenden Platte ist:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{S}{M}} \dots \dots \dots (42)$$

Für die Schwingungen in Luft dürfen wir $m_l = 0$ setzen, dann wird für eine kreisförmige Platte und $k_2 = 0,22$

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{d^3 E}{0,22 R^2 (0,2 F d \delta)}} \dots \dots \dots (43)$$

Als Maßstab für die Stärke der Schallausstrahlung einer Platte können wir den natürlichen Logarithmus des Verhältnisses zweier aufeinanderfolgender Schwingungsausschläge nehmen, nach Gauß logarithmisches Dekrement genannt. Es läßt sich zeigen, daß sich dann das logarithmische Dekrement der Strahlungsdämpfung δ für Luft ergibt zu:

$$\delta = 1,4 \frac{\delta_l \nu_m}{\nu_l \delta_m} = 5 \cdot 10^{-8} \frac{\nu_m}{\delta_m} = 5 \cdot 10^{-8} \sqrt{\frac{E}{\delta_m^3}} \dots \dots (44)$$

Der Index l gilt für Luft und m für die Schallplatte.

Von allen Stoffen hat Holz den höchsten Wert ν_m/δ_m . Aigner weist darauf hin, daß infolge der ausgezeichneten Strahlungsdämpfung des Holzes jeder Versuch, das Holz bei Geigen usw. zu ersetzen, mit einer Verminderung der Tonstärke verbunden ist, und daß jede Maßnahme, welche die Schallgeschwindigkeit, also die Elastizität des Holzes bei gleicher Dichte erhöht, eine Tonsteigerung hervorbringt, so daß „hinter dem angeblich verlorengegangenen Lack oder dem nicht mehr existierenden Holz der alten Meistergeigen eine physikalische Wahrheit steckt“.

b) Der mechanische Schwingungskreis.

Wie schon erwähnt, unterscheiden wir hier die kinematische Massenkette, worunter wir steife Körper verstehen, die in kinematischen Elementenpaaren gekoppelt sind, und die

federnde Massenkoppel, worunter wir nachgiebig gekoppelte Massen verstehen. Es würde hier zu weit führen, auf diese in der Kinematik und technischen Dynamik behandelten Fälle einzugehen. Hort bringt in seiner technischen Schwingungslehre darüber reichen Stoff. Sehr bekannt und in der Technik allgemein angewendet ist der Schlicksche Massenausgleich. Um den unerwünschten durch Maschinen in den Maschinenräumen hervorgerufenen Schwingungen und dem Bodenschall entgegenzutreten, hat man danach zwei Forderungen zu erfüllen.

1. Der Schwerpunkt der beweglichen Massen der Maschine muß in relativer Ruhe zum Maschinenraum sein.

2. Der Drall der beweglichen Massen für jeden im Maschinengebäude festen Punkt muß konstant sein.

Eine in der Schalltechnik bekannte, offene kinematische Massenkette sind Glocke und Klöppel. Sie stellen ein um einen festen Drehpunkt gelagertes physisches Pendel dar, an welchem ein zweites Pendel angelenkt ist. Daß es nicht genügt, in einer Glocke nur einen Klöppel anzubringen, ohne Berücksichtigung der dynamischen Beziehungen beider, zeigt das technisch berühmt gewordene Beispiel der Kölner Kaiserglocke, die, wenn sie in Pendelschwingungen versetzt wurde, nicht läutete, da der Klöppel so schwang, daß er nicht an die Glocke anschlug. Dies tritt immer ein, wenn zwischen Glocke und Klöppel die Näherungsbedingung besteht:

$$l_{red} = s_1 + l,$$

l der Abstand zwischen Glockendrehpunkt und Klöppeldrehpunkt, s_1 der Schwerpunktsabstand des Klöppels von seinem Drehpunkt, l_{red} reduzierte Pendellänge der Glocke = Abstand des Schwingungsmittelpunktes der Glocke von ihrem Drehpunkt.

Man hat darauf zu achten, daß die beiden Gleichungsseiten voneinander stark abweichen.

Eine sehr interessante kinematische Gelenkkette haben wir in unserem Ohr. Hier ist die konstruktive Aufgabe gelöst, die geringen Luftschallkräfte mit großen Luftschwingungsweiten, welche vom Trommelfell aufgenommen werden, in große Kräfte mit geringem Ausschlag auf die Labyrinthflüssigkeit zu übertragen. Der große Luftweg und die kleine Luftkraft wird in kleinen Wasserweg und großen Wasserdruck mittels Hebels

umgewandelt, und zwar durch Hammer, Amboß und Steigbügel zwischen dem Trommelfell als Aufnahmemembran in Luft und ovalem Fenster als Übertrager auf Wasser. Edelmann und Petzold haben zuerst darauf hingewiesen. Auch in der Schalltechnik hat man bei der gegenseitigen Übertragung von Luft- und Wasserschall in ähnlicher Weise wie beim Ohr zuerst kinematische Gelenkketten versucht, kam aber bald davon ab und wendet nur noch federnde Massenkopplungen an.

Federnde Massenkoppeln gibt es in der Praxis in mannigfaltigen Ausführungen. Die Massen können ein- und mehrfach durch Dehnungs-, Verdichtungs-, Drill-, Schub- und Biegungsfederungen gekoppelt sein. Die Massenkopplungen durch verschiedene Arten von Federungen wurden bisher noch immer in engster Anlehnung an praktische technische Bedürfnisse oder nur im Zusammenhang mit bestimmten Federungsformen, insbesondere der Biegungs- und Drillfederungen behandelt. Über Sondergebiete, z. B. das Problem der kritischen Drehzahlen umlaufender Maschinenwellen usw., haben wir ausgezeichnete Darstellungen. Den Fall der einfachen Massenkoppel, bestehend aus zwei federungsfreien Massen, die durch eine massenfremde Feder verbunden sind, ferner den Fall der doppelten Massenkoppel, hat Aigner eingehend untersucht. Berger untersuchte theoretisch und praktisch und Ottenstein praktisch den Einfluß gekoppelter Massen auf die Ausbreitung von Erschütterungen und Bodenschall. In der Unterwasser-Schalltechnik werden auch noch hydraulische Kopplungen angewendet. Den einfachsten Fall einer Massenkoppel haben wir in der Fernsprechplatte und ihrer Fassung. Die Schwingungsenergie soll in der Platte und nicht in der Fassung wirken. Je größer die Einspannmasse ist, desto wirksamer sind die Plattenschwingungen.

13. Die Schallabwehr.

Der Lärm ist ein alter Quälgeist der Menschheit. So fand ich schon in der dritten Satire des im Jahre 47 geborenen Juvenal folgenden Seufzer über den Lärm im alten Rom: „Welch gemieteter Wohnraum ermöglicht den Schlummer? Man braucht in der Hauptstadt Schätze zum Schlafen. Daher kommt vieles Leid; das Rollen von Wagen in enger Krümmung

der Gassen und Lärm stillstehender Herden von Vieh raubten dem Drusus sogar und selbst Meerkälbern den Schlummer . . .“

Gegen den Lärm unserer heutigen Großstädte setzte der Kampf um die Jahrhundertwende in breiter Front ein. In den Vereinigten Staaten von Nordamerika, wo das Übel am größten war, tobte der Kampf am stärksten. Die Tagespresse, Fachzeitungen der Ärzte und die Lärmabwehrverbände nahmen den Kampf auf. In Deutschland eröffnete Lessing mit seiner Schrift „Der Lärm“ den Kampf und sammelte die Lärmgequälten unter seiner Führung in Lärmabwehrverbänden, die sich bei uns merkwürdigerweise Lärmschutzverbände nennen. Man versuchte mit Gesetz und Erziehung dem Übel zu steuern. Der Kampf ist schwer. Die Hauptaufgabe der Lärmabwehr ist die Verhinderung der Entstehung des Lärms. Den Lärm einer schon bestehenden Lärmquelle mit Isoliermaßnahmen auf- und fernzuhalten ist sehr schwierig. Radikalmittel gegen organische Lärmquellen, wie die eines Villenbesitzers, der seinem gelästerten Pfau die Stimmbänder durchschneiden ließ, kann man nicht ohne weiteres gutheißen. In der Stadt sind bereits Alarmapparate ein Hundersatz geworden und melden nur dann, wenn wirklich Gefahr droht. Die bekanntesten Mittel, den Lärm zu verhindern, sind folgende:

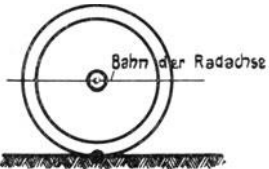
a) Die Änderung des Arbeitsverfahrens. Man ersetzt hierbei lärmende Verfahren durch lärmschwache oder lärmlose. So wird das Heraus klopfen von Staub durch Staubsaugapparate ersetzt, das Hämmern durch Pressen, das Klingeln in den Gasthäusern durch Lichtsignale usw.

b) Verhinderung des unmittelbaren Aufschlagens schallharter Stoffe aufeinander. Man ersetzt einen oder beide durch schallweiche Stoffe oder setzt einen schallweichen Stoff dazwischen und fängt so den unmittelbaren Aufschlag federnd auf. Teppiche, Läufer, Linoleumbelag verhindern den beim unmittelbaren Auftreffen der Ledersohle auf harten Fußboden entstehenden Lärm. Auf hartem Boden sind weiche Filzsohlen und Strümpfe geräuschlos. In der Londoner Untergrundbahn hat man festgestellt, daß der Hauptlärm vom Rollen der Räder auf den Schienen herrührt, die beide sehr schallhart sind. Das Geräusch wurde gemildert durch Überstülpen der gegenüber dem Eisen schallweicher Lederhauben über die Räder. Man dichtete ferner die Wagen möglichst schallsicher ab und verbot das Öffnen der Fenster während der Fahrt.

Die erreichte Lärmverminderung war so, daß man, ohne die Stimme zu erheben, im Wagen sprechen konnte. Sehr bekannt ist die Wirkung der Luftreifen an Rädern. Die Luftbereifung bettet kleine Fahrbahnhindernisse ein. Es findet hierbei kein Stoß auf die Radachse statt und die Radachse setzt ihre Bahn schwingungsfrei fort (s. Abb. 40). Hat aber das Hindernis eine sehr breite Anlegetfläche, so wird es nicht mehr „verschluckt“ bzw. eingebettet. Das Rad wird angehoben und prallt hinter dem Hindernis wieder auf. Das Wagengestell hat dann die Stöße elastisch abzufangen (s: Abb. 41).

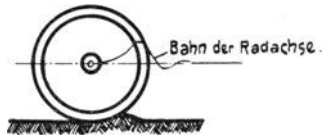
Vielfach werden in der Technik um Stöße zu vermeiden, Rohhautzahnräder mit den harten Metallrädern in Eingriff

Abb. 40.



Aufnahme eines Hindernisses durch den Luftschlauch. Das Hindernis wird im Luftschlauch stoßfrei eingebettet.

Abb. 41.



Anheben und Aufprall eines Rades bei großem breiten Hindernis. Das gefederte Wagengestell hat den Stoß aufzunehmen.

Dr.-Ing. W. Schaar, Anz. für Berg-, Hütt- u. Maschw., 7. März 1925.

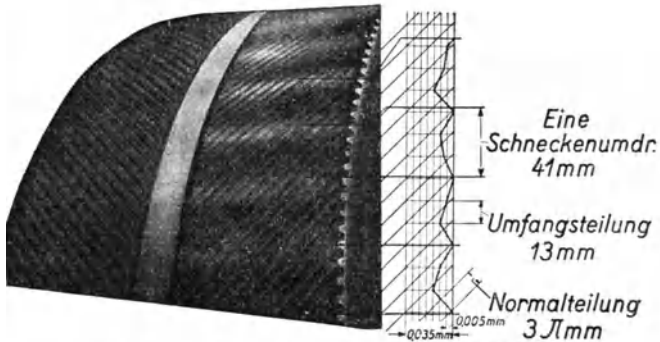
gesetzt, oder Riemen, Biesen, Seilzüge u. dgl. zur Bewegungsübertragung angewendet. Natürlich darf das die Enden verbindende Riemenschloß nicht schallhart sein, da dann dieses wieder periodisch Lärm verursacht. Der plötzliche Aufstoß hochgespannter Gase oder Dämpfe auf ruhende Luft verursacht gleichfalls Lärm. Man versucht diesen dadurch zu verhindern, daß man die hochgespannten Gase oder Dämpfe allmählich federnd auf die freie Luft überführt. Hierzu verwendet man bei Kraftfahrzeugen Auspufftöpfe. Auch bei Gewehren und Geschützen haben eine große Anzahl von Konstrukteuren versucht, mit Knalldämpfern den Schuß möglichst geräuschlos zu gestalten, allerdings nicht aus menschenfreundlichen Gründen.

c) Glätten der bewegungsübertragenden Teile. Rauheiten in den Bahnen gegenseitig bewegter Teile sind häufig Lärmursachen. Durch sie wird der Bewegungsablauf un stetig, und es treten nicht selten Stöße auf. Das Asphaltpflaster verhindert infolge seiner Glätte und Ebenheit das bei holprigem Pflaster

auftretende lästige Wagenknarren. Die Hufschläge werden aber infolge der größeren Härte des Pflasters stärker vernommen. In der Technik geht man immer mehr zum Schleifen über, um möglichst glatte Oberflächen zu erhalten.

d) Ölen bewegter Teile. Die Wirkungen des Ölens sind uns allen bekannt, und wohl jeder hat bereits mit Erfolg zur Ölkanne gegriffen, wenn eine ungeschmierte Achse schrillte und hat so die Reibungstöne beseitigt.

Abb. 42.



	Umdr./min	2000	2500	3200	3500 p.Min
	Ritzel	2000	2500	3200	3500 p.Min
	Rad	258	322	413	452 "
	Per.d.Lichtschimmers	516	644	828	839 p.Sek
	gemessene Tonhöhe	498	635	816	866 "
	AEG				TWL 79

Zusammenhang zwischen Teilungsfehlern und Tonhöhe des Geräusches von Zahnradgetrieben.
Kraft, AEG-Mitteilungen, Mai 1924.

e) Stetigmachung der Bewegungsübertragung. Die Bewegungsübertragung muß möglichst stetig sein. Bei Zahnradübertragungen löst ein Zahnflankenpaar das andere ab in der Bewegungsübertragung. Eine fehlerhafte Verzahnung ist eine in der Technik sehr bekannte Ursache lärmender Zahnräder (s. Abb. 42).

Wenn es irgendwie möglich ist, greift der Maschinenbauer zur Evolventenverzahnung, die zwar eine geringere Festigkeit hat als die Zykloidenverzahnung, aber dafür auch bei Veränderung des Achsenabstandes noch richtigen Zahneingriff verbürgt, während die Zykloidenverzahnung nur in

einer ganz bestimmten Entfernung richtig läuft. Man verwendet ferner Pfeilräder, bei denen stets mehrere Zähne des einen Rades sich allmählich in die Zähne des Gegenrades hineinschrauben und die Kräfte stetig aufnehmen, im Gegensatz zu Stirnrädern, bei denen der Zahneingriff sofort auf der ganzen Breite erfolgt und ebenso die Zahnentlastung. Ferner hat die Herstellung der Zahnräder nach dem Abwälzverfahren es ermöglicht, die Zahnteilung immer mehr zu verkleinern, was ebenfalls wesentlich zur Verringerung der Lärmgefahr beitrug.

f) Verringerung oder Beseitigung von Beschleunigungen. In vielen Fällen werden in der Technik Bewegungsmechanismen mit starken Geschwindigkeitsänderungen angewendet. Es ist eine alte Konstrukteurregel, jede hin und her gehende Bewegung und jede unstetige Bewegung zu vermeiden und möglichst durch eine stetige, drehende Bewegung zu ersetzen. Eine Reihe großer Fortschritte in der Technik sind durch die Befolgung dieser einfachen, alten Regel erreicht worden. Bei Bewegungsvorgängen, wo Beschleunigungen scheinbar unvermeidlich sind, sucht man diese möglichst niedrig zu halten, so z. B. bei der ruckweisen Bewegung des Films in der Kinetographie. Die Geschwindigkeitsänderungen läßt man möglichst stetig erfolgen und nimmt sie möglichst gering. Eine bekannte kinematische Aufgabe ist der Entwurf eines Beschleunigungsdiagramms, mit dem man nachprüfen kann, ob die Beschleunigung innerhalb der zulässigen Grenzen bleibt. So wies z. B. Burmester in der Kinotechnik mittels Untersuchung der Beschleunigungen die erhebliche Unterlegenheit des Powergetriebes gegenüber dem Maltheserkreuz nach. Aber auch in der Kinotechnik ist man bereits auf dem Wege, mittels optischer Hilfsmittel die ruckweise Bewegung durch eine stetige zu ersetzen.

g) Massenausgleich bewegter Teile. Sind in einer Maschine hin und her gehende Massen unvermeidlich, so sucht man eine Übertragung von Schwingungen nach außen zu verhindern, indem man die Massen innerhalb der Maschine ausgleicht. Dieses Verfahren wurde in der Technik durch Schlick auf folgende Weise gelöst. Er stellte zwei Hauptforderungen auf. Der Schwerpunkt der bewegten Massen muß in jedem Bewegungszustand in relativer Ruhe zum Standort sein. Der Drall der bewegten Massen muß für jeden Punkt des Stand-

ortes in jedem Bewegungszustand konstant sein. Näheres darüber ist in dem einschlägigen technischen Schrifttum zu finden.

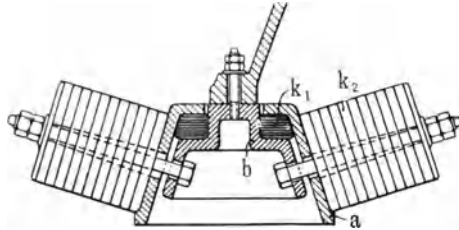
14. Das Abfangen des Lärms.

Wenn die Schallerregung nicht verhindert werden kann, tritt die Aufgabe heran, den Schall auf seinem Wege von der Lärmquelle bis zum Ohr mit wirksamen Mitteln abzufangen. Wir müssen zwei grundsätzlich verschiedene Wege der Schallausbreitung unterscheiden, den Luftschall und den Bodenschall. Unter Luftschall verstehen wir jeden in Luft sich ausbreitenden Schall. Reiner Luftschall entsteht beim Singen, Sprechen, Flöten, Peitschenknallen usw. Unter Bodenschall verstehen wir alle in festen Körpern sich ausbreitenden Schallarten. In Gebäuden pflanzt sich der Bodenschall hauptsächlich in den Mauern, Wänden, Decken und Fußböden fort. Ich habe den Ausdruck Bodenschall seinerzeit zur scharfen Unterscheidung vom Luftschall vorgeschlagen, und er hat sich inzwischen in der Schalltechnik eingebürgert. Wir sahen bereits in den Abschnitten über schallweiche Isolierplatten zwischen schallharten Stoffen und über Isolation schubfreier, schallweicher Stoffe durch schallharte, daß zwei grundsätzlich verschiedene Isolierungsverfahren angewendet werden müssen, je nachdem wir uns gegen Luft- oder Bodenschall schützen wollen. In vielen Fällen tritt gleichzeitig Luft- und Bodenschall auf, so z. B. beim Klavierspielen. Die Resonanzplatte sendet den Schall in die Luft und die Füße des Klaviers übertragen den Schall unmittelbar auf den Fußboden.

Infolge der geringen Dichte der Luft sind gegenüber dem Luftschall alle festen und flüssigen Stoffe schallhart. Wir haben bereits gesehen, daß das Schallhärteverhältnis zweier Stoffe $H_1/H_2 = \delta_1 \cdot v_1 / \delta_2 \cdot v_2$ den Schallübergang bestimmt, wenn der Stoff frei ist von Biegungsschwingungen. Selbst bei festen Stoffen mit sehr geringer Schallgeschwindigkeit, z. B. Kautschuk, wird die Schall-Härteeinbuße infolge der geringen Schallgeschwindigkeit gegenüber der Luft bei weitem übertroffen durch die bedeutend größere Dichte der festen Stoffe. Unter diesen Bedingungen ist die Isolierwirkung gegenüber Luftschall um so besser, je schallhärter ein Stoff ist. Bei der Ausbreitung des Bodenschalls in Gebäuden, im Erdboden usw. haben wir es gewöhnlich mit verhältnismäßig sehr schall-

harten Stoffen zu tun. Wir können hier die Formel (35) anwenden und die Schallausbreitung in den schallharten Stoffen hindern, indem wir einen schallweichen Stoff zwischensetzen. Lockere Stoffe sind gewöhnlich schallweich. Wir wenden sie daher in der Technik vielfach als Schallisolatoren gegen Bodenschall an. Die Wirksamkeit von Korkstein, Expansit, Filz usw. beruht auf der durch die Poren vermehrten Schallweichheit gegenüber den schallharten Schalleitern. Der beste Schallisolator bei schallharten Schalleitern ist Luft, deren Wirkung der Luftleere nahezu gleichkommt. Die festen, schallharten Schalleiter können wir natürlich nicht frei in

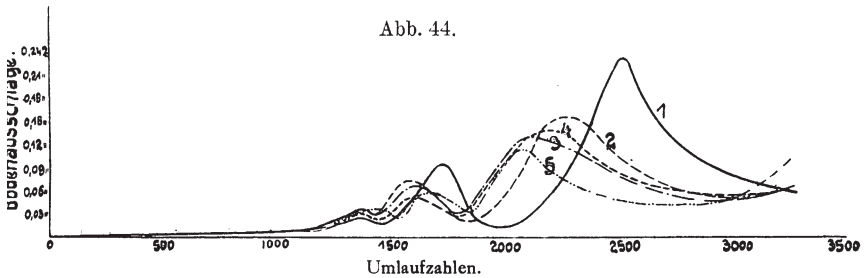
Abb. 43.



Schallisolation von Unterstützungspunkten einer Maschine, a und b schallhartes Gußeisen, k_1 und k_2 schallweiche Zwischenlagen. — Berger, Gesundheits-Ing. Nr 24, 1913, S. 435.

der Luft schweben lassen, um sie allseitig durch Luft zu isolieren. Es müssen daher ihre Unterstützungspunkte durch schallweiche feste Körper isoliert werden und Biegungsschwingungen möglichst hintangehalten werden (s. Abb. 43). Halten wir mit der einen Hand einen schallharten Metallstab, durch den Schallschwingungen gehen, und mit der anderen Hand einen zweiten dicht daneben durch einen Luftzwischenraum getrennt, Querschnitt nahe an Querschnitt, so ist der zweite Stab durch die zwischenliegende Luftschicht und durch die schallweichen Haltestellen gegenüber den Schwingungen des ersteren ausgezeichnet schallisoliert. Eine Isolierung gegen Oberflächenwellen mittels Luftzwischenräumen läßt sich sehr gut durchführen, da die Oberflächenwellen sich nur längs der Oberfläche ausbreiten, indem man tiefe Gräben um den Schallherd zieht, um die Ausbreitung von Oberflächenwellen zu verhindern, oder um den vor Oberflächenwellen zu schützenden Ort legt, um ein Eindringen zu vermeiden. Die Grabentiefe wächst mit der Wellenlänge. Bei schallharten

Körpern, die Biegungsschwingungen ausführen und an den Unterstützungsstellen schallweich isoliert sind, kann auch die Wirkung als Massenkoppel in Frage kommen. Berger untersuchte theoretisch und praktisch die Einwirkung der Schwingungen eines mit verschiedenen Unterlagen von einer Decke isolierten Motors. Es ergab sich hierbei, daß die kritische Winkelgeschwindigkeit beider zusammen nicht übereinstimmt mit der kritischen Winkelgeschwindigkeit des Motors und der Decke allein. Die Decke schwingt um so stärker, je größer das Motorgewicht im Verhältnis zum Deckengewicht ist und je weniger die Motorunterlage nachgiebig ist im Verhältnis zur Decke. Die gemeinsame kritische Winkelgeschwindigkeit



Deckenschwingungen unter dem Einfluß eines Motors (Auswahl einiger Kurven).

- | | | |
|----|-------------------------|--------|
| 1. | Maschine ohne Unterlage | |
| 2. | " mit Preßkorkstein | 9,3 mm |
| 3. | " " | 15 " |
| 4. | " " | 20 " |
| 5. | " " | 40 " |

Berger, Gesundheits-Ing. 1913, S. 433.

liegt um so höher, je schwerer sich die Motorunterlage zusammendrücken läßt und je biegsamer die Decke ist. Die kritische Winkelgeschwindigkeit wird vergrößert durch das Deckengewicht und verringert durch das Motorgewicht. Durch Unterbringen elastischer Unterlagen verschieben sich also die kritischen Drehzahlen und damit die Höchstauschläge nach den niederen Drehzahlen zu (s. Abb. 44). Die Gleichungen, die sich hierbei ergaben, stimmen mit den später in der Unterwasserschalltechnik von neuem abgeleiteten Gleichungen über Tonpilze überein.

Ottenstein hat später gleichfalls Versuche über Isolation gegen Bodenschall und Erschütterung ausgeführt und kam hier zu ähnlichen Ergebnissen. Er fand folgendes: „Bei gleichem spezifischen, statischen Flächendruck, also bei gleicher Auf-

lagerfläche nehmen mit größeren unausgeglichenen Massen die Höchstausschläge der Decke zu, während die kritischen Umlaufzahlen abnehmen. Bei gleichen unausgeglichenen Massen nehmen mit zunehmendem Flächendruck die Höchstausschläge der Decke und die gemeinsamen kritischen Drehzahlen ab. Übersteigt der statische Flächendruck eine bestimmte für das Material charakteristische Größe, so nehmen die Höchstausschläge der Decke wieder zu. Mit steigender Schichtdicke nimmt die Dämpfungsfähigkeit zu. Die Gesetzmäßigkeiten treten besonders gut bei solchen Stoffen zutage, die eine einfache Gesetzmäßigkeit in der Zu- und Abnahme ihres Kompressionsgrades erkennen lassen.“

Eine Maschine und ihre Gründung wirken als Massenkette. Die Gründung verringert die Maschinenausschläge und bewirkt, daß die Ausschläge auf die schwingungsabfangende, schallweiche Unterlage in zulässigen Grenzen bleiben. Die Gründung, Unterlage und Erdboden wirken als Massenkoppel.

Während der Übergang von Verdichtungs-, Schub-, Drill-, Dehnungs- und Oberflächenwellen auf Luft gering ist, wirken Biegungsschwingungen als gute Schallerreger. Der Schalltechniker hat hier seinen ganzen Scharfsinn aufzuwenden, um zu verhindern, daß die Biegungsschwinger als wirksame Schallstrahler auftreten. Die Biegungsschwingungen bei dünnen Wänden und Platten sind, wenn es sich um Schallisationsfragen handelt, die unangenehmsten und gefährlichsten Umformer von Luft- in Bodenschall und umgekehrt. In der Erforschung der Schalldurchlässigkeit von Wänden sind wir im Gegensatz zu anderen Gebieten der Schalltechnik wenig vorangekommen. An Versuchen, teilweise begleitet von theoretischen Ableitungen, liegen die deutschen Arbeiten von Sieveking und Behm, Weisbach, Berger und Ottenstein vor. Später hat der durch seine grundlegenden, erfolgreichen Versuche über die Hörsamkeit von Räumen bekannte amerikanische Forscher Sabine umfangreiche Versuche über die Schalldurchlässigkeit von Wänden gemacht. Von den Versuchen sind nach seinem Tode nur wenige Ergebnisse erhalten geblieben. Die Herausgeber seiner Arbeiten vermuten, daß Sabine die Aufzeichnungen seiner Versuchsergebnisse kurz vor seinem Tode vernichtete, weil sie zur Veröffentlichung noch nicht reif waren. Die gleichfalls geäußerte Vermutung, er hätte seine Versuche nicht aufgeschrieben, halte ich für unbegründet.

Weisbach und Berger wiesen auf die Bedeutung der Wandmasse beim Schalldurchgang hin. Zum Einfluß der Biegungsschwingungen bemerkte Weisbach 1910, „daß die Transversalschwingungen der Platte als Ganzes häufig die ganzen Begleiterscheinungen an Größe weit übertreffen“. Berger gab 1911 an: „Bei dünnen Wänden usw. wird der Luftschall von einer Seite auf die andere hauptsächlich durch Biegungsschwingungen übertragen, da die Stärke der in das Wandmaterial wirklich eintretenden und auf der Gegenseite austretenden Schallwelle nur sehr gering ist.“ Ottenstein betonte 1913 mit allem Nachdruck, daß der Luftschall durch Wände auf die Gegenseite nur durch Biegungsschwingungen übertragen wird. Er nahm die statische Durchbiegung der Wand unmittelbar zum Maßstab der Schalldurchlässigkeit und stellte das Gesetz auf, daß die Schalldurchlässigkeit bei gleichem Elastizitätsmodul mit der dritten Potenz der Dicke (Wanddicke) abnimmt und daß andererseits bei gleicher Dicke die Schalldurchlässigkeit mit zunehmendem Elastizitätsmodul verringert wird. Nicht beachtet wurde bisher, daß auch auf das Problem der Schalldurchlässigkeit unporöser Wände die von Rayleigh für die Biegungsschwingungen einer Wand im Schallfeld aufgestellten Bewegungsgleichungen 36 anwendbar sind. Beim Auftreffen einer ebenen Welle auf eine biegungschwingende Wand, die am Rande eingespannt oder gehalten ist, geht die Gleichung 36 in folgende Gleichung über:

$$2FP_0 \sin \omega t = Fd\delta k_m \frac{d^2 x}{dt^2} + (r_v + r_r + r_s) \frac{dx}{dt} + \frac{Ed^3(a^2 + b^2)^2}{k_n b^3 a^3} x.$$

Hierbei ist F die Wandfläche, P_0 der Schallhöchstdruck und ω die Kreisfrequenz der Schallschwingung. Als schwingende Gesamtmasse kommt nur die Wandmasse in Frage. Ihre Dicke sei d und ihre Dichte δ . Der Massenfaktor k_m führt die Biegungsschwingung der Wand auf die eines Schallkolbens zurück, welcher in allen Punkten mit gleichem Ausschlag schwingt. Das Dämpfungsglied besteht aus dem Verlustwiderstand r_v , maßgebend für Reibungsverluste, dem Randwiderstand r_r , maßgebend für Randverluste durch Bodenschalleitung und dem Strahlungswiderstand r_s , maßgebend für die beiderseits von der biegungschwingenden Wand an die Luft ausgestrahlte Schallmenge. Über die beiden Größen r_v und r_r liegen bis heute noch keine Untersuchungen vor.

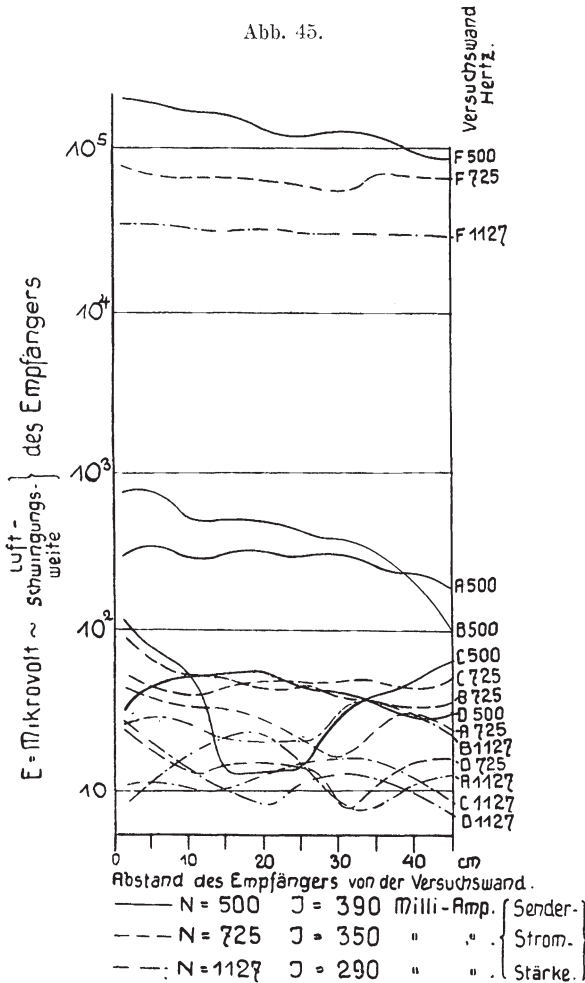
Über den Strahlungswiderstand r_s geben die Gleichungen 40, die Abb. 39 und die daran schließenden Betrachtungen Aufschluß. Wir sahen dort, daß der Strahlungswiderstand sich mit dem Verhältnis der Wandlänge zur Wandbreite ändert und in hohem Maße vom Verhältnis der Wellenlänge zu den Mauerabmessungen abhängig ist. Als Richtkraft kommt nur die Richtkraft der Wand in Frage. Sie ist abhängig von der Plattenmasse, welche wir uns im Plattenmittelpunkt vereinigt denken können, k_n eine Konstante, E das Elastizitätsmaß des Wandstoffes, d die Wanddicke, a und b ihre Länge und Breite. Wenn wir diese Gleichungen künftigen Versuchen zugrunde legen, können wir das Problem klarer überblicken und ihm besser zu Leibe rücken als bisher. Die Gleichungen ermöglichen auch die Berechnung der Eigenschwingungen der Wand usw. In den Jahren 1923 und 24 wurden von Kreüger in Stockholm Versuche über die Schalldurchlässigkeit von Wänden gegen Luftschall ausgeführt. Die Versuchsergebnisse sind in Abb. 45 dargestellt.

Die relativen Luftschwingungsweiten, die den im Empfänger gemessenen Spannungen proportional sind, wurden als Ordinaten logarithmisch aufgetragen. Als Schwingungszahlen wurden Töne von 500, 725 und 1127 Hertz angewendet. Die Versuchswände waren wie folgt zusammengesetzt:

- A) 7,5 cm dicker Rabitz + 2 mm dicke Pappe
- B) 7,5 „ „ „ + 11 „ dicker Kork
- C) 7,5 „ „ „ + 2 „ dicke Pappe
- D) 7,5 „ „ „ + 11 „ dicker Kork

Die Abbildung zeigt, wie stark die Schallstärken mit der Entfernung von der Versuchswand wechseln. Kreüger erklärt, das Endergebnis seiner Untersuchung sei, daß Laboratoriumsversuche über die Schallisolation an kleinen Versuchsplatten nicht mit absoluter Genauigkeit durchgeführt werden können, da die Größe und Einspannung der Versuchswände in hohem Grade die Versuchsergebnisse beeinflussen. Ferner gibt er an, daß bei einer gegebenen Anordnung und Größe der Versuchswände die Schallisolation infolge der Eigenschwingung der Platte mit der Tonhöhe des Senders wechselt. Er empfiehlt bei Versuchen möglichst ebene Wellen herzustellen. Von der Anwendung des Siemensschen Bandsprechers

verspricht er sich viel. Versuche in sehr kleinen Räumen führen nach meiner Beobachtung leicht zu großen Fehlern. Das Interferenzsystem der Schallwellen ändert sich sehr stark

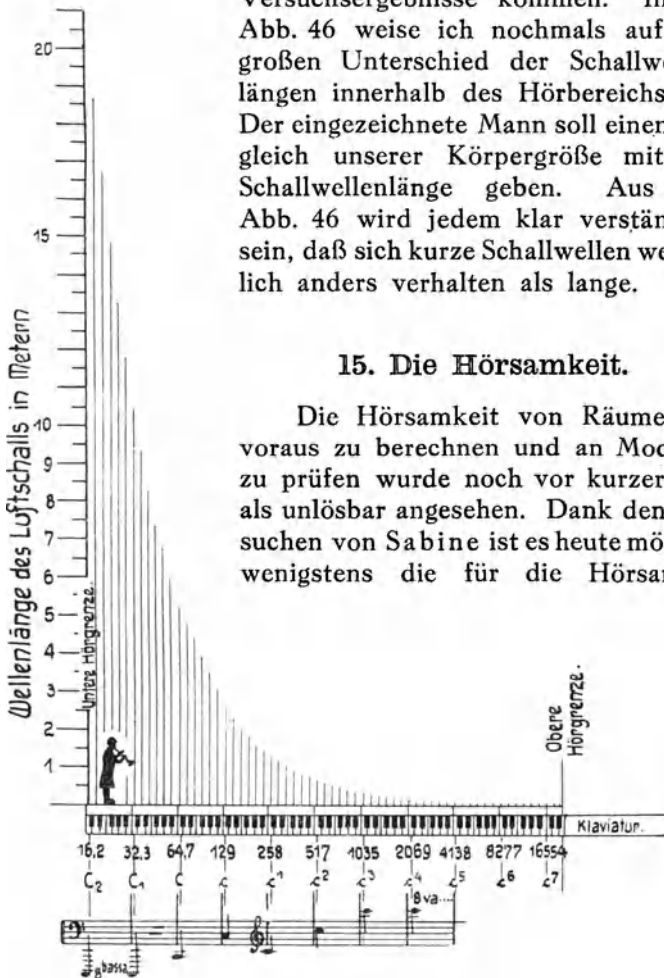


Der Schalldurchgang durch Wände. A, B, C und D Versuchswände, F freie Wandöffnung.
 Kreüger, Ing. Vetensk. Akad. Handl. Nr. 38, 1924, Stockholm.

mit der Tonhöhe, so daß bei unveränderlichem Empfängerabstand sehr leicht der Empfänger bei einem Ton im Schwingungsknoten und bei einem anderen im Schwingungsbauch stehen kann. In geschlossenen Räumen und mit kleinen Platten

kann man dem Problem der Schalldurchlässigkeit von Wänden nicht zu Leibe rücken. Wenn man eine Schallquelle im Freien aufstellte, würde man eine Reihe von Fehlerquellen beseitigen

Abb. 46.



und leichter auf „physikalisch reine“ Versuchsergebnisse kommen. In der Abb. 46 weise ich nochmals auf den großen Unterschied der Schallwellenlängen innerhalb des Hörbereichs hin. Der eingezeichnete Mann soll einen Vergleich unserer Körpergröße mit der Schallwellenlänge geben. Aus der Abb. 46 wird jedem klar verständlich sein, daß sich kurze Schallwellen wesentlich anders verhalten als lange.

15. Die Hörsamkeit.

Die Hörsamkeit von Räumen im voraus zu berechnen und an Modellen zu prüfen wurde noch vor kurzer Zeit als unlösbar angesehen. Dank den Versuchen von Sabine ist es heute möglich, wenigstens die für die Hörsamkeit

Die Wellenlängen des Luftschalls für die Töne des Hörbereichs.

wichtigste Größe, den Nachhall, zu berechnen. Ein Bautechniker, der beim Entwurf von Theater- und Konzertsälen den Nachhall nicht schon im voraus berechnet und die Hörsamkeit

nicht prüft oder prüfen läßt, handelt gewissenlos. Sie hängt von der Schallverschluckung ab. Die Schallverschluckung in Innenräumen wird bewirkt durch die Wandbekleidung, die Besucher und die Einrichtungsgegenstände. Wir haben zwei Möglichkeiten, die Größe der Schallverschluckung von Wandflächen zu vergleichen. Wir können sie in Beziehung zu einer vollkommen rückwerfenden, der „vollkommen lauten“ Wand setzen oder mit einer den Schall völlig verschluckenden Wand, der „vollkommen stummen“ Wand. Sabine hat als Ersatz für die stumme Wand ein offenes Fenster genommen, das die gleiche Wirkung hat, da aus ihm der Schall austritt und nicht mehr zurückkehrt. Bei Versuchen können wir als Schallquelle wie Exner entweder einen kurzen Schallstoß (Knall) nehmen oder wie Sabine einen gleichbleibenden Dauerschall und diesen nach einigen Sekunden unterbrechen. Aus der Nachhalldauer und seinen Eigentümlichkeiten schließen wir auf die Hörsamkeit.

In einem Saale wollen wir die Schallquelle (Redner, Musik) deutlich und laut hören. Zunächst wollen wir auf die Deutlichkeit eingehen. Auch die Luft verschluckt teilweise den Schall, und zwar die hohen Töne weit stärker als die tiefen. Während daher bei 1 km Abstand von der Schallquelle der günstigste Sendeton 2300 Hertz ist, ist er bei 10 km Abstand 1000 Hertz. Bis zu einem Abstand von 500 m macht sich aber in freier Luft die Schallverschluckung der Luft nicht bemerkbar. Die Töne werden daher bei ihrer Ausbreitung in der Luft der Innenräume gleichmäßig und verzerrungsfrei nur durch Ausbreitung geschwächt. Dies geschieht auch bei Vorträgen im Freien, solange der Boden nicht merklich verschluckt, was allerdings besonders bei Schnee vorkommen kann. Jedem Kriegsteilnehmer wird aufgefallen sein, wie sehr der Schnee den Knall beim Einschlagen eines Geschosses verschluckt. Eine etwaige schädliche Einwirkung des Bodens kann im Freien beseitigt werden, wenn die Schallquelle von einem erhöhten Punkt aus wirkt, und wenn der Zuhörerplatz stetig oder stufenweise ansteigt. Wir erhalten mit dieser Anordnung die griechische Freilichtbühne. Zur weiteren Verstärkung des Schalls hatte diese Bühne eine freistehende Rückwand. Versuche auf griechischen Freilichtbühnen zeigten, daß die Anforderungen an die Stimmittel sehr bedeutende waren und zur schnellen Abspannung führten. Die Ver-

zerrungsfreiheit des Schalls wurde auf Kosten seiner Stärke erreicht.

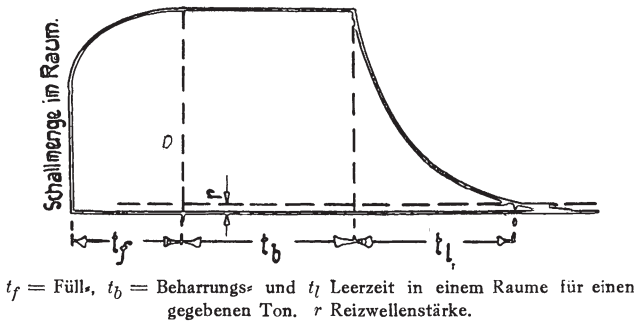
Wir wollen nun auf die Schallstärke weiter eingehen. Wir haben gesehen, daß im Freien durch Erhöhung der Hörerplätze, der Bühne und die Anbringung einer Bühnenrückwand der Schall stärker vernommen wird. Aber das genügt nicht. Die griechischen und römischen Schauspieler erhielten daher Gesichtsmasken zur Schallverstärkung. Castix machte Versuche mit Schauspielern und Sängern, die Nachbildungen solcher Masken mit schalltrichterförmigen Mundöffnungen trugen. Er gibt an, daß die Stimmen, besonders die hohen, verstärkt wurden, ohne daß ein Näseln oder eine andere Verzerrung bemerkbar wurde. Wir wollen aber heute beim Besuch eines Schauspielhauses vor den Unbilden der Witterung geschützt sein, laut und deutlich hören und das Minenspiel der Schauspieler beobachten. Damit kommen wir zum allseitig geschlossenen Schauspielhaus, in welchem maskenlose Schauspieler auftreten. Im geschlossenen Raume wird der Schall im allgemeinen sehr verstärkt. Diese Verstärkung kann aber mit einer Reihe von Nachteilen verbunden sein, welche die Deutlichkeit des Schallempfanges beim Zuhörer stören. Wir erhalten nicht nur den unmittelbaren, sondern auch den von den Wänden, Decken, Böden, Einrichtungen und Personen zurückgeworfenen Schall. Dieser verstärkt im allgemeinen den ursprünglichen Schall, kann ihn aber auch stark entstellen, wenn die Ausstattung des Innenraums unsachgemäß ist. Während wir bei der Freilichtbühne Deutlichkeit auf Kosten der Stärke haben, laufen wir im Schauspielhaus Gefahr, Stärke auf Kosten der Deutlichkeit zu erhalten. Hier hat die Schalltechnik einzugreifen, damit eine möglichst gute Hörsamkeit erreicht wird.

16. Der Hall von Innenräumen.

Wenn wir in einen Raum unveränderlichen Dauerschall senden, so erhalten wir nach kurzer Zeit den Beharrungszustand. Die Zeitdauer t_f , nach der im Raume der Beharrungszustand erreicht ist, wollen wir die Füllzeit nennen; die Zeitdauer, während der die Schallquelle tönt, die Anhallzeit t_a , die Zeitdauer t_b , während der der Beharrungszustand aufrecht erhalten wird, die Beharrungszeit, die Zeitdauer vom Unter-

brechen des Beharrungszustandes bis zum völligen Unhörbarwerden des Schalls beim Abstellen der Schallquelle, die Leerzeit t_l . Ist die Anhallzeit t_a kleiner als die Füllzeit t_f , so wird die Nachhallzeit t_n etwas kleiner werden als die Leerzeit t_l . Wir wollen nun der Reihe nach das Anhallen, den Beharrungszustand und das Nachhallen eines Raumes betrachten (s. Abb. 47 und Abb. 48).

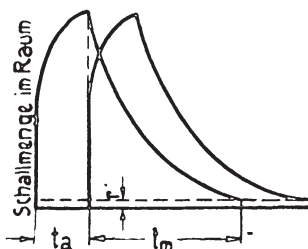
Abb. 47.



a) Der Anhall.

Wenn sich die von einer Dauerschallquelle je Sekunde in den Raum gesandte Schallmenge (J_s) im Raume ausbreitet, so verschlucken die Wandflächen, Gegenstände und die Zuhörerschaft bei jedem Rückwurf des Schalls einen bestimmten Betrag, und es stellt sich nach Ablauf der Füllzeit (t_f) ein Gleichgewichtszustand zwischen dem von der Schallquelle ausgesandten und dem verschluckten Schalle ein. Ist der Beharrungszustand erreicht, so ist der in jedem Augenblick ausgesandte Schall gleich dem verschluckten Schall. Während des Beharrungszustandes enthält der Raum die bei einer gegebenen Schallquelle größtmögliche Schallmenge. Während des Anhallens eines Raumes mit einem unveränderlichen Dauerschall erhalten wir ein sich fortwährend änderndes Wellenbild. Jeder Ton hat dabei sein Interferenz-

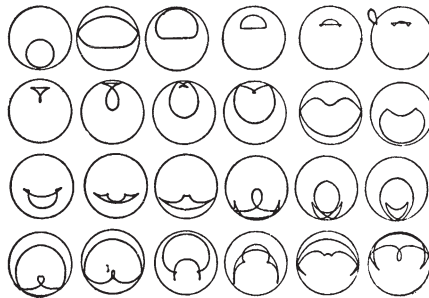
Abb. 48.



Anhall- und Nachhallzeit zweier aufeinanderfolgenden Laute beim Sprechen. Siehe auch Michel, „Hörsamkeit großer Räume“ 1921, S. 8 und Reiber, „Hörsamkeit...“ in Bayerisches Industrie- und Gewerbeblatt 1925, S. 64.

system. Der Beharrungszustand ermöglicht uns, dieses Interferenzsystem beim Durchschreiten des Raumes auch mit unbewaffnetem Ohr leicht herauszuhören. Die Füllzeit t_f eines Raumes ist erreicht, wenn die Töne der ersten Stirnwelle des Dauerschalls durch Verschluckung im Innenraum so geschwächt sind, daß ihre Schallstärke unter die Reizwellenstärke J_r gesunken ist. Jede weitere Beschickung des Raumes mit unverändertem Dauerschall kann nichts mehr am Wellenbild ändern, so lange der Raum und sein Inhalt unverändert bleibt. An Orten, an denen während des Beharrungszustandes infolge der Interferenz bestimmte Töne nicht wahrgenommen werden,

Abb. 49.

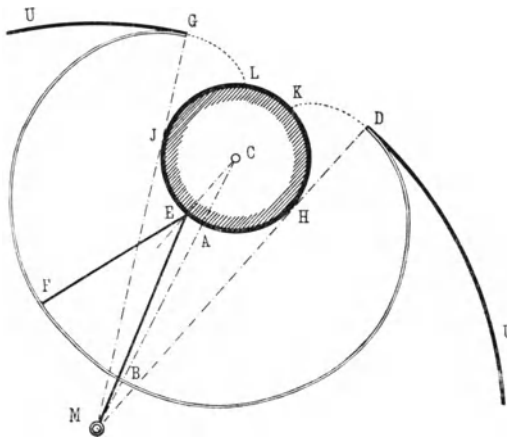


Anhall in kreisförmigem Querschnitt. Wood, Philos. Magaz. Bd. 50, S. 155, 1900.
Siehe auch Michel, Hörsamkeit großer Räume, S. 18, 1921.

können wir diese Töne vorübergehend hören während des Anfüllens und des Nachhalls. Bei der Prüfung der Hörsamkeit der Räume ist darauf zu achten, wie lange die Schallquelle auf den Raum wirkt. Die Sendezeit für jeden Laut ist beim Sprechen weit kürzer, als die Tonfolge in der Musik. Sprechräume erfordern daher eine größere Schallverschluckung, als Musikräume. Um das Verhalten eines Raumes beim Anhallen zu beurteilen, werden eine Reihe verschiedener Verfahren angewendet. Das älteste Verfahren ist das zeichnerische. Sabine hat nach dem Töpplerschen Verfahren, das besonders von Mach ausgebaut wurde, durch eine Funkenentladung eine einzige verhältnismäßig laute Knallwelle von annähernd 1,3 mm Wellenlänge erzeugt und die Knallwelle, die sich in einem kleinen Querschnittsmodell des zu prüfenden Saales ausbreitet, nach der Schlieren-Methode photographiert. Dieses Verfahren zeigt nur das Wellenbild einer einzigen sich ausbreitenden Welle und entspricht dem einer einzigen

Tonwelle, deren Wellenlänge zum Saal im gleichen Verhältnis steht, wie die Wellenlänge des Knalls zu den Modellmassen. Eugen Michel prüfte Modellquerschnitte, in denen sich ein Wasserspiegel befand, mittels einer durch Schlag künstlich erregten Wasserwelle und schloß daraus auf das Verhalten des Schalles im fertigen Saale. Das Michelsche Verfahren hat den Vorzug, daß sowohl eine einzige Welle, die einem Knall entspricht, als auch durch einen veränderbaren Antrieb des Wellen-

Abb. 50.



Rückwurf an rundem Pfeiler. Michel, Hörsamkeit großer Räume, S. 28, 1921.

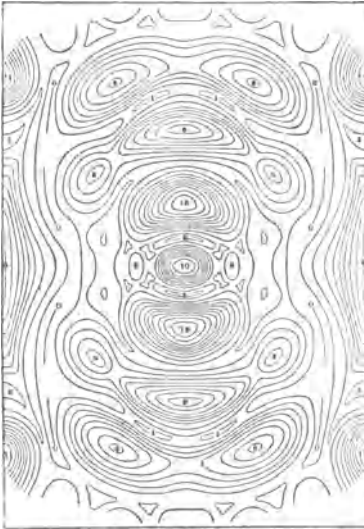
erregers (allenfalls Elektromotor mit veränderbarer Drehzahl) Wellen verschiedener Länge und Dauer erregt werden können, wodurch sich der Einfluß der Tonhöhe und Tondauer prüfen läßt und Eigentöne des Querschnitts herausgefunden werden können. Man hat auch das während des Anhallens in Modellen sich ständig verändernde Wellenbild kinematographisch aufgenommen.

b) Beharrungszustand (Dauerhall).

Während des Beharrungszustandes bleibt das Schallbild unverändert. Jeder Ton hat sein eignes Tonbild. Bei einem Versuch mit singenden Flammen in der Halle des alten Laboratoriums für technische Physik in München hatte ich Gelegenheit, die für Grund- und Obertöne verschiedenen, scharf ausgeprägten Orte der Stille und größter Stärke beim Abschreiten

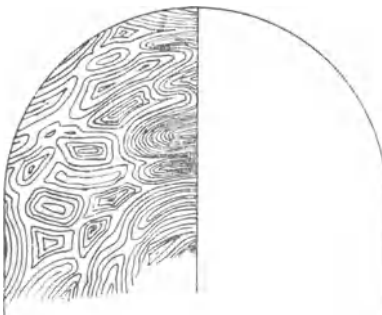
des Raumes mit blossem Ohr festzustellen. Sabine hat Tonbilder während des Beharrungszustandes aufgenommen. Sie gleichen den Höhenlinien einer Landkarte (s. Abb. 51 und Abb. 52).

Abb. 51.



Kurven gleicher Schallstärke in einem rechteckigen Raume mit Tonnengewölbe. Schallquelle in Raummitte. — Sabine, Collected Papers on Acoustics, S. 152. Cambridge 1923.

Abb. 52.



Kurven gleicher Schallstärke auf einer Bühne. Rückwärtiger Gewölbeabschluss viertelkugelförmig. — Sabine, Collected Papers on Acoustics, S. 168. Cambridge 1923.

c) Der Nachhall.

Unterbrechen wir einen bestimmten Dauerhall nach erreichtem Beharrungszustand, so ergibt die Nachhallzeit einen Höchstwert, den wir die Leerzeit nannten:

$$t_z = t_{n \max}$$

Die Leerzeit ist abgelaufen, sobald das Wellende des unterbrochenen Dauerschalls unter die Reizwellenstärke gesunken ist. Wenn die Anhallzeit der Füllzeit nahe kommt, schließt sich die Nachhallzeit gewöhnlich ohne Unterbrechung an. Die Töne verschwimmen ineinander. Ist die Anhallzeit kurz, so kann ein Widerhall auftreten. Ebenso ist ein Widerhall möglich, wenn infolge der Eigentümlichkeiten des Raumes nach einer Zeitdauer von über $\frac{1}{15}$ Sekunde von irgend einer Wandfläche eine weitere starke Welle ankommt. Der Wert von $\frac{1}{15}$ Sekunde ist eine physiologische Größe. Wie schon erwähnt, können während des Nachhalls wieder Töne auftreten, die an einem

Ort während des Dauerzustandes unhörbar waren. Während des Nachhallens mischen sich die neu ausgesendeten Schallwellen

anderer Qualität (z. B. beim Sprechen die neuen Laute) in die vorausgegangenen noch nicht verschluckten alten Schalle. Der Zuhörer vernimmt gleichzeitig den neuen Schall mit dem nachhallenden alten. Die Deutlichkeit leidet darunter um so mehr, je länger der Nachhall der vorausgegangenen Schalle ist. Ein kurzer Nachhall zur Verstärkung ist erwünscht. Beim Sprechen muß der Nachhall wesentlich geringer sein als beim Musizieren. Ist in einem Raum die Nachhalldauer groß, so muß das Sprech- und Spieltempo verlängert werden, um dem vorhergegangenen Schall zum Verklingen Zeit zu lassen. Der langsame, feierliche Prediger in der Kirche hat, abgesehen von der gewünschten rednerischen Wirkung, den Zweck, die Verständlichkeit bei schlechter Hörsamkeit zu steigern. Auch die verschiedenen Völker und Volkstämme haben eine ihnen eigentümliche Durchschnittssprechgeschwindigkeit. Der Engländer spricht durchschnittlich langsamer als der Deutsche, der Deutsche wieder langsamer als der Franzose. Es ist daher leicht verständlich, warum Engländer und Amerikaner für Sprechräume einen größeren zulässigen Höchstwert für die Nachhalldauer angeben, als die Franzosen. Redner, die zum ersten Male vor einer größeren Zuhörerschaft sprechen, haben die Neigung, aus Lampenfieber schneller zu sprechen, und werden daher schlechter verstanden, als wenn sie sich Zeit ließen.

Sabine machte ausgedehnte Versuche über die Nachhalldauer und fand folgende Gesetze:

1. Die Nachhalldauer eines Raumes ist nahezu gleich an allen Orten des Zuhörerraumes.
2. Die Nachhalldauer ist nahezu unabhängig von der Stellung der Schallquelle.
3. Der Einfluß eines schallverschluckenden Stoffes auf die Nachhalldauer ist nahezu unabhängig von seinem Standort.

Wir müssen dabei berücksichtigen, daß diese Ergebnisse Sabines mit Dauerschallen nach Erreichung des Beharrungszustandes gefunden wurden.

Nach den mit subjektiven Messverfahren gewonnenen Versuchsergebnissen Sabines läßt sich die Nachhalldauer t_n eines Raumes berechnen nach der Formel

$$t_n = k \frac{V}{a_v} \dots \dots \dots (45)$$

Hierbei ist V der Rauminhalt des Saales, a_v die Verschluckung vom Inhalt und von der Begrenzung des Saales, k eine Er-

fahrunszahl, t_n die Nachhalldauer bzw. die Leerzeit des Saales. Der Wert k wurde im Laufe der Untersuchungen immer kleiner genommen. Sabine setzte ihn ursprünglich gleich 0,171, später 0,164 und Watson nimmt ihn nach seinen neuesten Versuchen zu 0,1625 an. Da die schallverschluckende Wandoberfläche nur mit der zweiten Potenz, das Volumen aber mit der dritten Potenz zunimmt, dürfen nach Formel (45) größere Räume kleineren von anerkannt guter Hörsamkeit nicht flächentreu nachgebaut werden. Es müssen große Räume verhältnismäßig viel stärker schallverschluckend angelegt werden als kleine. Für einen Saal gilt

$$a_v = \Sigma a' f' + \Sigma a'' s'' + \Sigma a''' v''' \dots \dots \dots (46)$$

wobei $\Sigma a' f' = a'_1 f'_1 + a'_2 f'_2 + a'_3 f'_3 \dots$
 $\Sigma a'' s'' = a''_1 s''_1 + a''_2 s''_2 + a''_3 s''_3 \dots$
 $\Sigma a''' v''' = a'''_1 v'''_1 + a'''_2 v'''_2 + a'''_3 v'''_3 \dots$

$a'_1, a'_2, a'_3 \dots$ = die Fensterwerte von 1 m² der Stoffe der Saalflächen,

$f'_1, f'_2, f'_3 \dots$ = ihre Oberflächen in m²,

$a''_1, a''_2, a''_3 \dots$ = Schall-Verschluckung je Stück der Gegenstände im Saale.

$s''_1, s''_2, s''_3 \dots$ = Stückzahl der Gegenstände im Saale.

$a'''_1, a'''_2, a'''_3 \dots$ = die Verschluckungszahl je m³.

$v'''_1, v'''_2, v'''_3 \dots$ = das Volumen in m³.

Sabine stellte durch subjektive Versuche mittels Dauerschalles folgende Werte fest:

1. Verschluckungszahl a' je m².

Offnes Fenster = vollkommen stumme Wand . . .	= 1
Hörschaft, je m ²	= 0,96
Wandverkleidung in Hartfichte	= 0,061
Putz auf Holzschalung	= 0,034
Putz auf Drahtgeflecht	= 0,033
Putz auf Ziegel	= 0,025
Ziegelmauer in Portlandzement aufgeführt	= 0,025
Fensterglas, übliche Stärke	= 0,027
Teppich	= 0,20
Schwere orientalische Teppiche	= 0,29
Tüll	= 0,019
Kretonnestoff	= 0,15
Haarfilz, 2,5 cm dick; 8 cm von der Wand entfernt	= 0,78
Kork, 2,5 cm dick, lose am Boden	= 0,16
Linoleum, lose am Boden	= 0,12
Ölgemälde einschließlich Rahmen	= 0,28

dem Eigenschall, bei Flüssigkeiten, Gasen und Dämpfen nach der Wellenlänge.

a) Das Abklopfen.

Das Abklopfen ist eines der ältesten, bekanntesten und verbreitetsten Prüfungsverfahren. Es wird zu folgenden Zwecken angewendet:

a) Prüfung auf Fehlerfreiheit. Haben z. B. Gefäße Sprünge, so geben sie beim Anklopfen unreine Töne, Gläser „klirren“, irdene Töpfe „scheppern“ usw. Auch die Technik hat sich dieses Versuchsverfahrens bemächtigt. Es werden Gußstücke abgeklopft und ihre Eigenschalle mit dem eines fehlerfreien, geprüften Stückes verglichen.

b) Prüfung auf Füllungsgrad. Kessel, Fässer, Töpfe usw. lassen sich sehr leicht auf ihren Inhalt durch Abklopfen prüfen.

c) Prüfung auf Stoffart. Da sich, bei sonst ganz gleichem Aussehen, die Eigenschalle eines Körpers je nach seinem Stoffe ändern, lassen sich leicht durch Prüfung des Eigenschalls Fälschungen nachweisen. Das Werfen von Münzen auf Platten ist ein allgemein angewandtes Prüfungsverfahren.

d) Prüfung auf krankhafte Veränderungen. Die Perkussion ist ein von Ärzten allgemein angewandtes Prüfungsverfahren. Sellig nahm Perkussionsschalle mit Registrierapparaten (Phonographen usw.) auf und analysierte die erhaltenen Kurven.

e) Aufsuchen von Hohlräumen, Gängen usw. Dieses Verfahren wird auch von Fahndern angewendet.

b) Bestimmung der Festigkeits-Eigenschaften.

Für nicht zu starke Formveränderungen kann man das Elastizitätsmaß E der Dehnungssteifheit S_L gleichsetzen, ebenso das Gleitmaß G der Drill- bzw. Schubsteifheit S_t .

α) Bestimmung

des Elastizitätsmaßes mit Dehnungsschwingungen.

Mit Dehnungswellen läßt sich das Elastizitätsmaß auf folgende Weise bestimmen. Man spannt Stäbe im Knotenpunkt ein und erregt stehende Dehnungsschwingungen durch Reibung in der Achsenrichtung. Am besten wird der Stab in der Mitte eingespannt und eine Hälfte mit geharztem

Leder u. dgl. in der Achsenrichtung gerieben. Aus der beobachteten Tonhöhe des Grundtones T der Stablänge l und der Dichte δ läßt sich das Elastizitätsmaß E berechnen. Da seine Werte sehr hoch sind, darf die Stablänge nicht zu klein genommen werden. So erreichen z. B. die Grundtöne von Stahl- und Glasstäben bei einer Länge von 14,5 cm die Schwingungszahl 20 000 und damit die obere Hörgrenze. Ein Bleistab hat bei der gleichen Länge 4500 Hertz. Die Formel zur Berechnung des Elastizitätsmaßes E lautet:

$$E = \frac{T^2}{4l^2} \delta = 4l^2 N^2 \delta \dots \dots \dots (47)$$

T = Schwingungsdauer, N = Schwingungszahl, δ = Dichte, l = Länge des Stabes.

β) Bestimmung des Gleitmoduls mit Drillwellen.

Zur Bestimmung des Gleitmoduls G spannt man den Stab am besten in der Mitte fest, zentriert ein Ende in der Achse mit einem feinen Körner und streicht mit einem Fiedelbogen tangential in der Nähe des Endquerschnitts. Der Gleitmodul G berechnet sich dann aus der Formel

$$G = 4 N^2 l^2 \delta \dots \dots \dots (48)$$

γ) Bestimmung des Längsdehnungs- oder des Querkürzungsverhältnisses.

Aus den Formeln über die Grundtöne N_λ und N_t bei Dehnungs- und Verdrehungsschwingungen von Stäben folgt:

$$\frac{N_\lambda}{N_t} = \sqrt{2(1 + \mu)} = \sqrt{\frac{2}{m}} (m + 1) \dots \dots \dots (49)$$

Daraus ergibt sich für das Querkürzungs- und Längsdehnungsverhältnis:

$$\left. \begin{aligned} \mu &= \frac{1}{2} \frac{N_\lambda^2}{N_t^2} - 1 \\ m &= \frac{2 N_t^2}{N_\lambda^2 - 2 N_t^2} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (50)$$

e) Messungen der Dichte von Gasen.

- Ist δ_l die Dichte der Luft,
- δ die gesuchte Dichte des Gases,
- κ_l das Verhältnis der spezifischen Wärmen der Luft,
- κ das Verhältnis der spezifischen Wärmen des Gases,
- λ_l die Wellenlänge in Luft,
- λ die Wellenlänge im Gase,
- N_l die Schwingungszahl in Luft,
- N die Schwingungszahl im Gase,

so gilt für die Dichte des Gases bei gleichem Druck und gleicher Temperatur:

$$\delta = \frac{\kappa v_l^2}{\kappa_l v^2} \delta_l = \frac{\kappa \lambda_l^2 N_l^2}{\kappa_l \lambda^2 N^2} \delta_l \dots \dots \dots (51)$$

Wir können nun entweder nach dem Vorgang von Jahoda für die Luft und das Gas je eine besondere Pfeife anwenden, jede mit einem der Stoffe füllen und die Töne durch Längenänderung der Pfeifen zum Einklang bringen. Für $N = N_l$ geht dann die Formel (51) über in die Gleichung

$$\delta = \frac{\kappa \lambda_l^2}{\kappa_l \lambda^2} \delta_l \dots \dots \dots (52)$$

Nach dem Vorbild von Wachsmuth können wir auch für die Messungen dieselbe Pfeife verwenden, der Reihe nach mit den verschiedenen Gasen füllen und die Tonhöhe messen. Es gilt dann für $\lambda_l = \lambda$

$$\delta = \frac{\kappa N_l^2}{\kappa_l N^2} \delta_l \dots \dots \dots (53)$$

Das Verfahren läßt sich auch zur Messung des κ -Wertes von Gasen und Dämpfen, z. B. Wasserdampf, anwenden. Man hat das Verfahren auch zur Prüfung von Grubengasen auf schlagende Wetter angewendet. Neuerdings hat es Hurwitz zur regelmäßigen Überwachung von Wasserstoffanlagen eingeführt, um Knallgasentladungen zu verhindern. Hurwitz gibt an, daß das Verfahren so empfindlich ist, daß das Auftreten von Trillern praktisch zur Einstellung genügt und eine Genauigkeit von $\frac{1}{4}$ Proz. ergibt. Stellt man auf völlige Schwebungsfreiheit ein, so läßt sich die Genauigkeit noch wesentlich höher treiben.

18. Die Schallsignale.

Luftschallsignale erfüllen die verschiedensten Aufgaben. Sie zeigen uns die Tagesstunden an, das Beginnen und Ende der Arbeitszeit, warnen uns vor Fahrzeugen, künden uns den Ausbruch eines Feuers, das Herannahen feindlicher Flieger usw. an. Als Schallquellen dienen Glocken, Sirenen, Dampfpeifen, Hupen, Nebelhörner usw. Im Wasser wendet der Schall die Gefahren der Küstenschiffahrt ab bei Sturm und Nebel. Vor der Funkentelegraphie hat die Wasserschallzeichengebung den Vorzug, daß Störungen durch nahe gelegene Stationen fortfallen, dagegen macht sich sehr stark der Einfluß der Wassertemperatur auf die Reichweite geltend. Die mittleren Reichweiten im Wasser betragen 10 bis 40 km und übertreffen damit weit die Reichweiten der Luftschallsignale. Auf die Reichweiten von Schallsignalen haben in unbewegten oder nur schwach bewegten Schalleitern die Änderungen der Schallgeschwindigkeit in den einzelnen Schichten und die Schallverschluckung durch den Schalleiter großen Einfluß. In Luft kommt noch die Einwirkung des Windes hinzu.

a) Einfluß der Schallverschluckung auf die Reichweite.

Die Abbildungen 4 und 5 auf S. 5 und 6 zeigten uns, daß für unmittelbares Hören in der Nähe der Schallquelle Töne von 3200 Hertz am lautesten sind. Für mittelbares Hören und bei nicht zu großem Abstand von der Schallquelle erfordern Töne von 1000 Hertz den geringsten Energieaufwand bei größter Lautheit. Aus Gleichung 3 auf S. 8 ersahen wir, daß $J_r = J_1 r^{-z}$ ist. Hierbei ist $z = 0$ oder 1 oder 2 für eine ebene oder zylindrische oder kugelförmige Welle. Für die Schallausbreitung in einer Platte ist

$$\begin{aligned} z &\approx 1 \text{ fern der Schallquelle} \\ z &\approx 2 \text{ nahe der Schallquelle.} \end{aligned}$$

Für die Schallausbreitung auf einer Kugeloberfläche, z. B. der Erdoberfläche, ist für r^{-z} zu setzen $\sin(180/R\pi) \sin(180r/R\pi)$, wobei R der Kugelradius ist, also für Oberflächenwellen der Erdradius.

Wenn wir auch noch berücksichtigen, daß ein Teil des Schalls im Schalleiter durch Umwandlung in Wärme verschluckt wird, so wird:

$$J_r = J_1 r^{-z} e^{-2br} \quad \text{oder} \quad A_r = A_1 r^{-z/2} e^{-br} \dots (54)$$

Hierbei ergeben sich rechnerisch folgende Werte von b :

für Luft	$b = 3,2 \cdot 10^{-13} \text{ N}^2 \text{ km}^{-1}$
„ Wasser	$b = 2,6 \cdot 10^{-16} \text{ N}^2 \text{ km}^{-1}$
„ die Erdoberfläche	$b \approx 7 \cdot 10^{-2} \text{ N}^2 \text{ km}^{-1}$

Die stärkere Verschluckung kurzwelliger Schalle bewirkt, daß bei großen Entfernungen die langwelligen Schalle immer mehr hervortreten. Infolge der Schallverschluckung hören wir nach Aigner bei gleichen Sendestärken in Luft in 10 km Entfernung bei unmittelbarem Hören Töne von 1000 und bei mittelbarem Hören Töne von 750 Hertz am lautesten. Im Wasser ist die Schallverschluckung innerhalb der üblichen Reichweiten so gering, daß ihr Einfluß in der Praxis vernachlässigt werden darf. Bei der Ausbreitung von Erdbebenwellen treten mit wachsender Entfernung vom Bebenherd die langen Wellen immer stärker hervor. Hier dürfte die stärkere Schallverschluckung der kürzeren Wellen durch den Erdboden die Hauptursache sein.

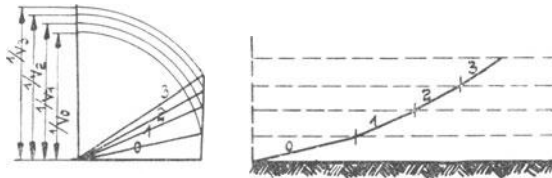
b) Einfluß der Geschwindigkeitsänderung im Schalleiter auf die Reichweite.

Die Schallgeschwindigkeitsänderung ist von großem Einfluß auf die Reichweite von Schallsignalen. Wir wissen aus Abb. 32, daß der Schall bei Abnahme der Schallgeschwindigkeit im Schalleiter auf die Schichten mit der kleineren Schallgeschwindigkeit hingelenkt wird. In Luft und Wasser nimmt die Schallgeschwindigkeit mit steigender Temperatur zu, in festen Körpern dagegen ab. Der Einfluß der Temperatur in den wärmeren tieferen Erdschichten wird aufgehoben durch ihre wesentlich größere Schallgeschwindigkeit. In reinem Wasser nimmt die Schallgeschwindigkeit bis 65° um 10 Proz. zu, von da an wieder ab und erreicht bei 90° denselben Wert wie bei 44° . Im Gegensatz zum Wasser nimmt die Schallgeschwindigkeit bei allen anderen Flüssigkeiten, für die sie bis heute bestimmt worden ist, mit steigender Temperatur ab. In allen Flüssigkeiten einschließlich Wasser steigt die Schallgeschwindigkeit mit zunehmenden Mengen gelöster fester Stoffe. Aus dem Vorstehenden ergibt sich folgendes: In Luft nimmt am Tage die Temperatur mit wachsender Höhe ab, gleichzeitig auch die Schallgeschwindigkeit. Ein ursprünglich wagerechter Schallstrahl krümmt sich am Tage allmählich nach

oben (siehe Abb. 54). Mit meiner in Abb. 32 dargestellten Konstruktion lassen sich die Strahlenwinkel bequem aus dem Kehrwert der Geschwindigkeit finden. Siehe Darstellung links seitlich.

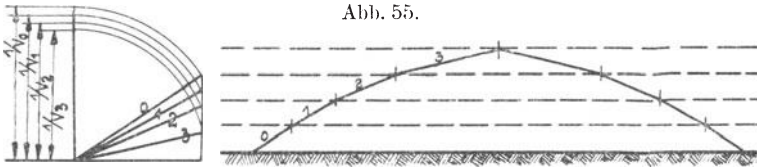
Befinden sich Schallquelle und Beobachter auf dem Erdboden, so kann in größerer Entfernung der Beobachter im günstigsten

Abb. 54.



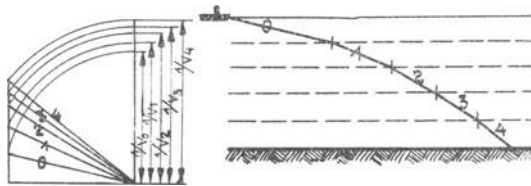
Schematische Darstellung der Krümmung eines Schallstrahles in Luft am Tage.
Ablenkung zur kälteren Höhenluft.

Abb. 55.



Schematische Darstellung der Krümmung eines Schallstrahles gegen den Erdboden in Luft in sternklaren Nächten.

Abb. 56.

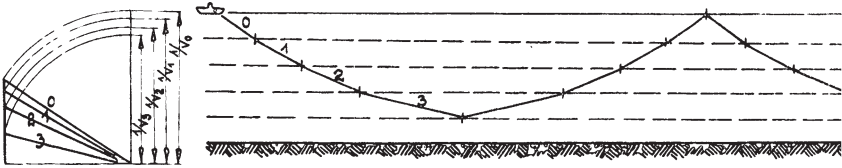


Schematische Darstellung der Ablenkung eines Schallstrahles im Wasser im Sommer gegen kältere tiefere Schichten.

Falle nur noch durch Beugung hören. Man legt daher seit den ältesten Zeiten Schallquellen, z. B. Kirchenglocken, möglichst hoch. Um Sonnenuntergang stellt sich häufig ein Temperaturgleichgewicht ein, das die Schallreichweite gegenüber dem Tage erhöht. In sternklaren Nächten kann der umgekehrte Fall sehr merklich eintreten, daß die kälteren Luftschichten unten, die wärmeren sich oben befinden. Wir haben dann den in Abb. 55 dargestellten Fall, daß ein Schallstrahl gegen die Erde zurückgekrümmt wird, wodurch wesentlich erhöhte

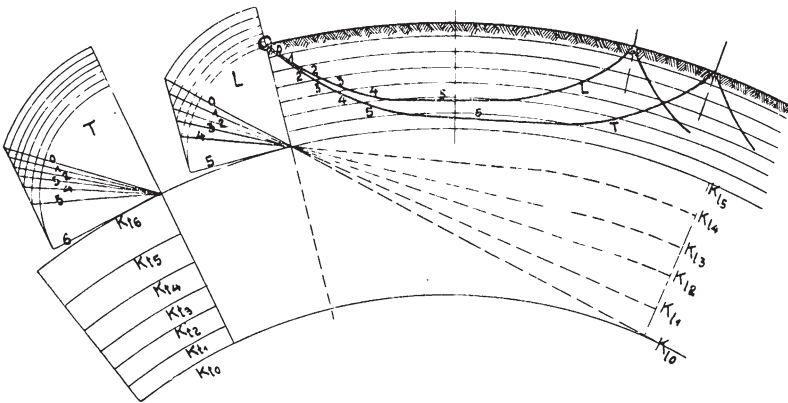
Reichweiten eintreten. Im Meer nimmt im Sommer die Temperatur gegen die Tiefe zu ab. Es wird daher ein Schallstrahl im Sommer allmählich zur kälteren tieferen Schicht abgelenkt und am Meeresboden verschluckt (Abb. 56). Im Winter nimmt im Meereswasser die Temperatur nach oben hin ab. Ein Schallstrahl wird daher nach oben gekrümmt, an der Grenz-

Abb. 57.



Schematische Darstellung der Ablenkung eines Schallstrahles zur kälteren oberen Schicht im Winter.

Abb. 58.



Schematische Darstellung je eines von O unter gleichem Winkel gegen die Erdoberfläche ausgehenden Verdichtungs- (L) und Schub- (T) Wellenstrahles.

schicht zwischen Wasser und Luft wieder nach unten zurückgeworfen, biegt sich allmählich wieder nach oben, worauf sich noch mehrmals an der Wasseroberfläche Rückwurf und Rückkehr wiederholen können (Abb. 57). Im Winter sind daher die Reichweiten der Unterwasser-Schallsignale ganz erheblich größer als im Sommer. Die Reichweite im kältesten Monat Februar ist die drei- und mehrfache der des heißesten Monats Juli. Der Salzgehalt übt ebenfalls einen, wenn auch wesentlich geringeren Einfluß aus.

Bei der Ausbreitung der Verdichtungs- und Schubwellen im Erdboden erhalten wir ein ähnliches Bild wie bei der Schallausbreitung im Wasser, dessen Temperatur nach oben hin abnimmt. Die Verdichtungs- und Schubwellen erreichen die Erdoberfläche, werden dort zurückgeworfen, worauf sich dieser Vorgang mehrfach wiederholt (s. Abb. 58).

Die auf Abb. 58 links seitlich zeichnerisch gefundenen Strahlenwege der Verdichtungs- (L) und Schub- (T) Wellenstrahlen berühren je einen der Kreise K_l und K_t , ebenso die Strahlenwege in den Schichtkugelflächen.

e) Einfluß des Windes auf die Reichweite.

In Luft kann selbst bei gleichbleibender Temperatur der Schallstrahl noch durch den Wind gekrümmt werden. Der mit dem Winde gehende Strahl krümmt sich nach unten, der gegen ihn laufende nach oben. Wir wollen den Weg eines mit dem Winde laufenden Schallstrahles verfolgen, da solche Strahlen in vielen Fällen die Ursache ungewöhnlich großer Reichweiten sind.

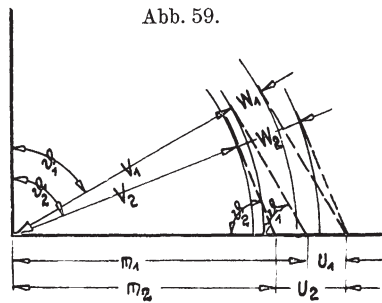


Abb. 59.

Beziehungen zwischen Schall- und Windgleichgewichtskomponenten.

Sind v_1 und v_2 die Schallgeschwindigkeiten zweier Luftschichten, u_1 und u_2 ihre Windgeschwindigkeiten parallel zum Erdboden, ϑ_1 und ϑ_2 die Winkel zwischen den Schallstrahlrichtungen und der Normale zum Erdboden, w_1 und w_2 die Windkomponenten in Richtung der Schallstrahlen, so gilt für die Strecken m_1 und m_2 und die Windkomponenten w_1 und w_2 der Abb. 6 folgendes:

$$\begin{aligned} \sin \vartheta_1 &= v_1/m_1 = w_1/u_1, \\ \sin \vartheta_2 &= v_2/m_2 = w_2/u_2. \end{aligned}$$

Für die Brechung am Winde gilt der Satz: Die Spuren der Wind- und Schallgeschwindigkeiten längs der Trennungsfäche zweier Schichten sind gleich groß. Also ist $m_1 + u_1 = m_2 + u_2$ und

$$v_1/\sin \vartheta_1 + u_1 = v_2/\sin \vartheta_2 + u_2 \dots \dots \dots (55)$$

Wir sehen, daß das Sinusgesetz nicht mehr gilt, wenn wir die Windgeschwindigkeiten parallel zum Erdboden nehmen. Ersetzen wir aber diese Geschwindigkeiten durch ihre Komponenten in der Richtung der Schallstrahlen, so wird

$$\frac{\sin \vartheta_1}{\sin \vartheta_2} = \frac{v_1 + w_1}{v_2 + w_2} \quad (56)$$

Wir erhalten so wieder das Sinusgesetz, das in diesem Falle lautet: Der Sinus des Einfallstrahles und der Sinus des Brechungsstrahles verhalten sich wie die Summen ihrer Schallgeschwindigkeiten und Windgeschwindigkeitskomponenten in der Strahlenrichtung. Völliger Schallrückwurf tritt ein, wenn $\vartheta_2 = 90^\circ$ wird. dann ist

$$\sin \vartheta_1 = \frac{v_1}{v_2 + u_2 - u_1} \quad (57)$$

Ist z. B.

$$v_1 = v_2 = 335 \text{ m/sek,}$$

$$u_1 = 0,$$

$$u_2 = 7 \text{ m sek,}$$

dann wird

$$\sin \vartheta_1 = 335 / (335 + 7) = 0,978,$$

also

$$\vartheta_1 = 78^\circ.$$

Ein unter $90 - 78^\circ = 12^\circ$ zum Horizont geneigter Schallstrahl wird also von einem Wind von der nicht übermäßigen Geschwindigkeit von 7 m/sek völlig zurückgeworfen.

Die abnormen Hörweiten von Kanonendonner lassen sich dadurch erklären. — Abb. 60 zeigt die Ablenkung eines mit dem Winde gehenden Schallstrahles. Die

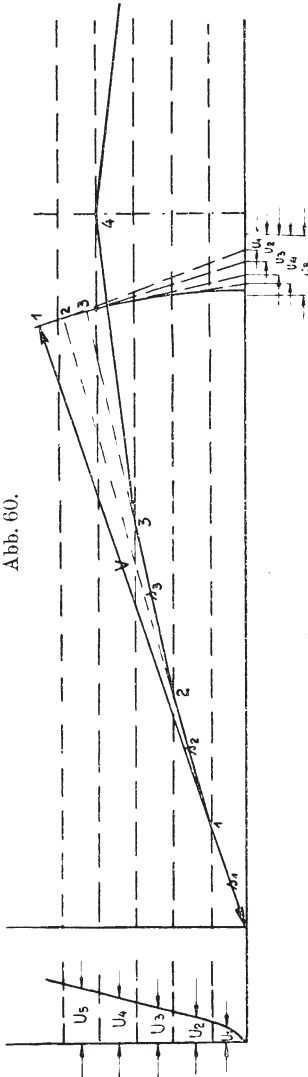


Abb. 60.

Krümmung eines Schallstrahles an einem nach oben hin zunehmenden Winde.

Windgeschwindigkeit u_5 fällt innerhalb des Kreisbogens der Schallgeschwindigkeit seiner Schicht (in diesem Sonderfall sind die Schallgeschwindigkeiten der Schichten alle gleich genommen), daher ist diese Schicht für den Strahl undurchlässig, der Strahl wird völlig zurückgeworfen.

19. Die Schallvermessung.

Die von allen Beteiligten des letzten Krieges zu hoher Vollkommenheit entwickelte Schallvermessung dient heute friedlichen Zwecken. Die anzuwendenden Meßverfahren hängen hauptsächlich davon ab, ob die Schallquelle Dauerschall oder einen kurzen Schallstoß abgibt.

a) Das Zeitunterschiedsverfahren.

Es wird nur bei kurzen Schallstößen angewendet und beruht auf der Messung der Ankunftszeit eines bestimmten Schallstoßes an verschiedenen Orten, deren Abstände voneinander genau bekannt sind. Die Zeitmessungen führen auf Wegmessungen zurück. Braucht der Schall von einem Orte zum andern t Sekunden, so ist ihr Abstand s dann $t \cdot v$ Meter, wenn v die Schallgeschwindigkeit ist, also:

$$s = t \cdot v \text{ Meter.}$$

Die Schallgeschwindigkeit muß zuvor gemessen oder berechnet werden. Für Luft gilt:

$$v = 331 + 0,61 \vartheta + 62 p_2/p_1.$$

Hierbei ist ϑ die Temperatur in Celsius-Graden, p_2 die Spannung des Wasserdampfes in Millimetern und p_1 der Gesamtluftdruck in Millimetern. Vom Luftdruck selbst ist die Schallgeschwindigkeit unabhängig.

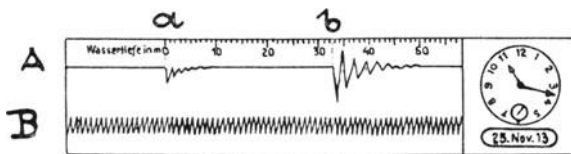
α) Widerhallvermessung.

Schon bald nachdem die ersten Rohrpostanlagen gebaut waren, kam es manchmal vor, daß Sendungen im Rohrnetz steckenblieben. Um den Ort zu finden, wo die Sendung lag, pumpte man einst Wasser in die Leitung und bestimmte

aus der eingepumpten Wassermenge die Entfernung der steckengebliebenen Sendung von der Pumpstelle. Aber bald kam man auf das einfachere, saubere, schnellere und billigere Schallmeßverfahren. Es wurde ein Schall an einer Endstelle der Rohrleitung erzeugt und der Zeitunterschied zwischen Abgang und Rückkehrzeit gemessen. Da der Schall für Hin- und Rückkehr den doppelten Weg s zurücklegt, gilt $s = v \cdot t/2$. Die Entfernungen wurden in den mir aus den 90er Jahren bekannten Fällen auf drei Meter genau bestimmt.

In Deutschland hat sich Behm große Verdienste um die Schallotung im Wasser erworben. Der Hauptvorteil der Schallotung ist der, daß ohne Fahrtverminderung, ohne Zeit-

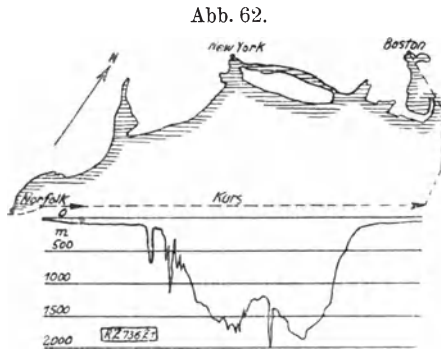
Abb. 61.



Schallotung nach Behm. A Mikrophonenaufzeichnung, a abgehender Schall, b ankommender Widerhall; B Stimmgabelaufzeichnung. — Bruns, Zeitschr. f. Feinmech. u. Präz. 1925, S. 94.

verlust durch Herauswinden des Lotes auch bei Schlamm- und Schlickboden und im seichten Wasser die Wassertiefe für den augenblicklichen Standort auf $\frac{1}{2}$ bis $\frac{1}{4}$ m genau angegeben werden kann. Der Schall legt im Wasser in einer Sekunde 1440 m zurück. Läßt man eine Stimmgabel von 1440 Hertz ihre Schwingungen aufzeichnen und ebenso das Knallsignal, das durch eine elektrisch entzündete Lotpatrone erzeugt wird, und seinen Widerhall mittels eines Empfänger-
mikrophons aufnehmen, so ergibt sich aus der Anzahl Schwingungen der Stimmgabel, die zwischen Knall und aufgenommenem Widerhall aufgezeichnet werden, die Wassertiefe. Da der Schall beim Hin- und Rückgang den doppelten Weg zurücklegt, entspricht einer Schwingung 0,5 m Wassertiefe. Abb. 61 zeigt eine solche Schallotung nach Behm. Behm wendete sein Verfahren auch zur Luftlotung an. Das Zeppelinluftschiff ZR III arbeitete mit Erfolg damit. Von der Kgl. Niederländ. Ges. für Luftschiffahrt erhielt Behm 1000 Gulden in einem Preisbewerb über Höhenmesser.

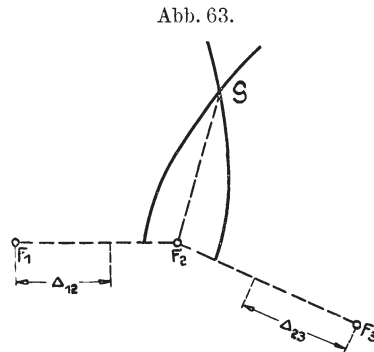
Der Widerhall verrät auch einem fahrenden Schiffe die Annäherung von Eisbergen, deren Unterwasser-Volumen zehnmal größer ist als ihr Überwasser-Volumen, so zeitig an, daß das Schiff ihm rechtzeitig ausbiegen kann. Die Angabe eines Engländers, man hätte im letzten Kriege durch Widerhall den Standort eines U-Bootes in einer Seemeile Abstand und auf gleiche Weise Minenfelder durch Beobachtung des Widerhalls entdeckt, wird Flunkerei sein. Bei Anwendung verhältnismäßig kurzer Wasserschalle sind die Wellenlängen bei gleicher Tonhöhe im Wasser über viermal länger als in Luft, beugen sich also viel stärker als Töne gleicher Höhe in Luft.



Amerikanische Schallotung. — Z. d. V. d. I. 1924, S. 1132.

β) Anschneiden eines Knallortes.

Im letzten Kriege wurden Schallvermessungen nach dem Zeitunterschiedsverfahren in Luft, im Wasser und auf der Erdoberfläche vorgenommen. Die häufigste Aufgabe war die, den unbekannt Standort eines Geschützes aufzufinden. In Luft wird gewöhnlich der Knall eines feindlichen Geschützes oder ein Meßknall beim Einknallen der eigenen Stellungen gemessen. Bei der U-Bootabwehr ließen englische Schiffe, die ein deutsches U-Boot erblickten, eine Wasserbombe fallen. Die englischen Unterwassermeßstellen an der Küste bestimmten dann aus der registrierten Ankunftszeit des Wasserschalles den Standort des U-Bootes und trafen ihre Abwehrmaßnahmen. Mittels Oberflächenwellen bestimmten die Deutschen den Standort schwerer Ge-



Bestimmung eines Knallortes mittels Hyperbeln.

schütze und prüften den Einschlagort eigener schwerer Minen nach. In Luft ist noch der Einfluß des Windes zu berücksichtigen, im Wasser haben Meeresströmungen infolge der hohen Schallgeschwindigkeit keinen Einfluß, und in der Erdoberfläche kommt keine Relativbewegung in Frage.

Es sei G der Standort einer Knallquelle (z. B. eines Geschützes), v die Schallgeschwindigkeit im Schalleiter (Luft, Wasser oder Erdoberfläche) und F_1 , F_2 und F_3 Schallmeßstellen. Der Schall braucht vom Knallort G zu den Meßstellen F_1 , F_2 und F_3 die Zeiten t_1 , t_2 und t_3 , oder die Entfernungen betragen $t_1 \cdot v$, $t_2 \cdot v$ und $t_3 \cdot v$ Meter. An den Meßstellen F_1 , F_2 und F_3 werden die Ankunftszeiten des Knalles bestimmt. An der der Knallstelle zunächst gelegenen Meßstelle (F_2) trifft der Schall früher, an den entfernteren später ein. Den Zeitunterschieden ($t_1 - t_2$) in der Ankunft des Knalles zwischen F_1 und F_2 und ($t_3 - t_2$) zwischen F_3 und F_2 entsprechen die Wegunterschiede ($t_1 - t_2$) $\cdot v$ und ($t_3 - t_2$) $\cdot v$ Meter vom Knallort G . Der Knallort G liegt einerseits auf dem geometrischen Orte aller Punkte, für die von den Meßstellen F_1 und F_2 der Unterschied der Abstände

$$A_{12} = (t_1 - t_2) v \text{ Meter}$$

gleich ist, andererseits liegt die Knallstelle noch auf dem zweiten geometrischen Orte aller Punkte, für die von den Punkten F_2 und F_3 der Unterschied der Wegabstände

$$A_{23} = (t_3 - t_2) v \text{ Meter}$$

gleich ist. Der geometrische Ort aller Punkte, die von zwei Punkten gleichen Wegunterschied haben, ist eine Hyperbel. Für jeden Wegunterschied erhalten wir eine andere Hyperbel. Wir brauchen nur den Hyperbelast zu zeichnen, welcher der Meßstelle, an der der Schall zuerst ankommt, am nächsten liegt, also in dem dargestellten Beispiel die Äste bei F_2 . Der Schnittpunkt der Hyperbeläste ergibt den gesuchten Knallort G . Tragen wir von den beiden entfernteren Meßstellen F_1 und F_3 aus auf $F_1 F_2$ und $F_2 F_3$ die Strecken A_{12} und A_{23} auf und halbieren die Reststrecke, so liegt auf den Halbierungspunkten der Scheitel der Hyperbeläste.

Für die Auffindung des Hyperbelschnittpunktes G lassen sich noch verschiedene andere Verfahren anwenden, die von beiden Gegnern im letzten Kriege unabhängig voneinander

gefunden und schon im Jahre 1914 bei Beginn des Stellungskrieges benutzt wurden. Man verwendet z. B. je eine für den Meßabstand F_1F_2 bzw. F_2F_3 auf Pauspapier vorgezeichnete konfokale Hyperbelschar. Mit zwei über den Strecken F_1F_2 und F_2F_3 übereinandergelegten Pausblättern kann dann sofort der Standort der Knallquelle G gefunden werden. Ist noch eine vierte Meßstelle vorhanden, so bekommt man ein Fehlerdreieck.

Mittels der apollonischen Aufgabe kann der Knallort ohne Hyperbeln nur mit Kreisen allein bestimmt werden (s. Abb. 64).

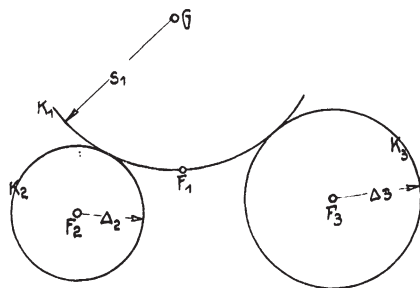
Die apollonische Aufgabe lautet, einen Kreis zu finden, der drei gegebene Kreise berührt. In vorliegendem Sonderfall schrumpft ein Kreis zu einem Punkte zusammen.

Vom Knallort G legt der Knall zur Meßstelle F_1 den Weg s_1 zurück und zu den Meßstellen F_2 und F_3 die Wege $s_1 + \Delta_2$ und $s_1 + \Delta_3$. Von F_2 und F_3 aus können wir sofort aus den gemessenen Zeitunterschieden $t_2 - t_1$ und $t_3 - t_1$ in der Ankunft des Knalles die Kreise K_2 und K_3 mit den Radien $(t_2 - t_1)v$ und $(t_3 - t_1)v$ Meter aufzeichnen. Wir haben dann die Aufgabe zu lösen den Mittelpunkt G eines Kreises K_1 zu finden, der durch den Punkt F_1 geht und die Kreise K_2 und K_3 berührt. Es gibt dafür eine Reihe von Konstruktionen. Am schnellsten aber findet man den Mittelpunkt G , wenn man auf einem Pauspapier eine Schar von Kreisen mit demselben Mittelpunkt vorgezeichnet hat und das Pauspapier verschiebt, bis ein Kreis die Aufgabe erfüllt. Der Mittelpunkt G gibt dann den Knallort an.

Man hat auch an Stelle der Hyperbeläste und der apollonischen Kreise die Asymptoten der Hyperbeln zur Auffindung des gesuchten Knallortes angewendet, indem man Lineale um seitliche Drehpunkte oder gezeichnete Teilkreise drehte.

Wenn nur zwei Meßstellen angewendet werden, ist eine weitere vom Knallort abhängige Größe notwendig, um diesen

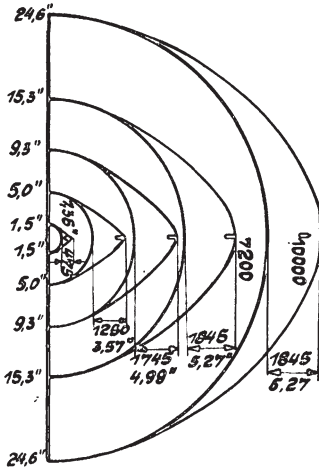
Abb. 64.



Bestimmung des Knallortes G von den Meßstellen F_1 , F_2 und F_3 aus mittels der apollonischen Aufgabe.

aufzufinden. Solche Werte können Lichtmeßstellen liefern. Im folgenden sind nur Verfahren mit schalltechnischen Größen behandelt. Beim Schuß unterscheiden wir den Knall beim

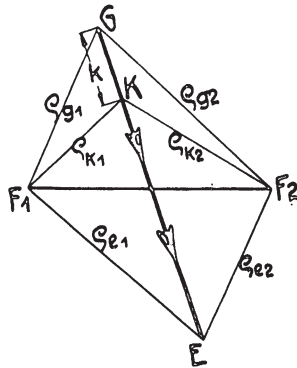
Abb. 65.



Mündungsknall und Kopfwellen beim fliegenden Geschöß. Deutsche Vorschrift für Artillerie-Meßstrupps.

III. Das Schallmeßverfahren.

Abb. 66.

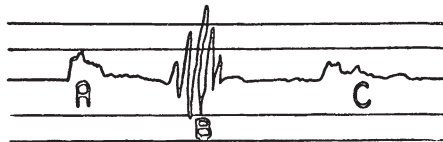


Flugbahn eines Geschößes. G Standort des Geschößes, F_1 und F_2 Meßstellen, K Ort, wo sich die Kopfwellen vom Geschöß trennt und E Einschlagort.

Abfeuern des Geschößes, die Kopfwellen des fliegenden Geschößes und seinen Einschlag. Bekanntlich ist die Geschößgeschwindigkeit anfänglich schneller als die des Schalles.

Vom Geschöß breitet sich kugelförmig der Mündungsknall aus. Während des Fluges sendet das Geschöß fort-

Abb. 67.



Aufzeichnung der Kopfwellen A , des Mündungsknalles B und des Einschlages C . Ernst, Dansk ArtilleriTidsskrift, Sept. 1921, S. 159.

während Schall aus. Dieser Schall eilt dem Mündungsknall voraus, da das Geschöß zunächst schneller fliegt, als der Mündungsknall sich ausbreitet. Die Kopfwellen des vom Geschöß bei Durchschneiden der Luft erzeugten Schalles ähnelt dem Kielwasser eines Schiffes. Wenn das Geschöß die Schall-

geschwindigkeit erreicht hat und diese dann unterschreitet, eilt die Kopfwelle und später der Mündungsknall dem Geschöß voraus. Die Strecke k , auf der die Geschwindigkeit des Geschößes die Schallgeschwindigkeit erreicht, ist für die einzelnen Geschütze bekannt. Sie kann aber auch berechnet werden.

An den Meßstellen F_1 und F_2 (s. Abb. 66) können gemessen werden: die Ankunftszeiten der Kopfwelle, des Mündungsknalles und des Einschlages.

Sind q_{g_1}, q_{g_2} die Mündungsknallabstände, q_{k_1}, q_{k_2} die Kopfwellenlösungsabstände und q_{e_1}, q_{e_2} die Einschlagabstände, so lassen sich messen von beiden Meßstellen aus:

- a) $q_{g_1} - q_{g_2} = (t_{g_1} - t_{g_2}) v$ Meter
- b) $q_{k_1} - q_{k_2} = (t_{k_1} - t_{k_2}) v$ „
- c) $q_{e_1} - q_{e_2} = (t_{e_1} - t_{e_2}) v$ „

und von einer Meßstelle aus:

- d) $q_{g_1} - q_{k_1} = (t_{g_1} - t_{k_1}) v$ „
- e) $q_{g_1} - q_{e_1} = (t_{g_1} - t_{e_1}) v$ „
- f) $q_{k_1} - q_{e_1} = (t_{k_1} - t_{e_1}) v$ „

Es genügen bereits die Gleichungen a), b) und d) zur Berechnung und Aufzeichnung des Geschützortes.

Mit dem bekannten oder berechneten Wert k läßt sich mittels der Einschlagstelle E der Geschützstandort auf folgende Weise finden (siehe Abb. 68).

Wenn, wie in Abb. 68 dargestellt, die Mündungsknallhyperbel H_1 , die Kopfwellenhyperbel H_2 und der Einschlagort E bekannt sind, ist durch den Einschlagort E eine Gerade so zu legen, daß die zwischen den beiden

Hyperbeln befindliche Strecke gleich der Strecke k wird, das ist die Strecke, auf der die Geschößgeschwindigkeit die Schallgeschwindigkeit erreicht. Da die Konstruktion zu umständlich wäre, zieht man das weit raschere Probiervverfahren vor.

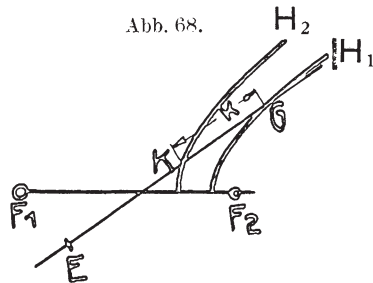
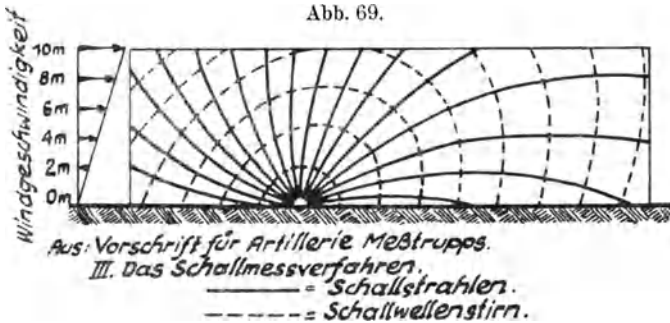


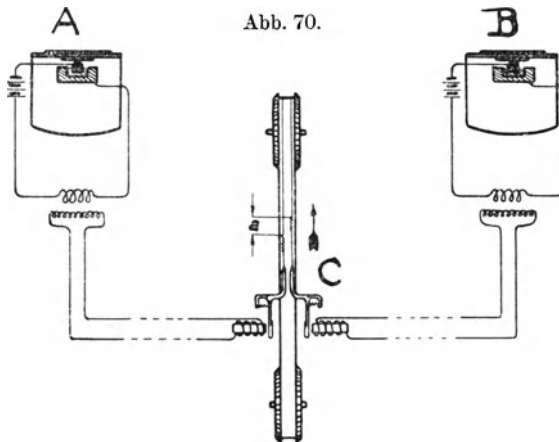
Abb. 68.

Bestimmung des Geschützortes mittels der Mündungsknallhyperbel H_1 , der Kopfwellenhyperbel H_2 , der Einschlagstelle E und der Strecke k (Weglänge, innerhalb welcher die Geschößgeschwindigkeit die Schallgeschwindigkeit erreicht).

Ist nur eine Meßstelle vorhanden, so läßt sich der Knallort bestimmen, wenn die mittlere Geschosßgeschwindigkeit bekannt ist oder berechnet werden kann und ferner der Einschlagort bekannt ist oder aus dem Einschlagknall gefunden



Ausbreitung des Schalles unter Einwirkung des Windes. — Aus: Vorschrift für Artilleriemeßtrupps. III. Das Schallmeßverfahren.



Registrierende Schallmessung. *A* und *B* Schallaufnahmestellen mit Mikrofonen, *C* Hauptmeßstelle mit Registriereinrichtung. — Ernst, Dansk Artilleri Tidsskrift, Sept. 1921, S. 155.

wird. Die Zeitunterschiede zwischen Mündungs-, Loslösungs- und Einschlagknall ergeben drei Gleichungen, aus denen sich der Geschützort bestimmen läßt.

Wenn wir für Luftschall noch die Windgeschwindigkeit und Richtung berücksichtigen, erhalten wir um den Mittelpunkt gedrehte Hyperbeln. Im Rahmen dieser Arbeit kann

ich nicht näher darauf eingehen. Die Wirkung des Windes auf Schallwellen zeigt Abb. 69.

Die Zeitmessungen wurden anfänglich mit Stoppuhren, später durch Stromeinschaltung mittels Tastendrucks (persönlicher Fehler 0,1 bis 0,2 Sekunden) vorgenommen. Man ging aber bald zu Registrierapparaten über. Ein solcher Registrierapparat ist in Abb. 70 dargestellt.

In der in Abb. 70 schematisch dargestellten Schallmeßaufnahmestelle sind *A* und *B* zwei mit Mikrofonen ausgestattete Schallaufnahmestellen mit einem Abstand von 1 bis 2 km. Die Stromschwankungen der Aufnahmemikrophone werden in bekannter Weise über Induktionsrollen hinweg als Wechselstrom mit höherer Spannung zu einer Hauptmeßstelle *C* geleitet. Die hier ankommenden Ströme bewirken Ausschläge eines Saitengalvanometers u. dgl., die auf einem mit Uhrwerk bewegten Film aufgezeichnet werden. Auf dem Film werden gleichzeitig durch das Uhrwerk Zeitmarken in 0,2 Sekunden Abstand aufgetragen. Aus der Abb. 70 ist ersichtlich, daß der Geschützknall zuerst in *B* und dann um die Filmweglänge *a* verzögert in *A* eintraf.

γ) Die Schallschürfung.

Auch zur Schallschürfung wendet man das Zeitunterschiedsverfahren an. Unter Schallschürfung verstehen wir das Aufsuchen von Lagerstätten wertvoller Bodenschätze mittels Schallwellen. Der Schall kann hervorgerufen werden durch Sprengungen, Stöße oder schwingende Massen. Er wird aufgezeichnet durch einen Bebenmesser für kurze Wellen. In den meisten Fällen beschränkt sich die Untersuchung auf eine reine Geschwindigkeitsmessung der ersten ankommenden Verdichtungswellen. Bei genaueren Untersuchungen werden auch die Richtungen und Stärken der Wellenkomponenten bestimmt. In Deutschland befaßt sich vor allem die Gesellschaft „Erda“ mit derartigen Untersuchungen; sie waren in Verbindung mit anderen Verfahren von gutem Erfolg begleitet. R. Ambronn hat über die Schallschürfung mehrere sehr interessante Aufsätze veröffentlicht. Als Beispiel für eine Schallschürfung mag der in Abb. 71 dargestellte ideale Sonderfall dienen.

Eine 360 m tiefe, weiche Schicht mit einer Verdichtungsschallgeschwindigkeit $v_1 = 600$ m/sek lagere über einer harten

Schicht mit einer Verdichtungsschallgeschwindigkeit v_{i_2} von 2400 m/sek. Am Orte O der Oberfläche des weichen Bodens

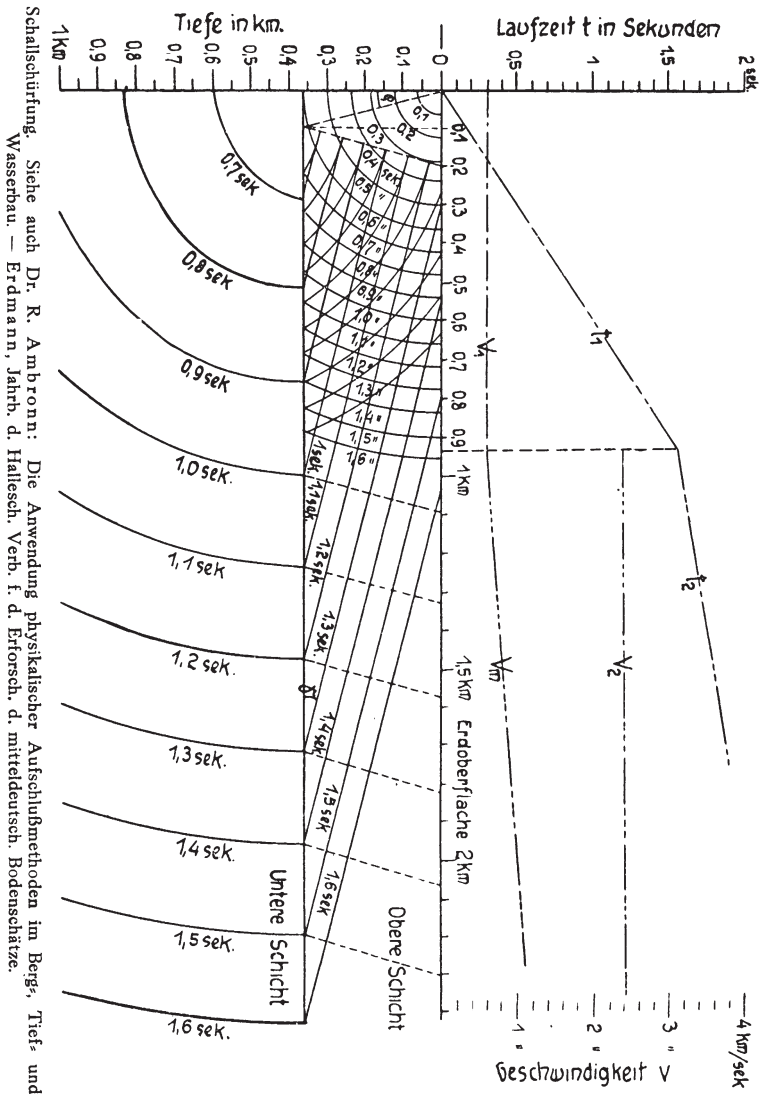


Abb. 71.

wird der Boden künstlich in Schwingungen versetzt. Von der Erregerstelle breiten sich Schallwellen aus, von denen die Verdichtungswellen am schnellsten voranschreiten. In der

Luft pflanzt sich eine Verdichtungswelle fort mit einer Geschwindigkeit von etwa 340 m/sek, im weichen Boden eine Verdichtungswelle mit einer Geschwindigkeit von 600 m/sek, außerdem eine Schubwelle von geringerer Geschwindigkeit und auf der Bodenoberfläche eine noch langsamere Oberflächenwelle. Die Schub- und Oberflächenwellen wollen wir unberücksichtigt lassen. Wenn wir den Zeitpunkt, von dem an sich die Verdichtungswelle von der Schallquelle O aus ausbreitet, Null nennen und die geometrischen Orte aller Punkte maßstäblich aufzeichnen, an denen die Verdichtungswellenstirnen gleichzeitig von 0,1 zu 0,1 Sekunden bis zu einer Zeitdauer von 1,6 Sekunden angelangt sind, so erhalten wir Abb. 71. Die Verdichtungswelle erreicht nach

$$t = \frac{s_1}{v_1} = \frac{360}{600} \text{ sek} = 0,6 \text{ sek}$$

die tiefere härtere Schicht und legt hier in gleichen Zeiten $\frac{v_{l_1}}{v_{l_2}} = \frac{2400}{600} = 4$ mal größere Strecken zurück. Die Schallstrahlen befolgen beim Übergang über die Grenzschicht das bekannte Sinusgesetz (Gleichung 29): $\frac{\sin \varphi}{\sin \chi} = \frac{v_{l_1}}{v_{l_2}}$. Vom Ein-

fallswinkel $\sin \varphi = \frac{v_{l_1}}{v_{l_2}}$ an werden die auftreffenden Verdichtungswellen völlig zurückgeworfen, weil dann $\sin \chi = 1$, also $\chi = 90^\circ$ wird. Wir haben hierbei Beugungserscheinungen und die Grenzwellen nicht berücksichtigt (s. Gleichung 34). Die Schallwellenlängen sind im Verhältnis zu den Entfernungen noch sehr groß. Je kurzwelliger die Verdichtungswellen sind, desto größere Annäherungen erhalten wir an die vorstehenden Werte. Die praktischen Versuche zeigen, daß aus dem tiefer gelegenen Stoffe Verdichtungswellen wieder in den ersten Stoff zurückkehren. Die zurückkehrenden Wellen sind gleichfalls in der Abbildung eingetragen. Wenn wir an verschiedenen Stellen der Erdoberfläche Meßstellen einrichten und die Zeiten (t_1), die der Schall von der Quelle bis zur Meßstelle braucht, in ein Achsenkreuz eintragen, so bemerken wir an einer Stelle in der Zeitkurve plötzlich einen Knick. Sie geht dann mit geringerer Neigung (t_2) weiter. Der Knick ist ein sicheres Zeichen, daß zwei Schichten von verschiedener Schallgeschwindigkeit übereinanderlagern. Aus der Richtung der

zurücklaufenden Welle können wir die Geschwindigkeit v_{i_2} und damit die Beschaffenheit des unter der weichen Schicht liegenden Stoffes und aus der Lage des Knickes die Tiefe der Grenzschicht bestimmen. Wenn wir die Geschwindigkeit v_2 des Wellenkopfes zwischen zwei außerhalb der Knickstelle liegenden fernen Beobachtungsstellen messen, erhalten wir bei wagerecht gelagerter Trennungsschicht und, wie hier der Einfachheit halber vorausgesetzt ist, bei in den Tiefen unveränderter Geschwindigkeit jeder Schicht, unmittelbar die Geschwindigkeit der Verdichtungswelle im zweiten Stoffe. Wenn wir nur die Geschwindigkeit zwischen Schallquelle und den Meßstellen, also die mittlere Geschwindigkeit zeichnerisch feststellen, erhalten wir bis zur Knickstelle eine gleichbleibende Geschwindigkeit v_1 . Von der Knickstelle ab nimmt die mittlere Geschwindigkeit v_m zu und nähert sich immer mehr der Geschwindigkeit v_{i_2} im zweiten Stoffe, so daß also in Abb. 71 die mit der Entfernung v_{i_2} gezeichnete Parallele zum Erdboden eine Asymptote zur mittleren Geschwindigkeit v_m bildet.

δ) Verbindung von Schall- mit Licht- oder Funkenzeichen.

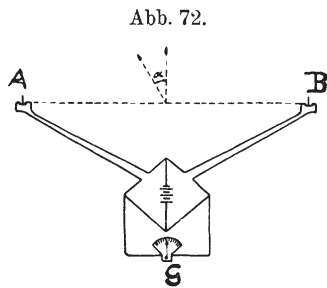
Sehr einfach werden die Entfernungsbestimmungen, wenn man die Schallzeichengebung mit Licht- oder Funkenzeichen verbinden kann. Man hat an der Empfängerstelle die von der Sendestelle gleichzeitig abgegebenen Schall- und Licht- oder Funkenzeichen aufzunehmen. Die Laufzeit des Licht- oder Funkenzeichens wird gleich Null genommen und die Laufzeit im Schalleiter, welche gleich dem Unterschied der Ankunftszeiten des Licht- oder Funken- und des Schallzeichens ist, ergibt mit der Geschwindigkeit multipliziert die Entfernung des Schallsendeortes in Meter. In Luft ergibt sich die Entfernung z. B. aus dem Zeitunterschied zwischen dem Aufblitzen eines Schusses und dem Eintreffen des Mündungskalles. Diese Messungen wurden schon im Kriege 1870/71 ausgeführt. Für Schiffe wird gleichzeitig ein Funken- und ein Unterwasserzeichen gegeben. Der Zeitunterschied in der Ankunft beider ergibt mit der Geschwindigkeit multipliziert die Entfernung in Meter. Solche Zeichen gibt z. B. das Feuerschiff Borkum-Riff ab.

b) Schallrichtungsmessung bei Schallimpulsen.

Zunächst wollen wir eine Übergangsform betrachten, die sich an das Zeitunterschiedsverfahren anschließt. Denken wir uns einen Riesen mit 200 bis 300 m Ohrenabstand, so wird er von einer mehrere Kilometer entfernten Schallquelle eine praktisch genommen noch ebene Welle erhalten. Das eine Ohr würde aber den Knall merklich früher empfangen als das andere, und der Riese könnte aus seiner gefühlsmäßigen Erfahrung heraus die Richtung der Schallquelle angeben. Ähnlich arbeitet ein Apparat (s. Abb. 72).

A und *B* sind die Ohren des Apparats. Jedes Ohr hat einen Luftbehälter mit einem auf geringste Luftstöße empfindlichen Stromunterbrecher. Diese sind in eine Wheatstonsche Brücke zwischengeschaltet. Der Zeitunterschied zwischen der Ankunft der Schallwelle in *A* und *B* ist gering infolge der großen Schallgeschwindigkeit. Wird einer der Stromunterbrecher durch einen Knallstoß geöffnet, so schlägt das ballistische Galvanometer *G* je nach der Ankunftsstelle des Knallstoßes nach einer Richtung allmählich immer mehr aus, bis der zweite Unterbrecher geöffnet wird. Entsprechend der Zeitdauer zwischen beiden Stromöffnungen wirkt der Strom auf das Galvanometer ein, und das geeichte Galvanometer gibt durch die Größe und Richtung seines Ausschlages unmittelbar den Winkel und die Richtung des ankommenden Schalles an. Die Ohren *A* und *B* lassen sich auf die Kopfwelle des Geschosses oder den Mündungsknall einstellen. Mit zwei Brückenanordnungen erhält man den Knallort, mit drei Anordnungen ein Fehlerdreieck. Die Hyperbeläste bei weit auseinanderliegenden Empfangsorten sind hier in die Asymptote, also in eine Gerade übergegangen.

Bei der Wasserschallzeichengebung lassen sich die zur Erkennung der gegenseitigen Fahrtrichtung zweier Schiffe gebräuchlichen roten und grünen Positionslaternen bei Nebel

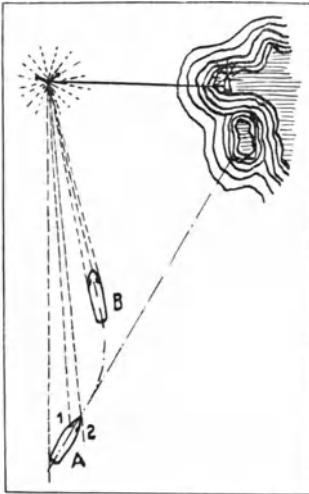


Selbsttätiger Schallrichtungsanzeiger.
Ernst, Dansk Artilleri-Tidsskrift,
Sept. 1921, S. 146.

durch Schallzeichen ersetzen. Man läßt an Back- und Steuerbord je einen Sender fortwährend Zeichen so abgeben, daß wechselseitig in den Zeichenpausen des einen Senders der andere schallt. Je nachdem am zeichenaufnehmenden Schiff die empfangenen Zeichen sich decken oder nicht decken, kann dieses seine Richtung zum sendenden Schiff beurteilen. Empfänger-mikrophone sind die Ohren des Schiffes.

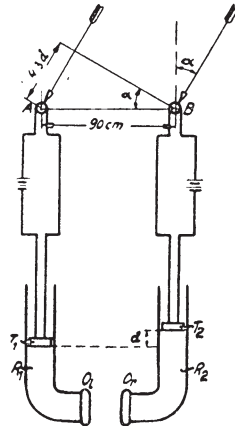
Solche Schiffsohren haben außer den Kriegsschiffen die Dampfer für Reisende, für große und vielfach auch für kleine

Abb. 73.



Ansteuern eines Unterwasser-Signals.
Aigner, Unterwasser-Schalltechnik, S. 6, 1922.

Abb. 74.



Wasserschall-Richtungsmesser.
Aigner, Unterwasser-Schalltechnik,
S. 310, 1922.

Frachten. Je ein Ohr befindet sich am Steuer- und Backbord. Das am lautesten empfangende Ohr liegt auf der Seite der Schallquelle, das schwächer empfangende im Schallschatten des Schiffes. Wird das Schiff gedreht, daß beide Schiffsohren gleich stark aufnehmen, so fährt es der Schallquelle entgegen (s. Abb. 73).

Wir können bei zweiohrigem Hören die Richtung zur Schallquelle angeben, bei einohrigem Hören aber nicht. Am sichersten können wir bei zweiohrigem Hören beurteilen, ob eine Schallquelle genau vor uns liegt oder etwas seitlich. In letzterem Falle vermögen wir auch bei verbundenen Augen den Kopf genau in die Richtung zur Schallquelle zu drehen,

bis der Schallempfang in beiden Ohren gleich stark und gleichphasig wird. Wir haben in Abb. 73 bereits gesehen, daß man ein Schiff mittels seiner Schiffsohren genau so auf eine Schallquelle hinwenden kann wie den Kopf. Um aber ohne Drehung des Schiffes die Richtung zur Schallquelle zu finden, wendet man ein zweiohriges Hörverfahren an, das im Weltkrieg Deutschland zuerst zur Auffindung gegnerischer Geschützstandorte diente.

Der Schallrichtungshörer besteht aus den Wasserschallempfänger-Mikrophonen A und B , den mit ihnen verbundenen Fernsprechern T_1 und T_2 , die relativ zu den Schallrohren R_1 und R_2 verschieblich sind. Diese tragen Ohrmuscheln O_1 und O_2 . Der Abstand $A—B$ ist $4,3 \cdot 20$ cm, wobei 20 cm der mittlere Ohrenabstand eines Mannes und 4,3 das Verhältnis zwischen Wasser- und Luftschallgeschwindigkeit ist. Wenn der Wasserschall den Weg $4,3 d$ zum Mikrophon A zurücklegt, nachdem er bereits das Mikrophon B erreicht hat, müssen wir den Fernsprecher T_2 um die Weglänge d vom Ohr weg schieben, damit der Schall in beiden Ohren gleichzeitig ankommt und wir den Eindruck haben, als liege der Schall vor uns. Denn wenn der Schall im Wasser den Weg $4,3 d$ zurücklegt, wandert er in der Luft um die Größe d weiter. Es gilt also $\sin \alpha = 4,3 d/90$. Aus der Größe der Relativverschiebung zwischen Fernsprecher T_2 und Rohr R_2 können wir die Richtung des Schalles finden. Beide Rohre erhalten eine Verschiebungsskala, auf der sich die Richtung auf $2,5^\circ$ genau bestimmen läßt. Nimmt man größere Mikrofonabstände, so ist die Genauigkeit größer.

e) Schallrichtungsmessung bei Dauerschall.

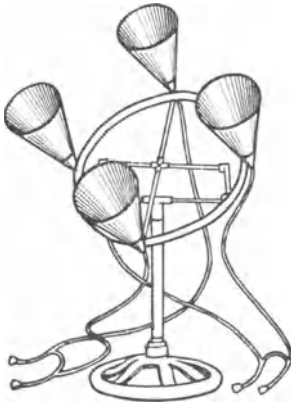
Reine Richtungshörer werden in Luft und Wasser angewendet. Im Erdboden bestimmt man die Richtung mittels Bebenmessern durch Messung der Ausschläge der Ostwest- und Südnordkomponenten. Die Chinesen haben wohl am ersten die Bebenrichtung und -stärke gemessen. Sie verwendeten dazu ein Gefäß mit kreisförmigem Quecksilberspiegel, das rings am Rande Ausflußschnäbel besaß, unter welchen sich Auffangnäpfe befanden. Bei einem Bebenstoß floß in der Bebenrichtung das meiste Quecksilber aus. Über Richtungsmesser für Luftschall liegen Arbeiten von Hort und

Waetzmann, über Wasserschall von Hahnemann und Hecht, Lichte und Aigner vor.

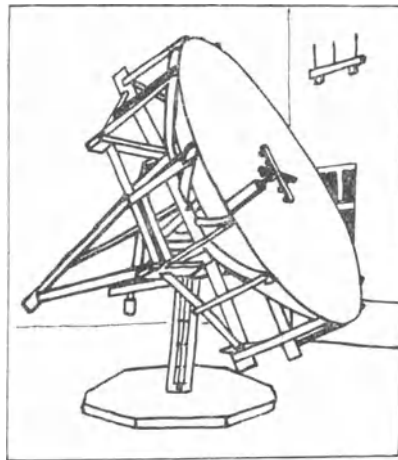
Wir wollen zunächst die Apparate für Luftschall betrachten. Vor allem dienten sie zum Auffinden von Flugzeugen und Luftschiffen. Sie wurden zum unmittelbaren, mittelbaren Hören und zum Registrieren eingerichtet und in den verschiedensten Ausführungen gebaut. Man wendete beispielsweise je einen Apparat mit zwei Hörtrichtern, von denen Schläuche zu den

Abb. 76.

Abb. 75.



Modell eines französischen Schallrichtungsmessers. Tucker, Journal of the Royal Aern. Soc. Aug. 1924.



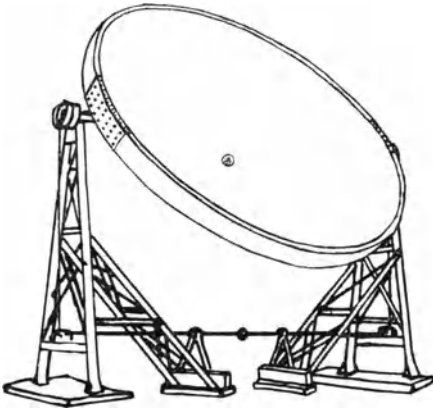
Parabolischer Beobachtungsschallspiegel von Waetzmann mit 3,2 m Öffnung und 0,8 m Tiefe. Waetzmann, Zeitschr. f. techn. Phys., S. 193, 1923.

Ohren des Beobachters führten, an. Der eine Apparat diente zum Messen der Richtung in der Ebene der Erdoberfläche, der zweite zum Messen des Höhenwinkels. Man hat später die beiden Hörerpaare an einem einzigen Gestell angebracht. So zeigt Abb. 75 das von den Franzosen verwendete, von Perrin gebaute als Bennettgestell bekannte Instrument im Modell.

Das Bennettgestell hat drei Achsen, eine senkrechte; eine wagerechte und eine dritte, die in Verbindung mit den beiden anderen wie bei einer kardanischen Aufhängung eine beliebige Lage im Raume einzunehmen gestattet. Es gibt noch eine Reihe anderer ähnlicher Anordnungen. Die Dienstinstrumente haben noch Einstellvorrichtungen, um den Einfluß des Zusätz-

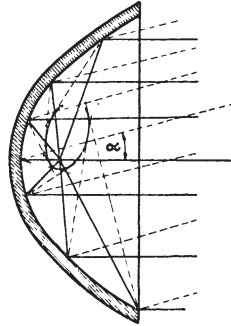
kommens des Schalles auszuschalten. Trichter verstärken die Töne verschieden, je nach der Tonhöhe und der Richtung des ankommenden Schalles. Ferner haben die Trichter gewisse Eigentöne. Bei sehr schiefer Einfall des Schalles auf den Trichter werden mehr die hohen Töne begünstigt. Ist der Trichter auf den Schall zu gerichtet, so treten die tiefen Töne hervor. Die englischen Militärzeitungen zollen den bahnbrechenden Arbeiten von Waetzmann Anerkennung, der neben Steward Grundlegendes auf diesem Gebiet ge-

Abb. 77.



Englischer Beton-Schallspiegel von 6 m Öffnung.
Tucker, Journal of the Royal Aern. Soc., Aug. 1924,
S. 514.

Abb. 78.



Brennfläche in einem Schallspiegel
bei schiefer einfallendem Schalle.
Ernst, Dansk Artilleri-Tidsskrift,
Sept. 1921, S. 165.

schaffen hat. Waetzmann wendete 2 bis 5 m lange Trichter an mit dem von ihm als günstigst gefundenen Verhältnis der Seitenlänge zur Öffnung von 2 : 1, und Steward Trichter von 5,4 m Länge und 1,4 m Öffnung. Man hat ferner große Schallspiegel von mehreren Metern Durchmesser angewendet (s. Abb. 76 und Abb. 77).

Die Amerikaner haben ihre großen Schalltrichter zur Messung der Richtung und Entfernung von Flugzeugen posauenartig gebogen, um die Baulänge zu verringern, und auf rasch beweglichen Fahrzeugen angeordnet.

In einem Schallspiegel wirken die zurückgeworfenen Wellen bei schiefer Einfall unter dem Winkel α (s. Abb. 78) ähnlich, als ob sie eine Brennfläche umhüllten. Rayleigh bekämpft

die Übertragung der optischen Strahlen auf akustische Verhältnisse als unzulässig. Man kann mittels kleiner Hörtrichter und dergleichen, die seitlich vom Brennpunkt angeordnet sind, und durch Schläuche mit den Ohren der Beobachter verbunden werden, die Spiegelachse gegen die Schallquelle zu drehen, wodurch der Schall in beiden Ohren gleich stark hörbar wird. Die Franzosen verwendeten eine begrenzte Zahl von Spiegeln mit 3 m Durchmesser, die von Baillaud aus Gips auf eisernem Fachwerk gebaut waren. Der Schall wurde im Spiegel von Kleintrichtern und Stethoskopen aufgenommen. Die Konstruktion war zu schwerfällig für rasch sich bewegende Flugzeuge. Deutsche und Engländer gingen daher zu feststehenden oder beweglichen Spiegeln mit sehr großen Abmessungen und großer Verstärkung über. Die Ortsbestimmung wurde dann durch Bewegung oder durch Abhören von Aufnahme-trichtern erhalten. Die Spiegel wurden aus Gips, Beton und in einem Falle aus Kreide geschnitten hergestellt. Der Kreidespiegel hatte einen Durchmesser von 6 m.

20. Analyse des Schalles.

a) Subjektive Analyse.

Abgesehen davon, daß unser Ohr den Schall in seine Töne zerlegt, analysieren wir den Schall noch nach seiner Beschaffenheit. An der Stimme erkennen wir den Sprecher. Der eben aufgenommene Schall erinnert uns an einen im Gedächtnis aufbewahrten gleichen oder ähnlichen Schall. Sehr häufig sind wir ausschließlich auf die subjektive Schallbeobachtung angewiesen. Im letzten Kriege wurden eine Fülle von Horchapparaten gebaut zum Abhören in Luft, in Minenstollen, am Boden und im Wasser. Derartige Abhörvorrichtungen sind alt. Im Simplizissimus von Grimmelshausen finden wir bereits Hinweise, daß schon im 30 jährigen Kriege Horchposten bestanden. Simplizissimus sagt: „Ich erdachte ein Instrument, mit welchem ich bei Nacht, wenn es windstill war, eine Trompete auf drei Stunden Wegs vor mir blasen, ein Pferd auf zwei Stunden wiehern oder Hunde bellen und auf eine Stunde weit die Menschen reden hören konnte“ usw. Wir wissen auch, daß im 30 jährigen Kriege Pfähle in den Boden geschlagen und durch Anlegen eines Ohres das Heranz-

nahen von Reitern usw. belauscht wurde. Du Bois Raymond und Aigner schreiben über die Geräuschempfänger (Unterwassermikrophone) auf U-Booten bei Unterwasserfahrten oder auf Vorpostenbooten, daß die Wasserhorchposten aus den belauschten Geräuschen die Zahl der Schrauben, ihrer Flügel, die Art des Schiffsantriebs (Kolbenmaschine, Dieselmotor, Turbine, Elektromotor der U-Boote) mit voller Sicherheit angaben. Bei größerer Übung sind sie noch in der Lage, weitere Feinheiten herauszufinden. Der englische Major Tucker gibt an, daß geübte Hörer für die Beobachtung des Luftschalles im allgemeinen schwer zu erhalten seien und die Erfahrung gezeigt hat, daß scharfes Hören nicht über eine halbe Stunde hinaus ausgedehnt werden kann. Die im Minenkriege angewandten Apparate zum unmittelbaren Abhören haben neuerdings bei Grubenunglücken sehr wertvolle Dienste geleistet. Die Engländer setzte eine vorzügliche Luftschallbeobachtung in den Stand, rechtzeitig Abwehrmaßnahmen gegen Luftangriffe zu unternehmen, und infolge ihrer hochentwickelten Unterwasserschalltechnik behaupten sie, daß künftig die U-Bootefahrt für sie nicht mehr ernsthaft in Frage kommt. Die schalltechnische Unterwasserbeobachtung war ihr wirksamstes Mittel, die deutschen U-Boote so zu bekämpfen, daß trotz der ungeheueren deutschen Anstrengungen, immer rascher U-Boote zu bauen, ihre Erfolge immer mehr zurückgingen.

Die subjektive Schallanalyse können wir wesentlich verbessern, wenn wir Resonatoren anwenden. Waetzmann benutzte hierzu für $N = 120$ bis 1024 sek^{-1} einen Satz stetig veränderbarer Resonatoren, für $N < 120 \text{ sek}^{-1}$ ließ er sich besonders große Resonatoren bauen. Es wurde auch vorgeschlagen, Wasserresonatoren zu bauen. Diese haben keine Aussicht auf Erfolg, da abgesehen von der viermal größeren Schallgeschwindigkeit die Schallhärte in Wasser 3500mal größer ist als in Luft. Wir kämen zu kanonenrohrdicken Abmessungen, da der Resonator schallsteifer sein muß als der Schalleiter. Dies tritt ein, wenn $d > D \cdot E_i/E_r$ ist, wobei d die Dicke, D der Durchmesser, E_r die Steifheit des Resonators und E_i die Steifheit des Schalleiters ist. Auch den Bodenschall kann man mit biegunsschwingenden Resonatoren untersuchen. Man verwendet aber die Prüfung des Bodenschalles durch mit-schwingende Körper gewöhnlich nur zur Geschwindigkeits-

messung. Die hierzu angewendeten Frahm'schen Resonanzapparate sind technisch so bekannte und verbreitete Apparate, daß wir bei ihnen nicht länger verweilen wollen.

b) Analyse von Schallaufzeichnungen.

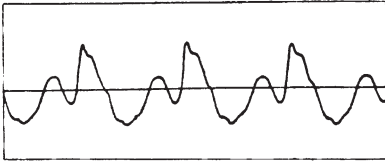
In vielen Fällen werden von biegungsschwingenden Empfängern auf vorbeibewegte Schreibflächen Schallschwingungen aufgezeichnet. Es gibt aber auch Apparate, die unmittelbar die Schallkurven auf Mattscheiben optisch abbilden. Große Bedeutung hatten diese Schallaufzeichnungen für die Luftabwehr im letzten Kriege. Waetzmann verwendete Brömsermikrophone mit und ohne Elektronenverstärkung. Lübcke versuchte vom Periskop eines Unterseebootes aus, Flugzeuge zu ermitteln. Die Engländer schalteten den Mikrophenen noch einstellbare Resonanzkasten vor. Da die beobachteten Flugzeuge oder Luftschiffe in wechselnder Relativbewegung zum Aufnahmeapparat stehen und das Flugzeug eine Reihe verschiedener Schalle aussendet, ist es möglich, aus den Phonogrammen die Bewegung und Art der Flugzeuge zu erkennen. Vom Motor gehen folgende Geräusche aus: Bei einem Standmotor die Explosions- und Auspuffgeräusche. Beim Rotationsmotor kommen noch die Töne durch umlaufende Zylinder hinzu. Kühlrippen können Schneidentöne verursachen. Der Propeller sendet Töne und Geräusche aus. Die durch Beklopfen des Propellers feststellbaren Eigentöne treten seltener hervor. Das Flugzeug als Ganzes sendet Schneidentöne aus. Bei der Bewegung des Flugzeuges zeigt sich die Dopplerwirkung, die Schalländerung bei Wendungen, Kurven und Gleitflug.

α) Analyse der Schallaufzeichnungen von Musikinstrumenten.

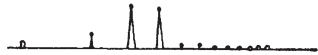
Wir können jede willkürliche Funktion in einem begrenzten Intervall und jede periodische Funktion in Fouriersche Reihen entwickeln. Die Koeffizienten der Reihen können wir rechnerisch, zeichnerisch oder mittels Apparaten auffinden (siehe Winkelmann, Handb. d. Physik; Auerbach, Akustik; Fourier, Wärme; ferner Hort, Techn. Schwingungslehre). In den letzten Jahren wurden vor allem von zwei Forschern Musikinstrumente und Stimmen untersucht, vom Amerikaner Miller

und vom Deutschen Stumpf. Wir dürfen ihre Versuchsergebnisse als eine Bestätigung der Theorien von Helmholtz betrachten. Wenn auch zunächst die Versuche darauf hielten, die Klangmerkmale der Stimmen und Instrumente im allgemeinen festzustellen, so stehen wir bereits jetzt vor der

Abb. 79.

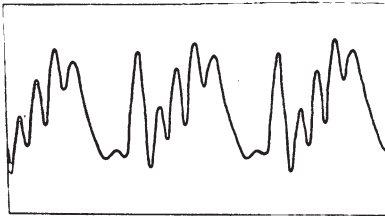


Klang einer Orgelpfeife.



Schwingungszahl und Stärke ihrer Teiltöne.

Abb. 80.

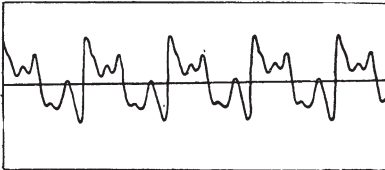


Klang einer Hoboe.



Schwingungszahl und Stärke ihrer Teiltöne.

Abb. 81.



Klang einer Klarinette.



Schwingungszahl und Stärke ihrer Teiltöne.

D. C. Miller, The science of musical sounds, New York 1922, S. 122, 169, 200, 201.

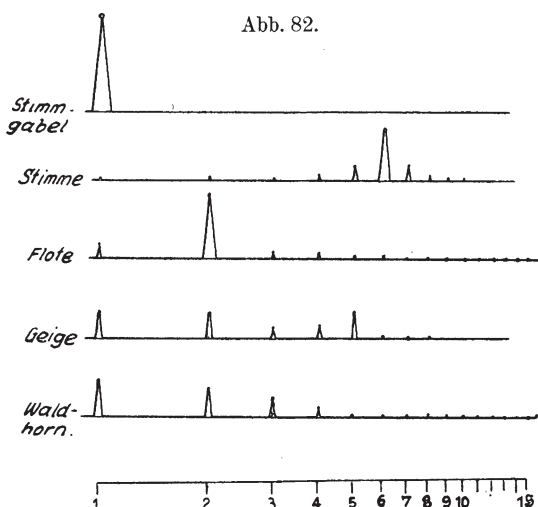
Möglichkeit, Stimmen und Instrumente auf ihren musikalischen Wert zu prüfen. Die Abb. 79, 80 und 81 zeigen auf der linken Seite Schalllaufzeichnungen und auf der rechten Seite das Ergebnis ihrer Analyse, wobei als Abszissen die Schwingungszahlen der Grund- und Obertöne im logarithmischen Maßstab, als Ordinaten ihre Schallstärken aufgetragen sind.

Der Klang der Orgelpfeife hat einen schwachen Grundton, der zweite ist stärker, der dritte hat einen Höchstwert,

der vierte ist nur wenig schwächer und die Obertöne 5 bis 12 sind wieder sehr schwach.

Beim Klang der Hoboe ist der vierte und fünfte Oberton stark, der sechste etwas schwächer, die übrigen treten wenig hervor.

Beim Klang der Klarinette treten die Töne 8, 9 und 10 annähernd gleich stark hervor, und der Grundton ist noch verhältnismäßig stark. Auf Grund seiner Analyse der Klänge von Musikinstrumenten und Stimmen auf die Stärke ihrer



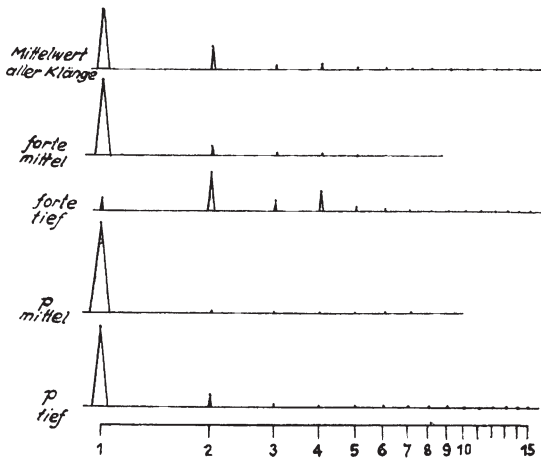
Energieverteilung in Klängen verschiedener Schallquellen. — Nach D. C. Miller, S. 171.

Teiltöne fand Miller die in Abb. 82 dargestellte durchschnittliche Schallenergieverteilung verschiedener Schallquellen. Als Schallstärke der Teiltöne ist das Produkt $k N^2 A^2$ aufgetragen, wobei k eine Konstante, N die Schwingungszahl und A der Ausschlag des Teiltones ist. Die Abbildungen geben also die physikalischen Stärken der Teiltöne und nicht ihre Lautheiten wieder. Trügen wir letztere ein, so würde sich ein anderes, unseren Empfindungen mehr Rechnung tragendes Bild ergeben.

Diese vergleichende Darstellung zeigt, daß mit Ausnahme der weich angeschlagenen Stimmgabel die Klänge der Musikinstrumente und der Stimme (A im tiefen Baß) alle sehr obertonreich sind.

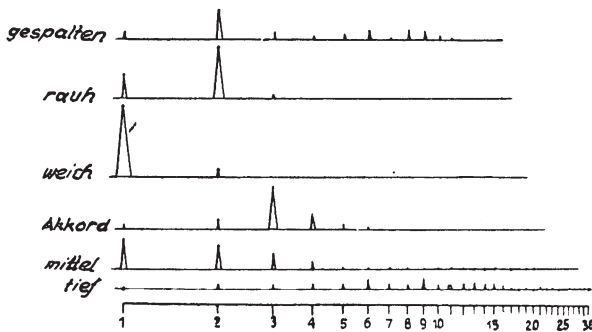
Nachstehend sind noch einige der von Miller analysierten Klänge von Musikinstrumenten abgebildet. Bei den Flötenklängen (Abb. 83) haben wir es mit längsschwingenden Luft-

Abb. 83.



Analyse der Klänge einer Flöte. — Nach D. C. Miller, S. 193.

Abb. 84.

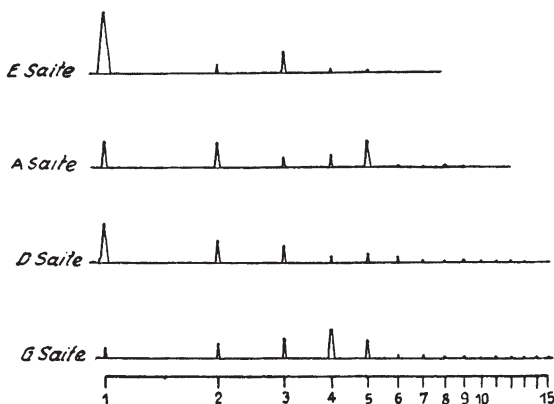


Analyse der Klänge eines Waldhorns. — Nach D. C. Miller, S. 204.

säulen zu tun, die nahe am Ende angeblasen werden. Ihr Ton ist fast rein, besonders beim Pianissimo. Der Grundton enthält hier gegen 95 Proz. der Energie. Beim tieferen Forte wird der Ton leicht überblasen, wie Zeile 3 zeigt. Aber trotz der geringen Stärke in diesem Falle ist der Grundton maß-

gebend für die Tonhöhe. Die Geigensaiten (Abb. 85) werden durch Bogenstriche erregt. Die Geigentöne sind reich an Obertönen. Kennzeichnend ist das Vorherrschen des dritten, vierten oder fünften Teiltones. Die Geigentöne haben den Vorzug, daß wir ihre Erzeugung gut beherrschen. Ungemein reich an Obertönen ist das Waldhorn (Abb. 84), das im tiefsten Bereich über 30 Obertöne besitzt. Durch weiches Anblasen können aber die Obertöne fast ganz unterdrückt werden.

Abb. 85.



Analyse der Klänge einer Geige. — Nach D. C. Miller, S. 198.

Diese Untersuchungen geben die Möglichkeit, die Instrumente zu vergleichen und zu beurteilen. Die reinen Töne wirken arm. Wünschenswert sind obertonreiche Instrumente und die Beherrschung ihrer Obertöne.

β) Analyse der Schallaufzeichnungen von Stimmen.

Wir wollen nun zur Analyse der Stimme übergehen. Helmholtz hatte den Satz aufgestellt, die Eigenart der Vokale beruhe darauf, daß in den Vokalklängen ein oder mehrere Töne von ganz bestimmter gleichbleibender Tonhöhe enthalten sind. Diese Töne nennen wir nach Hermann „Formanten“. Wir haben aber bereits gesehen, daß die Instrumentenklänge periodisch sind. Das gleiche gilt von den Sprachlauten. Es können daher die Formanten keine starrbleibende Tonhöhe haben, denn sonst würden die Schwingungen unperiodisch

werden. Die Formanten beharren innerhalb eines bestimmten Tonbereichs, dem Formantbereich, und stellen sich in diesem harmonisch zum Grundton ein. Miller hat auf gleiche Weise

Abb. 86.

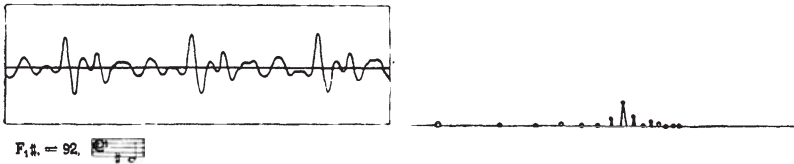


Abb. 87.

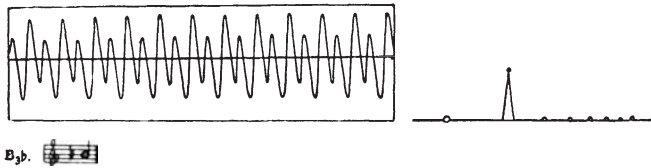
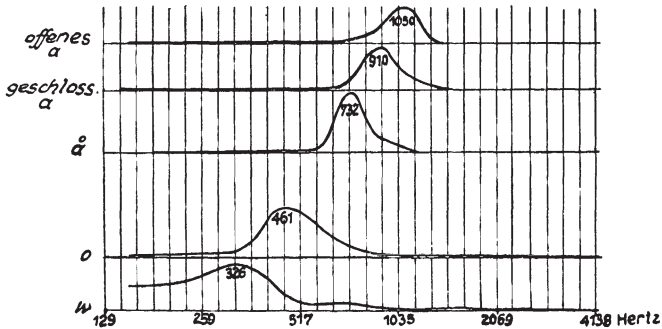


Abb. 88.



Nach D. C. Miller, S. 226.

wie die Musikinstrumente die Stimmen untersucht (s: Abb. 86). Die Abb. 86 zeigt die Analyse einer Baß- und die Abb. 87 die einer Sopranstimme durch Miller.

Die Formantbereiche der dunklen Vokale nach Miller zeigt Abb. 88 und die der hellen Vokale Abb. 89. Den Formantbereich der Konsonanten nach Stumpf Abb. 90.

Inzwischen hat Trendelenburg mittels des Kondensator-
mikrophons von neuem die Klänge der fünf Hauptvokale und
Zischlaute untersucht. Er fand einen neuen Formantbereich

für *a* bei 3000 Hertz und neue Bereiche für *o* und *u* und zeigte, daß diese hohen Teiltöne entscheidend für die individuelle Klangfarbe sind. Miller kontrollierte die Richtigkeit seiner eigenen Versuchsergebnisse, indem er die ursprünglich analysierten Klänge nun aus seinen Bestandteilen aufbaute.

Abb. 89.

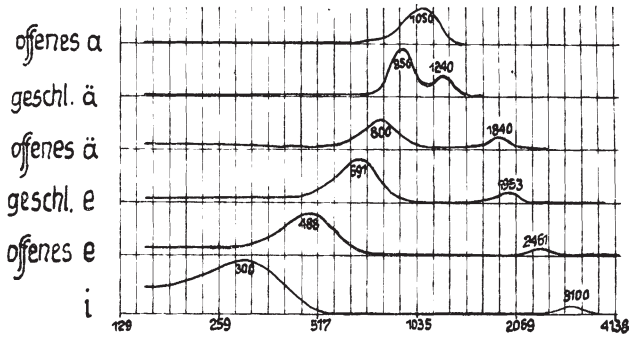
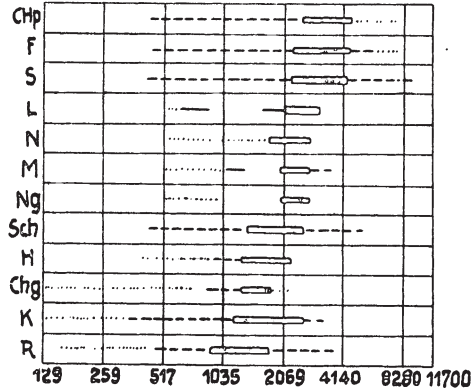


Abb. 90.



Kenner konnten nicht unterscheiden, ob z. B. ein Vokal wirklich gesungen oder mittels Orgelpfeifen erregt wurde. Abgesehen von der musikalischen Bedeutung haben die Untersuchungen große Wichtigkeit für die Fernsprech- und Radiotechnik. Die Fernsprechtechnik kann die tiefen Töne leichter übertragen als die hohen. Schwingungen bis zu 2000 Hertz werden genügend deutlich übertragen. Um die Sprache mit allen Feinheiten zu übertragen, wäre eine gute Wiedergabe

der gesamten Töne des Hörbereichs erforderlich. Wollte die Fernsprechtechnik von heute diese Bedingungen erfüllen, so kämen Sprechapparate und Leitungen zu teuer. Behelfsmäßig begnügt sich gegenwärtig die Fernsprechtechnik mit der Beschränkung der annähernd verzerrungsfreien Wiedergabe der Sprache in einem Tonbereich von 100 bis 4000 Hertz. Fletcher hat den oberen Sprechtonbereich bei Versuchen allmählich abgebaut und festgestellt, wieviel Fehler in der englischen Sprache durch die Begrenzung der Tonhöhe nach oben entstehen (s. Abb. 91).

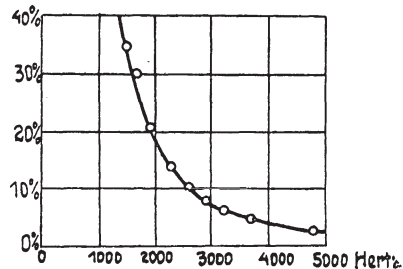
In der Radiotechnik darf die Beschränkung des Tonbereichs nicht so weit gehen, wie in der Fernsprechtechnik. Die Zuhörer fordern mit Recht verzerrungsfreien Empfang. Die Radiotechnik hat sich lange begnügt, den Tonbereich von 20 bis 12000 Hertz ziemlich unverzerrt zu übertragen. Von da ab steigert sich aber die Verzerrung mit zunehmender Tonhöhe. Die Technik schreitet aber hier mit der Vervollkommnung der Aufnahmeapparate rasch weiter.

c) Analyse mittels elektrischer Kettenleiter.

Die Klänge lassen sich auch noch mittels elektrischer Kettenleiter analysieren. Unter Kettenleitern verstehen wir aneinandergeschaltete gleichartige Stromkreise mit Widerständen, Induktionsspulen und Kondensatoren. Wichtig für die Schalltechnik sind die nur aus Spulen und Kondensatoren bestehenden Kettenleiter mit geringem Eigenverbrauch. Ihre Anwendung beruht darauf, daß sie bestimmte Kreisfrequenzen ungehindert durchlassen, während sie andere abriegeln oder verschlucken (s. Abb. 92).

Die Technik verwendet auch noch die Drosselkette, um bei drahtlosen Wellenleitern und Meßströmen störende Oberschwingungen abzufangen. Bei Telegraphenleitungen mit Erde

Abb. 91.



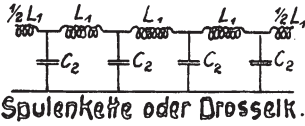
Hörfehler bei Begrenzung der Tonhöhe nach oben durch Fletcher. Die Abszisse gibt an, bis zu welcher Tonhöhe die Stimme begrenzt wurde. Die Ordinate gibt in Prozenten die falsch verstandenen Silben infolge der Tonhöhenbegrenzung an.

als Rückleitung halten sie störenden Starkstrom ab usw. K. W. Wagner hat sich auf diesem Anwendungsgebiet große Verdienste erworben.

Abb. 92.

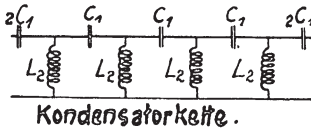
Kettenleiter.

ω = Kreisfrequenz, C = Kapazität, L = Selbstinduktion.

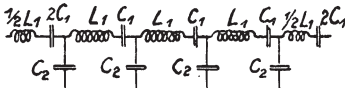


Durchlässiger Bereich:

$$\omega < \frac{2}{\sqrt{L_1 C_2}}$$

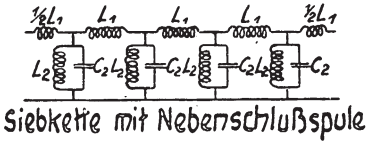


$$\omega > \frac{1}{2\sqrt{L_2 C_1}}$$



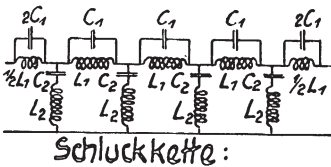
$$\omega > \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}$$

$$< \frac{1}{\sqrt{\frac{L_1 C_1 C_2}{4C_1 + C_2}}}$$



$$\omega > \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}}$$

$$< \frac{1}{\sqrt{\frac{L_1 L_2 C_2}{4L_2 + L_1}}}$$



Verschluckter Bereich:

$$\omega^2 = \frac{1}{2} \gamma^2 \pm \frac{1}{2} \sqrt{\gamma^4 - \frac{4}{L_1 L_2 C_1 C_2}}$$

wobei

$$\gamma^2 = \frac{1}{L_1 C_1} + \frac{1}{L_2 C_2} + \frac{1}{4C_1 L_2}$$

Elektrische Kettenleiter. — Wiegge, Zeitschr. f. techn. Phys., S. 304, 1921.

21. Schallsender und -empfänger.

Wir könnten auf diesem Gebiet gegenwärtig statt von einem Fortschritt besser von einem Laufschrift der Schall-technik sprechen. Bücher, die vor drei Jahren über diesen Gegenstand erschienen sind, sind bereits heute veraltet.

Abgesehen von schwingenden Lufträumen hat die Schalltechnik lange Jahre nahezu ausnahmslos bei Schallsendern und -empfängern Biegungsschwingungen angewendet. Bei Biegungsschwingungen können im Gegensatz zu Dehnungsschwingungen usw. mit einfachsten Mitteln und geringen Kräften große Ausschläge hervorgerufen werden. Für die schallweiche Luft ist das ein großer Vorzug. Als man dann dazu überging, Wasserschallsender und -empfänger zu bauen, erkannte man den Einfluß der großen Schallhärte des Wassers noch nicht in seiner vollen Tragweite. Die ersten Versuche, mit dem in Luft angewendeten elektromagnetischen Telephon-

sender die Schallhärte des Wassers zu überwinden, schlugen fehl. Die am Rande eingeklemmte, gleichmäßig dicke Telephonplatte konnte mittels der üblichen elektromagnetischen Erregung bei großer Plattensteifheit nicht die erforderlichen Drücke ausüben. Die Arbeitsweise des elektromagnetischen Telephon-senders ist folgende: Der Magnet zieht, solange die Schwingung gegen ihn gerichtet ist, die Telephonmembran an. Die Rückbewegung erfolgt durch die Federkraft der Membran.

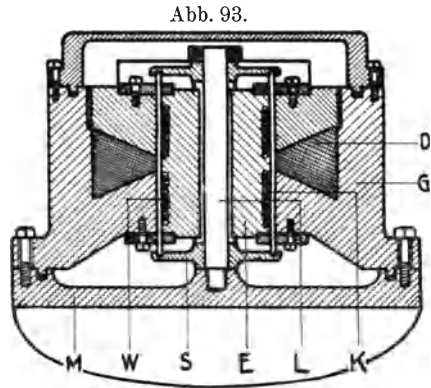


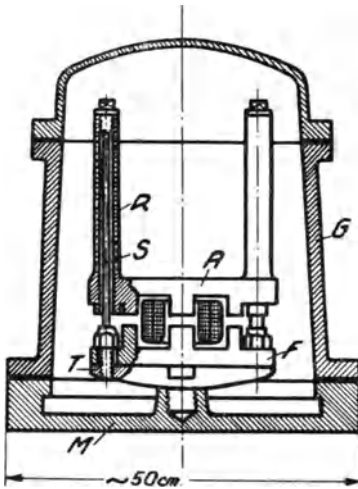
Abb. 93.

Elektrodynamischer
Wasserschallsender von Fessenden, Submarine
Signal Co., Boston; in Deutschland hergestellt von
den Atlaswerken.

Man versuchte zunächst Unterwasserpfeifen und später Sirenen. Heute sind sie ersetzt durch den elektrodynamischen oder den elektromagnetischen Wasserschallsender. Bei beiden werden federnde Massenkoppeln angewendet, die als elastische Übersetzungen dienen. Der erste wirksame Unterwasser-schallsender war der von Fessenden gebaute elektrodyna-mische oder Spulensender. Beim elektrodynamischen Sender werden im Gegensatz zum alten elektromagnetischen Telephon-sender starke elektrodynamische Kraftwirkungen in beiden Richtungen ausgeübt. Der von der Submarine Signal Co. in Boston gebaute Fessenden-Oszillator wird in Deutschland von den Atlaswerken hergestellt (s. Abb. 93).

Der Fessendensche Apparat dient als Sender und Empfänger. Er ist folgendermaßen eingerichtet: Im Elektromagneten G erregt die dreieckige Gleichstromwicklung D ein gleichbleibendes Magnetfeld, das im oberen Teile durch das Kupferrohrstück K hindurch über den inneren Eisenkern E nach außen, im unteren Teile von außen nach innen verläuft. Auf dem inneren Eisenkern E befinden sich zwei hintereinandergeschaltete Wechselstromwicklungen, wovon die untere linksgängig, die obere rechtsgängig ist. Beide Wicklungen unterstützen sich beim Durchfluß des Wechselstroms. Sie erregen Längsschwingungen im kraftliniendurchsetzten Kupferrohr, das als Kurzschlußwicklung wirkt. Die starken Schwingungen des Kupferrohrs werden an beiden Enden durch Scheiben S auf den Stab L übertragen, der seinerseits die Schallplatte M in Schwingungen versetzt, wobei die Schallplatte M auf das Wasser als Strahler wirkt. Wir haben hier wieder eine federnde Massenkoppel vor uns. Die Stützscheiben S mit kleiner Masse, kleinen Kräften und großem Ausschlag sind federnd gekoppelt mit der großen Membranmasse, die mit kleinem Ausschlag, aber großen Kräften auf das schallharte Wasser drückt.

Abb. 94.



Elektromagnetischer Wasserschallsender der Signal-Gesellschaft Kiel. Nach Du Bois Raymond, Hahnemann und Hecht, Zeitschr. f. techn. Phys. 1921, Nr. 1.

— Eine zweite vorzügliche Lösung der gleichen technischen Aufgabe verdanken wir der Signal-Gesellschaft in Kiel (Abb. 94).

Sie geht vom elektromagnetischen Sender aus. Ihr Apparat kann wie der von Fessenden als Sender und Empfänger dienen. Er besteht aus dem Elektromagneten F , der auf den Anker A einwirkt. Dieser ist über die entgegengesetzt dehnungsschwingenden Rohre R und Stäbe S hinweg, welche also als Federn wirken, mit dem Magneten F gekoppelt. Magnet F mit Schallplatte M , Stäben, Rohren und Anker bilden hier wieder eine

federnde Massenkoppel. (Federnde Massenkoppeln werden nach dem Vorschlag von Hahnemann und Hecht in der Wasserschalltechnik auch Tonpilze genannt.) Beim Stromschluß im Elektromagneten werden Anker *A* und Elektromagnet *F* fest gegeneinandergezogen, die Rohre gedehnt, die Stäbe gestaucht und die Schallplatte nach innen gezogen. Läßt die Zugkraft nach, so tritt eine entgegengesetzte Bewegung und Kraftwirkung ein. Beide Apparate sind gleichwertig und auch für Unterwassertelephonie geeignet.

Es werden immer größere Anforderungen an die Aufnahme- und Wiedergabeapparate gestellt. Das zu erreichende Ideal lautet: Verzerrungsfreie Aufnahme und Wiedergabe aller Töne im Hörbereich. Wir sahen bereits, daß die Fernsprechtechnik sich mit Kompromissen begnügt. Die Radiotechnik stellt weit größere Anforderungen, und ihrem Einfluß verdanken wir bedeutende Verbesserungen. Die Elektroakustik verwendet das Telephon nicht mehr zur Umformung von Schall in Elektrizität. Der Schall soll die Elektrizität steuern und nicht erzeugen. Die bekannteste Anwendung bildet das Mikrophon.

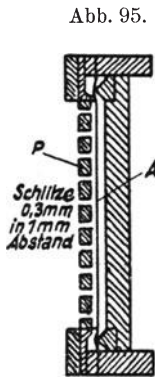
Das gewöhnliche Kohlenmikrophon hat eine Reihe von Nachteilen. Zunächst hat es Eigenschwingungen, die den aufgenommenen Schall entstellen. Seine Dämpfung ist, während es auf die Kohle drückt, größer, als wenn es zurückschwingt. Dadurch wird eine Sinusschwingung nicht rein aufgenommen. Da nur die reine Sinusschwingung einen einfachen Ton ergibt, wirkt jede Formveränderung der Sinuswelle wie eine Zufügung von solchen Obertönen, welche gemeinschaftlich mit der reinen Sinusschwingung die neue Wellenform ergeben.

Die durch die Formveränderung der Sinuswelle entstehenden Obertöne können sehr unangenehme Pfeiftöne hervorrufen. Wie nach dem Weber-Fechnerschen Gesetz bei unserem Ohr die Stärke der Empfindung nicht der Reizstärke, sondern ihrem Logarithmus proportional ist, so werden auch in ähnlicher Weise beim Mikrophon geringe Lautstärken bevorzugt. Hat ein Radioaufnahmezimmer schlechte Hörsamkeit, so macht sich der Nachhall infolge der vorerwähnten Eigenschaft des Mikrophons sehr unangenehm bemerkbar. Neuerdings wird große Sorgfalt angewendet, damit Radioaufnahmezimmer gute Hörsamkeit erhalten. Auch das Telephon hat den gleichen Übelstand, daß es den Nachhall verstärkt. Beim

Mikrophon hat man die nach beiden Richtungen verschiedene Dämpfung dadurch gleichzumachen versucht, daß man auf die Außenseite eine Watteschicht auflegte.

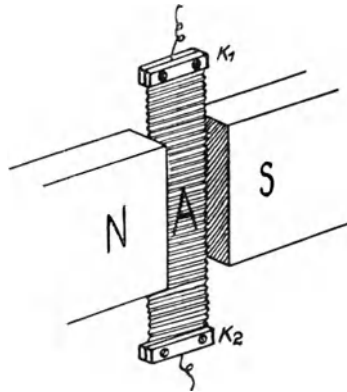
Um die Wirkung der Eigenschwingungen der Platte aufzuheben und eine möglichst naturgetreue Aufnahme und Wiedergabe zu erhalten, kann man zwei verschiedene Wege einschlagen. Man setzt die Eigenschwingung entweder mög-

Abb. 96.



Kondensatormikrophon.

Wissensch. Veröff. a. d. Siemens-Konzern, 3. Bd., 2. Heft, S. 46, 1924.



Der Bändchen-Sprecher von Siemens u. Halske.

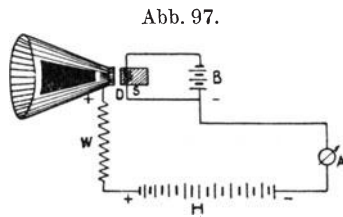
lichst nahe der unteren oder der oberen Hörgrenze. Schließlich hat man versucht, eine schwingende Platte ganz zu vermeiden.

In Amerika, wo die Behörden von Anfang an weniger engherzig waren als in Deutschland, dem Geburtsland der elektrischen Wellen, und der Radiotechnik früher freie Entwicklungsmöglichkeit gaben, hat man sich zuerst der Verbesserung der Mikrophone angenommen. Man verwendete äußerst dünne, stark gespannte Duraluminiumfolien von etwa $0,5 \mu$ Dicke für elektrostatische und Kohlenmikrophone. Auf Kohlenmikrophone hat man auch solche Folien beiderseitig einwirken lassen. Bei uns sind folgende Aufnahmemikrophone angewendet worden:

a) Das Kondensatormikrophon. Es besteht aus einer dünnen Aluminiumfolie A von $0,5 \mu$ Dicke, die zwischen zwei sehr dünnen Seidenmembranen gehalten wird. Die Folie befindet sich in $0,1 \text{ mm}$ Abstand von einer geschlitzten Metall-

platte P . Hinter der Folie befindet sich in 2 mm Entfernung eine starre Rückwand. Die geschlitzte Metallplatte und die Aluminiumfolie bilden die beiden Elektroden eines Plattenkondensators. Die Kapazitätsänderungen beim Auffallen von Schallwellen bewirken in einem Stromkreis Schwankungen der Stromstärke, die mittels Elektronenröhren verstärkt werden können.

b) Der Bändchen-Sprecher von Siemens & Halske. Er besteht aus einem 10 cm langen, 1 cm breiten im Zickzack gefalteten Aluminiumbändchen A von etwa $0,5 \mu$ Dicke. Es befindet sich mit seiner Schmalseite im gleichförmigen Felde eines starken Elektromagnetes NS , wird an beiden Enden gehalten, aber nicht angespannt. Seine Eigenschwingung liegt unter 20 Hertz, also noch unter der unteren Hörgrenze. Die beim Auftreffen von Schallwellen im Magnetfeld entstehende Bewegung des Bändchens bewirkt elektromotorische Kräfte, die mittels Transformatoren verstärkt werden können.



Das Kathodophon von Voigt, Engel und Masoll.

c) Das Kathodophon von Voigt, Engel und Masoll. Es wurde ursprünglich von diesen Erfindern des sprechenden Films nur bei ihrer Erfindung angewandt, fand aber bald Eingang bei der Radioaufnahme. Bei ihm fehlt die Membrane ganz und ist durch eine ionisierte Luftstrecke ersetzt. Seine Einrichtung ist folgende: Ein durch eine Heizbatterie B in Glut versetzter Metalldraht ist auf seiner Oberfläche von Erdalkalioxyden (Barium, Strontium, Calcium usw.) umgeben. Der glühende Oxydkörper S wird als Kathode unter Zwischenschaltung des Widerstandes W an eine Batterie H höherer Spannung gelegt. Als Anode dient ein siebartig durchlöcherter Düsenende D , das in geringem Luftabstand dem Glühkörper S gegenübersteht und sich nach dem anderen Ende zu trichterartig erweitert. Auftreffende Schallwellen verändern die Ionenwanderung zwischen Kathode und Anode und bewirken Stromänderungen, die auf bekannte Weise verstärkt werden können. Die unmittelbare, membranlose Umwandlung von Schallschwingungen in elektrische ist ein bedeutender schalltechnischer Fortschritt. Wünschenswert wäre die Ausschaltung

der Trichterwirkung. Auch der trichterlose Lautsprecher derselben Erfinder, das Statophon, hat seine Zukunft.

d) Piezoelektrische Mikrophone. Solche Mikrophone wurden wiederholt vorgeschlagen, traten aber bis jetzt noch nicht in der Praxis hervor. In ihnen verwendet man die Druckempfindlichkeit bestimmter Kristalle, die an den Außenflächen mit einem dünnen Metallüberzug versehen sind. Bei geringsten, ungemein feinen Erschütterungen und beim Auftreffen von Schallwellen werden in ihnen elektromotorische Kräfte ausgelöst, die sich mit Elektronenröhren verstärken lassen. Die bisherigen Mißerfolge beruhen darauf, daß sie zwar hohe Töne sehr gut wiedergeben, tiefe dagegen schlecht.

Man könnte auch statt einen einzigen Aufnahmeapparat anzuwenden, Apparate verschiedener Systeme verbinden, wovon z. B. einer die tiefen und der andere die hohen Töne gut wiedergibt.

Schlußwort.

Die Elektronenröhre mit ihrer vielseitigen Anwendbarkeit gibt uns heute die Möglichkeit, schalltechnische Aufgaben auf ganz anderen Wegen zu lösen als vor wenig Jahren. Wir stehen gegenwärtig mitten in der Entwicklung neuer Schallmeßverfahren, mit denen wir schalltechnische Aufgaben rascher, bequemer und erfolgreicher anpacken können als bisher. Wir haben bereits Schallquellen mit stetig veränderbarer Tonhöhe und -stärke und einfache Mittel zum Ausmessen von Schallfeldern. Es ist ein Genuß, den Laufschrift der Schalltechnik von heute zu beobachten.

Schrifttum

- Aigner: Unterwasserschalltechnik. Berlin 1922.
- Ambronn: Die Anwendung physikalischer Aufschlußmethoden im Berg-, Tief- und Wasserbau. Göttingen 1921.
- Auerbach: Akustik. Winkelmanns Handb. d. Phys. 1909.
- Berger: Vorl. Mitteilungen. Bayr. Ind. u. Gew.-Blatt. 1910.
Über die Schalldurchlässigkeit, Diss. München 1911, mit Zusätzen Ges.-Ing. München 1911, 1913, 1914, 1915.
Über Erschütterungen. Ges.-Ing. München 1913.
- du Bois-Reymond, W. Hahnemann und H. Hecht: Entwicklung, Wirkung und Leistung des elektromagnetisch erregten Unterwasserschallsenders nach dem Telephonprinzip. Zeitschr. f. techn. Phys. 1921.
- Duffing: Erzwungene Schwingungen bei veränderlicher Eigenfrequenz und ihre technische Bedeutung. Braunschweig 1918.
- Hahnemann und Hecht: Schallfelder und Schallantennen. Phys. Zeitschr. 1916, 1917.
Schallgeber und Schallempfänger. Phys. Zeitschr. 1919, 1920.
Der mechanisch-akustische Aufbau eines Telephons. Ann. d. Phys. 1919.
Eine Theorie des Telephons. Ann. d. Phys. 1920.
Die Grundfrequenz des mechanisch-akustischen Schwingungskörpers. Phys. Zeitschr. 1920.
- Hecht: Über technische Akustik mit besonderer Berücksichtigung des Unterwasserschallwesens. Zeitschr. f. techn. Phys. 1921.
- Hort: Technische Schwingungslehre. Berlin 1922.
- Kalähne: Grundzüge der math.-phys. Akust. Leipzig 1913.
- Kreüger: Ing. Vetensk. Akad. Handb. Stockholm 1924.
- Lichte: Elektromagnetischer Schallsender. Zeitschr. f. techn. Phys. 1921.
- Love: Lehrbuch der Elastizität, übersetzt von Timpe. Leipzig 1907.
- Michel: Hörsamkeit großer Räume. Braunschweig 1921.
- Miller: The Science of Musical Sounds. New York 1922.
- Ottenstein: Über den Schutz gegen Schall und Erschütterungen. Diss. München 1916 und Ges.-Ing. 1916.
- Rayleigh: Die Theorie des Schalles, übersetzt von Neesen. Braunschweig 1880.
- Reiher: Hörsamkeit großer Räume (Theater, Konzertsäle) und verwandte Fragen der Akustik. Bayr. Ind. u. Gew.-Blatt 1925, abgekürzt V. d. I. 1925.
- Riegger: Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Konz. 1922.
- Sabine: Collected Papers on Acoustics, 2. Aufl. Cambridge 1923.
- Trendelenburg: Objektive Klangaufz. mittels des Kondensator-mikrophons. Zeitschr. f. techn. Phys. 1924.
- Uller: Elastische Oberflächen-Planwellen. Ann. d. Phys. 1918.
- Watson: Acoustics of Auditorium. Frankl. Inst. 1924.
- Weisbach: Versuche über Schalldurchlässigkeit, Schallreflexion und Schallabsorption. Leipzig 1910.
Bauakustik. Berlin 1913.
- Berger, Schalltechnik.

Sachverzeichnis

- Abklopfen 69.
Ablenkung von Schallstrahlen 75.
Allseitige Verdichtung 8.
Alpha-Wellenpaare 26.
Anhall 62, 63.
Apollonische Aufgabe 83.
Artefaktor 17.
- Bändchen-Sprecher 111.
Beben 2, 24, 93.
Beharrungszustand 62, 65.
Beta-Wellenpaare 26.
Biegungsschwingungen 42.
Biegungswellen 29.
Bodenschall 41.
Brechung 32, 35.
- Dämpfungsglied 44.
Dampfsäulen 20.
Dauerhall 65.
Dehnungsschwingung 70.
Dehnungswellen 19.
Dichte 72.
Drillwellen 23, 71.
Drosselkette 105.
Druckstöße in Rohren 21.
Durchbiegung, statische 12.
- Eigenfrequenz 46.
Einschlag 84.
Elastizitätsmaß 8, 70.
Elastizitätsmodul 8.
Elektrodynamischer Schallsender 107.
Elektromagnetischer Schallsender 108.
Elliptizität 25.
Empfindlichkeit 4, 5, 6.
- Flüssigkeitssäulen 20.
Füllzeit 62.
- Gamma-Wellenpaare 26.
Gleitmodul 71.
Gleitwellen 23.
Grenzwellen 37.
- Hall 62.
Hertz 2.
Hörfehler 105.
Hörgrenzen 2.
Hörsamkeit 60.
Hörschalle 3.
- Infraschalle 2.
Isolation 38, 39.
- Kathodophon 111.
Kettenleiter 105.
Knall 81, 84.
Kolbenmembran 42.
Kondensatormikrophon 45, 110.
Kopfwelle 84.
Koppelwellen 25.
Kreispolarisation 26.
Krümmung der Schallstrahlen 75.
Kubische Kompression 8.
Kubisches Elastizitätsmaß 8.
Kugelwellen 7.
- Längsdehnungsverhältnis 17, 71.
Lärm 48, 53.
Laute Wand 61.
Lautheit 4.
Leerzeit 63, 66.
Logarithmisches Dekrement 46.
Lotung 80.
- Massenfaktor 43.
Membranempfindlichkeit 67.
Mündungsknall 84.
Musikinstrumente 98.

Nachhall 63, 66, 67.

Oberflächenwellen 24.
Oberflächenschubwellen 25.
Oberflächenverdünnungswellen 25.

Perkussion 70.
Physikalische Stärke 4.
Physiologische Stärke 4.
Piezoelektrische Mikrophone 112.
Planwellen 7.

Querkürzungsverhältnis 22, 71.
Querschwingungen von Saiten 32.

Randwiderstand 44.
Rayleighwellen 24.
Reflexion 32, 35.
Reibungswiderstand 44.
Reichweite 73.
Reizschwellenstärke 4.
Richtkraft 42.
Richtungsmessung 91.
Rückwurf 32, 35.

Schallabwehr 48.
Schallanalyse 96.
Schallarten 14.
Schallbereich 2.
Schallbrechungsverhältnis 10.
Schalleistung 3.
Schalleiter 8.
Schallenergie 3.
Schallfederung 8.
Schallhärte 11.
Schallisolation 38, 39.
Schallkolben 42, 44.
Schallmenge 3, 35.
Schallnachgiebigkeit 8.
Schallotung 80.
Schallplatte 42.
Schallrichtungsmessung 91, 93, 95.

Schallschürfung 87.
Schallschwinger 39.
Schallsender 106.
Schallsignale 73.
Schallspiegel 94, 95.
Schallstärke 3, 7.
Schallsteifheit 8.
Schallstrahler 40, 41, 43.
Schalltechnik 1.
Schallvermessung 79.
Schallverschluckung 73.
Schallweichheit 11.
Schallwiderstand 9.
Schiebungswellen 23.
Schubschall 23.
Schubwellen 23.
Schürfung 87.
Siemensscher Bandsprecher 58.
Signale 73, 92.
Statische Durchbiegung 12.
Stimmen 103.
Strahler 40.
Strahlungsdekrement 46.
Strahlungswiderstand 44.
Strichpolarisation 26.
Stumme Wand 61.

Torsionswellen 23.

Ultraschalle 3.
Unterwasser-Richtungsmesser 92.

Verdichtungswellen 21.
Verschluckungszahl 68, 69.

Wassersäulen 20.
Widerhallvermessung 79.
Wind 77.
Winkelwert 10.

Zeitunterschiedsverfahren 79.
Zylinderwellen 7.

Neue und neueste Hefte der „Sammlung Vieweg“

- Heft 29. Dr. Erik Hägglund: *Die Sulfitablauge und ihre Verarbeitung auf Alkohol.* 2. Auflage. Mit 6 Abbildungen und einer Tafel. M. 3,50.
- Heft 30. Dr. techn. M. Vidmar: *Moderne Transformatorentragen.* Mit 10 Abbild.
- Heft 31. Dr. Heinr. Faßbender: *Die technischen Grundlagen der Elektromedizin.* Mit 77 Abbildungen. M. 4,—.
- Heft 32/33. Prof. Rudolf Richter: *Elektrische Maschinen mit Wicklungen aus Aluminium, Zink und Eisen.* Mit 51 Abbildungen. M. 6,—.
- Heft 34. Obering. Carl Beckmann: *Haus- und Geschäfts-Telephonanlagen.* Mit 78 Abbildungen. M. 3,—.
- Heft 35. Dr. Aloys Müller: *Theorie der Gezeitenkräfte.* Mit 17 Abb. M. 3,—.
- Heft 36. Prof. Dr. W. Kummer: *Die Wahl der Stromart für größere elektrische Bahnen.* Mit 7 Abbildungen. M. 2,50.
- Heft 37. Dr. Reinhold Rieke: *Die Arbeitsmethoden der Silikatchemie.* 2. Auflage. Mit 4 Abbildungen. M. 3,50.
- Heft 38. Prof. Dr. A. Einstein: *Über die spezielle und die allgemeine Relativitätstheorie. (Gemeinverständlich.)* 14. Auflage. (61.—65.Tausend.) Mit 4 Fig. M. 3,—.
- Heft 39/40. Dr. Richard Grammel: *Die hydrodynamischen Grundlagen des Fluges.* Mit 83 Abbildungen. M. 5,—.
- Heft 41/42. Ingenieur Georg Duffing: *Erzwungene Schwingungen bei veränderlicher Eigenfrequenz und ihre technische Bedeutung.* Mit 23 Abbild. M. 4,75.
- Heft 43. Dr. Robert Schwarz: *Feuerfeste und hochteuerfeste Stoffe.* 2. vermehrte Auflage. Mit 10 Abbildungen. M. 2,—.
- Heft 44. Dr. Iwan Döry: *Einphasenbahnmotoren.* Mit 75 Abbildungen. M. 3,—.
- Heft 45. Prof. Dr. K. Fajans: *Radioaktivität und die neueste Entwicklung der Lehre von den chemischen Elementen.* 4. Auflage. Mit 11 Abb. u. 14 Tab. M. 5,—.
- Heft 46. Dr. Bruno Alexander-Katz: *Quarzglas und Quarzgut.* Mit 43 Abb. M. 2,50.
- Heft 47. Prof. Dr. G. Berndt: *Radioaktive Leuchtfarben.* Mit 28 Abbildungen im Text und auf 1 Lichtdrucktafel. M. 4,—.
- Heft 48. Dr. R. Fürth: *Schwankungserscheinungen in der Physik.* Mit 5 Abb. M. 3,50.
- Heft 49. Dr. Hans Georg Möller: *Die Elektronenröhren und ihre technischen Anwendungen.* 2. vollständig umgearbeitete Auflage. Mit 208 Textabbildungen und einer Tafel. M. 7,50.
- Heft 50. Prof. Dr. C. Dorno: *Klimatologie im Dienste der Medizin.* Mit 11 Abbildungen. M. 3,—.
- Heft 51. Prof. Dr. C. Isenkrahe: *Zur Elementaranalyse der Relativitätstheorie.* M. 4,50.
- Heft 52. Dr.-Ing. Max Moeller: *Das Ozon. Eine physikalisch-chemische Einzeldarstellung.* Mit 32 Textfiguren. M. 6,—.
- Heft 53. Dr. V. Geilen: *Mathematik und Baukunst als Grundlagen abendländischer Kultur. — Wiedergeburt der Mathematik aus dem Geiste Kants.* M. 3,—.
- Heft 54. Dr. H. Heinrich Franck: *Die Verwertung von synthetischen Fettsäureestern als Kunstspeisefette in wirtschaftlicher, physiologischer und technischer Beziehung.* Mit 3 Abbildungen. M. 3,25.
- Heft 55. Dr. Alfred Wegener: *Die Entstehung der Mondkrater.* Mit 9 Abbild. im Text und auf 3 Tafeln. M. 2,25.
- Heft 56. N. Bohr: *Drei Aufsätze über Spektren und Atombau.* 2. Aufl. Mit 13 Abbildungen. M. 5,—.
- Heft 57. Prof. Dr. Hans Cloos: *Der Mechanismus tiefvulkanischer Vorgänge.* Mit 24 Zeichnungen und einer Karte. M. 4,—.