UNIVERSAL
LIBRARY
OU_220772
UNIVERSAL
LIBRARY

R530
M95L
v.1
Müller-Pouillets
Lehrbuch der physik, 1929.

OSMANIA UNIVERSITY LIBRARY

Call No. 530 / M95L V.1 Accession No. 13

Author Muller - Pouillets

Title Lehrbuch der Physik, 1929

This book should be returned on or before the date last marked below.

Müller-Pouillets

Lehrbuch der Physik

11. Auflage

Unter Mitwirkung zahlreicher Gelehrter herausgegeben von

A. Eucken O. Lummer † E. Waetzmann

In fünf Bänden:

I. Mechanik und Akustik II. Lehre von der strahlenden Energie (Optik)
III. Wärmelehre IV. Elektrizität und Magnetismus
V. Physik der Erde und des Kosmos (einschl. Relativitätstheorie)

Band I: Mechanik und Akustik

Erster Teil: Mechanik punktförmiger Massen und starrer Körper
Zweiter Teil: Elastizität und Mechanik der Flüssigkeiten und Gase
Dritter Teil: Akustik

Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges.
Braunschweig

Müller-Pouillets

Lehrbuch der Physik

11. Auflage

Erster Band – Dritter Teil

Akustik

Unter Mitwirkung von

P. Cermak, Gießen; J. Friese, Breslau; A. Kalähne, Danzig
E. Meyer, Berlin; K. Schuster, Breslau

bearbeitet von

Erich Waetzmann
Breslau



Mit 393 Figuren im Text

Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges.
Braunschweig 1920

Alle Rechte vorbehalten

Printed in Germany

Vorwort zur Akustik.

Jahrzehnte hindurch herrschte eine erstaunlich große Interesselosigkeit gegenüber akustischen Problemen. Infolgedessen wurde der tatsächlich bestehende Mangel an Lehrbüchern kaum empfunden. Erst in den letzten Jahren brachten es gewisse Bedürfnisse und Forderungen der Technik den Physikern wieder zum Bewußtsein, daß die Akustik kein abgeschlossenes Gebiet, sondern vielfach noch Neuland ist. Hiermit war der Anstoß zu einer so lebhaften Entwicklung gegeben, daß ein älteres Lehrbuch nicht mehr den Anspruch erheben kann, ein auch nur einigermaßen zutreffendes Bild unserer heutigen Kenntnisse zu geben. Deshalb genügte bei der „Akustik" des Müller-Pouilletschen Lehrbuches nicht eine Umarbeitung, sondern sie mußte im wesentlichen neu geschrieben werden. Nur in zwei Abschnitten, in der „Gliederung des Tonbereichs" (A. Kalähne) und in dem einleitenden Kapitel über „Allgemeine Wellenlehre" (P. Cermak), sowie in einigen Einzelparagraphen ist das Alte mitbenutzt worden.

Da der Unterzeichnete in den letzten Jahren den Bau und die Einrichtung eines neuen Instituts zu leiten hatte und auch sonst — so durch die Redaktionstätigkeit an anderen Bänden des Müller-Pouillet — besonders stark in Anspruch genommen war, wurden auch für den Akustikband mehrere Mitarbeiter gewonnen. Herr Kalähne hat neben dem bereits genannten Abschnitt noch die Darstellung der Musikinstrumente (Kapitel IV, Abschnitt D) übernommen. Herr Erwin Meyer hat neben einigen Einzelparagraphen in dem Abschnitt über „Schallaufnahme und Klanganalyse" das Kapitel über Intensitätsmessungen geschrieben. Endlich haben die Herren Friese und Schuster gemeinsam mit dem Unterzeichneten das Schlußkapitel über die Ausbreitung des Schalls bearbeitet. Mehrfach hat der Unterzeichnete auf ältere von ihm geschriebene Artikel zurückgegriffen, so namentlich auf die Artikel „Hörtheorien" und „Ton, Klang und sekundäre Klangerscheinungen" in dem Handbuch der Physiologie von Bethe, Bd. XI, J. Springer, Berlin 1926. Hierauf ist an den betreffenden Textstellen besonders hingewiesen.

Einigen neueren Forschungsgebieten, wie den nichtlinearen Schwingungen (Kombinationstöne), den ponderomotorischen Wirkungen des Schalls, der Raum- und Bauakustik und vor allem der Elektroakustik, ist ein verhältnismäßig breiter Raum gewährt worden. Der ursprüngliche Plan, ein eigenes Kapitel über die technischen Anwendungen der Akustik zu bringen, wurde nicht durchgeführt, weil seine Verwirklichung ohne starke Wiederholungen kaum möglich schien. Da auf der anderen Seite die technischen Anwendungen möglichst weitgehend berücksichtigt werden sollten, ließen sich gewisse Härten in der Einteilung nicht vermeiden, so z. B. die Zusammenstellung der Beschreibung von Apparaten für das Richtungshören mit den Ausführungen über das Ohr und über die Hörtheorien. Die Gesamteinteilung des Stoffes wurde nach wenigen, allgemeinen Gesichtspunkten getroffen, um sie möglichst übersichtlich zu gestalten. „Grundphänomene des Schalls", „Primäre Schallgeber", „Schallempfänger und sekundäre Schallgeber" und „Ausbreitung des Schalls" bilden die Kernstücke. Eingeschoben ist ein Kapitel über Intensitätsmessungen und ein Kapitel über das Hören. An der Spitze steht eine „Allgemeine Wellenlehre", zu deren Ergänzung auf die „Allgemeine Schwingungslehre" (Diesselhorst) verwiesen sei, die sich in Abschnitt V des vierten Kapitels des ersten Teiles des Mechanikbandes findet.

Es wurde versucht, den elementaren Charakter eines Lehrbuches für Anfänger zu wahren. Auf der anderen Seite sollte die Darstellung möglichst bis an die Grenzen unserer heutigen Kenntnisse führen. Deshalb wurden zahlreiche Stellen, die der Anfänger überschlagen möge, in Kleindruck gesetzt. Ich möchte der Hoffnung Ausdruck geben, daß es auf diesem Wege gelungen ist, auch dem wissenschaftlich arbeitenden Akustiker den einen oder anderen brauchbaren Gedanken zu bieten.

Beim Lesen der Korrekturen und bei der Aufstellung des Namen- und Sachverzeichnisses wurde ich in dankenswerter Weise von den Herren Dipl.-Ing. H. Heisig und Dr. G. Goldbaum unterstützt.

Breslau, im Februar 1929.

E. Waetzmann.

INHALTSVERZEICHNIS ZUM ERSTEN BANDE

[DRITTER TEIL][1]).

Akustik.

Erstes Kapitel.

Allgemeine Wellenlehre.

Von P. Cermak in Gießen.

Seite

§ 1. Wellen im allgemeinen 1
§ 2. Wasserwellen 2
§ 3. Seilwellen. Transversal- und Longitudinalwellen 5
§ 4. Luftwellen 7
§ 5. Einteilung der fortschreitenden Wellen 8
§ 6. Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen 8
§ 7. Zustandekommen der Wellenreflexion 10
§ 8. Interferenz der Wellen; Koexistenz der kleinen Bewegungen 13
§ 9. Wellenmaschinen 16
§ 10. Konstruktion der Interferenz zweier Sinuswellen 25
§ 11. Mathematische Darstellung der Wellenbewegung 26
§ 12. Interferenz sich begegnender Wellen. Stehende Wellen 31
§ 13. Komplizierte Wellenformen. Erdbebenwellen 34
§ 14. Experimentelle Darstellung stehender Wellen. Meldes Versuch 36
§ 15. Stehende Luftwellen 40

Zweites Kapitel.

Grundphänomene des Schalls und Gliederung des Tonbereichs.

§ 1. Einteilung der Akustik 44

A. Die verschiedenen Schallarten.

§ 2. Definition des Tones, Entstehung einer Sinusschwingung 45
§ 3. Tonhöhe 49
§ 4. Das Dopplersche Prinzip 51
§ 5. Unhörbare Schwingungen 53
§ 6. Tonstärke und Tonvolumen 55
§ 7. Definition des Klanges und Klangfarbe 57
§ 8. Subjektive Klanganalyse und Resonanz 61
§ 9. Einflußlosigkeit der Phase auf die Klangfarbe 64

[1]) Diejenigen Kapitel und Abschnitte, bei denen der Name des Verfassers nicht ausdrücklich angegeben ist, sind von E. Waetzmann bearbeitet.

Seite

§ 10. Der Fouriersche Satz 65
§ 11. Objektive Analyse und Aufzeichnung von Klängen 67
§ 12. Der Knall 69
§ 13. Das Geräusch 79

B. Sekundäre Klangerscheinungen.

§ 14. Variationstöne 80
§ 15. Schwebungen; ihre physikalischen Merkmale 84
§ 16. Schwebungen; ihr Zustandekommen im Ohre 90
§ 17. Kombinationstöne; was man hört 92
§ 18. Die R. Königsche Stoßtontheorie 93
§ 19. Die Helmholtzsche Theorie der gestörten Superposition 94
§ 20. Kombinationsschwingungen außerhalb des Ohres 97
§ 21. Versuch einer umfassenden Theorie der Kombinationstöne 103

C. Ponderomotorische Wirkungen des Schalls.

§ 22. Schalldruck auf nicht mitschwingende Körper 104
§ 23. Schalldruck auf Resonatoren 107
§ 24. Strahlbildung und Reaktionswirkungen 109
§ 25. Schalldruckversuche in Flüssigkeiten 114
§ 26. Bewegungserscheinungen verschiedener Art 115

D. Gliederung des Tonbereichs.

Von A. Kalähne in Danzig-Oliva.

§ 27. Die musikalischen Tonstufen oder Intervalle 118
§ 28. Logarithmisches Intervallmaß. Millioktave und Cent 121
§ 29. Die Tonleitern 122
§ 30. Die Akkorde, Ableitung der Dur- und Mollskala 126
§ 31. Erweiterung der Tonleiter. Enharmonische Töne 129
§ 32. Reduktion der Tonleiter, ungleichschwebende und gleichschwebende musikalische Temperatur, chromatische Skala 134
§ 33. Absolute Schwingungszahlen der Töne 136

Drittes Kapitel.

Das Hören.

§ 1. Das menschliche Ohr 141
§ 2. Der Resonatorenapparat 145
§ 3. Die Zuleitung des Schalles zum Innenohr 149
§ 4. Die Resonanztheorie des Hörens 152
§ 5. Hörtheorien, die nicht auf Resonanz beruhen 154
§ 6. Die Empfindlichkeit des Ohres; Hörschwellen 157
§ 7. Das Richtungshören 163
§ 8. Praktische Anwendungen des Richtungshörens 166

Viertes Kapitel.

Primäre Schallgeber.

§ 1. Einteilung 169

A. Saiten und Stäbe.

§ 2. Transversalschwingungen von Saiten 170
§ 3. Transversalschwingungen von Stäben 178
§ 4. Longitudinalschwingungen von Stäben 181
§ 5. Die Stimmgabel 182

B. Membranen und Platten.

Seite
§ 6. Schwingungen von Membranen 186
§ 7. Schwingungsgebilde mit getrennter Masse und Elastizität; die Kolbenmembran 189
§ 8. Schwingungen von Platten 191
§ 9. Die Chladnischen Klangfiguren 195
§ 10. Elektrische Erregung von Membranen und Platten 198
§ 11. Membransignalsender 201
§ 12. Die Glocke 204

C. Luftmassen.

§ 13. Schwingungen zylindrischer Luftsäulen 206
§ 14. Singende Flammen 208
§ 15. Thermophon; tönender Lichtbogen 211
§ 16. Die Lippenpfeife 213
§ 17. Hieb-, Spalt- und Schneidentöne 217
§ 18. Die Tonerzeugung bei der Lippenpfeife 223
§ 19. Die Zungenpfeife 223

D. Musikinstrumente.

Von A. Kalähne in Danzig-Oliva.

§ 20. Einteilung nach physikalischen Gesichtspunkten 226

I. Saiteninstrumente.

A. Allgemeine Eigenschaften.

§ 21. Form und gemeinsame Eigenschaften 227
§ 22. Klang der Saiteninstrumente. Einfluß des Resonanzkörpers 228
§ 23. Besonderheiten der gestrichenen, der angeblasenen, der gezupften (gerissenen) und der angeschlagenen Saite 229
§ 24. Gestrichene und angeblasene Saite 230
§ 25. Gezupfte (gerissene, gekniffene) und angeschlagene Saite 231
§ 26. Verhalten des Resonanzkörpers. Einfluß der Kopplung. Tonwölfe . . . 232

B. Einzelne Saiteninstrumente.

§ 27. Einteilung in Gattungen und Familien 233
§ 28. Streichinstrumente 234
§ 29. Besondere Eigenschaften der vier Glieder der Geigenfamilie 235
§ 30. Streichinstrumente älterer und besonderer Form 236
§ 31. Harfen und harfenähnliche Instrumente 237
§ 32. Lauten und lautenähnliche Instrumente 239
§ 33. Hammerklavier und Flügel 240

II. Instrumente mit schwingenden Stäben (Zungen).

§ 34. Stab- oder Zungeninstrumente. Einteilung. Gruppe der Schlaginstrumente 242
§ 35. Stabinstrumente (Fortsetzung). Gruppe der Reiß- oder Zupf- und der Reibe- oder Streichinstrumente 244
§ 36. Stabinstrumente (Fortsetzung) 245

III. Instrumente mit Membranen (Fellinstrumente).

§ 37. Allgemeines. Schwingungsform 246
§ 38. Einzelne Fellinstrumente oder Schlagtrommeln 247

IV. Instrumente mit schwingenden Platten.

Seite
§ 39. Allgemeines 249
§ 40. Einzelne Schlagplatteninstrumente 249

V. Instrumente mit schwingenden Luftmassen (Blasinstrumente).

A. Allgemeine Eigenschaften.

§ 41. Einteilung der Blasinstrumente 251
§ 42. Die Blasinstrumente als gekoppelte Systeme 252
§ 43. Zylindrische und nichtzylindrische (konische, hyperbolische, kubische) Luftsäulen 253
§ 44. Die Wirkung von Seitenlöchern 254
§ 45. Die Tonerzeugung, Pfeifen 256
§ 46. Lippen- und Zungenpfeifen als gekoppelte Schwingungssysteme. Winddruck und Tonhöhe. Springen und Ziehen des Tones 258

B. Einzelne Blasinstrumente.

§ 47. Physikalische Einteilung 260

α) Orgelpfeifen.

§ 48. Orgel. Bau und Tonumfang. Register oder Stimmen 260
§ 49. Bau der Orgelpfeifen im besonderen 262

β) Luftblattinstrumente.

§ 50. Holzblasinstrumente mit Lippe und Luftblatt. Flöten 263

γ) Rohrblattinstrumente.

§ 51. Instrumente mit Doppelrohrblatt 265
§ 52. Instrumente mit einfachem Rohrblatt 266

δ) Blasinstrumente mit Polsterzunge (membranösen Zungen, Bläserlippen).

§ 53. Gemeinsame Eigenschaften. Einteilung in Posaunen, Trompeten, Hörner und Tuben 268
§ 54. Posaune und Trompete 269
§ 55. Horn und Tuba 270
§ 56. Kornett (Piston), Bügel- oder Flügelhorn, Lur 272

VI. Sireneninstrumente.

§ 57. Sirenen und verwandte Instrumente 274

E. Die menschliche Stimme.

§ 58. Das menschliche Stimmorgan 274
§ 59. Stimmorgane der Tiere 278
§ 60. Allgemeines über die Vokale 279
§ 61. Analyse und Synthese von Sprachlauten 281
§ 62. Sprachakzente; Stimmumfang; Deutlichkeit der Sprache; Energiebetrachtung 288

Fünftes Kapitel.

Schallempfänger und sekundäre Schallgeber.

A. Schallaufnahmen und Klanganalyse [1]).

§ 1. Einteilung 291
§ 2. Schalltrichter 292

[1]) Die Paragraphen 6, 7, 10 und 11 dieses Abschnitts sind von E. Meyer, Berlin, bearbeitet.

Seite
§ 3. Das Abhören von Flugzeugschall mit Trichtern 299
§ 4. Aufnahme von Körper- und Wasserschall 306
§ 5. Empfindliche Flammen; empfindliche Gas- und Flüssigkeitsstrahlen . . . 309
§ 6. Kohlemikrophone 311
§ 7. Hochwertige Mikrophone verschiedener Bauart 320
§ 8. Rußschreiber 324
§ 9. Der Phonograph 326
§ 10. Mechanisch-optische und elektrisch-optische Schallregistrierung 328
§ 11. Automatische Klanganalyse 332

B. Schallwiedergabe durch Lautsprecher.

§ 12. Einteilung 337
§ 13. Allgemeine Gesichtspunkte für den Bau und für die Prüfung von Lautsprechern 338
§ 14. Registrierung von Frequenzkurven 342
§ 15. Elektromagnetische Lautsprecher 344
§ 16. Elektrostatische Lautsprecher 346
§ 17. Elektrodynamische Lautsprecher 346

Sechstes Kapitel.

Messung der Intensität des Schalls.

Von E. Meyer in Berlin.

§ 1. Das Schallfeld 350
§ 2. Druck- und Bewegungsempfänger 357
§ 3. Messung der Geschwindigkeitsamplitude (Rayleighsches Scheibchen) . 359
§ 4. Messung der Druckamplitude 362
§ 5. Messung der Bewegungsamplitude 371
§ 6. Messung der Dichteamplitude 372
§ 7. Thermische Meßmethoden (Messung der Temperaturamplitude) 373
§ 8. Subjektive Schallmeßmethoden (Messung der Lautstärke) 376

Siebentes Kapitel.

Ausbreitung des Schalls.

A. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit.

Von E. Waetzmann und J. Friese in Breslau.

§ 1. Berechnung der Schallgeschwindigkeit 380
§ 2. Messung der Schallgeschwindigkeit durch Weg und Zeit 384
§ 3. Messung der Schallgeschwindigkeit aus Wellenlänge und Schwingungszahl 389
§ 4. Korrekturen 394
§ 5. Experimentelle Ergebnisse 398

B. Gestörte Schallausbreitung.

Von E. Waetzmann und K. Schuster in Breslau.

§ 6. Beugung 402
§ 7. Dispersion 406
§ 8. Reflexion 408
§ 9. Brechung 414
§ 10. Absorption 420

C. Interferenz und Siebketten.

Von E. Waetzmann und K. Schuster in Breslau.

Seite

§ 11. Interferenz 425
§ 12. Die elektrischen Filter 432
§ 13. Analogien zwischen elektrischen und akustischen Größen 436
§ 14. Die akustischen Filter 440

D. Raum- und Bauakustik.

Von E. Waetzmann und K. Schuster in Breslau.

§ 15. Die Aufgabe der Raum- und der Bauakustik 444
§ 16. Allgemeine Grundlagen der Raumakustik 446
§ 17. Raumakustik im Freien 447
§ 18. Raumakustische Untersuchungsmethoden 448
§ 19. Berechnung der Nachhalldauer 456
§ 20. Beobachtungs- und Rechnungsresultate 460
§ 21. Regeln zur Erzielung guter Hörsamkeit 463
§ 22. Allgemeine Grundlagen der Bauakustik 466
§ 23. Bauakustische Untersuchungsmethoden 469

Erstes Kapitel.

Allgemeine Wellenlehre[1]).

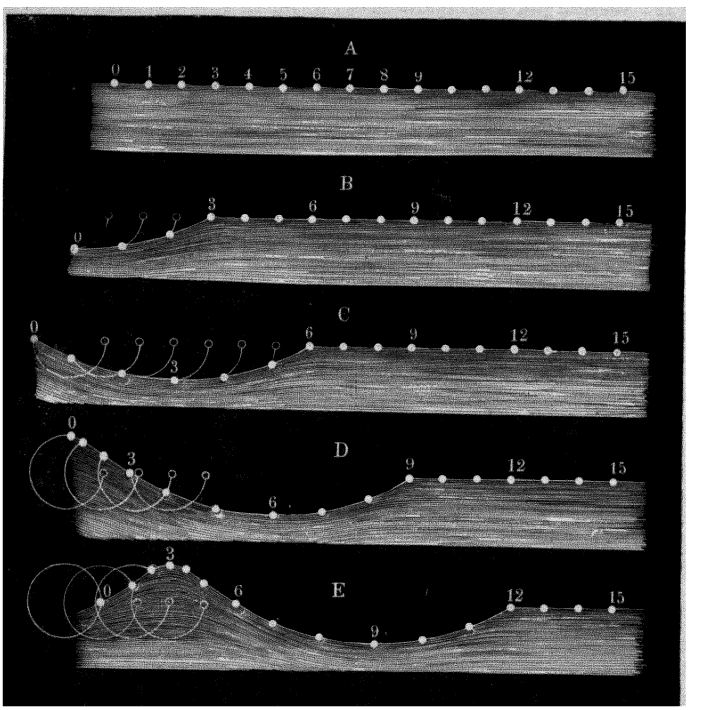
§ 1. Wellen im allgemeinen. Die Begriffe Welle, Wellenbewegung, Wellenausbreitung sind uns aus der Beobachtung der Natur geläufig; von der Bewegung großer Wasserflächen, von der Bewegung der Ähren eines Feldes her. Jede Ähre wird von der Kraft des über das Feld hinwehenden Windes zu einer Schwingung um ihre Ruhestellung angeregt. Für alle Ähren, die quer zur Windrichtung stehen, erfolgt dabei die Anregung gleichzeitig, aber in der Windrichtung selbst beginnt der Bewegungsantrieb für jede folgende Ähre etwas später. In dieser Richtung wechseln Stellen größter Neigung der Ähren mit solchen, wo die Ähren aufrecht stehen; wir sehen eine Reihe tieferzur Windrichtung senkrechter Furchen wie Berge und Täler über das Feld dahinziehen, wir erblicken das Bild einer ebenen Welle. Sie pflanzt sich mit der Geschwindigkeit des Windes fort, während jede einzelne Ähre an ihrem Standort festgewurzelt hin und her schwankt.

Ähnliche Erscheinungen nehmen wir wahr, wenn wir die Wasserfläche eines Teiches beobachten, deren Ruhe durch einen Steinwurf gestört wird. Hatten wir beim Ährenfelde eine einzige Richtung der Wellenausbreitung, und blieben dort in einer zum Winde senkrechten Richtung alle Ähren in gleichem Takte, so sehen wir um den ins Wasser geworfenen Stein die Wasserwellen kreisförmig nach allen Seiten weiterlaufen. Die immer größer werdenden Wellenkreise geben uns ein Bild der Ausbreitung von Kreis- bzw. Kugelwellen. Hier bestehen die Wellen aus einer Aufeinanderfolge von Bergen und Tälern, die rasch aufeinanderfolgend in den Richtungen der Radien vom Mittelpunkt nach außen fortschreiten. Auch hier nehmen die einzelnen Wasserteilchen nicht an der fortschreitenden Bewegung teil; wenn wir ein zufällig auf der Wasserfläche schwimmendes Aststückchen oder Blatt beobachten, so sehen wir, wie es gehoben und wieder gesenkt wird, wie die Berge und Täler unter ihm hinwegziehen, daß es aber selbst an den Ort seiner Ruhelage zurückkehrt. Der ins Wasser fallende Stein bewirkt eine Vertiefung und darauffolgende Wiedererhebung der Oberfläche, die Schwerkraft wirkt auf die einzelnen Wasserteilchen und sucht die gestörte Ruhelage der Oberfläche wieder herzustellen. Dadurch kommt eine Schwingungsbewegung zustande, die von einem zum anderen Wasserteilchen fortgepflanzt wird; so bilden sich die

[1]) Bearbeitet von Prof. P. Cermak in Gießen, unter Benutzung des Textes der 10. Auflage.

regelmäßigen Wellen. Dabei beschreibt jedes Wasserteilchen während des Fortschreitens der Welle in sich geschlossene Kurven, die im Falle größter Regelmäßigkeit Kreise sind. Fortschreitende Wellen finden wir überall da, wo unter dem Einfluß äußerer oder innerer Kräfte jeder Massenpunkt die gleichartigen Schwingungen ausführt wie der ihm benachbarte, nur mit dem Unterschied, daß dieser seine Bewegung um so später beginnt, je weiter er vom Quellpunkt, vom Erregungspunkt der Schwingung entfernt ist. Je nach der Art der Front, in der die Wellen sich ausbreiten, kann man sie unterteilen in lineare, ebene, Kreis-, Kugel-, Zylinderwellen und in noch kompliziertere Wellenarten.

Fig. 1.

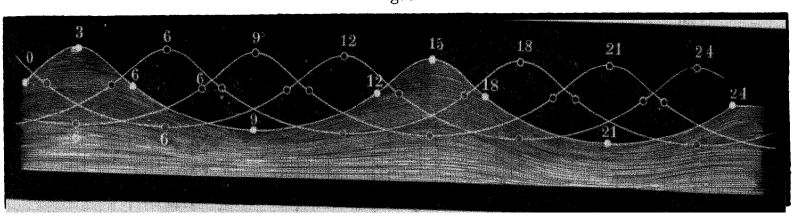


Fortschreitende Wasserwelle.

§ 2. Wasserwellen. Die Bewegung der einzelnen Wasserteilchen bei einer fortschreitenden Wasserwelle ist schon von den Gebr. Weber durch genaue Versuche ermittelt worden. Sie bedienten sich dazu der „Wellenrinnen", 1 bis 2 m langer, schmaler (etwa 3 cm) und 20 bis 80 cm tiefer Wannen mit Glaswänden. Die Fig. 1 stellt uns schematisch die Bewegung der Teilchen an der Wasseroberfläche bei aufeinanderfolgenden Zuständen der regelmäßig fortschreitenden Welle dar. Bei *A* hat die von links ankommende Welle die dargestellten Teilchen noch nicht erreicht, bei *B* ist sie zum Teilchen 3,

bei *C*, *D*, *E* an die Teilchen 6, 9, 12 herangekommen. Dabei haben die jeweilig von der Wellenbewegung bereits ergriffenen Teilchen die in der Figur eingezeichneten Teile von Kreisbahnen beschrieben. Die Darstellungsform ist so gewählt, daß in der Zeit, in der die Welle von einem zum nächsten Teilchen fortschreitet, jedes Teilchen ein Zwölftel seiner geschlossenen Kreisbahn zurücklegt. (Schwebende Körperchen unter dem Wasserspiegel bewegen sich in elliptischen Bahnen mit horizontaler Hauptachse, Teilchen, die noch näher dem Boden der Wellenrinnen sind, schwingen nur noch in horizontalen Strecken, deren Länge in bestimmter Tiefe gleich Null wird; genügend tief unter der Oberfläche liegende Teilchen nehmen also an der Bewegung gar nicht mehr teil.) Während der Zeit, in der das in der Figur mit *O* bezeichnete Teilchen zum ersten Male seine Kreisbahn vollendet, während der Schwingungsdauer *T*, hat sich die Wellenbewegung eine ganz bestimmte Strecke fortgepflanzt. Wenn Teilchen 1 zum zweitenmal seine Kreisbahn beginnt, fängt 12 seine Bewegung an, wenn 1 zweimal den Kreis vollendet hat, beginnt 24 an der Bewegung teilzunehmen. Dieser Zustand ist in dem schraffierten Teile der Fig. 2 dargestellt. Findet eine gleichmäßig andauernde Wellenbewegung

Fig. 2.



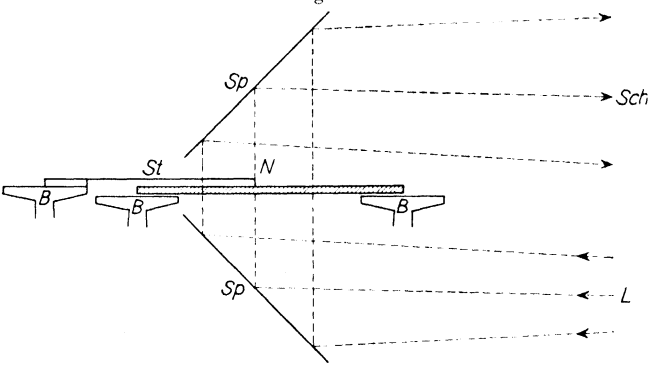
Berge und Täler einer Wasserwelle.

statt, so werden die einzelnen Teilchen fortfahren, ihre geschlossenen Bahnen zu beschreiben. Wellenberg und Wellental schreiten voran, indem jedes folgende Teilchen die Kreisbewegung später beginnt als das vorangehende. Teilchen, die gleiche Schwingungszustände haben (gleiche Phasen), sind um eine ganz bestimmte Strecke voneinander entfernt, die Wellenlänge genannt wird; es ist die Entfernung von einem Berg (oder Tal) zum nächsten Berg (oder Tal).

Teilchen, die nur um eine halbe Wellenlänge voneinander entfernt sind, haben entgegengesetzte Schwingungszustände, entgegengesetzte Phase. Während jedes Teilchen eine ganze Schwingungsbewegung vollendet, schreitet die Welle um eine ganze Wellenlänge voran. Die Fig. 2 deutet auch an, wie die Gipfel der Wellenberge sich nach je einer Viertelschwingungsdauer nach den Punkten 6, 9, 12 ... verschieben. Je schneller die Welle fortschreitet, um so größer ist die Wellenlänge, der während der Zeit einer Schwingung zurückgelegte Weg. Nennen wir die Ausbreitungsgeschwindigkeit *c*, so ist $\lambda = cT$ oder, da $1/T = n$ die Zahl der in der Zeiteinheit vollbrachten ganzen Schwingungen ist, die Schwingungszahl genannt wird, so ist auch $c = \lambda . n$.

Während die Wellenrinnen die Vorgänge der Wasserwellen nur in einem engen Querschnitt darstellen, nur eine Ausbreitungsrichtung zu überblicken gestatten, läßt sich eine gute Demonstration der flächenhaften Ausbreitung erzielen, wenn man durch Projektion die Oberflächenwellen direkt sichtbar macht. (Auch die nachher zu behandelnden Begriffe der Wellenüberlagerung, der stehenden Wellen und Interferenzerscheinungen lassen sich auf diese Weise gut verdeutlichen.) Viele derartige Anordnungen sind im Laufe der letzten Jahre beschrieben worden, wobei teils Wasserflächen diaskopisch durchleuchtet werden, teils Wasser- oder Quecksilberoberflächen episkopisch projiziert werden. Die Anregung der Wellen geschieht dabei entweder durch eintauchende Zinken einer Stimmgabel oder durch eintauchende Nadeln *N*, die an einem schwingenden Stabe *St* geeigneter Länge befestigt sind, etwa in einem dort angebrachten Korkstücke, oder man läßt einen Luftstrahl intermittierend gegen

Fig. 3.

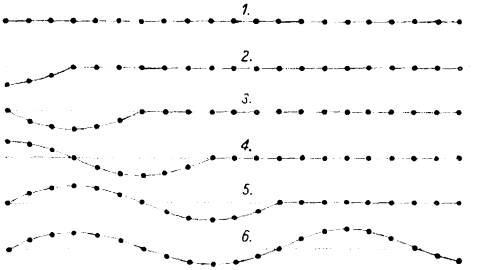


Projektionseinrichtung für Wasserwellen.

die Oberfläche blasen. Im einfachsten Falle, der in Fig. 3 skizziert ist, benutzt man einen flachen Wassertrog von etwa 80 bis 100 cm Seitenlänge, hergestellt aus einer Spiegelglasplatte, die in einem U-Eisenrechteck von etwa 3 bis 4 cm Höhe mit Glaskitt befestigt ist. Dieser Trog wird auf zwei Böcken *B* genau horizontal so gelagert, daß er von unten durchleuchtet werden kann. Über und unter der Glasplatte stehen auf geeigneten Holzgestellen zwei große Glasspiegel *Sp* unter 45 Grad geneigt, die das Licht einer auf dem Boden aufgestellten starken punktförmigen Lichtquelle *L* (Bogenlampe ohne Kondensor oder Projektionsglühlampe) auf den Projektionsschirm richten. Auf die horizontale Glasscheibe wird eine Wasserschicht von 7 bis 8 mm Höhe aufgebracht. Bei geringerer Wasserhöhe wird die Wellenbewegung gehemmt, bei größerer treten leicht Störungen durch in die Tiefe gehende Wirbel ein. Bei dieser einfachen Schattenprojektion wird jede Störung der Wasseroberfläche, also auch die durch die Tauchnadel erregte Wasserwelle, auf dem Projektionsschirm ausgezeichnet sichtbar. Wird statt der Tauchnadel am Stabe *St* ein rechtwinklig gekantetes Blechstück befestigt, so kann man auch ebene Wellen erzeugen und vorführen.

§ 3. Seilwellen. Transversal- und Longitudinalwellen. Die Erscheinungen der Wellenbewegung lassen sich auch mit Seilwellen gut verdeutlichen. Die einzelnen Seilteilchen können seitlich, senkrecht zur Seilrichtung hin und her schwingen. Ein Wäscheseil, ein langer Gummischlauch (eventuell mit feinem Sande gefüllt) sind zur Vorführung der Seilwellen verwendbar. Bewegt sich die Hand, die das eine Seilende hält, während das andere irgendwie befestigt ist, rasch hin und her oder wird mit der freien Hand auf das gespannte Seil ein kurzer Schlag ausgeführt, so sieht man im ersten Falle eine Welle, im letzten eine einzelne Ausbuchtung am Seile entlang laufen. Die Kurven 1 bis 6 der Fig. 4 sollen dazu dienen, die Fortpflanzung solcher Wellen anschaulich zu machen. Sie entsprechen ganz den Fig. 1 und 2 und lassen sich aus diesen ableiten, wenn man dort den horizontalen Teil der Teilchenbahnen gleich Null setzt. Die gleiche Erscheinung kann man an einer langen Spiralfeder, deren eines Ende befestigt ist, erläutern, wenn man am anderen Ende eine seitliche, zur Spiralenachse senkrechte Ausweichung zustande kommen läßt. Da die Bewegung der Teilchen normal, transversal zur Fortpflanzungsrichtung geschieht, nennt man solche Wellenbewegungen Transversalwellen. Die Spiralfeder läßt aber noch eine andere Art der Wellenbewegung deutlich werden, bei der die Einzelteilchen, hier die einzelnen Windungen der Spirale, in Richtung der Ausbreitung hin und her schwingen, die Longitudinalwellen; sie entstehen, wenn irgendwo eine Ausweichung parallel der Spiralachse hervorgerufen wird. Zur Verdeutlichung werden dann meist an einzelnen Windungen in gleichen Abständen weiße Papierstückchen angebracht, an denen der Beobachter die Einzelbewegungen deutlich erkennen kann. Wird so an einer Stelle der Feder durch ein Zusammen- bzw. Auseinanderschieben einiger Spiralwindungen das Gleichgewicht gestört, so schreitet eine Verdichtung oder Verdünnung längs der Feder fort. In solcher Weise müssen wir uns auch die Ausbreitung von Wellen in allen Medien vorstellen, in denen eine Transversalschwingung wegen der fehlenden Gestaltselastizität unmöglich ist, also auch die Ausbreitung der Schallschwingungen, vor allem in Flüssigkeiten und Gasen.

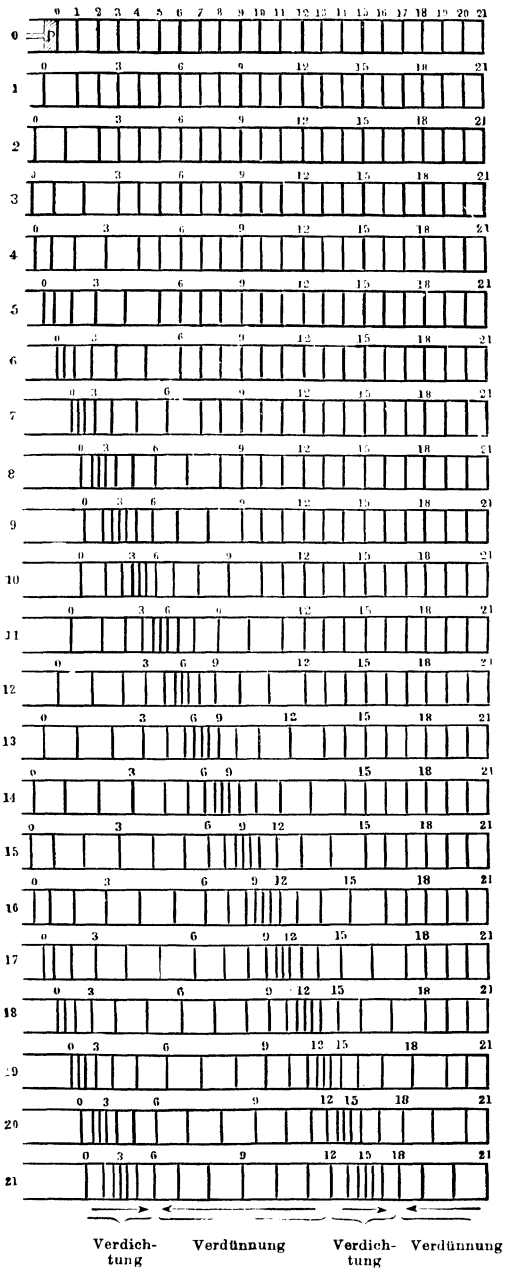
Fig. 4.



Das Entstehen einer Transversalwelle.

Folgen die erregenden Verdichtungen und Verdünnungen in gleichen Zeitabständen aufeinander, so kommt eine Longitudinalwelle in der Spiralfeder zustande. Die Entfernung von einer Stelle größter Verdichtung bis zur nächstfolgenden Verdichtung ist gleich dem Wege, um den sich die Welle während einer Vollschwingung ausbreitet, sie ist also gleich der Wellenlänge der erzeugten Welle. Entsprechend ist bei dem zu regelmäßigen Transversalschwingungen erregten Seile die Entfernung zweier hintereinander herlaufenden Berge oder zweier Täler gleich einer Wellenlänge.

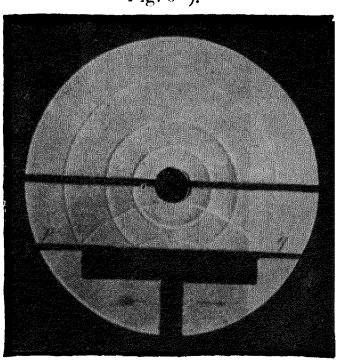
Fig. 5.



Fortschreitende Longitudinalwelle.

§ 4. Luftwellen. Eine Longitudinalwelle wird auch entstehen, wenn wir die in einer langen Röhre enthaltene Luft in Schwingung versetzen. Das kann etwa geschehen durch die hin und her gehende Bewegung eines Kolbens, der das eine Ende der Röhre abschließt, während das andere offen bleibt. Dann erfolgt im Rohre ein Fortschreiten von Verdichtungen und Verdünnungen, wie es die Teilbilder der Fig. 5 darstellen. Der im Teilbilde 0 angedeutete Kolben P sitze so auf einer rotierenden Scheibe, daß er harmonische Schwingungen nach den Gesetzen der Pendelbewegung ausführen muß (vgl. Bd. I, 1, Kap. IV, § 47). Die im Teilbilde 0 vor Beginn der Schwingung gleich weit voneinander abstehenden Vertikalstriche stellen die Grenzen gleich dicker Luftschichten dar. Ihr Abstand in den weiteren Teilbildern läßt die (übertrieben groß gezeichneten) Exkursionen der einzelnen Schichten nach gleichmäßigen Zeitintervallen erkennen; es ist dabei eine ganze Kolbenschwingung in 12 gleiche Zeitteile zerlegt. Der Vorgang ist ohne weitere Worte aus der Figur und den beigegebenen Erklärungen zu verstehen. Wie hier im seitlich abgeschlossenen Luftraum der Röhre nach einer Richtung, so pflanzen sich im freien Luftraum von den schwingungserregenden, den tönenden Körpern aus die Wellen nach allen Seiten hin fort; so wie sich um die Stelle der Wasserfläche, an der ein Stein einfällt, Kreiswellen nach allen Seiten ausbreiten, bilden sich um den schwingenden, tönenden Körper Kugelwellen aus. Sie sind der direkten Beobachtung schwer zugänglich. Doch ist auch hier eine Untersuchungsmethode ausgebildet worden, die die Wahrnehmung der Verdünnungen und Verdichtungen in Gasen auch bei den schnell sich ausbreitenden Schallwellen ermöglicht: die von Toepler eingeführte Schlierenmethode. Diese ursprünglich zur Untersuchung von Schlieren in den zum Objektivbau verwendeten Gläsern ersonnene Versuchsanordnung ist ausführlich in Bd. II, 1, S. 668 dieses Lehrbuches beschrieben. Sie ist aber zum Nachweis von Dichtigkeitsschwankungen und Inhomogenitäten aller durchsichtigen Medien verwendbar. Man bildet mit Hilfe eines guten Linsensystems irgend einen hell beleuchteten Ausschnitt, etwa eine Irisblende scharf ab, bringt dann an geeigneter, engster Stelle des Strahlenganges einen Blendenschirm so an, daß gerade der ganze direkte Lichtkegel abgeschnitten und das Bild völlig verdunkelt wird. Jede Dichteänderung der durchstrahlten Luft verursacht aber eine Ablenkung des Strahlenbüschels und bedingt eine entsprechende Aufhellung im Bildfelde. Für die photographische Aufnahme der schnellen Schallwellen hat schon Toepler die Momentanbeleuchtung des elektrischen Funkens verwendet. Die Methode ist später vielfach

Fig. 6 [1]).



Kugelwelle und ihre Reflexion (Schlierenbild).

[1]) Nach Winkelmann, Handbuch der Physik, Bd. II, 1909. Mit Erlaubnis des Verlages J. A. Barth, Leipzig.

verfeinert worden, insbesondere von Mach zur Beobachtung der Vorgänge in der Luft rings um ein fliegendes Geschoß (entsprechende Aufnahmen sind an der oben erwähnten Stelle dieses Lehrbuches und in Kap. II, § 12 dieses Bandes wiedergegeben) und in neuerer Zeit von Sabine für die Untersuchung der Hörsamkeit von Räumen. Die Fig. 6 zeigt eine Toeplersche Originalaufnahme einer Kugelwelle und ihre Reflexion an einer Spiegelglasplatte (p, q).

§ 5. Einteilung der fortschreitenden Wellen. Je nach der Art der Schwingungsrichtung der Einzelteilchen, die an der Wellenbewegung teilnehmen, unterscheidet man also Transversalwellen, bei denen die Schwingungsrichtung in einer zur Fortpflanzungsrichtung senkrechten Ebene liegt, und Longitudinalwellen, bei denen die Schwingungsrichtung der Einzelteilchen mit der Fortpflanzungsrichtung der Wellen zusammenfällt. Bei den Transversalwellen sind noch je nach der Form der Schwingungsbahn in der zur Fortpflanzungsrichtung senkrechten Ebene verschiedene Möglichkeiten denkbar. So kann man leicht Seilwellen erzeugen, bei denen die Seilpunkte sich in Kreisen bewegen, auch elliptische Bahnen der Einzelteilchen sind erreichbar. Der einfachste Fall ist der der linearen Transversalschwingung. Transversalwellen, deren Schwingungen in ausgezeichneten Bahnen verlaufen, nennen wir polarisierte Wellen und unterscheiden dann linear polarisierte, zirkular polarisierte und elliptisch polarisierte Wellen von unpolarisierten Transversalwellen, deren Schwingungsbahnen nicht bestimmt sind.

Transversalwellen kommen aber nur in Medien zur Ausbildung, in denen die einzelnen Massenpunkte eine bestimmte, bei kleinen Ablenkungen sich stets wiederherstellende gegenseitige Lagerung besitzen, also im wesentlichen nur in festen Körpern. Die Ausbreitung longitudinaler Wellen ist dagegen in Körpern aller Aggregatzustände möglich.

Ganz allgemein findet eine Wellenbewegung immer dann statt, wenn die einzelnen Punkte eines Mediums in zeitlich gegebener Aufeinanderfolge eine ähnliche Schwingungsbewegung ausführen. Dabei braucht weder die Bewegung der Teilchen noch die der Wellen immer für unsere Sinne direkt wahrnehmbar zu sein; das kann geschehen entweder dadurch, daß die Ausbreitungsgeschwindigkeit eine zu große ist, oder wenn die Einzelausweichung der Teilchen viel zu klein ist, als daß sie direkter Beobachtung zugänglich wäre. Wir finden die Eigenschaften der Wellenausbreitung und ihre Gesetzmäßigkeiten aber auch da, wo nicht Schwingungen materieller Körperpunkte stattfinden, sondern wo physikalische Zustände wie Temperatur, elektrische oder magnetische Feldstärken an verschiedenen Raumstellen schwingungsartige Änderungen erleiden, die sich benachbarten Raumstellen mitteilen. Daher spricht man nicht nur von mechanischen Wellen und Schallwellen und Erdbebenwellen, sondern auch von elektrischen, magnetischen, von Licht-, von Röntgen-, von Wärmewellen.

§ 6. Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen. Zur vollständigen Beschreibung einer Wellenbewegung gehört die Darstellung der Bewegung jedes einzelnen Punktes und die Beziehung der Bewegung jedes einzelnen

Punktes zu den Bewegungen der benachbarten Punkte, vor allem also die Kenntnis der Ausbreitungsgeschwindigkeit, mit der sich die gleichen oder mindestens ähnliche Bewegungen von Ort zu Ort wiederholen. Soll noch Entstehung und Ausbreitung der Wellen nicht nur beschrieben, sondern auch erklärt worden, so ist festzustellen, infolge welcher Kräfte die Wellenbewegung zustande kommt. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen ist bedingt durch das Medium, in dem die Ausbreitung erfolgt, sie ist daher von Substanz zu Substanz verschieden; denn verschieden sind sowohl die die Substanzart charakterisierenden Materialkonstanten, wie die Kräfte, die bei der Schwingungsbewegung der einzelnen Teilchen überwunden werden müssen. Bei mechanischen Wellen sind die Substanzen durch ihre Dichten charakterisiert, und den Massenverschiebungen wirken die äußeren und inneren Zwangskräfte entgegen, wenn äußere Zwangskräfte fehlen, vor allem die elastischen Kräfte. Die Schwingungsdauer ist (vgl. Bd. I, 1, Kap. IV, § 51) stets durch die Formel $T = 2\pi . \sqrt{\frac{m}{a^2}}$ darstellbar, wobei m die schwingende Masse bedeutet und a^2 die in der Entfernungseinheit wirkende Kraft. Die Masse ist der Dichte d proportional, die Kraft in dem hier vorliegenden Falle der Elastizität E der Substanz. Da wir die Ausbreitungsgeschwindigkeit $c = (1\ T) . \lambda$ fanden, ist also $c \sim \sqrt{\frac{E}{d}}$, und wenn wir durch geeignete Wahl der Einheiten die Proportionalitätskonstante gleich der Eins machen, erhalten wir die (zuerst von Newton aufgestellte) Formel $c = \sqrt{\frac{E}{d}}$. Bei Longitudinalwellen ist für E der reziproke Wert der Kompressibilitätskonstanten einzuführen, bei den nur in festen Körpern vorkommenden Transversalwellen, bei denen scherende Kräfte auftreten, muß beim Fehlen äußerer Zwangskräfte der Torsionsmodul eingesetzt werden (Näheres s. Kap. VII, § 1). (Beim Fortschreiten einer Transversalwelle — etwa am gespannten Seile — wirkt die ablenkende Kraft an jedem Volumenelemente tangentiell, scherend und sucht das Element aus seiner Ruhelage um einen kleinen Winkel herauszudrehen; es treten im wesentlichen nur Gestalts-, keine Volumänderungen auf.) Man könnte danach die beiden behandelten Wellenarten auch als Dehnungs- (longitudinal) und Biegungswellen (transversal) bezeichnen, wenn man die Art der auftreffenden Deformationen charakterisieren will. Damit wäre freilich die Art der Transversalwellen nicht erschöpfend charakterisiert, da in festen Körpern transversal zur Fortpflanzungsrichtung auch Drillungen, Torsionen zu Schwingungen Anlaß geben können, die sich als Torsionswellen im Medium fortpflanzen. Ein Seil, eine Saite, ein Stab kann an irgend einer Stelle zu Torsionsschwingungen angeregt werden, wenn eines seiner Raumelemente (ein Querschnitt) um die Mittelachse gedrillt und entdrillt wird. Elongation und Amplitude dieser Schwingung werden durch den momentanen und den maximalen Torsionswinkel charakterisiert, und diese Torsionsschwingungen pflanzen sich längs der Mittelachse auf benachbarte Querschnitte fort mit einer Geschwindigkeit, die durch die elastischen Kräfte, hier durch den Torsionsmodul, bestimmt wird. Praktische

Bedeutung gewinnen die Torsionswellen vor allem bei Saiten und Stäben, sie werden daher in jenen Teilen der Akustik ausführlicher behandelt. (Über Vorführung von Torsionswellen vgl. S. 24.) — Bei den oben als bewährtes Demonstrationsmittel herbeigezogenen Wasserwellen wirken Schwerkraft und Kapillaritätskräfte an der Wellengestaltung mit, und ihre Fortpflanzungsgeschwindigkeit hängt in komplizierter Weise von den Dimensionen der Flüssigkeit ab.

Die Bestimmung der Schallgeschwindigkeit und ihre Methoden werden in Kap. VII dieses Bandes behandelt. Hier sei nur auf einige für die mechanische Wellenlehre wichtigen Grundversuche der Schallausbreitung hingewiesen. Eine Glocke hört zu tönen auf, wenn sie unter dem Rezipienten der Luftpumpe an schlecht schalleitendem Material aufgehängt ist, und wenn die Pumpe genügend lange gewirkt hat. Zur Fortpflanzung des Schalles, mechanischer Wellen, sind materielle Medien unbedingt erforderlich; die Wellen können sich nicht durch den leeren Raum fortpflanzen. Der objektive Nachweis, daß die schnellen Schallwellen sich auch durch nicht gasförmige Körper fortpflanzen, wird in einfacher Weise erbracht, wenn z. B. eine Stimmgabel, deren Stiel in einem Holzstücke eingefügt ist, und deren Schwingungen fast verklungen sind, in ein mit Wasser gefülltes Becherglas getaucht wird, das auf einem großen Resonanzkasten steht. Der Gabelton wird dann sofort wieder hörbar; die Schwingungen sind vom Gabelstiel durch das Wasser zum Resonanzkasten geleitet worden. Ebenso pflegt man durch eine viele Meter lange, an Schnüren aufgehängte Eisenrohrleitung die Wellenfortpflanzung durch feste Körper zu zeigen. Alle diese Versuche lassen sich heutzutage durch Verwendung verstärkender Glühelektronenröhren und Lautsprecher noch eindrucksvoller gestalten.

§ 7. Zustandekommen der Wellenreflexion. Die fortschreitende Welle behält ihre Eigenschaften ungeändert nur beim Durchschreiten eines homogenen Mediums bei; sowie die Welle an die Grenze des Mediums kommt, treten neue, andere Verhältnisse ein, die jedem aus der Naturbeobachtung bekannt sind und die sich mit der in Fig. 3 skizzierten Anordnung zur Projektion von Wasserwellen leicht vorführen lassen. Ein von der Tauchnadel erregter Wellenzug verschwindet, wenn er den Trogrand erreicht hat, nicht plötzlich, sondern wir sehen einen von ihm veranlaßten „reflektierten" Wellenzug über die Wasserfläche dahinziehen, der von einem imaginären Quellpunkt jenseits des Trograndes herzukommen scheint. Dieser neue Quellpunkt liegt ebensoweit hinter dem Trogrande wie der ursprüngliche vor ihm gelegen ist.

Das Zustandekommen dieser Wellenreflexion pflegt man mit dem Mariotteschen Stoßapparat (Fig. 7 u. 8) oder mit einer Reihe in glatter horizontaler Rinne liegender Stahlkugeln zu verdeutlichen. Hängt man je zwei Elfenbeinkugeln einmal von gleicher, einmal von ungleicher Größe an Schnüren auf, und läßt man die eine der Kugeln aus geeigneter Höhe auf die andere niederfallen, so bleibt die fallende Kugel nach dem Stoße entweder stehen oder geht weiter oder wird

zurückgeworfen, je nachdem ob sie die gleiche, größere oder kleinere Masse hat als die angestoßene (vgl. Bd. I, 1, Kap. IV, § 44). Sind eine größere Reihe von gleich großen Kugeln an Fäden aufgehängt (Fig. 7) und läßt man die erste von ihnen aus geringer Höhe auf die nächste auffallen, so kommt sie beim Aufstoßen zur Ruhe, gibt ihre ganze Bewegungsgröße an die zweite Kugel ab, diese gibt sie der dritten usw., so daß ihre Bewegungsgröße durch die ganze Kugelreihe bis zur letzten weitergeführt wird, die dann mit der Anfangsgeschwindigkeit fortfliegt, mit der die erste Kugel auftraf. Anders verläuft aber der Vorgang, wenn, wie in Fig. 8 angedeutet ist, auf eine Reihe gleichgroßer Kugeln kleiner Masse eine Reihe untereinander wiederum gleichgroßer Kugeln größerer Masse folgt. Der Anstoß der ersten niederfallenden Kugel pflanzt sich dann unverändert bis zur letzten der kleinen Kugeln fort, wiederum ohne daß die einzelnen kleinen Kugeln Geschwindigkeiten behalten.

Fig. 7.

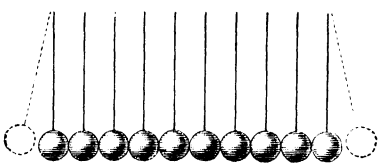
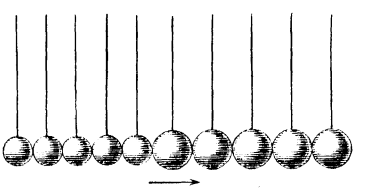


Fig. 8.



Beim Übergang des Stoßes auf die erste große Kugel aber wird die letzte kleine nach rückwärts reflektiert, sie gibt die dabei erhaltene Bewegungsgröße nach rückwärts weiter und bewirkt, daß die erste der kleinen Kugeln mit einem Bruchteil der Anfangsgeschwindigkeit zurückfliegt. Nach der anderen Seite, der der großen Kugeln, pflanzt sich die Stoßwirkung auch fort und bewirkt dort ein Wegfliegen der letzten großen Kugel. Wird nun der Apparat (Fig. 8) umgekehrt benutzt, fällt also eine der großen Kugeln auf die nächstbenachbarte und pflanzt sich der Stoß durch die Reihe der großen Kugeln fort, so bleibt die letzte von ihnen nach dem Stoße auf die nächste kleine nicht in Ruhe, sondern behält eine Teilgeschwindigkeit in der Stoßrichtung bei. Wären nun die Kugeln in einer elastischen Verbindung der Art, daß sie nicht bloß aufeinander drücken, sondern auch einander ziehen könnten, so würde in diesem Falle die letzte der großen Kugeln einen Zug auf ihre Vorgängerin in Richtung der bisherigen Stoßbewegung ausüben und dieser Zug würde sich dann ebenfalls nach rückwärts bis zur ersten der großen Kugeln fortpflanzen. Das könnte dadurch verwirklicht werden, daß man die Kugeln durch kleine elastische Federn miteinander verbindet. Auch in diesem zweiten Falle geht natürlich ein Teil der Bewegungsgröße auf die Reihe der kleinen Kugeln über und bewirkt dort ein Wegfliegen der letzten kleinen Kugel. Man kann zusammenfassend sagen, daß von der Übergangsstelle der kleinen zu den großen Kugeln zwei Impulse ausgehen, von denen sich der eine vorwärts, der andere rückwärts fortpflanzt. Die Art und Größe der Impulse hängt vom Verhältnis der Massen der beiden Kugelreihen ab.

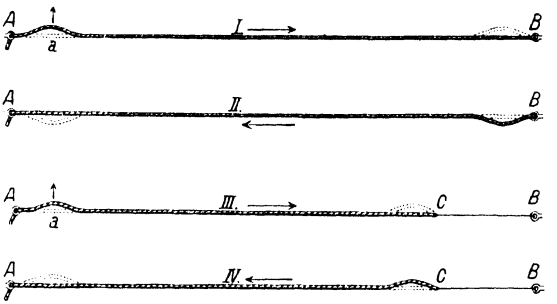
Denkt man sich die größeren Kugeln beim ersten der beiden eben beschriebenen Versuche unendlich groß, so hat man dieselben Verhältnisse wie beim Stoße auf eine feste elastische Wand oder den Fall, daß die zweite Kugelreihe an ihrem Orte festgehalten wird. Die ganze Bewegungsgröße wird dann an dieser festen Wand, diesem festen Ende der Kugelreihe, durch Reflexion nach rückwärts gerichtet. Denkt man sich dagegen die zweite Kugelreihe von unendlich kleiner Masse, also überhaupt fehlend, so hat man eine Reihe mit freiem Ende und der in diesem Falle nach rückwärts gehende Impuls wird negativ sein, d. h. er wird zu einem Zug in der ursprünglichen Stoßrichtung.

Da wir Stoß und Zug als Ursache der bei longitudinaler Wellenausbreitung entstehenden Verdichtungen und Verdünnungen auffassen können, so dürfen wir die an den Kugelreihen beobachteten Reflexionserscheinungen auf die Vorgänge beim Übergang der Wellen von einem zum anderen Medium übertragen. Beim Auftreffen der Longitudinalwelle auf ein festes Ende wird also die Verdichtung einer Welle als Verdichtung (als Stoß nach rückwärts) reflektiert, während am freien Ende die Verdichtung als Verdünnung (als Zug) reflektiert wird. Faßt man die Schwingungsphase, die Elongationsrichtung ins Auge, so ergibt sich, daß bei der Reflexion am festen Ende die Phase in die entgegengesetzte verwandelt wird, bei der Reflexion am freien Ende unverändert bleibt. Und da entgegengesetzte Phasen des Schwingungszustandes einer fortschreitenden Welle um eine halbe Wellenlänge voneinander abstehen, kann man sagen, daß bei der Reflexion am festen Ende eine halbe Wellenlänge verloren geht. Die experimentelle Bestätigung dieses Vorgänge bei der Ausbreitung longitudinaler Wellen läßt sich leicht mit der Weinholdschen Wellenmaschine (S. 17, Fig. 13) zeigen und an den aufeinanderfolgenden Zuckungen der Einzelwindungen der Spirale in der Nähe des Endes der Feder beobachten.

Die entsprechenden Reflexionsvorgänge bei transversalen Wellen zeigt man am besten mit dem gespannten Seil. Das eine Ende des Seiles (Fig. 9) sei an einem Haken B befestigt, das andere bei A durch einen Ring gezogen und mit der Hand in geeigneter Spannung gehalten. Dann führt man mit der anderen Hand einen kurzen Schlag in Richtung des Pfeiles a (I) aus. Die entstehende Ausbuchtung pflanzt sich nach B fort (und zwar um so schneller, mit je größerer Spannung das Seil gehalten wird). Dort, am festen Ende wird der Wellenberg als Wellental reflektiert und läuft nun als Tal am Seile nach A zurück (II). Bei A findet nun wieder die Umwandlung in einen Wellenberg statt und der (nicht mehr gezeichnete) Vorgang wiederholt sich wie vorher, bis die Bewegungen infolge der dämpfenden Wirkung der Reibung unmerklich werden. Um die Reflexion am freien Ende zu zeigen, wird das Seilende bei B entfernt und bei C (III) an einem dünnen Faden befestigt. Verfahren wir wie vorher, so schreitet der Wellenberg bis C fort und wird nun hier, am freien Ende, als Wellenberg reflektiert (IV) und nach A zurücklaufen. Dort wird er als Tal reflektiert und läuft nun als Tal nach C und zurück. Der kurze Schlag auf das Seil erzeugt

uns je nach der Richtung, in der wir ihn führen, nur einen Wellenberg oder ein Wellental. Es ist aber leicht einzusehen, daß für eine vollständige Welle die gleichen Reflexionserscheinungen gelten, da einfach das dem Berge folgende Wellental alle Bewegungen mit entgegengesetzter Schwingungsrichtung wiederholt.

Fig. 9.



Reflexion der Seilwellen an festem oder freiem Ende.

Fassen wir zusammen, so können wir bezüglich der Reflexion der Longitudinal- wie der Transversalwellen folgende Sätze aussprechen:

So oft die Wellenbewegung an die Grenze zweier Medien ungleicher Dichte gelangt, wird sie zum Teil reflektiert; eine vollständige Reflexion tritt an der ganz festen oder ganz freien Grenze des Mediums ein.

Bei der Reflexion an einem dünneren Medium — am freien Ende — behalten die Elongationen der reflektierten Welle ohne Vorzeichenwechsel ihre Schwingungsrichtung bei; bei der Reflexion am dichteren Medium — am festen Ende — beginnen die Elongationen der reflektierten Welle mit entgegengesetzter Schwingungsrichtung, mit entgegengesetztem Vorzeichen.

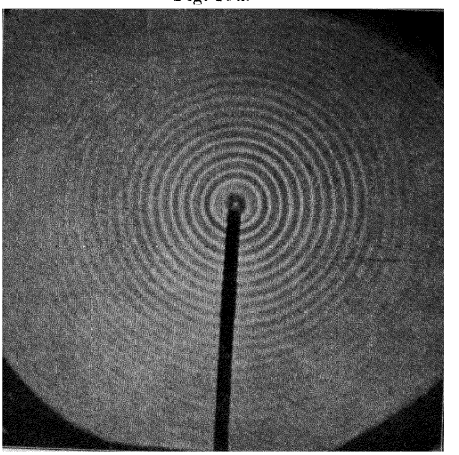
Im ersten Falle haben wir also Wellenumkehr ohne Phasenverschiebung, ohne scheinbare Verzögerung; im zweiten Falle wandelt sich die Phase der reflektierten Welle im Moment der Reflexion in die entgegengesetzte oder die Wellenbewegung erleidet scheinbar eine Verschiebung um eine halbe Wellenlänge. Diese Betrachtungen lassen sich auf Ausbreitung von ebenen und Kugelwellen leicht übertragen. Die geometrischen Gesetze, nach denen dann die Reflexion und die Wellenbrechung beim Übergang von einem Medium zum anderen erfolgt, können hier außerhalb der Betrachtung bleiben, da sie in der geometrischen Optik ausführlicher behandelt werden.

§ 8. Interferenz der Wellen; Koexistenz der kleinen Bewegungen.

Wenn wir bei unserem S. 4 beschriebenen Apparat zur Projektion der Wasserwellen in die Korkfläche des schwingungserregenden Stabes nicht eine (Fig. 10a), sondern in zunächst größtmöglichster Entfernung zwei Eintauchnadeln einstecken und mit beiden gleichzeitig Wasserwellen erregen, so sehen wir auf dem Projektionsschirm von beiden Quellpunkten ein Wasserwellensystem ausgehen und die entsprechenden Schattenkreise durcheinanderziehen. An der Lichtintensitätsverteilung auf diesen Kreisen können wir aber erkennen, daß

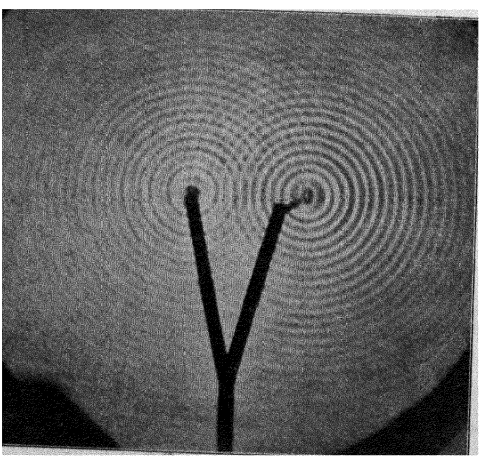
jeder Punkt der Wasserfläche die resultierende Bewegung beider Wellensysteme ausführt. Wir sehen auf Fig. 10b, einer (wie 10a) nach dem Waetzmannschen Verfahren (vgl. S. 36) gewonnenen Aufnahme, Stellen, wo die von beiden Quellen ausgehenden Anregungen sich verstärken, abwechseln mit solchen, wo sich ihre

Fig. 10a.



Wasserwellen bei einem Quellpunkt.

Fig. 10b.



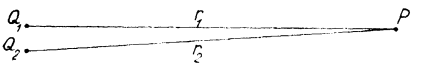
Interferenz der Wasserwellen bei zwei Quellpunkten.

Wirkung mehr oder weniger aufhebt. Die so vorgeführte Übereinanderlagerung von Wellenzügen nennen wir ganz allgemein Interferenz der Wellen.

Die beiden am schwingenden Stabe befestigten Nadeln tauchen im Gleichtakt ein und ergeben Wellen gleicher Länge. An einem von den Eintauch-

stellen Q_1, Q_2 (Fig. 11) weit entfernten Punkte P der Wasserfläche werden die von den einzelnen Nadeln erregten Amplituden gleich groß sein, aber die momentanen Phasen der erregten Schwingungen werden verschieden sein. Den Betrag $r_1 - r_2 = D$ nennen wir den Gangunterschied der zusammenwirkenden Wellen. Es ist nun leicht einzusehen, daß die Wellen im Punkte P sich verstärken, wenn $D = 2k \cdot \frac{\lambda}{2}$ ist (k eine ganze Zahl) — ihre Amplituden haben dann gleiches Vorzeichen —, und ebenso, daß sie sich bei gleicher Amplitude in ihrer Wirkung aufheben, bei verschieden großer Amplitude schwächen, wenn $D = (2k + 1) \cdot \frac{\lambda}{2}$ ist — ihre Amplituden haben dann entgegengesetzte Vorzeichen. Die Orte gleichen Gangunterschiedes liegen auf der Wasserfläche auf Hyperbeln angeordnet, die die Quellpunkte Q_1, Q_2 zu Brennpunkten haben. Bei räumlicher Wellenausbreitung liegen die Orte gleichen Gangunterschiedes auf den entsprechenden Rotationshyperboloiden um die Achse Q_1, Q_2.

Fig. 11.



Die Querschnitte dieser Hyperboloide auf einer entfernten, zu Q_1, Q_2 parallelen Fläche sind (auf kurze Strecken) annähernd parallele Gerade, die uns als Interferenzstreifen in der Optik entgegentreten.

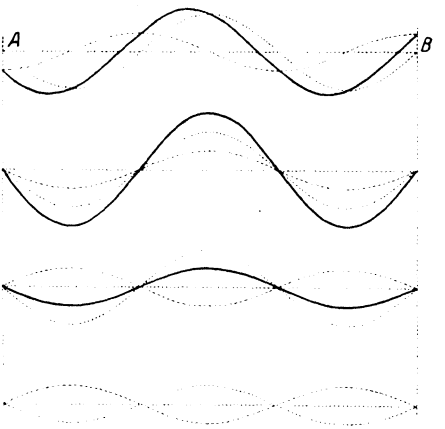
Durch das Übereinandergreifen der Einzelwellen und ihr Zusammenwirken auf die Bewegung des Einzelteilchens sehen wir aber weder die Ausbreitungsgeschwindigkeit noch die Ausbreitungsrichtung geändert oder gestört; nach der Durchkreuzung setzen die Wellen einzeln ihre Wege fort, als ob nichts geschehen wäre. Dieses Gesetz von der Zusammensetzung und Koexistenz der kleinen Bewegungen finden wir bei allen Wellenerscheinungen wieder. Stets sind die durch das Zusammenwirken verschiedener Wellen erzeugten Gesamtelongationen gleich der algebraischen Summe der Einzelelongationen. Ausnahmen treten nur auf, wenn aus irgend einem Grunde abnorm große Elongationen bei einem physikalischen Vorgang ausgelöst werden (z. B. bei den Explosionswellen, Kap. II, § 12 und § 19).

Daß für die Erzeugung von Interferenzbildern nicht unbedingt zwei (oder mehrere) Erregungsquellen nötig sind, sehen wir mittels der projizierten Wasserwellen, wenn wir wie in § 7 zur Erregung der Wellen nur eine Tauchnadel verwenden und die von ihr ausgehenden Wellen an einem Stabe mit scharfer Kante reflektieren lassen. Dann laufen bei dauernder Erregung die reflektierten Wellen, die vom Bildpunkt herzukommen scheinen, mit den direkten durcheinander und ergeben das Schattenbild der entsprechenden Interferenzerscheinung, das besondere Regelmäßigkeit aufweist, weil Quellpunkt und Spiegelpunkt immer in gleicher Phase schwingen. Solche Wellenzüge, deren Ausgangspunkte stets in Phase sind, nennen wir kohärente Wellen. Außerdem sind diese Wellen stets von gleicher Wellenlänge.

Das Interferenzbild zweier einander entgegenlaufenden Wellenzüge können wir uns auch leicht bei den Transversalwellen des Seiles verdeutlichen

(Fig. 12). Wenn im Falle 1 das dargestellte Seilstück von jeder der beiden einander entgegenlaufenden Wellen zu den beiden punktiert gezeichneten Sinuslinien von gleicher Wellenlänge aber verschiedener Amplitude angeregt wird, so erhalten wir durch algebraische Addition der Einzelordinaten die ausgezogene resultierende Wellenform als Ergebnis des Zusammenwirkens. Der Gangunterschied der beiden Einzelwellen beträgt in diesem Falle eine Viertelwellenlänge, weil Verschiebung um eine Viertelwellenlänge gleichgerichtete Maxima der Einzelwellen zur Deckung bringt. Der zweite Fall der Fig. 12 zeigt das Zusammenwirken der Einzelschwingungen beim Gangunterschiede Null; im dritten und vierten Falle beträgt der Gangunterschied eine halbe Wellenlänge, einmal bei verschieden großer Amplitude das andere Mal bei gleicher Amplitude der Teilwellen, wobei sie gegeneinander wirkend als resultierenden Schwingungszustand die Ruhelage des Seiles ergeben.

Fig. 12.



Interferenz entgegenlaufender Wellen.

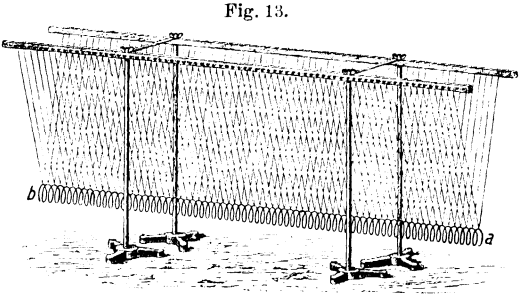
Die Gesetzmäßigkeiten der Interferenz einander entgegenlaufender Wellen und die Ausbildung stehender Wellen werden in § 12 behandelt. Zunächst soll eine Reihe für die Wellenlehre wichtiger experimenteller Hilfsmittel besprochen werden.

§ 9. Wellenmaschinen. Um die manchmal verwickelt erscheinenden Vorgänge der fortschreitenden, der in den folgenden Paragraphen behandelten stehenden Wellen und komplizierterer Interferenzfälle im Unterricht zu verdeutlichen, sind eine Reihe von Wellenmaschinen konstruiert worden, bei denen die in der Natur meist schnell verlaufenden Änderungen in Modellen langsam vorgeführt werden können, oder bei denen die momentanen Bilder der interferierenden Wellen und der daraus resultierende Wellenzug sichtbar dargestellt und willkürlich herausgegriffen werden können. Dazu gehören also sowohl solche Apparate, bei denen wie beim Seil oder bei der aufgehängten Drahtspirale wirkliche Wellenbewegungen erzeugt und vorgeführt werden, als auch solche, bei denen die Vorgänge der Wellenbewegung auf mechanischem oder optischem Wege nur nachgeahmt werden, im einfachsten Falle eine Reihe meist bifilar aufgehängter Pendelkugeln aus gut elastischem Material (Elfenbein oder Stahl). Sehr bekannt ist die einfache Wellenmaschine von Weinhold (Fig. 13). Eine Spirale von 72 ungefähr 7 cm weiten Windungen eines 2 mm starken Kupferdrahtes ist mit Hilfe von an jeder Windung fest-

geknüpften Doppelfäden von etwa 60 cm Länge an einem Gestell aufgehängt. Die Fadenenden sind durch Löcher gezogen und an Wirbeln befestigt, so daß man sie bequem auf gleiche Länge bringen kann.

Um in der Spirale eine Longitudinalwelle hervorzubringen, faßt man die äußersten Windungen und bewegt sie in Richtung der Spiralenachse etwa 2 cm hin und her. Dann sieht man die Verdichtung oder Verdünnung die ganze Spirale entlang laufen. Sobald die Welle der Spirale am Ende angelangt ist, wird sie reflektiert und zwar, wenn wie in der Figur das Ende frei beweglich ist, in der Weise, daß die Verdichtung als Verdünnung zurück-

Fig. 13.



Weinholds Wellenmaschine.

kehrt und umgekehrt. Um die Reflexion am festen Ende vorzuführen, klemmt man das eine Spiralende fest. Die Verdichtung wird dann als Verdichtung reflektiert, die Verdünnung als Verdünnung. Man beobachtet das am besten, indem man die Bewegung der äußersten Windungen, von wo die Welle ursprünglich ausgegangen ist, in dem Moment ins Auge faßt, wo die Welle dahin zurückkehrt. War das reflektierte Ende frei, so erfolgt die Bewegung dieser Windungen in der mit dem ursprünglichen Anstoß gleichen Richtung; war das reflektierende Ende dagegen fest, so erfolgt die Bewegung in der entgegengesetzten Richtung.

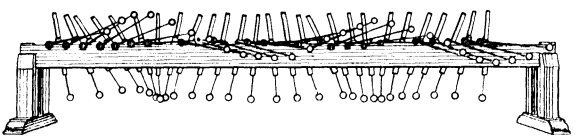
Um stehende Wellen hervorzurufen, hat man verschieden vorzugehen, je nachdem die Enden der Spirale beide frei oder beide fest sind oder nur eines der Enden fest ist. Sind beide Enden frei, so faßt man mit den beiden flachen Händen um etwa drei Windungen von der Mitte nach rechts und links zwischen die Windungen und bringt durch rhythmische Annäherung und Entfernung der Hände Schwingungen hervor, worauf man die Hände wegzieht. Die Spirale macht dann stehende Schwingungen von einer halben Wellenlänge, wobei in der Mitte ein Knoten mit Verdünnung und Verdichtung, an den Enden größte Elongationen ohne Dichteänderung eintreten. Durch doppelt so rasche Handbewegungen, die rechts und links vom ersten oder dritten Viertelpunkt der Spirale eingreifen, kann man sie in zwei halben Wellenlängen schwingen lassen. Sie hat dann an diesen beiden Stellen je einen Knoten und an den Enden und in der Mitte die größten Elongationen.

Sind beide Enden der Spirale in feste Halter gespannt, so kann man Schwingungen von einer halben Wellenlänge erzeugen, deren Knoten an den

Enden liegen, wenn man wie vorher in der Mitte anregt, oder stehende Schwingungen mit zwei halben Wellenlängen bei Erregung im ersten oder dritten Viertelpunkt.

Ist nur ein Ende festgehalten, so kann man die Spirale am anderen Ende um 1 bis 2 cm dehnen und loslassen; dann erhält man stehende Schwingungen von einer Viertelwellenlänge mit einem Knoten am festen, einem Bauch am offenen Ende. Regt man an einem Punkte an, der um ein Drittel der Länge vom freien Ende entfernt ist, so erhält man eine Schwingung von $^3/_4$ Wellenlänge. Zur besseren Sichtbarkeit — besonders in großen Sälen — empfiehlt es sich, an der dem Hörerkreis zugewendeten Seite der Spirale an jeder fünften bis sechsten Windung Kartonscheibchen mit Kork oder Wachs zu befestigen, an deren raschen Zuckungen die Wellenvorgänge besonders ihre Richtung vor und nach der Reflexion weithin sichtbar werden. Bei Platzmangel kann man nach Richarz eine Drahtspirale vertikal an der Decke des Hörsales aufhängen, hat dann freilich immer mindestens ein festes Ende.

Fig. 14[1]).



van Schaiks Wellenmaschine.

Eine Wellenmaschine, mit der gleichzeitig longitudinale und transversale Wellen vorgeführt werden können (konstruiert von van Schaik, beschrieben von Vaes), besteht aus pendelnden Stäben, die durch Spiralfedern so verbunden sind, daß die Schwingungen des äußersten Stabes sich allen folgenden mitteilen. Die unteren Stabenden markieren die Longitudinalwelle, die an den Drehpunkten angesetzten Seitenarme die Transversalwellen[2]).

Auch die Machsche Wellenmaschine ist ein Apparat, den man wohl in fast jeder physikalischen Sammlung findet, und der hier durch die Fig. 15a und 15b wiedergegeben ist. Ein eisernes Gestell ab trägt eine horizontale Leiste cd, an deren Unterseite eine Anzahl um die vertikalen Achsen x drehbarer Brettchen B angeschraubt sind, die an Doppelfäden aufgehängte Bleikugeln tragen (Fig. 15b). Alle Brettchen sind durch eine der Leiste cd parallele Eisenschiene mn bei y zusammengekoppelt, so daß sie alle zugleich um ihre Achsen eine Vierteldrehung beschreiben, sobald man die Eisenschiene verschiebt. Dadurch können die Bifilarpendel mit ihren Schwingungsebenen parallel und senkrecht zu cd gestellt werden. Es ist möglich, diese Richtungen während der Schwingungen zu wechseln und dadurch von Transversalschwingungen zu longitudinalen überzugehen. Die Fadenlänge wird durch

[1]) Nach Zeitschr. f. phys. u. chem. Unterricht **14**, 91, 1901.

[2]) Die Weinholdsche Wellenmaschine hat (sowie viele der nachher noch erwähnten Apparate) vielfache Abänderungen erfahren; über die meisten davon kann sich der Leser in Originalberichten und Referaten der Zeitschrift für physikalischen und chemischen Unterricht informieren.

die Wirbel w reguliert. Es können mit der Machschen Wellenmaschine fortschreitende und stehende Quer- und Längswellen vorgeführt werden. Dazu dienen die in der Fig. 15a noch sichtbaren Zusatzstücke. Mit der Leiste ik werden die abgelenkten Pendel nacheinander zur Schwingung angeregt, wenn sie aus der Nute, in die sie eingelegt worden ist, mit gleichmäßiger Geschwindigkeit seitlich weggezogen wird. Die Geschwindigkeit, mit der das geschieht, bestimmt die erregte Wellenlänge. Ein Schieber S dient

Fig. 15a.

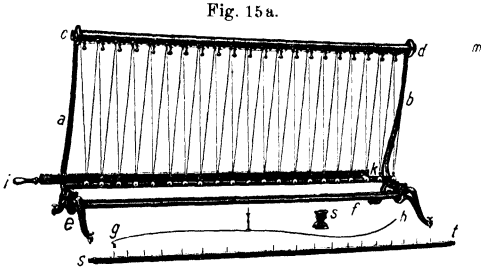
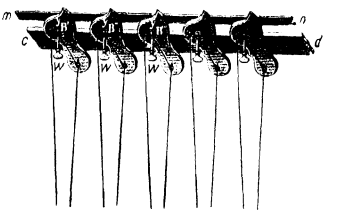


Fig. 15b.

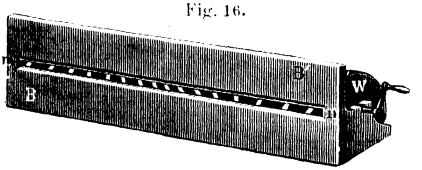


Machsche Wellenmaschine.

zur Erregung der Longitudinalschwingung, wenn er auf der Leiste ef unter den zu longitudinalem Schwingen eingestellten Kugeln dahinbewegt wird. Der wellenförmige Draht gh und die Leiste st dienen zur Anregung der stehenden Transversal- und Longitudinalschwingungen.

Die Wheatstonesche Wellenmaschine (Fig. 16) besteht aus einem Winkelbrett B mit einem horizontalen, etwa 1 cm breiten Schlitze m, hinter dem sich eine Walze mit einer Kurbel drehen läßt. Auf der Mantelfläche der Walze ist auf dunklem Grunde ein weißes Kurvensystem aufgetragen, das in abgewickeltem Zustand in Fig. 17 abgebildet ist. Beim Drehen der Walze

Fig. 16.



Wheatstones Wellenmaschine.

Fig. 17.



Wellenkurven für Wheatstones Wellenmaschine.

erhält der Beobachter des Schlitzes den Eindruck einer fortschreitenden Longitudinalwelle. Soll eine stehende Longitudinalwelle gezeigt werden, so muß eine andere Walze mit einer entsprechenden Zeichnung eingelegt werden.

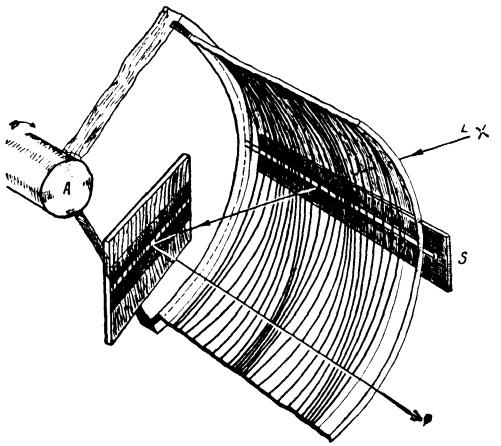
Eine auf ähnlichem Grundgedanken beruhende, mit transparenten Papierbändern arbeitende Wellenmaschine, mit der man Quer- wie Längswellen vorführen kann, ist von Pfaundler konstruiert worden.

In neuester Zeit ist die Wheatstonesche Wellenmaschine in eine Projektionswellenmaschine umgewandelt worden [1]). Dabei werden die

[1]) F. Schramm, Physikal. Zeitschr. 27, 224, 1926, der auch Fig. 18 mit Erlaubnis des Verlages S. Hirzel, Leipzig, entnommen ist.

durchsichtigen auf einen Film gezeichneten Kurvensysteme um einen Glaszylinder gewickelt, der um seine Achse A drehbar ist. Die Fig. 18 zeigt ein Stück dieses Zylinders, seine Achse und die Lichtführung. Das Licht einer Bogenlampe mit Kondensor L fällt auf den 1 mm breiten Spalt S und wird durch den im Innern des Zylinders sitzenden Spiegel (in Wirklichkeit ein totalreflektierendes Prisma) in die Richtung des Projektionsobjektivs P und nach dem Wandschirm geleitet. Mit dieser Vorrichtung lassen sich fortschreitende und stehende Longitudinalwellen und die Reflexionserscheinungen am dichten Ende vorführen.

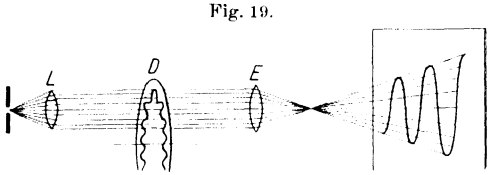
Fig. 18.



Projektionswellenmaschine nach Schramm und Ramsauer.

Die Projektion transversaler Wellen läßt sich im einfachsten Falle mit Hilfe geschwärzter Glasplatten erzielen, auf die die Kurven eingeritzt sind. Eine ältere Anordnung zur Projektion von Wellenkurven zeigt der Apparat von Crova, bei dem das vor einem (nicht eingezeichneten) Schlitz bewegte Kurvensystem auf einer rotierenden Scheibe aufgezeichnet ist. Die in der Fig. 19 dargestellte Scheibe für fortschreitende Querwellen D kann durch andere Scheiben mit Zeichnungen für fortschreitende und stehende Längswellen ersetzt werden. Das Fortschreiten einer Transversalwelle läßt sich weiter im Projektionsbild sehr einfach zeigen mit Hilfe der von R. Pohl angegebenen Spiralwellenmaschine. Auf einem aus gespannten Drähten gebildeten

Fig. 19.



Projektion von Wellenkurven nach Crova.

Fig. 20.

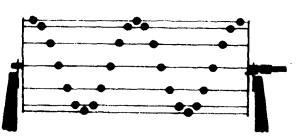
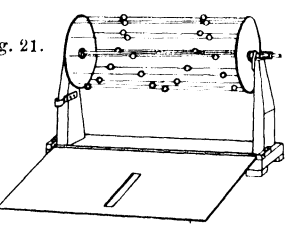


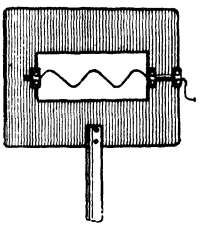
Fig. 21.



Spiralwellenapparat nach R. Pohl.

Zylindermantel sind in Schraubenlinie (zwei Ganghöhen) Metallkugeln angeordnet; das Schattenbild ergibt eine ruhende punktierte Sinuslinie wie in Fig. 20. Wird der (in Fig. 21 sichtbare) Blendenschirm mit Spalt in die Höhe geklappt und der Zylinder langsam gedreht, so sieht man im Schattenbild eine einzelne Kugel langsam um ihre Ruhelage pendeln. Klappt man nun, während die Drehung fortgesetzt wird, den Blendenschirm wieder weg, so daß die Schattenbilder aller Kugeln freigegeben werden, so erscheint statt der punktierten Sinuslinie der psychologische Eindruck eines fortlaufenden, zusammenhängenden Wellenzuges. Will man daneben auch das Bild der stehenden Transversalwelle projizieren, so genügt es (Fig. 22), die langsame Rotation eines sinusförmig gebogenen Drahtes abzubilden.

Fig. 22.

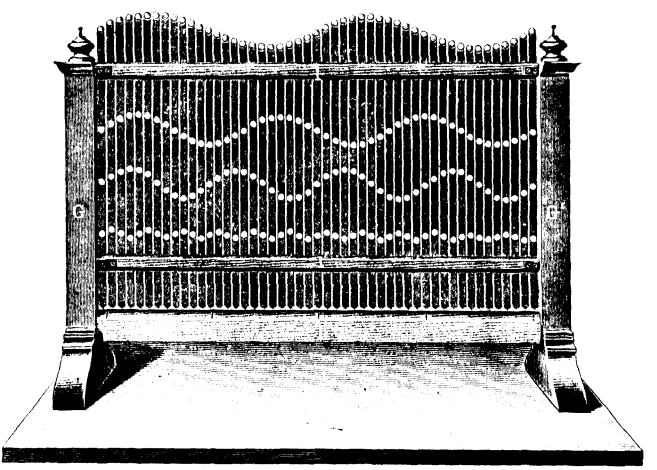


Projektionsmodell einer stehenden Transversalwelle.

Während die bisher erwähnten Wellenmaschinen im wesentlichen den Typus der Wellenform zeigen, ihr Entstehen vorführen oder begreiflich machen sollen, haben andere in großer Zahl und verschiedenster Konstruktion angegebene Formen vor allem den Zweck, das Zusammenwirken verschiedener Wellen, also die Interferenzerscheinungen, deutlich zu machen.

Zu diesen Apparaten gehört der von Pfaundler, der in den beiden Fig. 23a und b in der Ausgangsstellung und mit eingeschobener Wellen-

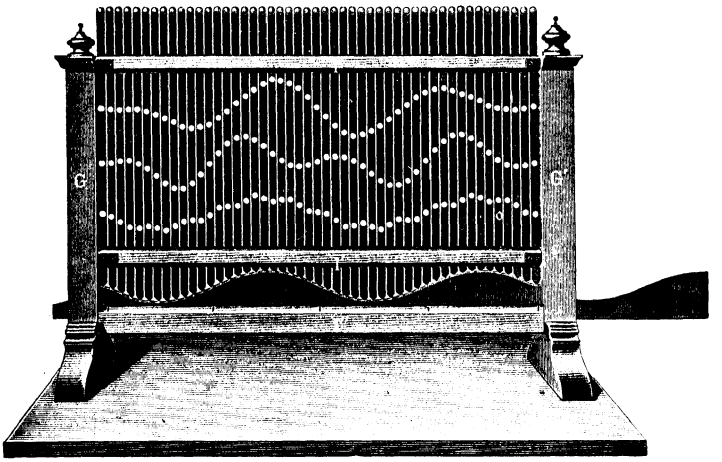
Fig. 23a.



Pfaundlers Wellenmaschine.

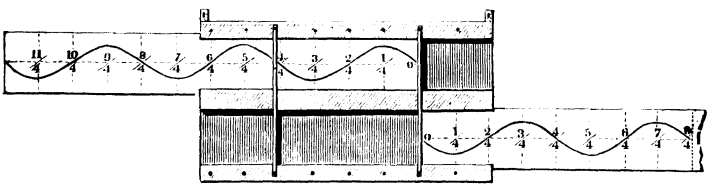
schablone dargestellt ist. Die unteren Enden der verschieden langen Stäbchen liegen in der Anfangslage alle in einer horizontalen Linie, während die oberen Enden, mit weißen Knöpfen versehen, einen Wellenzug von zwei Wellenlängen darstellen. (Auch Wellen höherer Frequenz sind auf den Stäbchen markiert.)

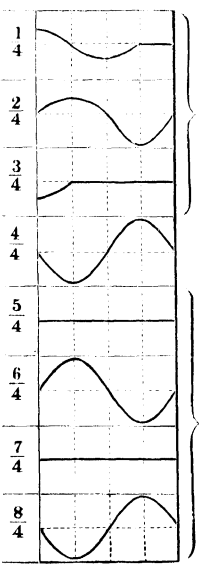
Fig. 23b.



Pfaundlers Wellenmaschine mit Wellenschablone.

Fig. 24.





Die stehende Welle ist in der Bildung begriffen.

Die stehende Welle ist fertig.

Die stehende Welle wird durch nachfolgende direkte Wellen verstärkt und erhalten.

Meldesche Wellentafel.

Durch Schlitze in den Seitenträgern des Gestells g, g' können aus dünnen Brettern hergestellte Wellenschablonen eingeführt und verschoben werden, auf denen dann die unteren Enden der Stäbchen gleiten. Die oberen Enden zeigen dann das resultierende Wellenbild. In Fig. 23 b zeigen die oberen Stabenden den Fall, bei dem durch die Interferenz zweier Wellenzüge von gleicher Amplitude und Frequenz beim Gangunterschied von einer Halbwelle die Auslöschung der Schwingung erfolgt, die weißen Scheibchen auf der Vorderseite der Stäbchen zeigen die entsprechenden Interferenzbilder für ungleiche Wellenlängen.

Fig. 25a.

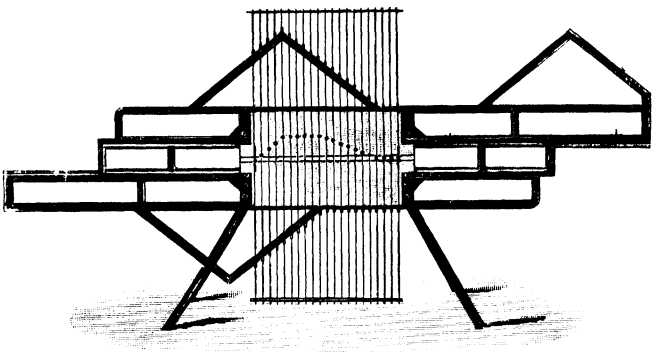
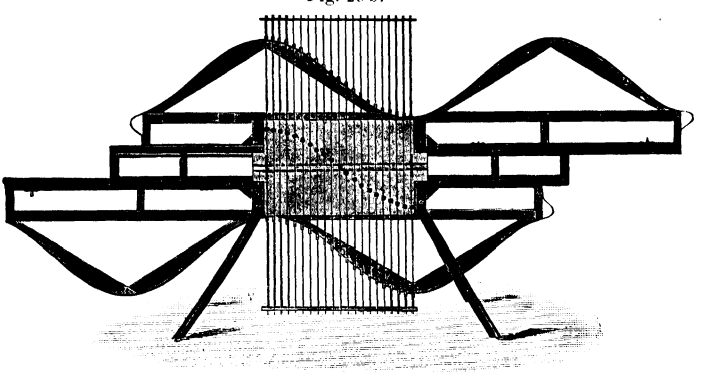


Fig. 25b.



Schmidtscher Wellenapparat.

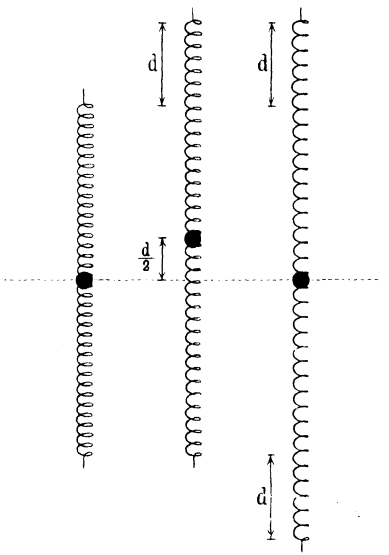
Während die Pfaundlersche Wellenmaschine die Interferenz einer stehenden Welle — der der vertikalen Stäbchen — mit den fortschreitenden Wellen der Schablonen darzustellen erlaubt, lassen andere Wellenmaschinen auch die Interferenz zweier fortschreitenden Wellen und damit das Entstehen einer stehenden Welle vorführen; so die Maschine von H. W. Schmidt, die letzten Endes eine Vervollkommnung der alten Meldeschen Wellentafel darstellt.

Bei der Meldeschen Tafel (Fig. 24) können auf einer Grundplatte zwischen Leisten zwei Pappstreifen verschoben werden, der eine nach links, der andere

nach rechts. Auf die Streifen sind z. B. Sinuslinien gleicher Wellenlänge gezeichnet; man erhält dann die für eine bestimmte Zeit geltende resultierende Wellenform, indem man die Ordinaten addiert und aufzeichnet, wie das im unteren Teil der Figur dargestellt ist für zwei Wellen, die mit entgegengesetzter Phase aufeinandertreffen zu Zeitpunkten, die in Abständen je einer Viertelschwingungsdauer aufeinander folgen (vgl. S. 31).

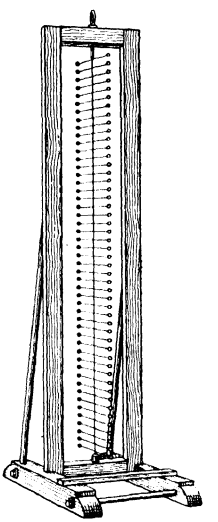
Bei der Schmidtschen Maschine (Fig. 25a und b) können entsprechende Schablonen verschiedener Art mit Kurbel, Trieb- und Zahnstange bewegt werden. Die Schablonen wirken auf die Enden von Stahldrahtspiralen, die in Fig. 25c gesondert skizziert sind, sie tragen in ihrer Mitte kleine Kügelchen,

Fig. 25c.



Zum Schmidtschen Wellenapparat.

Fig. 26 [1]).



Juliussche Wellenmaschine.

deren resultierende Lage durch die Wirkung der Schablonen auf beide Federenden zustande kommt. Wird ein Spiralende gehoben oder gesenkt, so verschiebt sich (um den halben Betrag d) auch die Kugel in der Federmitte. Die Spiralenden sind an Hülsen befestigt, die an den vertikalen Stahldrähten gleiten. Man kann mit der Maschine nicht nur sehr genau die einzelnen Bewegungsstadien bei der Reflexion verfolgen, sondern auch die Übereinanderlagerung zweier Sinuslinien mit verschiedener Periode zeigen.

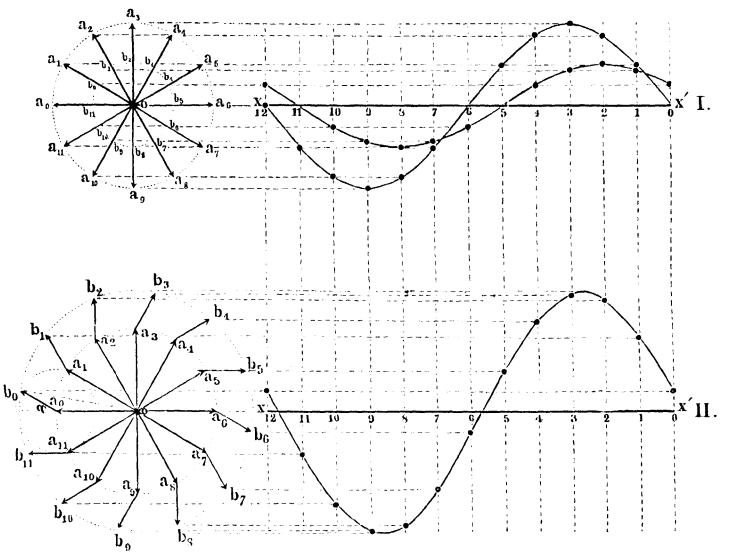
Zur Vorführung von fortschreitenden und stehenden Torsionswellen (vgl. S. 9) eignet sich sehr eine von W. Julius angegebene, in Fig. 26 dargestellte Anordnung. In einem etwa 2 m hohen Holzrahmen ist ein hartgezogener Neusilber- oder Bronzedraht an einem drehbaren Messinggriff hart angelötet,

[1]) Nach Zeitschr. f. phys. u. chem. Unterricht **20**, 87, 1908. Mit Erlaubnis des Verlages Julius Springer, Berlin.

der unten in einem Messinggewicht endigt und nach Belieben festgeklemmt werden kann. In Abständen von 4 cm sind dünne Querstäbchen, an deren Enden kleine Messingkugeln hängen, so angebracht, daß sie genau in einer Ebene liegen, wenn der Draht ohne jede Torsion ist. Der Apparat kann natürlich auch als Modell für einfache Transversalwellen (Biegungswellen) benutzt werden.

§ 10. Konstruktion der Interferenz zweier Sinuswellen. Daß durch Zusammensetzung zweier Sinuskurven gleicher Wellenlänge von beliebiger Amplitude und beliebigem Gangunterschied immer wieder eine Sinuskurve gleicher Wellenlänge entstehen muß, läßt sich nach Mach auf einfache

Fig. 27.



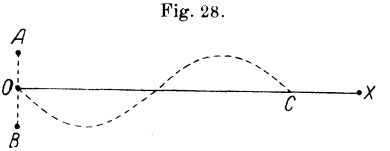
Konstruktion zur Interferenz zweier Sinuswellen.

Weise durch Konstruktion zeigen. Wie in Bd. I, 1, Kap. IV, § 47 dargestellt worden ist, erhält man die Sinuskurve aus der Projektion einer gleichmäßigen Kreisbewegung auf einen Durchmesser des Kreises oder eine dazu parallele Gerade. Ein Punkt, welcher auf dem Durchmesser $a_8 a_0$ der Fig. 27 hin und her schwingt, hat in jedem Augenblick von der Strecke $a_0 a_6$ den gleichen Abstand wie die Spitze eines Zeigers von der Länge der Amplitude Oa, der mit gleichförmiger Winkelgeschwindigkeit um O als Achse im Kreise herumgeführt wird. Dabei muß die Umlaufzeit des Zeigers gleich der Dauer einer ganzen Schwingung sein und die Bewegung des Zeigers in a_0 beginnen, wenn die Schwingung im Mittelpunkt O beginnt. Trägt man die Vertikalabstände, welche die Zeigerspitze nach gleichen Bruchteilen der Umlaufzeit erreicht, als Ordinaten in gleich weit abstehenden Punkten der Abszisse xx' auf, so erhält man die dieser (größeren) Amplitude entsprechende Sinuskurve der Fig. 27 I.

Auf ähnliche Weise erhält man die zweite Sinuskurve dieser Fig. 27 I, die sich nur durch kleinere Amplituden (b) und einen Gangunterschied von $^1/_{12}$ Wellenlänge von der früheren unterscheidet; sie entspricht der Rotation eines Zeigers von der Länge der kleineren Amplitude Ob. Diese beiden Sinuskurven zusammensetzen, heißt jene Kurve aufsuchen, welche durch einen schwingenden Punkt entsteht, der beide Schwingungen gleichzeitig ausführt. Um diesen Vorgang zu konstruieren, können wir uns denken, daß sich ein kleiner Zeiger von der Länge Ob um die Spitze des großen Zeigers als Achse isochron herumbewegt (Fig. 27 II). Die relative Lage der beiden Zeiger zueinander bleibt dann stets dieselbe, als ob sie starr miteinander verbunden wären. Dem Gangunterschied der Wellen, der Phasendifferenz der Schwingungen entspricht der konstante Winkel φ, welchen die Verlängerung des Zeigers Oa_0 mit dem Zeiger a_0b_0 bildet. Da bei der Konstanz des Winkels φ die Spitze des Zeigers b_0 ebenso einen Kreis beschreiben muß, wie das Ende der geraden Verbindungslinie Ob_0, so muß wieder eine Sinuslinie entstehen und zwar eine von gleicher Wellenlänge. Die Figur läßt auch erkennen, wie sich die Amplitude der zusammengesetzten Welle und ihr Gangunterschied gegenüber den interferierenden Wellen durch einfache Konstruktion des Dreiecks Oa_0b_0 auffinden läßt: Man hat nur mit den Amplituden der Komponenten das Dreieck mit dem Außenwinkel φ zu konstruieren. Die dritte Seite ist dann die resultierende Amplitude. Der Winkel $a_0 Ob_0$ entspricht dem Gangunterschied der resultierenden Welle mit der ersten Komponente. Man übersieht, daß die resultierende Welle vom Gangunterschied der Komponenten wesentlich abhängt, daß sie am größten für $\varphi = 0^0$, am kleinsten für $\varphi = 180^0$ wird, daß sie im Maximum gleich der Summe, im Minimum gleich der Differenz der Amplituden der Teilwellen wird.

§ 11. Mathematische Darstellung der Wellenbewegung. Wir wollen die Gleichungen entwickeln, die uns gestatten, die augenblickliche Elongation jedes Punktes sowie seine Geschwindigkeit für jeden Zeitpunkt zu berechnen; wir wollen also die beim Seil, bei der Spiralfeder beobachteten Erscheinungen mathematisch darstellen. Die Gleichungen der Wellenbewegung gründen sich

Fig. 28.



auf die Gesetze der Schwingungsbewegung, die in den § 46 ff. des Kap. IV in Bd. I, 1 dargelegt worden sind. Wir setzen voraus, daß jeder Punkt einer Kraft unterworfen ist, deren Größe stets proportional seiner Schwingungsweite ist, daß er also harmonische Schwingungen um die Ruhelage ausführt. Die schematische Fig. 28 gibt uns in den Strecken OA, OB die Amplitude der Schwingung; OX sei die Ausbreitungsrichtung der Welle (die Figur stellt uns etwa die am Seil beobachtete Transversalwelle dar). Die momentane

Elongation bezeichnen wir mit y, die Amplitude mit y_0, die momentane Geschwindigkeit mit v, ihren Maximalwert beim Durchgang des Teilchens durch die Ruhelage mit v_0. T sei die Schwingungsdauer, t die momentane, fortlaufend gerechnete Zeit, c die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellen, λ die Wellenlänge, jene Strecke, um die sich der Vorgang in der Zeit T ausbreitet. Beginnt die Schwingung des Quellpunkts zur Zeit $t = 0$, so gilt außer der schon erwähnten Gleichung (S. 3)

$$\lambda = c \,.\, T \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (1)$$

für die Elongation des Punktes O zur Zeit t [nach Gl. (4) in § 47, Bd. I, 1, Kap. IV]:

$$y = y_0 \sin 2\pi \frac{t}{T};$$

und für die momentane Geschwindigkeit des Quellpunktes [nach der dortigen Gl. (9)]:

$$v = \frac{dy}{dt} = v_0 \cos 2\pi \frac{t}{T}.$$

An irgend einem Orte in der Entfernung x trifft die Welle dann ein nach einer Zeit $t = x\,c$, und zu dieser Zeit ist die Elongation des Quellpunktes

$$y = y_0 \sin 2\pi \frac{x}{c \,.\, T} = y_0 \sin 2\pi \frac{x}{\lambda}.$$

Um diesen Betrag von y eilt die Elongation des Quellpunktes der Elongation des Punktes x voraus. Elongation und Geschwindigkeit in der Entfernung $+ x$ vom Nullpunkt sind dann:

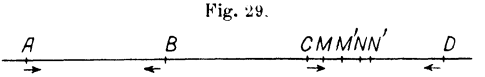
$$y = y_0 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots \quad (2)$$

$$v = v_0 \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots \quad (3)$$

Die Elongation und ebenso die Geschwindigkeit sind also Funktionen der zwei Variabeln t und x, der Zeit und des Ortes. Wenn der Ort fest gewählt ist, stellt uns y die Elongationen als Funktion der Zeit dar, wenn die Zeit fest gewählt ist, gibt y die gleichzeitigen Elongationen an verschiedenen Orten des Mediums.

Betrachten wir nun statt der transversalen die longitudinale Wellenausbreitung, so kommen wir zu den gleichen Gesetzen, und die Fig. 28 kann uns auch als Schema dieser Ausbreitung dienen, wenn wir uns bewußt bleiben, daß die hier senkrecht zur Ausbreitungsrichtung aufgetragenen Schwingungsweiten in Wirklichkeit in und entgegen der Ausbreitungsrichtung erfolgen.

Fig. 29.



Die Punkte A, B, C, D der Fig. 29 sollen uns vier um je eine Halbwellenlänge voneinander entfernte Punkte eines Mediums darstellen, in dem sich in Richtung AD eine longitudinale Welle ausbreitet. In einem gegebenen Augenblick sind dann immer die Schwingungsweiten zweier aufeinanderfolgenden Punkte A, B, C, D gleich groß, aber von entgegengesetzter Richtung.

Bewegt sich A nach rechts, so B nach links usw. A und B nähern sich, B und C entfernen sich voneinander. Zwischen A und B erhalten wir eine Verdichtung, zwischen B und C eine Verdünnung. Irgend zwei eng benachbarte Punkte M, N in einem solchen Halbwellengebiet mögen den Abstand dx haben. In einem späteren Augenblick ist dann M nach M', N nach N' gekommen. Wenn $MM' = s$, möge $NN' = s + ds = s + \frac{ds}{dx}dx$ sein. Die Größe $\frac{MN - M'N'}{MN} = \frac{dx - dx + s - s - ds}{dx} = -\frac{ds}{dx} = k$ können wir als Verdichtung (Kondensation) k definieren. Wir haben daher als charakteristische Größen der longitudinalen Wellen die Elongation s, die momentane örtliche Geschwindigkeit v, die Verdichtung k und die Ausbreitungsgeschwindigkeit c, und die diese Größen verbindenden Gleichungen sind:

$$\lambda = c \cdot T;$$

$$s = s_0 \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right) \quad \cdots\cdots\cdots \quad (2\,a)$$

$$v = \frac{ds}{dt} = \frac{2\pi}{T} s_0 \cos 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right) = v_0 \cos 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right) \cdots\cdots \quad (3\,a)$$

$$k = -\frac{ds}{dx} = \frac{2\pi}{\lambda} s_0 \cos 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right) = k_0 \cos 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right) \cdots\cdots \quad (4)$$

Daraus folgt $\frac{v}{k} = \frac{\lambda}{T} = c$, d. h. bei der sich frei ausbreitenden longitudinalen Welle herrscht in jedem Augenblick Proportionalität zwischen Verdichtung und örtlicher Geschwindigkeit. (Bei den nachher zu behandelnden stehenden Longitudinalwellen gilt diese Proportionalität nicht mehr.)

Wenn eine (transversale oder longitudinale) Welle nacheinander verschiedene Medien durchschreitet, ehe sie zum Punkte P in der Entfernung $x_1 + x_2 + x_3 + \cdots$ gelangt, so gilt für die Elongation im Punkte P

$$y = y_0 \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x_1}{\lambda_1} - \frac{x_2}{\lambda_2} - \frac{x_3}{\lambda_3} - \cdots\right),$$

wobei λ_1, λ_2, λ_3 ... die Wellenlängen in den verschiedenen Medien darstellen und x_1, x_2, x_3 ... die Wege in diesen Medien.

Bei exakter Beschreibung der Vorgänge darf (wovon hier abgesehen worden ist) nicht vergessen werden, daß durch das Auftreten nichtkonservativer Kräfte eine allmähliche Energieverzehrung mit der Ausbreitung der Welle stets verbunden sein wird, die sich auch bei ungedämpfter Schwingung in einer allmählichen Verminderung der Amplitude bei der Ausbreitung äußern wird und die wir als Absorption der Schwingungsenergie beobachten. Bei Berücksichtigung dieses Umstandes müßten wir für die Amplitude der Schwingung den Ansatz machen:

$$y = y_0 e^{-px} \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right) \quad \cdots\cdots\cdots \quad (5)$$

Die Größe p wird dabei eine von Substanz zu Substanz variable Materialkonstante sein.

Bei der Wellenausbreitung findet in Richtung der Welle kein Massentransport statt, dagegen ein Energietransport. Die durch einen Einheitsquerschnitt in bestimmter Zeit hindurchgehende Energie, die Intensität der Wellen, ist um so größer, je größer die Amplituden sind. Als Maß der Intensität kann uns gelten der Mittelwert der kinetischen Energie aller jener Teilchen (eines Seiles oder einer schwingenden Luftsäule usw.), die innerhalb der Strecke einer Wellenlänge an der Schwingungsbewegung teilnehmen. Denken wir uns weiter, die Welle breite

sich nur in einer Richtung aus und sei beschränkt auf einen Querschnitt von 1 cm² in einem Medium von der Dichte σ, so ist die kinetische Energie $\frac{m v^2}{2}$ aller in dem sehr kleinen Abschnitt dx liegenden Teilchen nach (3) gleich

$$\frac{1}{2}\sigma\, dx\, r_0^2 \cos^2 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{x}{\lambda}\right).$$

Für die oben definierte Intensität erhalten wir dann

$$J = \frac{1}{\lambda}\int_x^{x+\lambda}\frac{1}{2}\, m\, r^2\, dx = \frac{r_0^2\sigma\, dx}{2\lambda}\int_x^{x+\lambda}\cos^2 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{x}{\lambda}\right)dx.$$

Da nun

$$\cos^2 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{x}{\lambda}\right) = \frac{1}{2}\left[1+\cos 4\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{x}{\lambda}\right)\right],$$

wird

$$J = \frac{r_0^2\sigma\, dx}{4\lambda}\left[\int_x^{x+\lambda} dx + \int_x^{x+\lambda}\cos 4\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{x}{\lambda}\right)\right].$$

Das zweite Integral ist gleich Null und es bleibt

$$J = \frac{r_0^2\sigma\, dx}{4} = \frac{4\pi^2 y_0^2\sigma\, dx}{4T^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (6)$$

(Zu demselben Ergebnis würden wir geführt, wenn wir den Mittelwert der lebendigen Kraft während der Zeit einer Schwingungsdauer bildeten.) Die Intensität ist also proportional dem Quadrat der Amplitude und proportional der Dichte des Mediums, in dem die Ausbreitung erfolgt. (Näheres s. Kap. IV dieses Bandes.)

Wir wollen nun betrachten, wie sich zwei Wellenzüge zusammensetzen. Sie sollen zunächst gleiche Wellenlänge λ, aber verschiedene Amplituden a und a' haben und sollen gegeneinander einen Gangunterschied d besitzen, d. h. eine gegenseitige Verschiebung um $+d$ würde gleichgerichtete Schwingungszustände zur Deckung bringen. Dabei wollen wir fürs erste nur die momentane Lage der resultierenden Welle in Betracht ziehen, ihre Komponenten behandeln als Wellen, die relativ zueinander nicht fortschreiten. Für die beiden Einzelelongationen am Orte x gilt dann

$$y = a \sin 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{x}{\lambda}\right)$$

und

$$y' = a' \sin 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{x-d}{\lambda}\right) = a' \sin\left\{2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{x}{\lambda}\right)+\frac{2\pi d}{\lambda}\right\}.$$

Die Elongation der resultierenden Welle wollen wir darstellen können durch die analog gebaute Gleichung

$$y + y' = Y = A \sin\left\{2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{x}{\lambda}\right)+\frac{2\pi D}{\lambda}\right\} \quad \ldots\ldots \quad (7)$$

Daraus erhalten wir

$$A \sin 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{x}{\lambda}\right)\cos 2\pi\frac{D}{\lambda} + A\cos 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{x}{\lambda}\right)\sin\frac{2\pi D}{\lambda}$$

$$= a \sin 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{x}{\lambda}\right) + a' \sin 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{x}{\lambda}\right)\cos\frac{2\pi d}{\lambda}$$

$$+ a' \cos 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{x}{\lambda}\right)\sin\frac{2\pi d}{\lambda}.$$

Diese Gleichung kann nur dann zu allen Zeiten t gelten, wenn die Koeffizienten von $\sin 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{x}{\lambda}\right)$ und von $\cos 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{x}{\lambda}\right)$ einzeln einander gleich sind, d. h. wenn $A\cos\frac{2\pi D}{\lambda} = a + a'\cos\frac{2\pi d}{\lambda}$ und $A\sin\frac{2\pi D}{\lambda} = a'\sin\frac{2\pi d}{\lambda}$.

Wenn wir diese beiden Gleichungen quadrieren und addieren, erhalten wir für die resultierende Amplitude die Gleichung

$$A^2 = a^2 + a'^2 + 2aa'\cos\frac{2\pi d}{\lambda} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (8)$$

und für die Phase D die Bestimmungsgleichung

$$\sin\frac{2\pi D}{\lambda} = \frac{a'}{A}\sin\frac{2\pi d}{\lambda} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (9)$$

Auch durch die in der Fig. 27 wiedergegebene, auf S. 25 besprochene Konstruktion lassen sich die Größen A und D der zusammengesetzten Welle ermitteln und es läßt sich aus ihr erkennen, daß die Resultierende wieder eine Sinuskurve ist. $O b_0$ stellt dort (II) die resultierende Amplitude A dar, gewonnen aus den Einzelamplituden $O a_0 = a$ und $a_0 b_0 = a'$; der in der Figur nicht bezeichnete Winkel $a_0 O b_0 = \psi$ entspricht der gesuchten Phasendifferenz. Dann ist dem Dreieck $O a_0 b_0$ direkt zu entnehmen, daß $A = \sqrt{a^2 + a'^2 + 2aa'\cos\varphi}$. Aus der Proportion $\varphi : 2\pi = d : \lambda$ folgt $\varphi = \frac{2\pi d}{\lambda}$ und daher

$$A = \sqrt{a^2 + a'^2 + 2aa'\cos\frac{2\pi d}{\lambda}}.$$

Aus demselben Dreieck folgt $A : a' = \sin\varphi : \sin\psi$, woraus

$$\sin\psi = \frac{a'\sin\varphi}{A} = \frac{a'}{A}\sin\frac{2\pi d}{\lambda}.$$

Die Proportion $\psi : 2\pi = D : \lambda$ ergibt schließlich $\psi = \frac{2\pi D}{\lambda}$; also

$$\sin\frac{2\pi D}{\lambda} = \frac{a'}{A}\sin\frac{2\pi d}{\lambda}.$$

D ist der Gangunterschied zwischen der resultierenden Welle und der Welle mit der Amplitude a; der Gangunterschied zwischen der resultierenden Welle und der anderen Komponente muß daher $d - D$ sein.

Die Fig. 27 und die Formel (8) lassen beide übersehen, daß für $\varphi = 0^0$, d. h. wenn der Gangunterschied $d = 0$ oder gleich $n\lambda$ (wo n eine ganze Zahl ist), $A = a + a'$ wird, den Maximalwert erreicht. Ebenso gilt für $\varphi = 180^0$ $A = a - a'$; dabei ist der Gangunterschied gleich einem ungeraden Vielfachen von $\lambda/2$, $d = (2n+1)\lambda/2$. Sind in diesem Falle noch beide Amplituden gleich groß, so wird $A = a - a = 0$. Beträgt bei gleichen Amplituden der Gangunterschied d eine Viertelwellenlänge, so ist $\varphi = 90^0$, daher $\psi = 45^0 = \frac{360^0}{8}$. Dann ist die resultierende Welle gegen die beiden Komponenten um einen Gangunterschied von einer Achtelwellenlänge ververschoben.

Zwei Wellen also, die relativ zueinander nicht fortschreiten und deren Gangunterschied daher immer der gleiche bleibt — dazu gehören auch zwei in gleicher Richtung laufende Wellen —, ergeben eine resultierende Welle, deren Gestalt und deren Amplitude — also auch während ihres Fortschreitens — ungeändert bleibt.

Treffen statt zweier beliebig viele Wellenzüge gleicher Periode und gleicher Richtung an einem Orte zusammen, deren Einzelelongationen allgemein gleich

$$y_k = a_k \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{d_k}{\lambda}\right)$$

sind, so ergeben sie eine Resultante

$$Y = \sum a_k \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{d_k}{\lambda}\right)$$

Bringen wir nun wieder Y auf die Form

$$Y = A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{D}{\lambda}\right),$$

so ist als Bedingung für das gleichzeitige Gelten der beiden Ausdrücke für y zu verlangen, daß für alle Zeiten t

$$A \sin \frac{2\pi D}{\lambda} = \sum a_k \sin \frac{2\pi d_k}{\lambda}$$

und

$$A \cos \frac{2\pi D}{\lambda} = \sum a_k \cos \frac{2\pi d_k}{\lambda},$$

woraus sich für die Bestimmung von A und D ergeben

$$A^2 = \left(\sum a_k \sin \frac{2\pi d_k}{\lambda}\right)^2 + \left(\sum a_k \cos \frac{2\pi d_k}{\lambda}\right)^2$$

und

$$\operatorname{tang} \frac{2\pi D}{\lambda} = \frac{\sum a_k \sin \frac{2\pi d_k}{\lambda}}{\sum a_k \cos \frac{2\pi d_k}{\lambda}}.$$

§ 12. Interferenz sich begegnender Wellen. Stehende Wellen.

Die rechnerische Behandlung der Interferenz zweier einander entgegenlaufenden Wellen kann in ganz ähnlicher Weise erfolgen.

Wir betrachten den Fall, daß der direkt einfallende Wellenzug an einem festen Ende reflektiert wird. Bei der Umkehr der Welle wechselt dann nach den Ausführungen in § 7 dieses Kapitels die Richtung der Elongation, es tritt eine Verzögerung von einer Halbwellenlänge ein. Die reflektierende Wand habe von der Erregungsstelle O die Entfernung x; der Punkt P, dessen Elongation wir betrachten, habe von der Wand die Entfernung l. Für die direkt ankommende Welle ist dann (vgl. Fig. 30) $y = a \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x-l}{\lambda}\right)$. Die reflektierte Welle hat die gleiche Wellenlänge und, da wir von Absorption absehen, auch die gleichgroße Amplitude. Ihre Elongation im Punkte P ist so groß wie die

der direkten Welle im Abstand $x + l$ sein würde, sie hat aber wegen der Reflexion am festen Ende die umgekehrte Richtung:

$$y' = -a \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x+l}{\lambda} \right).$$

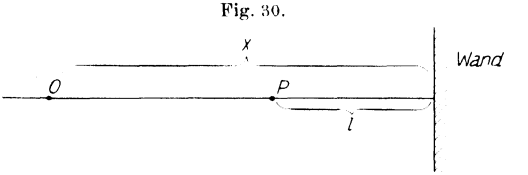
Die Resultante ist daher

$$Y = y + y' = a \sin \left\{ 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) + \frac{2\pi l}{\lambda} \right\} - a \sin \left\{ 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) - \frac{2\pi l}{\lambda} \right\}$$

$$= 2a \sin \frac{2\pi l}{\lambda} \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) \quad \cdots\cdots\cdots (10)$$

Y stellt uns wieder eine harmonische Schwingungsbewegung mit der Periode der einfallenden Welle dar; aber die Amplitude der resultierenden Welle ist nicht konstant, sondern selbst eine Sinusfunktion: $A = 2a \sin \frac{2\pi l}{\lambda}$, und zwar ändert sich die Amplitude mit dem Abstande von der reflektierenden Wand

Fig. 30.



und ist unabhängig von der Zeit. Das Ergebnis der Zusammensetzung ist eine stehende Welle. Die Amplitude (und damit auch die Elongation) ist dauernd gleich Null für alle Orte, für welche $\frac{2\pi l}{\lambda} = k \cdot \pi$ (wo k eine ganze Zahl ist) oder für welche der Abstand von der reflektierenden Wand $l = k \frac{\lambda}{2} = 2k \frac{\lambda}{4}$ ein gerades Vielfache der Viertelwellenlänge ist; diese Orte sind die Knoten der stehenden Welle. Maximale Amplituden treten auf an Orten, für die $\frac{2\pi l}{\lambda} = (2k+1) \frac{\pi}{2}$ ist, für die $l = (2k+1) \frac{\lambda}{4}$, deren Abstand von der Reflexionswand ein ungerades Vielfache der Viertelwellenlänge ist. In solchen Orten ändert sich die Amplitude harmonisch schwingend von $+2a$ bis $-2a$, sie sind die Bäuche der stehenden Welle.

Findet die Reflexion am freien Ende, also ohne Richtungsänderung der Elongation statt, so erhalten wir für die Resultierende

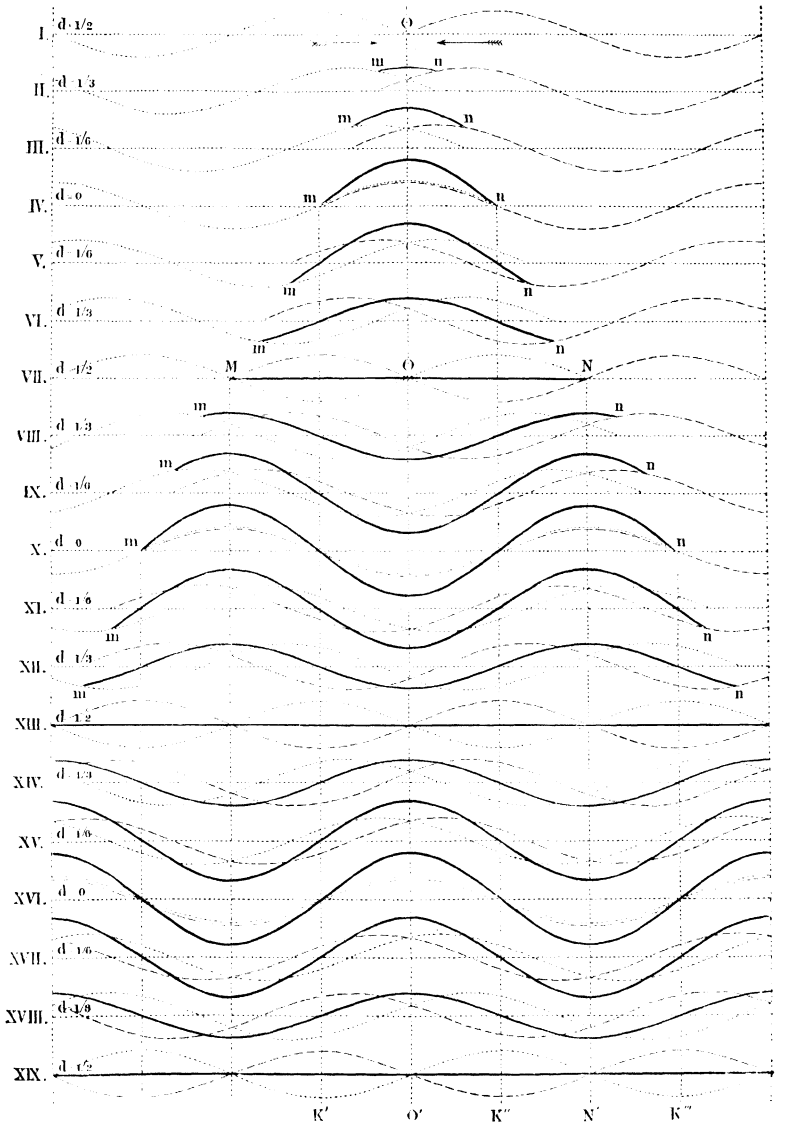
$$Y = y + y' = a \sin \left\{ 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) + \frac{2\pi l}{\lambda} \right\} + a \sin \left\{ 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) - \frac{2\pi l}{\lambda} \right\}$$

$$= 2a \cos \frac{2\pi l}{\lambda} \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) \quad \cdots\cdots\cdots (11)$$

Die Amplitude ist jetzt $A = 2a \cos \frac{2\pi l}{\lambda}$. Die Welle hat die Knotenstellen, wo die Amplitude dauernd gleich Null ist, für $l = (2k+1) \frac{\lambda}{4}$, und Bäuche hat sie, wo die Amplitude zwischen $+2a$ und $-2a$ schwankt, das ist für $l = 2k \frac{\lambda}{4}$.

Bei der Interferenz von Wellen, die gegeneinander eine relative Geschwindigkeit haben, sich begegnen oder überholen, ist der Gangunterschied ein stets wechselnder und zwar ein periodisch veränderlicher, und die resultierende Wellenform wird diese Periodizität erkennen lassen. Die Fig. 31

Fig. 31.

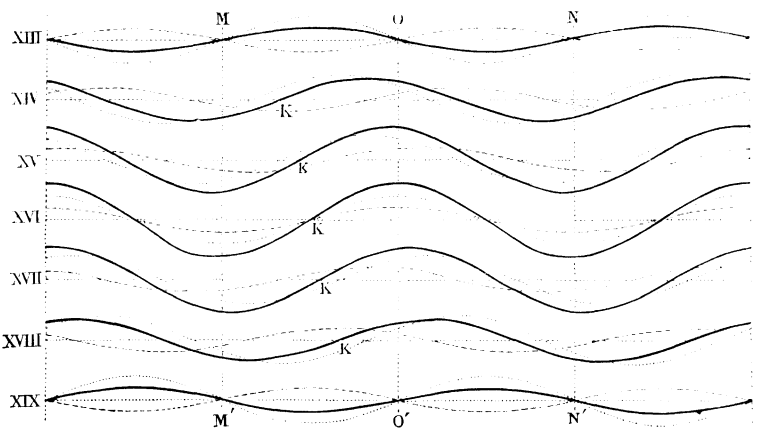


Interferenz zweier sich begegnenden Wellen gleicher Amplitude und gleicher Wellenlänge.

verdeutlicht den Fall, daß zwei Wellen gleicher Amplitude und gleicher Wellenlänge sich begegnen. Die 19 untereinander gezeichneten Wellenbilder, die aufeinander folgenden Zeitmomenten von je $^1/_{12}$ Schwingungsdauer entsprechen, lassen in den stark gezogenen Kurven die Periodizität der entstehenden Wellenform erkennen. Die Wellen treffen sich (I) mit dem Gangunterschied d gleich einer halben Wellenlänge; er ändert sich, da beide Teilwellen fortschreiten, von Bild zu Bild um $^1/_6$ Wellenlänge. Aus der Zusammensetzung der gestrichelt dargestellten Teilkurven ergibt sich eine neue Sinuslinie gleicher Wellenlänge; aber diese schreitet nicht fort. Es folgen auf Stellen wechselnder Elongationen (wie sie auf den Vertikalen MM', OO', NN' liegen) Orte, an denen sich die Teilwellen in ihrem Zusammenwirken stets aufheben (unter den Vertikalen mk, mk', nk'', usw.). Die Amplitude der resultierenden Welle ist doppelt so groß wie die der Teilwelle. Wir erhalten so das Bild einer stehenden Welle.

Sind die Amplituden der sich begegnenden Wellen verschieden groß, so können wir uns die größere der beiden in zwei Teilwellen zerlegen, deren eine

Fig. 32.



Interferenz zweier sich begegnenden Wellen verschiedener Amplitude bei gleicher Wellenlänge.

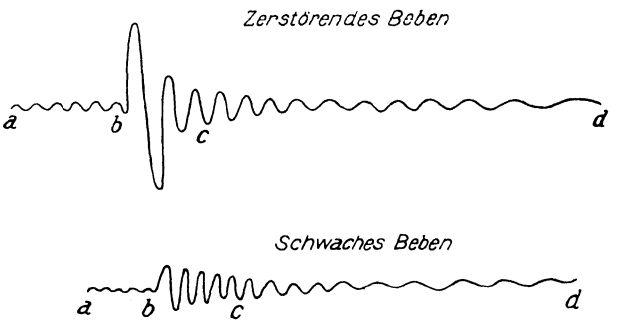
durch die kleinere Gegenwelle gerade zur stehenden Welle ergänzt wird, die andere Teilwelle ist dann dieser stehenden Welle überlagert. Wir erhalten als Ergebnis der Zusammensetzung von zwei einander entgegenlaufenden Wellen verschieden großer Amplitude das durch Fig. 32 dargestellte Wellenbild einer fortschreitenden Welle mit periodisch veränderlicher Amplitude. Berge und Täler dieser Welle zeigen eine periodische Änderung, aber Knoten und Bäuche treten bei solcher Überlagerung nicht mehr auf.

§ 13. Komplizierte Wellenformen, Erdbebenwellen. In ausgedehnten, festen Körpern kann irgend eine plötzliche Spannungsänderung zum Ausgang von Kugelwellen werden, die sich um den Ort dieser Spannungsänderung allseitig fortpflanzen, bis sie auf die Oberfläche des Körpers treffen. Dort aber wird nicht nur

eine Reflexion der Wellen zustande kommen, sondern die auftreffenden Longitudinalwellen bewirken an der Oberfläche eine periodische Druckänderung, die zur Entstehung von Transversalwellen führt, die im wesentlichen an der Oberfläche des Körpers dahinlaufen. Sie sind in gewissem Grade den Wasserwellen vergleichbar, nur daß nicht die Schwerkraft, sondern die elastischen Kräfte des Körpers für sie maßgebend sind. Die Reflexion der Wellen in festen Körpern, besonders in solchen variabler Dichte, kann so zu komplizierten Wellenerscheinungen führen, deren Erforschung aber wichtig ist für die Deutung der Erdbebenwellen, die erfahrungsgemäß auch zum Teil durch den inneren Erdball, zum Teil längs der Erdoberfläche verlaufen.

Jede Gleichgewichtsstörung in der Erdkruste ruft ein Erdbeben hervor, das mit besonders empfindlichen Apparaten, den Seismographen, in den Erdbebenwarten auch weit vom Störungsherde registriert werden kann. Die Beobachtungen ergeben, daß die Erdoberfläche Schwingungsbewegungen in vertikaler und horizontaler Richtung ausführt. Aus dem Verhältnis der Vertikal- zur Horizontalbewegung folgt, daß jedes Erdteilchen elliptische Bahnen wechselnder Achsenlage beschreibt. Es treten lange Wellen auf von der Art der Meereswellen, also Transversalwellen, und kürzere Wellen, die Longitudinalwellen sind. In der Nähe des Erdbebenherdes, dessen Tiefenlage man freilich nicht kennt, tritt die Erdbewegung überall ziemlich

Fig. 33.



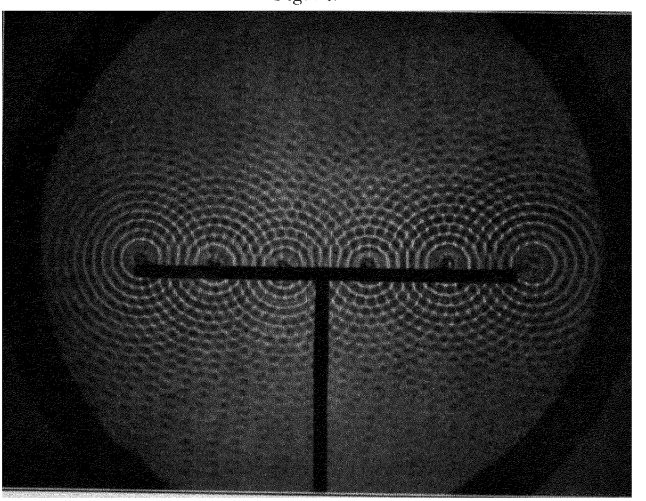
a b Vorstörung; — bc Hauptstörung; — cd Endstörung.

Erdbebenwellen.

gleichzeitig auf und ist stoßförmiger Art; erst am Rande dieser Zone, in der die Erschütterung auch ohne Instrumente wahrnehmbar ist, geht die Bewegung mehr in eine wellenförmige Art über. In diesem Gebiet direkter Erschütterung, meist mit einem Radius von 50 bis 100 km, sind immerhin Zeitdifferenzen des Bebeneintritts wahrnehmbar, aus denen man schließen darf, daß die Herdtiefe meist klein ist gegen diesen Radius. Die Fig. 33 charakterisiert den Bebenverlauf, wie er von den Seismographen verzeichnet wird. Die Vorstörung *a b* (oder der Vorläufer) entspricht im wesentlichen der longitudinalen Welle. Aus den Laufzeiten des Bebenbeginnes in verschiedenen Entfernungen vom Herde schließt man, daß sich diese Wellen durch das Erdinnere fortpflanzen mit Geschwindigkeiten um 7 km in der Sekunde, und zwar auf Bahnen, die gegen den Erdmittelpunkt konvex gekrümmt sind, woraus weitere Schlüsse auf einen schweren Erdkern und einen ihn umschließenden Gesteinsmantel von etwa 0,2 Erdradien gezogen worden sind. Die Hauptstörung (Hauptphase) entspricht den transversalen Wellen, dem Auf- und Abwogen der ganzen Erdschicht. (In beiden Störungsarten werden noch verschiedene Einzelphasen unterschieden.) Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Hauptphase beträgt um 3,3 km/sec. Außer den direkt durch das Erdinnere an einen fernen Punkt der Erdfläche gelangenden Longitudinalwellen können Longitudinalwellen auch durch mehrfache Reflexionen an der inneren Grenze der Erdkruste, des Gesteinsmantels, dahin kommen; das sind die longitudinalen Wellen des zweiten Teiles der Vorstörung. In Richtung des Erdradius können sich auch stehende Longitudinalwellen ausbilden und benachbarte Stellen des Gesteinsmantels anregen.

§ 14. Experimentelle Darstellung stehender Wellen. Meldes Versuch. Die Interferenzerscheinung entgegenlaufender Wellen zeigt man auch experimentell einfacher durch das Zusammenwirken einer direkten und einer reflektierten Welle als durch die Benutzung zweier reellen Quellpunkte. Diese letzte Art der Demonstration kann man mit der S. 4 beschriebenen Anordnung für die Projektion von Wasserwellen ausführen, wenn am Ende des schwingenden Tauchstabes zwei Nadeln in beträchtlicher Entfernung voneinander angebracht sind. Trifft man mit dem Abstand der Nadeln gerade eine Strecke, die ein ganzes Vielfaches der erzeugten halben Wasserwellenlänge ist, so sieht man auf dem Wandschirm zwischen beiden Quellpunkten schöne stehende Wellen sich ausbilden. Man kann aber auch nach einem Vorschlag Waetzmanns [1])

Fig. 34.



Stehende Wasserwellen.

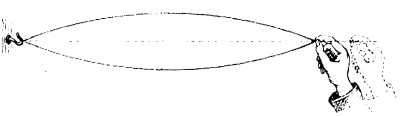
durch eine rotierende Scheibe das Licht der Projektionslampe im Tempo der Schwingung abschneiden; man erhält dann auf der ganzen Bild- oder Wasserfläche den Eindruck stehender Wellen. Dabei kann der rotierende Sektor mehreren Luftstrahlen im gleichen Rhythmus Zutritt zur Wasserfläche geben, die dann statt der Eintauchnadeln die Wellenerregung besorgen. Ein Bild solcher stehenden Wellen zeigt die Fig. 34.

Bei allen ausgedehnten und begrenzten Körpern finden an den Begrenzungen Reflexionen statt. Im einfachsten Falle, also bei solchen Körpern, deren Ausdehnung in einer Dimension die Größenverhältnisse in den anderen Dimensionen weit überwiegt, kommt Reflexion nur an ihren beiden Enden in Betracht. Damit nun die an beiden Enden reflektierten Wellenzüge andauernde stehende Wellen ergeben können, ist nötig, daß zwischen der Länge eines solchen linearen Körpers und der Wellenlänge der resultierenden Welle

[1]) E. Waetzmann, Physik. Zeitschr. **12**, 866, 1911

ganz bestimmte Verhältnisse bestehen: Der Körper muß, wie wir sagen, durch Erregung mit der Frequenz der Welle in Resonanz kommen. (Vgl. Bd. I, 1, Kap. IV, § 54.) Die Wellenlänge, die der Resonanzfrequenz entspricht, ist (§ 2 ds. Kap.) proportional der Fortpflanzungsgeschwindigkeit c. c ist entweder durch die inneren elastischen Kräfte des Körpers oder durch die äußeren Zwangskräfte, denen er ausgesetzt ist, bestimmt. Sollen sich z. B. beim gespannten Seile mit festen Enden durch Interferenz der hin und her laufenden Wellen stehende Wellen ausbilden, so muß die stehende Welle an beiden Enden Knoten aufweisen, die befestigten Endpunkte müssen in dauernder Ruhe bleiben. Die Länge des Seiles muß daher immer gleich einer ganzen Anzahl von Halbwellenlängen oder einem geraden Vielfachen der Viertelwellenlänge sein. Dieselben Bedingungen müssen erfüllt sein bei einer horizontal aufgehängten Spiralfeder mit zwei freien oder zwei festen Enden und ebenso beim schwingenden Stabe mit freien oder festgeklemmten Enden und in ähnlichen Fällen. Soll aber ein Seil mit einem festen und einem freien Ende zu stehenden Schwingungen erregt werden, dann muß am festen Ende ein Knoten, am freien Ende ein Bauch entstehen, d. h. die Seillänge muß einem ungeraden Vielfachen der Viertelwellenlänge gleich sein. Diese Bedingungen lassen sich gerade am Seile leicht demonstrieren, wenn man bei veränderlicher Seilspannung mit gleichbleibender Frequenz die Wellenerregung vornimmt, oder wenn man das Seil bei konstanter Spannung mit veränderlicher Frequenz erschüttert. Dabei kann die Hand, die das eine Seilende hält, kleine Transversalbewegungen ausführen oder (das ist meist leichter) kleine Kreise beschreiben und so das Seil zu stehenden transversalen Kreisschwingungen anregen. Das Seil läßt sich

Fig. 35.



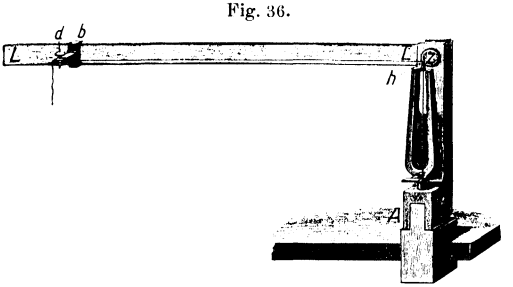
Erregung von Seilwellen durch Längsbewegung der Hand.

aber auch dann zu Tranversalschwingungen erregen, wenn die haltende Hand statt transversaler Bewegungen solche in der Seilrichtung ausführt. Bei dieser Längserregung wird das Seil durch die regelmäßigen Entspannungen zum Schwingen gebracht, wie das in Fig. 35 veranschaulicht ist; doch entspricht dabei jeder ganzen Schwingung der Hand nur eine Halbschwingung des Seiles.

Diese Art der Anregung bildet den Ausgangspunkt für einen berühmt gewordenen, zuerst von Melde beschriebenen Demonstrationsversuch. Statt das Seil mit der Hand in Schwingung zu versetzen, kann man eines seiner Enden mit einem dauernd schwingenden Körper in Verbindung bringen und statt des Seiles einen leichten Wollfaden, einen Draht, eine Saite u. dgl. verwenden. Melde nahm dazu eine Stimmgabel von großer Masse, die, einmal angeschlagen, lange weiterschwingt. Die Fig. 36 gibt ein Bild der Meldeschen

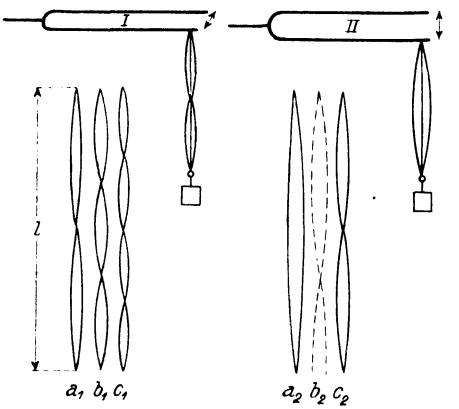
Anordnung. Der Faden ist bei h an der einen Gabelzinke befestigt, seine Länge kann bei b, d mit Klammer und Schraube nach Wunsch abgegriffen werden. Die Schraube d kann auch durch eine Rolle ersetzt werden, über die der Faden läuft, der mittels Gewichten gespannt werden kann. Die Latte LL ist um den Zapfen z drehbar, so daß die Gabel zur Längserregung (in der Figur dargestellt) und zur Quererregung dienen kann. Bei gleicher Gabelfrequenz und bei gleicher Fadenspannung erhält man im ersten Falle nur halb soviele Bäuche wie im zweiten. Später ist man dazu übergegangen, die Fadenerregung mit elektrisch angetriebenen Stimmgabeln oder mit kleinen Motoren zu bewirken. Es genügt aber zu guter Demonstration auch eine einfache große Gabel (etwa 120 Schwingungen in der Sekunde). Man befestigt sie in geeignetem Stativ, so daß der Gabelstiel stets horizontal liegt und die Zinken nach Wunsch in horizontaler oder vertikaler Ebene schwingen können, hängt daran einen mit Gewicht beschwerten dünnen Faden und gleicht seine Länge so ab, daß er bei senkrechter Gabelschwingung gerade als Halbwelle schwingt (Fig. 37). Bei horizontaler Zinkenbewegung gibt er dann zwei Halbwellenlängen. Ist die Längeneinstellung richtig getroffen, so spricht der Faden schon auf die schwächste Anregung der Gabel an. Man kann so — da die Frequenz konstant bleibt — die Abhängigkeit der Wellenlängen von der Fadenspannung schön vorführen: $\lambda_{p_1} : \lambda_{p_2} = \sqrt{P_1} : P_2$, und man kann auch zeigen, daß man wohl die Schwingungsfigur b_1 leicht erhält, bei der der Faden in drei Abteilungen schwingt, niemals aber, auch bei noch so kräftigem Anschlag, die Figur b_2 erhält, weil bei ihr ja an dem durch die Masse des Gewichtes festen Ende die Ausbildung eines Schwingungsbauches verhindert wird. Wählt man als Faden eine Violinsaite, so kann man sich — freilich

Fig. 36.



Meldes Stimmgabelversuch.

Fig. 37.



Stehende Fadenschwingungen bei verschiedener Belastung.

nur in der Nähe der Saite — überzeugen, daß der Saitenton in allen Fällen a_1, b_1, c_1, a_2, c_2 stets der gleiche bleibt.

Eine große Reihe von Abänderungsvorschlägen sind gemacht worden, um den Meldeschen Versuch in einem großen Saale weithin sichtbar zu machen, darunter der, den Faden durch einen vom elektrischen Strome zum Glühen erhitzten Draht zu ersetzen. Es leuchten dann im Resonanzfalle die Knoten hell auf, während die Bauchstellen durch die schnelle Bewegung bis unter die Glühtemperatur abgekühlt werden.

Bei allen Anordnungen zu Meldes Versuch ist das Mitschwingen in mehreren Segmenten leichter zu zeigen als das Mitschwingen der ganzen Fadenlänge als Halbwelle, weil in diesem Falle große Fadenspannungen nötig sind und starkgespannte Fäden leicht die Gabelschwingungen beeinflussen und zum Erlöschen bringen, besonders, wenn die Fäden relativ große Masse besitzen oder steif sind. Läßt man deshalb die Erregung durch einen Motor besorgen, so ist es nach Raman[1]) gut, eine Vorrichtung anzubringen, die die Erregungsamplitude zu verändern erlaubt. Eine einfache Möglichkeit ist in Fig. 38 skizziert. Die an der Motorachse angebrachte Scheibe hat einen Schlitz, in dem an beliebiger Stelle eine Kurbel befestigt werden kann. Die Kurbel betätigt einen Schüttelhebel, in dessen Ösen der Faden angebracht wird. Die Führungsleisten des Hebels aber sind fest mit dem Motorgestell verbunden, damit er für Anregung in der Fadenrichtung und quer dazu benutzt werden kann.

Fig. 38.

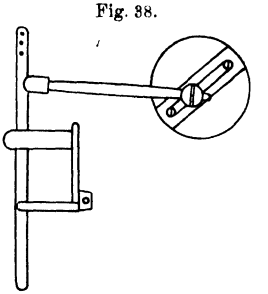
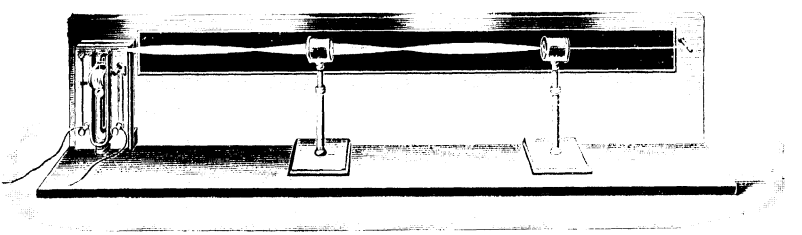


Fig. 39.



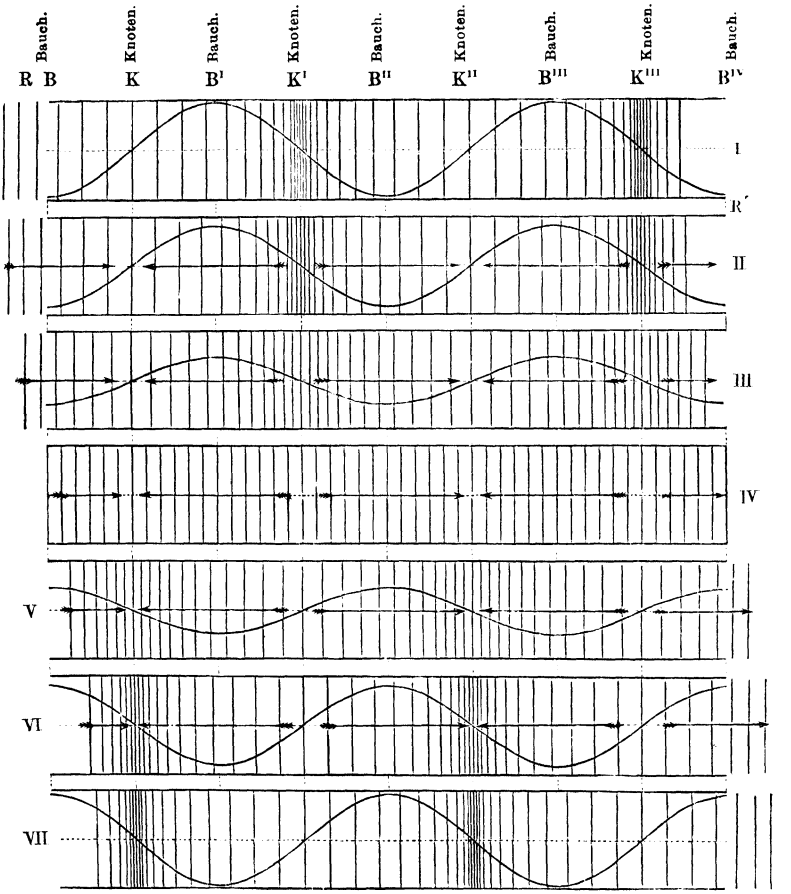
Polarisationsversuch mit Meldeschem Faden.

Macé de Lépinay hat die Meldesche Versuchsanordnung zur Vorführung einfacher Polarisationsversuche eingerichtet (Fig. 39). Die Fadenspannung ist so gewählt, daß vier Bäuche sich auf dem Faden ausbilden. Im zweiten Bauche sitzt ein Schlitzpolarisator, der dem Faden die gewünschte Polarisationsebene aufzwingt. Im vierten Knoten steht der zweite Schlitz, der keine Schwingungen durchläßt, wenn er zum ersten Schlitze senkrecht steht. (Auch mit einfachen Seilen und entsprechend groben Schlitzen lassen sich solche Polarisationsversuche ausführen.)

[1]) C. V. Raman, Phys. Rev. **14**, 448, 1919.

§ 15. Stehende Luftwellen. Alle diese Versuche mit Seilen und Fäden geben Beispiele der stehenden Transversalwelle; eine weitere Anzahl von Demonstrationen über stehende Wellen ist bei der Behandlung der Wellenmaschinen schon vorweggenommen worden. Stehende Longitudinalwellen können wir vor allem in einer Luftsäule erzeugen, die in ein zylindrisches Rohr

Fig. 40.



Stehende Luftwellen.

eingeschlossen ist. Das geschlossene Rohrende entspricht dem festen Ende der Spirale, das offene Rohrende dem freien der Spirale. Am festen Ende tritt auch bei der Longitudinalwelle (siehe S. 13, § 7) die Reflexion mit Gangunterschied von einer Halbwellenlänge ein; am offenen Ende findet die Reflexion ohne Gangunterschied statt.

Die Fig. 40 soll einerseits die Dichteverteilung in den stehenden Longitudinalwellen darstellen, andererseits mit der entsprechenden eingezeichneten

stehenden Transversalwelle einen Vergleich ermöglichen. Die Röhre ist an beiden Seiten offen gedacht und ihre Länge gleich zwei ganzen Wellenlängen gewählt. Der Abstand benachbarter Vertikallinien gilt als Maß der Dichte. Herrscht im ganzen Rohre (IV) gleichmäßige Dichte, also weder Verdünnung noch Verdichtung, so stehen die Vertikalschichten gleich weit voneinander ab. Die Dichteunterschiede sind zeichnerisch — aus Gründen der Deutlichkeit übertrieben — so dargestellt, daß jede Vertikallinie um so viel nach rechts oder links verschoben ist, als die Ordinaten der eingezeichneten Transversalschwingung an den betreffenden Orten betragen. Die Figur beginnt (I) mit dem Zeitpunkt größter Elongationen; an den Knotenstellen finden wir dann abwechselnd Verdünnungen (bei K, K'') und Verdichtungen (bei K', K'''). Dabei rücken auf der linken Seite die Luftschichten über das Rohrende hinaus, vom rechten Rohrende entfernen sie sich nach innen. Die folgenden Zeichnungen (II—VII) entsprechen den Zuständen, die um je eine Sechstelperiode später eintreten. Nach $T/2$ (IV) sind alle Luftschichten des Rohres in gleichem Dichtezustand. Die in der Rohrachse eingezeichneten Pfeile geben die jeweilige Bewegungsrichtung der Luftteilchen an. Zu den Zeiten $T/2$, $3\,T/2$ usw. durchschreiten alle Teilchen ihre Ruhelage. Aber die Teilchen an den Knotenstellen bleiben stets am Orte und in Ruhe. Knoten- und Bauchstellen behalten ihre Lage im Rohre bei. Im Knoten findet die geringste Bewegung der Teilchen statt, maximale Bewegung finden wir immer zwischen zwei Knoten. Maximale Verdichtung und Verdünnung finden wir stets an den Knoten.

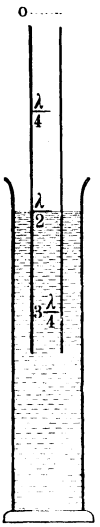
Würde das Rohr am Orte eines Wellenbauches durch eine Querwand geschlossen, so könnte die dargestellte Verteilung der Dichtemaxima nicht mehr erhalten bleiben, da an der festen Wand die Luft sich nicht hin und her bewegen kann. Andererseits kann am offenen Rohrende keine Verdichtung oder Verdünnung eintreten, weil dort die Luft des Rohres mit der äußeren Atmosphäre im Druckgleichgewicht stehen muß. Eine beiderseits offene Röhre kann nur Schwingungen ausführen, wenn ihre Länge gleich einem ganzen Vielfachen der Halbwelle, einem geraden Vielfachen der Viertelwellenlänge ist. Das einseitig geschlossene Rohr läßt sich zu stehenden Schwingungen erregen, wenn die Rohrlänge gleich einem ungeraden Vielfachen der Viertelwellenlänge ist. Ist umgekehrt die Rohrlänge gegeben, so muß sich die Wellenlänge und damit die Frequenz nach der Rohrlänge richten, wenn eine stehende Welle im Rohre zustande kommen soll.

Für longitudinale Flüssigkeitssäulen und longitudinal schwingende feste Körper linearer Dimension (Stäbe) gelten die gleichen Bedingungen. Dabei braucht die Form nicht die eines langgestreckten Zylinders zu sein, es muß nur die Ausdehnung in einer Richtung die Größenverhältnisse in den dazu senkrechten Richtungen weit überragen. Es bleiben daher die oben abgeleiteten Resonanzbedingungen auch für prismatische Säulen beliebigen Querschnittes von Gasen und Flüssigkeiten und für prismatische Stäbe beliebigen Querschnittes bestehen. Ja die Erfahrung lehrt, daß auch für langgestreckte Kegel mit gerader oder gewundener Achse (Hörner) diese Grund-

gesetze der longitudinalen stehenden Schwingungen gelten. Nur muß dabei nach neueren Erfahrungen die Querschnittsänderung eine stetige sein. Es hat also die Luft in einem langgestreckten Kegelstumpf, der auf einer Seite geschlossen ist, dieselben Resonanzfrequenzen wie die Luft in einem einseitig geschlossenen Zylinder. Dabei ist es gleichgültig, ob die Endfläche größeren oder die kleineren Querschnittes geschlossen (gedackt) ist.

Diese einfachen Verhältnisse gelten nicht mehr, wenn die Querschnittsänderung eines solchen linearen Gebildes unstetig erfolgt, wenn etwa eine Luftsäule oder ein Stab aus zwei oder mehreren aneinander gereihten Zylindern verschiedenen Querschnittes besteht. Bei solchen Säulen erhält man im allgemeinen zwei verschiedene Resonanzfrequenzen, je nachdem ob die Anregung an dem engeren oder dem weiteren Ende erfolgt. Die Grundfrequenzen sind dann entweder verkleinert oder vergrößert. Ebenso sind die Abstände der Knoten und Bäuche in einer langen Luftsäule nur so lange konstant (und der Fig. 40 entsprechend), solange keine unstetigen Querschnittsänderungen vorliegen. Ist dagegen im Rohre etwa ein Diaphragma mit Loch angebracht, so treten in der unmittelbaren Nachbarschaft der Lochscheibe andere Halbwellenlängen auf.

Fig. 41.



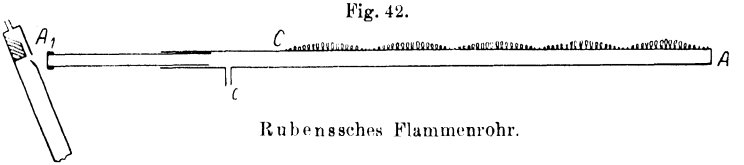
Resonanzrohr.

Das einfachste Hilfsmittel zur Vorführung der Resonanzfrequenzen sind die altbekannten Resonanzröhren, die den in größerer Entfernung kaum hörbaren Ton einer Stimmgabel (ohne Resonanzkasten!) verstärken, sobald ihre Länge den Resonanzbedingungen genügt. Beiderseits offene Röhren müssen Posaunenauszüge haben; einseitig geschlossene Röhren führt man vor durch mehr oder weniger tiefes Eintauchen der Röhre in einen mit Wasser gefüllten Standzylinder (Fig. 41), oder man füllt sie nach dem Prinzip der kommunizierenden Röhren zu variabler Höhe mit der den Abschluß bildenden Flüssigkeit an. Führt man solche Versuche an einer längeren Röhre in der Art, wie es die Fig. 41 zeigt, aus, so findet man, daß zwar der Abstand zweier Stellen maximaler Resonanz stets genau mit der Halbwellenlänge des anregenden Stimmgabeltones übereinstimmt, daß dagegen der Betrag der kürzesten Resonanzlänge immer kleiner als $\lambda/4$ ausfällt. Diese Unstimmigkeit erklärt sich aus dem Umstand, daß die stehende Welle etwas über das Rohrende hinausgreift (etwa bis O). Bei der Bestimmung der ersten Viertelwellenlänge muß eine Endkorrektion berücksichtigt werden, deren Größe bei der Akustik der Pfeifen behandelt wird. Näheres über diese Versuche und ihre Anwendungen wird in Kap. IV, § 12 und § 15 dieses Bandes ausgeführt.

Einem großen Hörerkreise lassen sich die stehenden Luftwellen in eindrucksvoller Form mittels des Rubensschen Flammenrohrs vorführen (Fig. 42). Ein etwa 4 m langes, 8 cm weites Messingrohr mit Posaunenauszug, das durch einen seitlichen Ansatz c mit der Gasleitung verbunden werden kann, wird schwach geneigt gelagert; an dem Ende A ist es geschlossen, am Ende A_1 mit einer Schweinsblase überspannt. Zwischen C und A ist in Abständen von

2 bis 3 cm eine Lochreihe von 1 bis 2 mm Weite eingebohrt, an der kleine Gasflammen von etwa 1 cm Höhe entzündet werden können. Wird vor dem mit der Membran überzogenen Ende eine Pfeife zum Tönen gebracht oder eine Stimmgabel mit Resonanzkasten aufgestellt, so zeigen nach entsprechender Einstellung des Posaunenauszuges die vorher gleichhoch brennenden Flämmchen deutlich die einzelnen Halbwellenabschnitte an. Bei sehr kräftiger Erregung, also besonders beim und kurz nach dem Anschlagen der Gabel, brennen die Flämmchen am geschlossenen Rohrende mit maximaler Helligkeit und zeigen, im rotierenden Spiegel beobachtet, die Frequenz der

Fig. 42.



Rubenssches Flammenrohr.

erregenden Gabel. Bei schwächerer oder normaler Erregung tritt gerade das umgekehrte Flammenbild in Erscheinung, schwaches Leuchten der Flämmchen in den Knoten und stärkeres in den Bäuchen, und die Flammen schwingen bei Beobachtung im rotierenden Spiegel nicht mehr mit. Dieser zweite Zustand wird durch Einflüsse der Reibung an den Wänden und Wirbelbildung verursacht. Zu guter Demonstration sind ziemlich hohe Erregertöne von mehreren hundert Schwingungen in der Sekunde nötig.

Wenn, wie bisher angenommen wurde, auf ein gespanntes Seil oder auf die Luft in einer Röhre nur eine einzige Schwingung anregend wirkt, so wird sich, wenn die betreffende Resonanzbedingung erfüllt ist, nur eine stehende Welle, die der Resonanzfrequenz, ausbilden. Jene, welche die kleinste der möglichen Frequenzen besitzt, bezeichnet man als Grundwelle oder Grundschwingung, die übrigen als Oberwellen, Oberschwingungen. Wirken gleichzeitig mehrere resonanzfähige Schwingungen auf Seil oder Luftsäule ein, so können sich auch mehrere Systeme stehender Wellen gleichzeitig ausbilden und überlagern. Jeder Massenpunkt führt dann statt einfacher pendelartiger Schwingungen kompliziertere Schwingungsformen aus, deren eingehende Behandlung hier unterbleiben kann, da die Zusammensetzung (und Zerlegung) solcher harmonischen Teilschwingungen bereits in Band I, 1, Kap. IV, § 48 ausführlich dargelegt und dort durch Fig. 224 ff. erläutert worden ist. Es sei aber hier noch einmal darauf hingewiesen, daß eine ganze Reihe der in § 9 dieses Kapitels beschriebenen Wellenmaschinen auch diese Gesetze der Zusammensetzung und Überlagerung stehender Wellen vorzuführen und zu erläutern erlaubt.

Zweites Kapitel.

Grundphänomene des Schalls und Gliederung des Tonbereichs.

§ 1. Einteilung der Akustik. Die Lehre vom Schall oder die Akustik pflegt man in physikalische und physiologische Akustik zu unterteilen. Daneben wird oft noch die musikalische Akustik als selbständiges Teilgebiet genannt.

Die musikalische Akustik umfaßt die Gliederung des Tonbereichs, gewisse Probleme und Tatsachen des Hörens und der Stimmbildung, sowie den Bau und die Wirkungsweise der Musikinstrumente. Auch die Raumakustik könnte hier genannt werden. Um Wiederholungen zu vermeiden, verzichten wir auf eine zusammenfassende Darstellung und ordnen diese Probleme in verschiedene Kapitel der physikalischen Akustik ein.

Die physiologische Akustik hat sich einerseits mit dem Ohre und mit den Vorgängen im Ohre beim Hören, andererseits mit dem Stimmorgan und mit der Stimmbildung im weitesten Sinne des Wortes zu beschäftigen. Hierbei sind teils physikalische Untersuchungen auszuführen, teils physiologische und anatomisch-physiologische, teils auch psychologische. Eine strenge Abgrenzung der einzelnen Untersuchungen und Methoden gegeneinander ist dabei nicht möglich. Im Rahmen des vorliegenden Buches interessieren nur diejenigen Probleme, die im wesentlichen physikalischer Art sind.

Die physikalische Akustik ist nach Helmholtz „ihrem Wesen nach nichts als ein Teil der Lehre von den Bewegungen der elastischen Körper", und ihre Abtrennung von der Elastizitätslehre „ist eben nur dadurch gerechtfertigt, daß durch die Anwendung des Ohres eigentümliche Arten von Versuchen und Beobachtungsmethoden herbeigeführt werden". Diese Begrenzung muß heute als zu eng bezeichnet werden. Die Entwicklung hat freilich, wie in jeder physikalischen Disziplin, so auch in der Akustik dahin geführt, das Sinnesorgan, also das Ohr, nach Möglichkeit auszuschalten und rein objektive Apparate und Methoden an seine Stelle zu setzen. Aber damit hat die Lehre vom Schall ihre Bedeutung als selbständige Disziplin im Rahmen der Gesamtphysik nicht eingebüßt, sondern ihr Aufgabenkreis ist noch erweitert worden.

Wie die Optik nicht auf die Untersuchung des sichtbaren Spektrums beschränkt ist, so hat die Akustik neben den hörbaren auch die unhörbaren Schwingungen zu untersuchen. Die langsamen elastischen Schwingungen unterhalb und die schnellen oberhalb der Hörgrenze sind für die Gesamterkenntnis akustischer Vorgänge ebenso wichtig wie das ultrarote und das

ultraviolette Spektrum in der Optik. So treten die Kombinationsschwingungen (d. Kap., Abschnitt B) und die ponderomotorischen Wirkungen des Schalles ds. Kap., Abschnitt C) besonders stark bei sehr schnellen Primärschwingungen auf; ähnlich, wie die chemischen Wirkungen einer optischen Strahlungsquelle in der Hauptsache nicht von dem sichtbaren, sondern von dem ultravioletten Teile des Spektrums herrühren. Die sehr langsamen elastischen Schwingungen bieten den für allgemeine akustische Untersuchungen großen Vorteil, daß sie besonders leicht beobachtet und registriert werden können. Zur Kennzeichnung ihrer sonstigen Bedeutung sei darauf hingewiesen, daß sie das Grundphänomen in der Nahe- und Fernseismik darstellen. Neben der Elastizitätslehre steht die Hydrodynamik in engster Beziehung zur Akustik. Zahlreiche, namentlich in neuerer Zeit hervorgetretene akustische Probleme sind hydrodynamischer Natur, und die Grundgleichungen der Hydrodynamik sind gleichzeitig Grundgleichungen der Akustik. Es sei hierfür an die Rayleighsche Scheibe (Kap. VI, § 3) erinnert oder an die Wirbelbildung in Flüssigkeiten, soweit sie zu akustischen Phänomenen (Hiebtöne) Veranlassung gibt. Ferner spielen Fragen der Wärmelehre in der Lehre vom Schall eine wichtige Rolle, und zwar handelt es sich dabei nicht nur um Einzelphänomene, sondern in der Tatsache, daß die Schallschwingungen adiabatische Vorgänge darstellen, ist ein grundsätzlicher Zusammenhang gegeben. Besonders umfangreich und besonders fruchtbar sind die Wechselbeziehungen zwischen der Akustik und der Elektrizitätslehre, in Sonderheit der Lehre von den elektromagnetischen Schwingungen geworden. Dieser Zusammenhang ist nicht nur methodologisch von großer Bedeutung, sondern er hat in den letzten Jahren zur Entstehung einer ganzen neuen Disziplin, der Elektroakustik, geführt.

Zurzeit wäre es, nicht zuletzt aus didaktischen Gründen, sicherlich falsch, die Akustik aus der Gesamtgliederung der Physik zu streichen und sie unter die Elastizitätslehre, die Hydrodynamik und die Lehre von den elektromagnetischen Schwingungen aufzuteilen. Die Einteilung der Physik nach den Sinnesorganen hat immer noch ihre großen Vorzüge. So werden wir auch umgekehrt innerhalb der Akustik nicht einen elastischen, einen hydrodynamischen und einen mechanisch-elektromagnetischen Teil unterscheiden, sondern werden eine Gliederung nach rein akustischen Prinzipien anstreben.

A. Die verschiedenen Schallarten.

§ 2. Definition des Tones, Entstehung einer Sinusschwingung. Der Ton wird in der Regel als das Grundelement der Klänge und als das einfachste Schallphänomen bezeichnet. Das besagt weiter nichts, als daß der Ton im objektiven Sinne des Wortes durch eine analytisch besonders einfach darzustellende Schwingungsform, nämlich durch eine Sinusschwingung repräsentiert wird. Auch die gedämpfte Sinusschwingung, die nicht mehr periodisch im strengen Sinne des Wortes ist, erzeugt eine annähernd reine Tonempfindung. Die kompliziertere Schwingung, der Klang,

läßt sich analytisch als Summe von Sinusschwingungen darstellen, also ist der Klang für den Physiker eine Summe von Tönen. Deshalb wird die Bezeichnung „Ton" oft noch mit an sich überflüssigen Beiwörtern wie „rein" oder „einfach" versehen. Die Einfachheit der Empfindung im psychologischen Sinne steht dabei außer Diskussion. Was die Wahrnehmung anlangt, so wird man allerdings sagen dürfen, daß es Schallphänomene gibt, die selbst für das geübteste Ohr aus einem einzigen Tone bestehen. Praktisch gibt eine mit der nötigen Vorsicht angestrichene Stimmgabel auf Resonanzkasten einen einfachen Ton. Ebenso sind die Pfeiftöne, die mit dem Munde hervorgebracht werden, praktisch obertonfrei.

Von den einzelnen Tönen eines Klanges, seinen Teiltönen oder Partialtönen, wird der tiefste, der in der Regel, aber nicht immer auch der stärkste ist, als Grundton bezeichnet, die höheren als Obertöne. Sind ihre Schwingungszahlen ganzzahlige Vielfache der Schwingungszahl des Grundtones, so heißen sie harmonische, im anderen Falle unharmonische Obertöne. Für wissenschaftliche Untersuchungen mit reinen Tönen benutzt man zur Beseitigung der Obertöne Interferenzmethoden.

Wir haben das Wort „Ton" in doppelter Bedeutung gebraucht. Einmal bedeutet es eine Empfindung und zweitens den dieser Empfindung zugrunde liegenden äußeren Reiz. Diese Doppeldeutigkeit des Wortes, die bei den Bezeichnungen für die übrigen Arten des Schalles (Klang, Geräusch, Knall), sowie bei dem Worte Schall selbst wiederkehrt, muß im Interesse einer kurzen Ausdrucksweise in Kauf genommen werden.

Eine Sinusschwingung kommt, wie die Theorie zeigt, dann zustande, wenn die elastische Kraft, die den schwingenden Körper an seine Ruhelage kettet, der Elongation der Schwingung einfach proportional ist.

Die Schwingungsrichtung sei die x-Achse, so ist die rücktreibende Kraft $P = -a^2 x$. Die Proportionalitätskonstante a^2 ist als quadratische Größe eingeführt, um anzudeuten, daß sie positiv ist. Das negative Vorzeichen besagt, daß die rücktreibende elastische Kraft die Elongation in jedem Moment zu verkleinern sucht. Der schwingungsfähige Körper wird in erster Näherung als „elastischer Massenpunkt" aufgefaßt, d. h. als punktförmige Masse, die durch eine masselose Elastizität an die Ruhelage gebunden ist. Verwirklicht wird er etwa durch eine starre Platte oder auch anders geformte starre Masse, die an einer Spiralfeder von verschwindend kleiner Masse befestigt ist. Ist die Schwingungsmasse m, so lautet die Kraftgleichung

$$m\ddot{x} = -a^2 x.$$

Durch zweimalige Integration erhält man die Elongation der Schwingung als Funktion der Zeit.

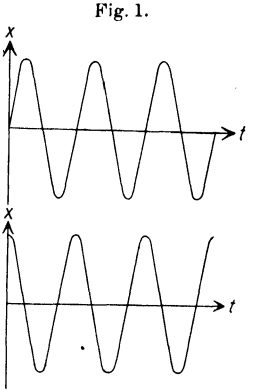
Die Elongation x nimmt dann die Form an

$$x = A \sin\left(\sqrt{\frac{a^2}{m}}\, t + \varphi\right) = A \sin(2\pi n_0 t + \varphi),$$

wobei t die Zeit, a^2 den Proportionalitätsfaktor für die Größe der Kraft bzw. die Kraft für die Elongation 1 und m die Schwingungsmasse bedeuten. Die Konstanten A und φ, die maximale Elongation oder Amplitude und die Phase der Schwingung sind durch die Anfangsbedingungen, die dem Körper

experimentell vorgeschrieben werden, bestimmt. $\sqrt{\frac{a^2}{m}} = \omega_0 = 2\pi n_0$ ist die Kreisfrequenz, d. h. die Zahl der Schwingungen in 2π Sekunden; $n_0 = \omega_0/2\pi$ ist die Schwingungszahl pro Sekunde oder die Frequenz, für welche die Bezeichnung Hertz vorgeschlagen worden ist. $1/n_0 = T$ ist die Dauer einer Schwingung oder die Periode. Während in Deutschland eine volle Periode als eine Schwingung (Ganzschwingung, doppelte Schwingung, vibration double = v. d.) gezählt wird, rechnet man in Frankreich noch vielfach mit Halbschwingungen oder einfachen Schwingungen (vibrations simples = v. s.). Die Halbschwingung umfaßt die Bewegung des Körpers von dem Umkehrpunkt auf der einen Seite der Ruhelage bis zu dem auf ihn folgenden Umkehrpunkt auf der anderen Seite der Ruhelage (halbe Periode). In dieser Zählung ist die Schwingungszahl also doppelt so groß wie in deutscher Zählung. Es ist zu wünschen, daß die französische Zählungsweise verschwindet.

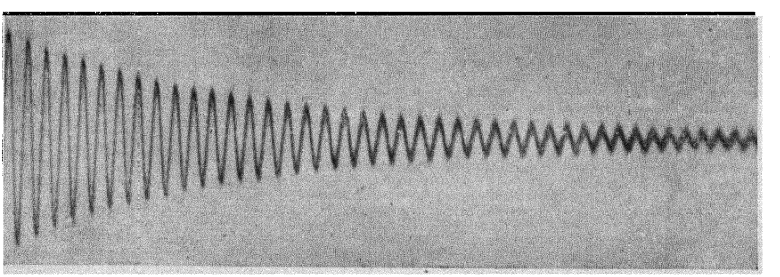
Fig. 1.



Sinusschwingungen mit verschiedener Anfangsphase.

Eine graphische Darstellung von Sinusschwingungen mit verschiedener Anfangsphase ist in Fig. 1 gegeben. In der oberen Kurve ist $\varphi = 0$, in der unteren $\varphi = \pi/2$. Exemplifizieren wir auf die Schwingungen eines Pendels, so stellt die obere Kurve den Fall dar, daß bei Beginn des Schwingungsvorganges, zur Zeit $t = 0$, das Pendel sich in der Ruhelage befindet und einen Anstoß erhält. Die untere Kurve entspricht dem Falle, daß das Pendel

Fig. 2.



Gedämpfte Stimmgabelschwingungen.

zur Zeit $t = 0$ in der Richtung der positiven x-Achse aus seiner Ruhelage gebracht ist und nun losgelassen wird. Fig. 2 stellt eine photographische Aufnahme einer künstlich „gedämpften" Stimmgabelschwingung dar. Der analytische Ausdruck für diese Kurve ist nicht mehr eine Sinusfunktion, sondern eine Sinusfunktion, multipliziert mit einem Faktor, der die allmähliche Abnahme der Amplitude bedingt. Die Elongation x für solche gedämpfte

Schwingung oder, akustisch gesprochen, für einen nicht konstanten, sondern abklingenden Ton ist

$$x = A e^{-\frac{k}{2m}t} \sin(2\pi n t + \varphi).$$

Die Aussage, daß ein Ton durch eine reine Sinusschwingung gegeben ist, ist also für das Abklingen und auch für das Anklingen strenggenommen nicht mehr richtig. Wir kommen auf diese Frage zurück.

Bleibt der schwingungsfähige Körper, nachdem er einen Anstoß erfahren hat, sich selbst überlassen, so schwingt er in seiner „Eigenperiode", er führt „freie" Schwingungen aus, gibt seinen „Eigenton". Steht er unter der dauernden Einwirkung einer äußeren periodischen Kraft, so kommt er zum Mitschwingen oder Mittönen, er führt „erzwungene" Schwingungen aus.

Ist diese äußere Kraft sinusförmig und wird die dämpfende Kraft proportional der Schwingungsgeschwindigkeit angesetzt, so lautet die Kraftgleichung

$$m\ddot{x} + k\dot{x} + a^2 x = P \sin 2\pi\nu t,$$

und ihre Ausrechnung ergibt für den Fall nicht zu starker Dämpfung:

$$x = A e^{-\frac{k}{2m}t} \sin(2\pi n t + \varphi) + \frac{P}{m\sqrt{\left(\frac{a^2}{m} - 4\pi^2\nu^2\right)^2 + 4\pi^2\nu^2\frac{k^2}{m^2}}} \sin(2\pi\nu t + \psi).$$

Dabei stellt das erste Glied den je nach der Größe des Dämpfungsfaktors $k/2m$ mehr oder weniger schnell abklingenden Eigenton dar, der mit dem Eigenton n_0 bei freier ungedämpfter Schwingung durch die Beziehung $n = \frac{1}{2\pi}\sqrt{4\pi^2 n_0^2 - \frac{k^2}{4m^2}}$ verbunden ist, und das zweite Glied die von außen aufgeprägte erzwungene Schwingung.

Fällt die Periode der erregenden Kraft mit der Eigenperiode des Massenpunktes zusammen, so gerät er in „Resonanz". Näheres über Schwingungen, sowie speziell über Dämpfung und Resonanz findet sich im Mechanik-Band, Kap. IV. An dieser Stelle soll nur noch ein akustischer Resonanzversuch beschrieben werden, der den Zusammenhang zwischen Resonanzschärfe und Dämpfung demonstriert. Zwei aufeinander abgestimmte Stimmgabeln auf Resonanzkästen, von denen die eine durch ein Laufgewicht verstimmt werden kann, stehen einander gegenüber. Wird die eine Stimmgabel angestrichen und dann mit der Hand abgedämpft, so hört man die andere weitertönen, da sie durch Resonanz zum Mittönen gebracht war. Wird die eine Gabel ein wenig gegen die andere verstimmt und dann angestrichen, so findet ein Mittönen der zweiten Gabel nicht statt. Werden jetzt beide Gabeln gleichzeitig angestrichen, so hört man Schwebungen, und aus ihrer Anzahl pro Sekunde ist der Grad der Verstimmung zu ersehen (ds. Kap., § 16). Bei Stimmgabeln von 256 Hertz genügt eine Verstimmung um wenige Hertz, um das Mittönen praktisch zu verhindern. Wir haben also entsprechend der geringen Dämpfung der Stimmgabeln große Resonanzschärfe. Benutzen wir dagegen als Resonator die Luftsäule eines Standzylinders, die durch eine darüber gehaltene Stimmgabel zum Mittönen gebracht wird, so tönt die auf beispielsweise 500 Hertz abgestimmte Luftsäule auch noch auf Stimmgabeln von etwa 470 und 530 Hertz kräftig mit. Die Luftsäule ist stark gedämpft, was man

daran erkennt, daß sie sofort aufhört zu tönen, wenn die erregende Stimmgabel entfernt wird. Starker Dämpfung entspricht also geringe Resonanzschärfe, schwacher Dämpfung große Resonanzschärfe.

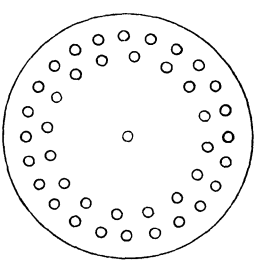
Bei Abweichungen von dem Proportionalitätsgesetz für die elastische Kraft oder für die Dämpfung führt der elastische Massenpunkt eine kompliziertere Schwingung aus, die sich aber als Summe von Sinusschwingungen darstellen läßt; er gibt keinen reinen Ton mehr, sondern einen Klang. Bevor wir auf die Untersuchung der Klänge eingehen, wollen wir die charakteristischen Merkmale der reinen Töne besprechen.

§ 3. Tonhöhe. Zwei Töne können sich physikalisch durch die Schwingungsanzahl pro Sekunde und durch die Amplitude unterscheiden, entsprechend in der Empfindung durch ihre Höhe und durch ihre Stärke. In der Empfindung kann noch ein drittes Unterscheidungsmerkmal vorhanden sein, das Tonvolumen (ds. Kap., § 6).

Je größer die Schwingungszahl pro Sekunde ist, um so höher ist der Ton. Zur Demonstration dieser Tatsache eignet sich besonders gut die Sirene, die Zahnrad- und die Lochsirene.

In ihrer einfachsten Form (Seebeck) besteht die letztgenannte aus einer kreisrunden Scheibe aus beliebigem Material, in welche ein oder mehrere konzentrische Löcherkreise eingestanzt sind (Fig. 3). Die Löcher eines Kreises müssen alle genau den gleichen Abstand von den benachbarten haben. Die Scheibe wird in Umdrehungen versetzt, etwa indem sie auf die Achse eines Motors aufgeschraubt wird, dessen Geschwindigkeit innerhalb weiter Grenzen variiert werden kann. Man bläst, während die Scheibe rotiert, durch eine kleine Röhre einen Luftstrom gegen einen Löcherkreis. Man erhält dann bei einer Umdrehung der Scheibe so viel einzelne Luftstöße, wie sich Löcher in dem angeblasenen Kreise befinden, und zwar erfolgen die Luftstöße periodisch. Für die vorliegende Frage können wir davon absehen, daß die so erzeugten Luftschwingungen nicht genau sinusförmig sind. Wir erhalten einen Ton, dessen Höhe zunimmt, wenn die Drehgeschwindigkeit der Scheibe steigt. Dabei wird der Ton mit wachsender Drehgeschwindigkeit immer höher, unabhängig von der Form und Größe der Löcher, sowie von der Stärke des Luftstromes. Die Tonhöhe hängt also nur von der Schwingungszahl ab. Je größer diese ist, um so höher ist der Ton.

Fig. 3.



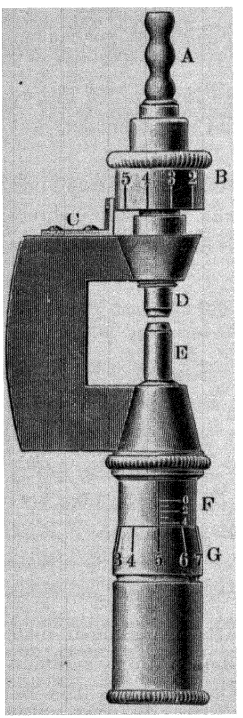
Scheibe der Lochsirene.

Die Zahnradsirene (Savartsches Rad) besteht aus einem gezahnten Rad, gegen dessen Zähne während der Rotation des Rades ein Kartenblatt schlägt. Für Demonstrationszwecke befestigt man auf einer möglichst reibungslos gelagerten Welle mehrere Räder mit verschiedener Zahl von Zähnen und außerdem ein Schwungrad. Wird das Schwungrad wie ein Kreisel mit einer Schnur abgezogen, so hält die Rotation eine beträchtliche Zeit an, und man kann das Kartenblatt abwechselnd gegen die verschiedenen Räder halten. Die

Schwingungszahlen der so entstehenden „Töne" sind gleich der Zahl der Zähne des betreffenden Rades mal der Umdrehungszahl pro Sekunde.

Die Schwingungsenergie des tonerzeugenden Körpers breitet sich in Form von Wellen aus. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit c einer Welle von der Länge λ ist $= n\lambda$, wenn n die Frequenz ist. Führt nämlich der tönende Körper n Schwingungen in der Sekunde aus, so gehen in dieser Zeit n Wellen von der Länge λ von ihm aus; den in einer Sekunde von der Welle durchlaufenen Weg, die Fortpflanzungsgeschwindigkeit, erhält man also, wenn man sich die n Wellen von der Länge λ in einer Richtung nebeneinandergelegt denkt. Da in dem gleichen Medium die Fortpflanzungsgeschwindigkeit c für Töne verschiedener Höhe die gleiche ist, so folgt aus der Formel $c = n\lambda$, daß die Wellenlänge der Schwingungsanzahl umgekehrt proportional ist. Wir können die Tonhöhe also auch durch die Wellenlänge charakterisieren, wenn wir in dem gleichen Medium bleiben; je kleiner die Wellenlänge, um so höher ist der Ton.

Fig. 4.



Galtonpfeife.

Um eine Tonempfindung zu erhalten, dürfen wir die Frequenz nicht ganz willkürlich variieren. Es ist dem eine Grenze gesetzt durch die Fähigkeiten des Ohres. Bei der Bestimmung der unteren Hörgrenze wird das Resultat leicht durch das Auftreten von Obertönen gefälscht, und an der oberen Grenze ist es nicht ganz einfach, entsprechend hohe Schwingungszahlen zu messen. Helmholtz benutzte für die Festlegung der unteren Grenze gedackte Orgelpfeifen und Transversalschwingungen von Saiten, deren störende Obertöne durch Belastung der Saite an geeigneten Stellen nach Möglichkeit unterdrückt wurden, während F. A. Schulze für die Festlegung der oberen Grenze Longitudinalschwingungen dünner Drähte verwendete. Gildemeister hat mit Telephonen gearbeitet, die durch einen Wechselstromgenerator besonderer Art erregt wurden. Vielfach werden einerseits (untere Grenze) große Stimmgabeln mit Laufgewichten, andererseits (obere Grenze) die Galtonpfeife (Fig. 4) verwendet, die sich für Demonstrationszwecke eignen, bei deren Benutzung zu Meßzwecken aber große Vorsicht geboten ist. Die Galtonpfeife ist eine kleine, aus Metall hergestellte, gedackte Pfeife, bei welcher die durch das Rohr A eingepreßte Luft aus einem ringförmigen Spalt D gegen die gegenüberstehende kreisförmige Schneide E geblasen wird. Durch zwei Schraubengewinde und Schraubenmuttern mit Trommelteilung G und B können die Länge der Pfeife und der Abstand Schneide–Spalt geändert werden, womit die Frequenz in weiten Grenzen variiert werden kann.

Eine neue Form der Galtonpfeife ist von Karl L. Schaefer[1]) angegeben worden.

Der Bereich der hörbaren Töne wurde früher nach beiden Seiten hin oft zu groß angegeben. Die untere Grenze liegt bei rund 20 Hertz. An manchen großen Orgeln ist noch das Subkontra-C von 16 Hertz vorhanden. Es gibt ein tiefes Dröhnen, die einzelnen Luftschwingungen sind deutlich zu unterscheiden und machen sich als unangenehmes Flattern im Ohre bemerkbar. Die obere Grenze liegt nach Gildemeister für das Kindesalter bei rund 20000 Hertz und sinkt allmählich auf rund 13000 Hertz für ein Alter von etwa 47 Jahren herab. Der gesamte Tonbereich umfaßt also im Kindesalter rund 10 Oktaven. Die musikalisch gut brauchbaren Töne liegen zwischen etwa 35 und 4000 Hertz; um bestimmte Effekte zu erzielen, wird gelegentlich auch über diese Grenzen hinausgegriffen.

§ 4. Das Dopplersche Prinzip. Doppler hat im Jahre 1842 in einer Untersuchung über das farbige Licht der Doppelsterne darauf hingewiesen, daß sich die Höhe eines Tones für einen Beobachter ändern müsse, sobald die Tonquelle relativ zum Beobachter in Bewegung kommt. Bei gegenseitiger Annäherung wird der Ton höher, bei gegenseitiger Entfernung wird er tiefer. Dabei macht es einen Unterschied, ob der Beobachter ruht und die Tonquelle sich bewegt oder ob die Tonquelle ruht und der Beobachter sich bewegt.

Es bedeuten c die Schallgeschwindigkeit, v die Geschwindigkeit der Tonquelle bzw. des Beobachters in der Verbindungsrichtung Tonquelle–Beobachter und n die sekundliche Schwingungszahl der Tonquelle. Zur Zeit

Fig. 5.



Bewegte Tonquelle, ruhender Beobachter.

$t = x$ befinde sich die Tonquelle in T (Fig. 5) und bewege sich in einer Sekunde von T nach S; sie sendet also auf diesem Wege, der die Länge v hat, n Wellen aus. Die zur Zeit $t = x$ von ihr ausgehende Welle erreicht den Beobachter in B zur Zeit $t_1 = x + \frac{a}{c}$, wenn a die Entfernung zwischen T und B bezeichnet. Die zur Zeit $t = x + 1$ von der (in S befindlichen) Tonquelle ausgehende Welle erreicht B zur Zeit $t_2 = x + 1 + \frac{a - v}{c}$. Die in einer Sekunde von der Tonquelle ausgeschickten n Schwingungen kommen also in dem Zeitintervall $(t_2 - t_1) = \left(1 - \frac{v}{c}\right)$ Sekunden beim Beobachter an. Somit ist die Zahl der Schwingungen n', die der Beobachter in einem Zeitintervall von einer Sekunde erhält, also die Tonhöhe

$$n' = \frac{n}{1 - \frac{v}{c}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

[1]) Karl L. Schaefer, Beiträge zur Anatomie usw. von Passow u. Schaefer, **21**, 191, 1924.

Entfernt sich die Tonquelle vom Beobachter, so ist in Formel (1) v mit negativem Vorzeichen einzusetzen.

Jetzt ruhe die Tonquelle in T und der Beobachter bewege sich in einer Sekunde mit der Geschwindigkeit v von B nach R (Fig. 6). Dann gelangen in dieser Sekunde nicht nur die n Wellen an sein Ohr, die es im Ruhezustand erreichen würden, sondern darüber hinaus auch die Wellen, mit denen der

Fig. 6.



Ruhende Tonquelle, bewegter Beobachter.

Weg BR, um es kurz auszudrücken, „bepflanzt" ist. Wir finden diesen Überschuß, wenn wir die Weglänge v in Wellenlängen ausmessen, also v durch die Wellenlänge $c\ n$ dividieren. Das gibt $\frac{v}{c}\ n$ Wellen. Somit ist die Zahl der Schwingungen, die der Beobachter in einer Sekunde erhält, also die Tonhöhe,

$$n'' = n\left(1 + \frac{v}{c}\right) \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (2)$$

Entfernt sich der Beobachter von der Tonquelle, so ist in Formel (2) v wieder mit negativem Vorzeichen einzusetzen.

Da

$$\frac{1}{1 - \frac{v}{c}} = \left(1 - \frac{v}{c}\right)^{-1} = 1 + \frac{v}{c} + \left(\frac{v}{c}\right)^2 + \left(\frac{v}{c}\right)^3 + \cdots$$

ist, so gehen die Werte für n' und n'' ineinander über, wenn v gegen c so klein ist, daß höhere Potenzen von v/c vernachlässigt werden können. Auch macht es in jedem der beiden vorgenannten Fälle noch einen Unterschied für den Absolutwert der Tonhöhenänderung, ob Annäherung oder Entfernung stattfindet. Bewegen sich sowohl der Beobachter (Geschwindigkeit v) als auch die Tonquelle (Geschwindigkeit v_1), so ergibt sich die vom Beobachter wahrgenommene sekundliche Schwingungszahl N angenähert zu

$$N = n\,\frac{1 - \frac{v}{c}}{1 - \frac{v_1}{c}} \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (3)$$

Qualitativ ist die Richtigkeit des Dopplerschen Prinzips vor allem durch Beobachtung der akustischen Signale einer fahrenden Lokomotive bestätigt worden. Besonders deutlich ist die Tonhöhenänderung im Moment des Vorbeifahrens der Lokomotive an dem Beobachter zu hören, wenn also ein Umspringen der Tonerhöhung in Tonerniedrigung stattfindet. Befindet sich, vom Beobachter aus gesehen, hinter der sich nähernden Lokomotive etwa eine Bergwand, die ein Echo des Lokomotivpfiffs gibt, so ist die Tonhöhe des Echos gegenüber der Tonhöhe des Pfiffs bei stillstehender Lokomotive vertieft, die des direkt gehörten Pfiffs erhöht. Überfliegt ein Flugzeug einen Beobachter, so hört man oft, scheinbar im Gegensatz zum Dopplerschen Prinzip, im Moment der beginnenden Entfernung des Flugzeuges nicht eine Vertiefung, sondern eine Erhöhung eines gewissen Teiles des Flugzeugschalles.

Das hat aber nichts mit dem Dopplerschen Prinzip zu tun, sondern es handelt sich hierbei um einen Reflexionston, der in der Tat mit wachsender Entfernung der Schallquelle höher werden muß (Kap. VII, § 8).

Zur Demonstration des Dopplereffekts wird ein 2 bis 4 m langes Rohr, das an einem Ende durch eine kleine Pfeife abgeschlossen ist, in Rotation versetzt. Die Anordnung ist so getroffen, daß die Pfeife auch während der Rotation angeblasen werden kann. Für einen in der Rotationsebene befindlichen Beobachter steigt die Tonhöhe bei Annäherung der Pfeife und sinkt bei ihrer Entfernung. Werden beide Enden des Rohres durch genau gleichgestimmte Pfeifchen verschlossen, so hört der in der Rotationsebene befindliche Beobachter Schwebungen (ds. Kap., § 16). Es sei jedoch bemerkt, daß dieser landläufige Demonstrationsversuch viel schwieriger zu deuten ist, als es zunächst den Anschein hat, weil dabei Variationstonbildung (ds. Kap., § 14) mitwirkt.

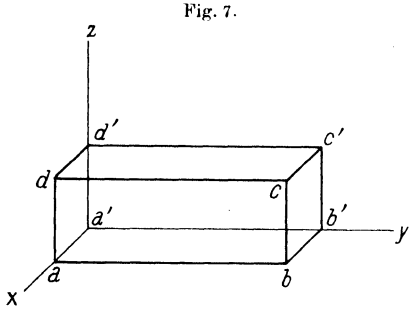
§ 5. Unhörbare Schwingungen. Ebensowenig wie es angängig ist, die Optik auf die Untersuchung des sichtbaren Spektrums zu beschränken, darf die Akustik auf die Untersuchung der hörbaren Schwingungen beschränkt werden. Die Schwingungen unterhalb der Hörgrenze (Infra-Schall), die z. B. in der gesamten Seismik eine ausschlaggebende Rolle spielen, sind dabei für die eigentliche Akustik weniger wichtig; dagegen müssen die Schwingungen oberhalb der Hörgrenze (Ultra-Schall) unbedingt auch zur Klärung rein akustischer Fragen herangezogen werden. Früher benutzte man zur Erzeugung sehr hoher Schwingungen besonders Transversalschwingungen von Stäben (Klangstäbe) sowie Longitudinalschwingungen von Saiten und von abgegrenzten Luftsäulen (Galtonpfeife).

Heute stehen zwei andere Methoden im Vordergrund des Interesses. Die eine besteht in der Verwendung abstimmbarer, elektromagnetischer Schwingungskreise, die auf ein Telephon oder dergleichen arbeiten. Hierbei benutzt man entweder einen einzigen Niederfrequenzkreis, dessen Eigenschwingungszahl, etwa mit der unteren Grenze des Tonbereichs beginnend, durch Änderung der Kapazität oder der Selbstinduktion oder beider Größen bis zu beliebig hohen Frequenzen gesteigert werden kann; oder man arbeitet mit zwei, zunächst gleichgestimmten Hochfrequenzkreisen, die unter Zwischenschaltung eines Gleichrichters auf ein Telephon wirken. Wird der eine Kreis gegen den anderen verstimmt, so entsteht im Telephon ein Differenzton. Er durchläuft kontinuierlich weite Intervalle, von wenigen Hertz bis zu Hunderttausenden Hertz, wenn die Kapazität des einen Kreises geändert wird. Bei einem hochfrequenten Kreise genügt schon eine minimale Änderung der Kapazität, um eine sehr wesentliche Änderung der Eigenfrequenz hervorzurufen. Hierauf beruht nebenbei bemerkt auch die sogenannte Äthermusik. Durch Annähern oder Entfernen der Hand wird die Kapazität eines der beiden Primärkreise und damit die Höhe des Differenztones geändert.

Die zweite moderne Methode zur Erzeugung sehr schneller elastischer Schwingungen beruht auf dem inversen piezoelektrischen Effekt. Auf die Piezoelektrizität als solche können wir hier natürlich nicht eingehen. Wir

nehmen lediglich von der Tatsache Kenntnis, daß elastische Schwingungen eines piezoelektrischen Körpers, z. B. des Quarzes, elektrische Wechselspannungen an seinen Oberflächen hervorrufen und daß umgekehrt (inverser Effekt) ein Quarzstab oder eine Quarzplatte in kräftige elastische Schwingungen geraten, wenn an zwei gegenüberliegenden Flächen eine Wechselspannung angelegt wird, deren Periode mit einer der elastischen Eigenperioden des Quarzes übereinstimmt. Etwas exakter wollen wir uns die Benutzung der Piezoquarze als Schwingungsnormale sehr hoher Frequenz an Hand der Fig. 7 klarmachen, die einen Quarzstab darstellen soll. Die optische Achse des Quarzes liegt in der z-Richtung, eine elektrische Achse in der x-Richtung; die Wechselspannung wird an die beiden Flächen $abcd$ und $a'b'c'd'$ angelegt, die senkrecht zur x-Achse liegen; dann kann der Quarz sowohl in Richtung der x-Achse (longitudinaler Effekt) als auch in Richtung der y-Achse (transversaler Effekt) in Schwingungen geraten, wenn die Periode der Wechselspannungen mit der einen oder anderen elastischen Eigenperiode des Quarzes übereinstimmt. Die Schwingungen in der y-Richtung sind die eigentlichen Stabschwingungen. Ihre Eigenfrequenz liegt viel tiefer als die Eigenfrequenz der Schwingungen in der x-Richtung, weil die Länge des Quarzes in der y-Richtung viel größer ist.

Fig. 7.



Schema für Quarzstab.

Die Länge des Quarzstabes steht, wie eine eingehendere Betrachtung zeigt, mit der Länge λ der elektromagnetischen Welle, deren Spannungsschwankungen den Quarzstab in seiner Grundperiode erregen, in der Beziehung: λ (gemessen in m) ist gleich 110 mal der Stablänge (gemessen in mm). Beträgt die Stablänge beispielsweise 20 mm, so ist $\lambda = 2200$ m. Die zugehörige Frequenz n ist rund 136 000 Hertz, da die Fortpflanzungsgeschwindigkeit v der elektromagnetischen Wellen rund 300 000 km/sec beträgt und da allgemein die Beziehung $v = n\lambda$ gilt.

Macht man die Kantenlänge des Quarzes in der z-Richtung größer, etwa gleich der Kantenlänge in der y-Richtung, so wird aus dem Stabe eine quadratische Platte von der Dicke aa'. Um die Eigenfrequenz der Platte in der Richtung der x-Achse (longitudinaler Effekt) zu erregen, muß die Frequenz der angelegten Spannungsschwankungen entsprechend gesteigert werden. G. W. Pierce[1]) hat die elastischen Schwingungen von Piezoquarzen in dem Frequenzbereich von 40 000 bis 1 500 000 Hertz untersucht. Für die Herstellung der höheren Frequenzen benutzte er den longitudinalen Piezoeffekt an entsprechend dünnen Platten. Er untersuchte auch die Fortpflanzungs-

[1]) G. W. Pierce, Proc. Amer. Acad. **60**, 271, 1925.

geschwindigkeit für so hohe Schwingungen in Luft und in Kohlensäure (Kap. VII, § 3). Langevin hat mit Hilfe von Piezokristallen Unterwasserschallsender für hohe Frequenzen (rund 40 000 Hertz) gebaut. Er erzielte hierbei Schalleistungen bis über 1 PS (ds. Kap., § 25). Da es schwierig ist, genügend große Quarzplatten zu beschaffen, wurden Platten aus kleinen Stücken mosaikartig zusammengesetzt und zwischen Stahlplatten von mehreren Zentimetern Dicke angeordnet. Meissner und Wood und Loomis untersuchten die ponderomotorischen Wirkungen der mit Piezokristallen erzeugten hochfrequenten Schwingungen. Hierauf kommen wir in Abschnitt C dieses Kapitels zu sprechen.

Die Resonanzschärfe (ds. Kap., § 2) der elastischen Schwingungen der Piezokörper ist sehr groß; infolgedessen stellen ihre Eigenschwingungen sehr genaue Frequenznormale dar. Man benutzt sie in der Radiotechnik, um die Eigenfrequenz eines Schwingungskreises zu prüfen, bzw. um einen Schwingungskreis auf eine bestimmte Frequenz genau einzustellen. Auch die Konstanz der Frequenz ist eine ausgezeichnete, so daß die Piezokörper zur Steuerung von Röhrengeneratoren benutzt werden, wenn es darauf ankommt, eine elektromagnetische Schwingung von möglichst großer Konstanz zu erzeugen.

§ 6. Tonstärke und Tonvolumen. Bei dem Begriff der Tonstärke ist zunächst wieder zu scheiden zwischen der objektiven Intensität im Außenraum und der subjektiven Intensität, der Hörstärke oder Lautstärke eines Tones.

Die objektive Intensität kann entweder an dem tönenden Körper selbst gemessen werden, oder man begibt sich in das von dem tönenden Körper erzeugte Schallfeld und mißt hier die Energie. Der letzte Fall ist der wichtigere, denn für das Hören interessiert natürlich in erster Linie die Energie, die dem Ohre an irgend einer Stelle des Schallfeldes dargeboten wird. Die Schallintensität kann dann gemessen werden durch die Energiedichte, d. h. die mittlere Gesamtenergie (potentielle und kinetische Energie) pro Kubikzentimeter $[\mathrm{erg\,cm^{-3}}] = [\mathrm{g\,cm^{-1}\,sec^{-2}}]$, oder für fortschreitende Wellen auch durch die Energie, die im Mittel in der Zeit 1 durch 1 $\mathrm{cm^2}$ senkrecht zur Schallrichtung hindurchwandert, das ist die Energiedichte mal der Schallgeschwindigkeit oder mit anderen Worten die Schalleistung pro Quadratzentimeter $[\mathrm{erg\,cm^{-2}\,sec^{-1}}] = [\mathrm{g\,sec^{-3}}]$. Die verschiedenen Methoden zur Messung der Intensität im Schallfeld werden in Kap. VI besprochen.

Die Intensität des schwingenden Körpers selbst könnte für Impulswirkungen als seine Bewegungsgröße, für Dauerwirkungen als seine mittlere kinetische Energie definiert werden. Jedoch steht auch nichts im Wege, die gesamte mittlere Energie der Schwingungen als Maß für die objektive, von dem tönenden Körper repräsentierte Intensität einzuführen. Dem reinen Ton entspricht die reine Sinusschwingung. Ist die schwingende Masse m, die Amplitude A und die Kreisfrequenz ω, so ist die Gesamtenergie einer Schwingung gleich $\frac{m}{2}\omega^2 A^2$, da im Moment des Durchgangs durch die Ruhelage die

gesamte Energie kinetische Energie ist und da hier die Geschwindigkeit gleich ωA ist. Haben zwei tönende Körper gleiche Schwingmasse, aber verschiedene Schwingungszahlen pro Sekunde, so ist ihre Intensität gleich, wenn die Kreisfrequenzen ω_1 und ω_2 und die Amplituden A_1 und A_2 in der Beziehung stehen: $\omega_1^2 A_1^2 = \omega_2^2 A_2^2$, womit aber nicht etwa gesagt ist, daß dann auch die subjektiven Intensitäten die gleichen sind, denn für diese spielt noch die Empfindlichkeit des Ohres eine ausschlaggebende Rolle. Wird neben der Schwingmasse auch die Frequenz konstant gehalten, so hängt die Intensität nur noch von der Amplitude ab. In diesem Sinne darf gesagt werden, daß die Tonstärke durch die Schwingungsamplitude gegeben ist. Die Tonhöhe ist durch die Schwingungszahl bedingt, und die Klangfarbe (im speziellen Falle ein reiner Ton) ist durch die Schwingungsform gegeben (ds. Kap., § 7). Damit haben wir eine sehr einfache Ausdrucksform für den Zusammenhang zwischen objektivem Reiz und Empfindungseindruck beim Ton und beim Klang.

Die Empfindungsstärke oder Lautstärke hängt in recht komplizierter Weise von der Reizstärke ab. Zunächst sei nochmals betont, daß gleiche Reizstärke bei verschieden hohen Tönen nicht etwa gleiche Empfindungsstärke bedeutet. Vielmehr ist das Ohr für Töne verschiedener Höhe sehr verschieden empfindlich. Die Empfindlichkeitskurve des Ohres für Töne verschiedener Höhe wird in der Regel an der unteren Grenze der Hörbarkeit bestimmt, es werden die Schwellenwerte der Reizstärken bei verschiedenen Tonhöhen gemessen; das sind diejenigen Reizstärken, die gerade eben einen Empfindungseindruck hervorrufen. Bei starken Tönen kann das Verhältnis der Empfindlichkeiten für verschieden hohe Töne ein ganz anderes sein! Wir werden die Frage der Empfindlichkeit des Ohres, die im wesentlichen eine Frage der verschiedenen Reizschwellen ist, in Kap. III ausführlich besprechen. Bei konstanter Höhe ist der Zusammenhang zwischen Empfindungsstärke und Reizstärke in gewissen Grenzen durch das Weber-Fechnersche Gesetz gegeben. Auch auf diese Frage kommen wir in Kap. III zurück. Hier sei nur folgendes gesagt: Wenn als Einheit für die Beträge der Reizstärken der Schwellenwert des Reizes gewählt wird und als Einheit für die Empfindungsstärke diejenige, die dem Reiz von der Stärke 10 entspricht, so verhalten sich nach Weber-Fechner die in diesen Einheiten gemessenen Empfindungsstärken wie die Logarithmen der Reizstärken. Wird hiernach der Reiz von dem Anfangswert 10 auf das Milliardenfache gesteigert, also auf 10^{10}, so steigt die Empfindungsstärke nur von 1 auf 10. Das Ohr besitzt eine gut entwickelte Fähigkeit, relative Empfindungsstärken zu schätzen, also gehörte Töne in gewisse Stärkeklassen (etwa 1, 2, 3 ... 10) einzuordnen. Ebenso scheint das Ohr imstande zu sein, Schalle verschiedener Art bezüglich der Stärke mit einem Tone zu vergleichen. Hierbei können der zu messende Schall und der Vergleichston abwechselnd dem gleichen Ohre dargeboten werden, oder der Schall und der Vergleichston werden gleichzeitig dem einen bzw. dem anderen Ohre des Beobachters zugeleitet. Das letztgenannte Verfahren ist von Barkhausen, das erstgenannte von Kingsbury benutzt worden, um Hörstärken zu messen (Sonometrie).

Das Barkhausensche Verfahren ähnelt der Photometrie in der Optik und dürfte, wenn es sich praktisch voll bewährt, große Bedeutung erlangen. Ausführlichere Angaben über diese Methoden finden sich in Kap. VI dieses Bandes.

Physikalisch ist ein Ton durch Schwingungsanzahl und Schwingungsamplitude restlos charakterisiert. In der Empfindung macht sich noch ein dritter Unterschied bemerkbar, worauf besonders C. Stumpf hingewiesen hat (Tonfarbe). Tiefe Töne erscheinen dunkel, breit, massig; hohe dagegen hell, spitzig, dünn. Dieser Empfindungseindruck, den wir als die Breite, den Umfang oder das Volumen des Tones bezeichnen, geht nicht restlos in dem der Höhe auf. Somit können sich zwei Töne physikalisch zwar nur durch zwei charakteristische Merkmale unterscheiden, in der Empfindung aber durch drei. Für das dritte Merkmal, das Tonvolumen, läßt sich vom Standpunkt der Resonanztheorie des Hörens aus ein physiologisches Äquivalent angeben, nämlich die verschiedene Breite der mitschwingenden Zonen der Basilarmembran bei Erregung durch verschieden hohe Töne (Kap. III, § 2).

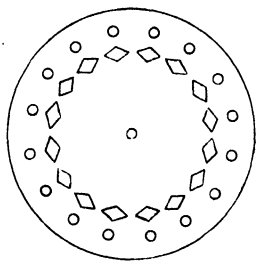
§ 7. Definition des Klanges und Klangfarbe. Wenn der Klang als Summe von Tönen definiert wird, so liegen dem folgende Tatsachen zugrunde: Der Klang ist physikalisch durch eine komplizierte, nicht sinusförmige Schwingung gegeben, und jede derartige Schwingung läßt sich mathematisch (Fourierscher Satz) und physikalisch (Resonanz) in eine Summe, bzw. in ein Nebeneinander von Sinusschwingungen verschiedener Periode zerlegen; jede Sinusschwingung von bestimmter Periode gibt aber einen Ton von bestimmter Höhe.

Der Charakter oder die Farbe eines Klanges ist demnach bestimmt durch die Zahl, die Stärke und die relative Lage der einzelnen Partialtöne. Je geringer die Zahl und Stärke der Obertöne ist und je tiefer sie relativ zum Grundton liegen, um so mehr nähert sich der Empfindungseindruck dem eines reinen Tones, wobei noch angenommen ist, daß nur harmonische Obertöne vorhanden sind. Treten allmählich mehr und mehr Obertöne hinzu, so wird der Klang immer schärfer.

Zur Hörbarmachung des Unterschiedes zwischen einem Klange und einem Tone oder richtiger einem obertonreichen und einem obertonarmen Klange, benutzen wir eine Lochsirene mit zwei Löcherkreisen nach Fig. 8. Die Zahl der Löcher in beiden Kreisen ist die gleiche, so daß jeder Kreis beim Anblasen der rotierenden Scheibe den gleichen Grundton gibt. Form und Abstand der Löcher sind aber so gewählt, daß der äußere Kreis explosionsartige Luftstöße erzeugt, während der innere ein allmähliches An- und Abschwellen der Luftstöße und damit eine Annäherung an die Sinusform gibt. Werden beide Lochkreise bei konstanter Umdrehungsgeschwindigkeit abwechselnd angeblasen, so hört man das eine Mal einen scharfen (obertonreichen), das andere Mal einen weichen (obertonarmen) Klang. Der Versuch demonstriert nicht nur den verschiedenen Empfindungseindruck, sondern beweist gleichzeitig, daß der tonartigen Empfindung eine angenäherte Sinusschwingung, der klangartigen eine kompliziertere Schwingung zugrunde liegt.

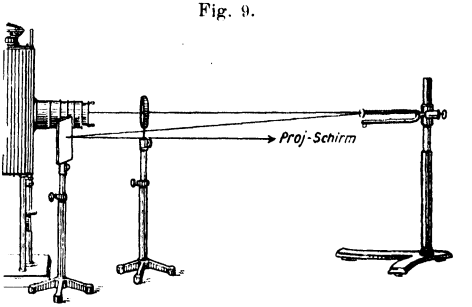
Vielleicht noch deutlicher ist das aus folgendem Versuch zu ersehen: Eine Stimmgabel ist in horizontaler Lage derart befestigt, daß die Schwingungen senkrecht erfolgen; sie trägt an dem einen Ende einer Zinke einen kleinen vertikal stehenden Spiegel (Fig. 9). Ein schmales Lichtbündel geht von der Bogenlampe zu diesem Spiegel, wird an ihm nach einem zweiten, um eine vertikale Achse drehbaren Spiegel und von diesem auf einen Projektionsschirm reflektiert.

Fig. 8.



Sirenenscheibe für scharfen und weichen Klang.

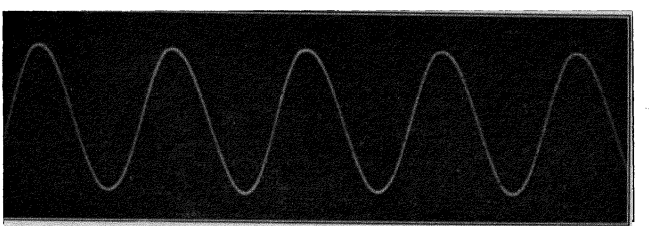
Fig. 9.



Demonstration von Stimmgabelschwingungen.

In den Strahlengang ist noch eine Linse eingeschaltet, mit Hilfe deren das vor der Bogenlampe befindliche Diaphragma auf dem Projektionsschirm scharf abgebildet wird. Wird die Stimmgabel in Schwingungen versetzt, so erscheint der Lichtfleck auf dem Projektionsschirm in ein vertikales, schmales Lichtband auseinander gezogen. Wird nun noch der drehbare Spiegel um seine vertikale Achse gedreht, so werden die vorher übereinander fallenden Lichtlinien, die den einzelnen Schwingungen der Gabel entsprechen, seitlich auseinander gezogen,

Fig. 10.

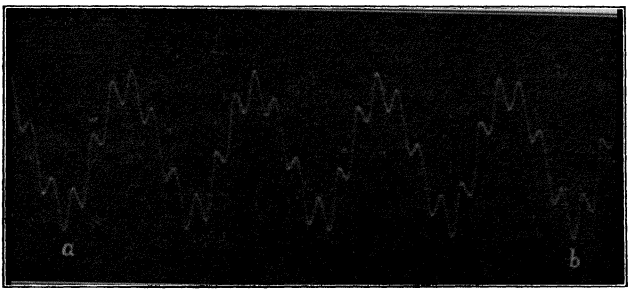


Stimmgabelschwingung ohne Oberton.

und wir sehen auf dem Projektionsschirm ein Bild der Schwingungsform der Stimmgabel. Je nach der Art der Erregung der Gabel ist die Schwingungsform eine andere. Wenn man die Zinken mit der Hand zusammenbiegt und dann losläßt, während man — zur Abdämpfung von Obertönen — mit der anderen Hand den unteren Teil der Zinken lose berührt, gibt die Gabel im wesentlichen ihren Grundton, und es erscheint das Bild einer Sinuskurve (Fig. 10). Schlägt man dagegen die Gabel mit einem Hammer scharf an, so hört man neben dem bei einer tiefen Gabel sehr leisen Grundton noch einen hohen Ober-

ton laut mitklingen, der in dem Projektionsbild als Kräuselung der vorher glatten Kurve zu erkennen ist (Fig. 11). Diesen Oberton kann man übrigens durch geeignetes Anstreichen fast an jeder Stimmgabel tiefer und mittlerer Höhenlage in enormer Stärke zu Gehör bringen.

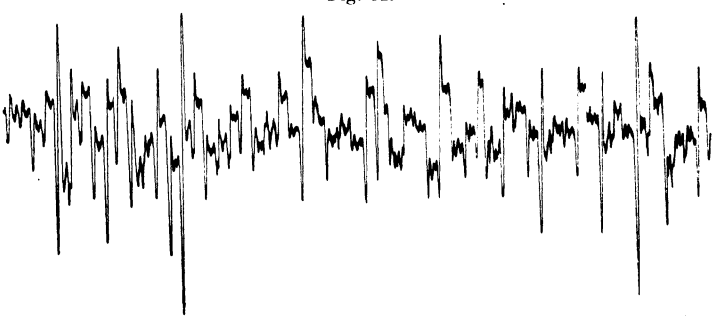
Fig. 11.



Stimmgabelschwingung mit Oberton.

Je komplizierter die Schwingungsform wird, um so komplizierter wird die Klangempfindung und umgekehrt. In Fig. 12 ist ein Beispiel für das Aussehen von Klangkurven, gegeben wie sie schon 1911 von Lummer und Waetzmann an einem auf dem Auxetophon (Abart des Grammophons) gespielten Orchesterstück aufgenommen wurden.

Fig. 12.



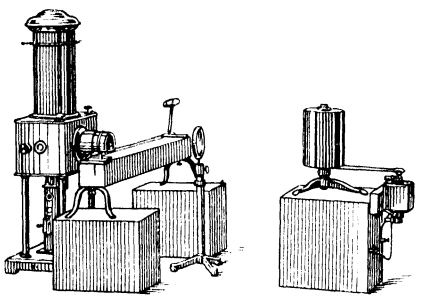
Klangkurve eines Orchesterstückes.

Zur Demonstration verschiedener Schwingungsformen eignet sich besonders gut die Saite. Eine entsprechende Versuchsanordnung ist von S. Mikola angegeben worden. Ein kurzes Stück der schwingenden Saite wird auf einen um seine Längsachse drehbaren Zylinder projiziert (Fig. 13). Dieser ist mit schwarzem Tuch oder Papier beklebt, auf welches in gleichen Abständen schmale weiße Papierstreifen parallel der Längsachse aufgeklebt sind. Solange die Saite und der Zylinder in Ruhe sind, erscheint das projizierte Stück als horizontales, dunkles Schattenbild auf hellem Grunde. Wird der Zylinder in Rotation versetzt und die Saite erregt, so sieht man infolge der intermittierenden Beleuchtung, welche durch die auf dunklem Grunde befindlichen weißen Längs-

streifen hervorgerufen wird, die Schwingungsform in allen Einzelheiten auf dem Zylinder abgebildet. Damit das Bild steht, muß der Abstand der weißen Streifen, bzw. die Rotationsgeschwindigkeit des Zylinders in einer bestimmten Beziehung zu der Schnelligkeit der Saitenschwingungen stehen. Durch vorsichtiges Zupfen an geeigneter Stelle kann man erreichen, daß die Saite im wesentlichen ihren Grundton gibt, auf dem Zylinder also eine Sinuskurve erscheint. Schlägt man dann mit einem Metallstab die Saite scharf an, so springt das Bild in eine komplizierte Kurve mit scharfen Zacken um, und man hört dementsprechend hohe Obertöne mitklingen.

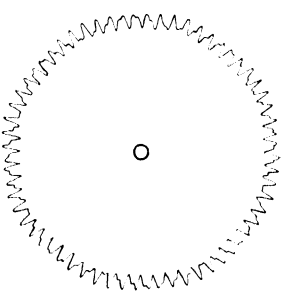
Um die zahlreichen, in dem Saitenklang enthaltenen Partialtöne einzeln hörbar zu machen, benutzt man eine 2 bis 3 m lange Saite, die längs eines einfachen Holzkastens von entsprechender Länge und etwa 20×20 cm Querschnitt ausgespannt ist (Monochord). Der Grundton und dann die Obertöne werden der Reihe nach abgedämpft, indem die Saite an den Stellen, an denen der abzudämpfende Ton einen Schwingungsbauch, mindestens aber keinen Knoten hat, mit dem Finger kurz berührt wird. Dadurch wird der tiefste

Fig. 13.



Demonstration von Saitenschwingungen.

Fig. 14.



Scheibe einer Wellensirene.

übrigbleibende Oberton zum Grundton des Klanges gemacht und tritt laut hervor, während er vorher durch die tiefer liegenden Töne für das Gehör überdeckt war. Will man alle in einem Saitenklang möglicherweise enthaltenen Obertöne der Reihe nach hörbar machen, so muß man die Saite nach jeder Berührung immer wieder von neuem erregen, wobei vermieden werden muß, gerade an einer Stelle zu zupfen, an welcher der über die Schwelle zu hebende Oberton einen Knotenpunkt hat. Man kann bei diesem Versuch bis zu einem gewissen Grade auch die Abhängigkeit der Klangfarbe von der Schwingungsform demonstrieren. Bei der Überlagerung ungeradzahliger Teiltöne ist die Kurve zwischen zwei Knotenpunkten des Grundtones symmetrisch zur Mitte. Wird die Saite in der Mitte gezupft, so enthält sie dementsprechend vorwiegend ungeradzahlige Partialtöne und verstummt bei Berührung der Mitte mit dem Finger fast vollständig. Dagegen gibt sie bei Berührung in einem Punkte, der um ein Drittel ihrer Länge von einem Ende entfernt ist, vorzüglich den dritten Partialton, also die Duodezime des Grundtones. Entsprechend muß die Erregung unsymmetrisch erfolgen, um die Oktave des Grundtones erzeugen

und isolieren zu können. Auch auf höhere Teiltöne lassen sich diese Versuche ausdehnen.

Durch periodische Variation der Größe und womöglich noch der Abstände der Löcher eines Kreises der Lochsirene lassen sich besonders schöne Klänge und ganze Akkorde erzeugen. Ferner hat R. König eine „Wellensirene" konstruiert, bei der in die Ränder der rotierenden Scheiben verschieden gestaltete Wellenformen eingeschnitten sind. Fig. 14 zeigt eine derartige Scheibe, bei der die Wellenform einer verstimmten Oktave entspricht. Der durch ein breites spaltartiges Mundstück gegen den Rand der Scheibe geblasene Luftstrom wird entsprechend der Wellenform moduliert und erzeugt einen entsprechenden Klang. Mit Hilfe rein gestimmter Stimmgabelsätze lassen sich Klänge von außerordentlicher Schönheit herstellen. C. Stumpf empfiehlt hierfür fünf gleichzeitige Dur-Dreiklänge auf den Grundtönen 100, 200, 400, 800 und 1600 Schw./sec.

§ 8. Subjektive Klanganalyse und Resonanz. Der Begründer der Lehre von der Klanganalyse durch das menschliche Ohr ist G. S. Ohm, der das nach ihm benannte Gesetz aufstellte, daß das Ohr nur eine spezielle Art von Luftschwingungen, nämlich sinusförmige, als einfache Töne empfinde und jede andere periodische Luftbewegung in eine Reihe sinusförmiger Bewegungen zerlege, deren jede bei genügender Stärke die Empfindung eines Tones hervorruft. Um den experimentellen Beweis der Richtigkeit dieses Gesetzes hat sich namentlich Helmholtz bemüht, so daß es vielfach auch als Ohm-Helmholtzsches Grundgesetz der physiologischen Akustik bezeichnet wird.

In der Tat vermag ein geübtes Ohr aus einem Klange zahlreiche Teiltöne heraus zu hören. Auf der anderen Seite kann dem Gegner der physikalischen Definition des Klanges nicht bestritten werden, daß bei der subjektiven Klanganalyse in der Regel ein nicht analysierter Rest übrigbleibt. Einmal ist selbst das geübteste Ohr außerstande, aus einem Vokalklang, in dem mit physikalischen Methoden vielleicht 20 oder mehr Sinusschwingungen verschiedener Frequenz festgestellt sind, alle diese Teiltöne heraus zu hören. Und ferner ist durch Versuche sichergestellt, daß die subjektive Intensität der einzelnen aus einem Klange herausgehörten Teiltöne geringer ist, als wenn diese Töne — in gleicher Intensität wie vorher — dem Ohre einzeln dargeboten werden. Also auch in dieser Beziehung bleibt ein für die rein physikalische Betrachtungsweise peinlicher Rest übrig. Deshalb kann der Physiker natürlich von seiner Darstellung, die ja letzten Endes immer auf die Untersuchung des objektiv Vorhandenen hinausläuft, nicht abgehen, aber er muß sich klar darüber sein, daß die Klangempfindungen, wie auch alle anderen Schallempfindungen durch das physikalische Schema nicht restlos erfaßt werden können. Auf der anderen Seite sollte nicht vergessen werden, daß die Fähigkeit des Ohres zur Klanganalyse immerhin eine erstaunlich große ist, so daß das physikalische Schema nicht nur objektiv das Richtige trifft, sondern auch auf die subjektiven Vorgänge weitgehend anwendbar bleibt.

Wie man sich die Fähigkeit des Ohres zur Klanganalyse verständlich machen kann, werden wir ausführlich im nächsten Kapitel besprechen. Hier sei nur angedeutet, daß die Zerlegung der Klänge mit Hilfe eines im Innenohr befindlichen Resonatorenapparates vor sich gehen dürfte.

Das Ohr kann beim Heraushören von Teiltönen aus einem Klange durch die Verwendung von Luftresonatoren wesentlich unterstützt werden. Hat man eine große Zahl verschieden abgestimmter Resonatoren und fällt eine Klangwelle auf sie auf, so sucht sich jeder Resonator gewissermaßen seinen Eigenton aus dem Klange heraus und tönt auf ihn mit. Es kommen also alle die Resonatoren zum Mittönen, deren Eigentöne in dem ankommenden Klange als Partialtöne enthalten sind.

Die Luftresonatoren sind Hohlkörper aus beliebigem Material (man nimmt jetzt meistens Metall), die in der Regel zylinder- oder kugelförmige Gestalt haben. An einer Stelle befindet sich ein Ansatzstück mit einer kleinen Öffnung, das zum Einführen in das Ohr dient. Dem Ansatzstück gegenüber ist eine zweite, etwas größere Öffnung angebracht, durch welche die Klangwelle eintritt. R. König konstruierte zylinderförmige Resonatoren, bei denen zwei Zylinderrohre übereinandergeschoben sind, so daß man den Resonator ausziehen und zusammenschieben kann. Je kleiner die schwingende Luftsäule ist, um so höher ist der Eigenton. Ferner hängt er von der Größe der Öffnung ab, durch die der Klang eindringt; je größer diese unter sonst gleichen Bedingungen ist, um so höher ist der Eigenton. Zur Berechnung des Grundtones eines mit einer Öffnung versehenen Resonators hat schon C. Sondhauss empirische Formeln angegeben, die später auch von der Theorie im wesentlichen bestätigt wurden. Sondhauss erkannte, daß die maßgebenden Faktoren die Größe des Volumens und der Öffnungsfläche sind, während ihre Gestalt nur eine untergeordnete Rolle spielt. Der Eigenton einer teilweise mit Wasser gefüllten Flasche bleibt innerhalb gewisser Grenzen der gleiche, wenn die Flasche geneigt wird. Ist die Öffnung nicht mit einem Ansatz versehen und bezeichnet f die Größe der Öffnung, V das Volumen des Hohlraumes, so ist die Eigenschwingungszahl N nach Sondhauss

$$N = 5240 \frac{\sqrt[4]{f}}{\sqrt{V}},$$

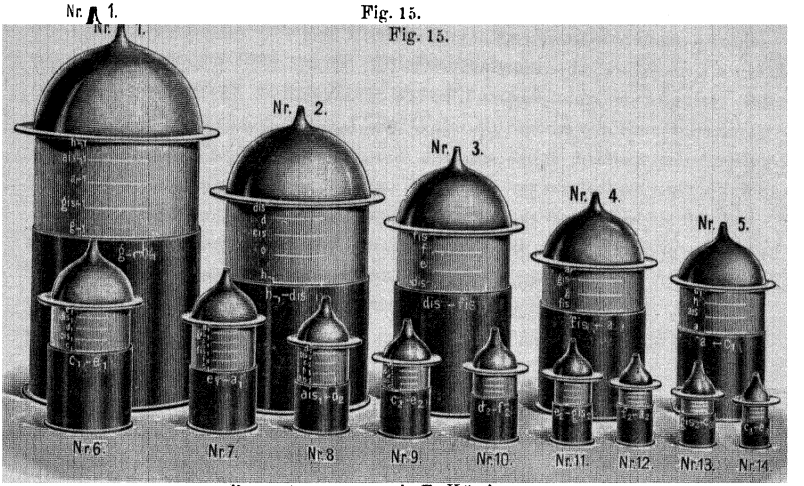
wobei als Längeneinheit das Zentimeter einzusetzen ist und die Dimensionen des Hohlraums und der Öffnung klein gegen die Wellenlänge sind. In Fig. 15 ist ein Satz Königscher Resonatoren abgebildet, der den Tonbereich von etwa 100 bis 1300 Hertz umfaßt. Eine einfache Ausführungsform eines Resonatorensatzes, der den Bereich von etwa 100 bis 1000 Hertz umfaßt und für viele Zwecke genügt, hat Karl L. Schaefer angegeben[1]) (Fig. 16).

Will man prüfen, ob ein bestimmter Ton in einem Klange enthalten ist, so hält man den Resonator, innerhalb dessen Tonumfanges der gesuchte Ton liegt, an das Ohr und schiebt den Auszug hin und her. Bei einer bestimmten

[1]) Karl L. Schaefer, Beiträge zur Anatomie usw. von Passow und Schaefer, Bd. III, S. 131.

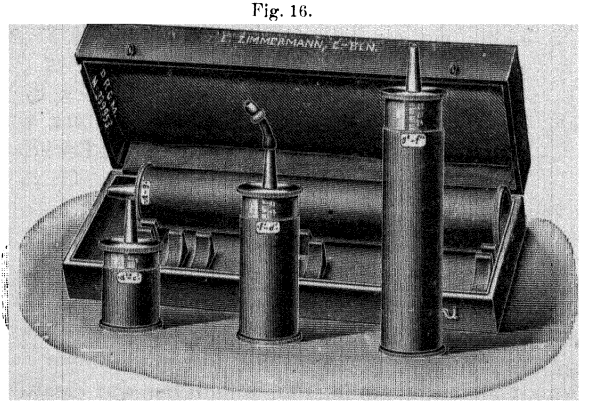
Länge wird der Resonator mittönen, falls der Klang den Ton enthält. Die Resonatoren werden geeicht, indem durch Striche auf der Innenröhre markiert wird, wieweit die äußere ausgezogen werden muß, damit der Resonator einen bestimmten Eigenton hat. Die Luftresonatoren haben gegenüber anderen Resonatoren den Vorzug besonders großer Empfindlichkeit, weil die in Be-

Fig. 15.



Resonatorensatz nach R. König.

Fig. 16.

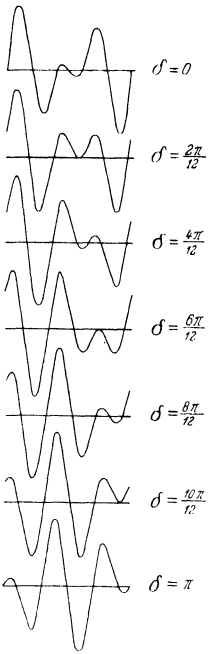


Resonatorensatz nach Karl L. Schaefer.

wegung zu setzende Masse klein ist. Zu beachten ist noch, daß sie ein wenig auch auf die ungeraden harmonischen Obertöne ihres Grundtones mittönen. Der Tonbereich, innerhalb dessen der Grundton anspricht, ist ziemlich groß, weil die Dämpfung verhältnismäßig groß ist. Sie wird verkleinert, wenn die Resonatoröffnung kleiner wird; es ist dies also ein Mittel, die Schärfe der Resonanz zu steigern. Gleichzeitig wird hierdurch die Amplitude der Resonatorschwingungen vergrößert, also die Empfindlichkeit gesteigert.

§ 9. Einflußlosigkeit der Phase auf die Klangfarbe. Eine zunächst überraschende Empfindungstatsache ist die, daß die Klangfarbe von der gegenseitigen Phase der Teiltöne nicht abhängt, obwohl das objektive Klangbild, die Klangkurve, bei verschiedenen Phasen ganz verschieden ist. In Fig. 17[1]) sind mehrere Klangkurven gezeichnet, die aus zwei Sinusschwingungen zusammengesetzt sind, deren Frequenzen (2 : 3) und Amplituden konstant gehalten werden, während ihre anfängliche Phasendifferenz von Kurve zu Kurve variiert.

Fig. 17.



Einfluß der Phase auf das Aussehen der Klangkurve.

Zur rohen Demonstration der Einflußlosigkeit der Phase werden drei Stimmgabeln auf Resonanzkästen, die etwa den Durdreiklang geben, mehrere Male mit dem Violinenbogen möglichst gleichmäßig angestrichen. Obwohl sich hierbei die gegenseitige Phase sicherlich ändert, ist eine Änderung des Klangcharakters nicht zu hören.

Helmholtz, der das Problem aufgeworfen und als erster nachgeprüft hat, operiert dabei mit Vokalklängen, die er künstlich aus Partialtönen bildet, die von Stimmgabeln mit Luftresonatoren geliefert werden. Durch Verstimmung der Resonatoren konnten die Phasen in der verschiedensten Weise geändert werden, ohne daß sich eine Änderung des Vokalcharakters bemerkbar machte. Eine scheinbare Ausnahme bildet nur der Fall, daß beim Vorhandensein gemeinsamer Obertöne in den einen Zusammenklang bildenden Klängen die Interferenz dieser Obertöne je nach der gegenseitigen Phase Klangfarbenänderung hervorruft. Das ist aber eine sekundäre, triviale Erscheinung, die mit unserem eigentlichen Problem nichts zu tun hat. Sie war die Ursache dafür, daß R. König bei Versuchen an seiner Wellensirene (ds. Kap., § 7) einen scheinbaren primären Einfluß der gegenseitigen Phase fand. In neuerer Zeit haben namentlich F. Lindig[2]) mit Hilfe der Telephonsirene und C. Cosens und H. Hartridge[3]) mit elektromagnetisch erregten Stimmgabeln sowie durch Untersuchung der Phasenverhältnisse beim Telephonieren über Leitungen die Phasenfrage geprüft und sind ebenfalls zu dem Resultat gekommen, daß ein Einfluß der Phase auf die Klangfarbe nicht existiert. Dieses Resultat wird ebenso wie die Fähigkeit des Ohres zur Klanganalyse verständlich, wenn wir annehmen, daß das Hören durch einen Resonatorenapparat im Innenohr vermittelt wird.

---

[1]) Entnommen aus C. Stumpf und Karl L. und M. Schaefer, Zeitschr. f. Psychol. und Physiol. d. Sinnesorgane **39**, 241, 1905.

[2]) F. Lindig, Ann. d. Phys. **10**, 242, 1903.

[3]) C. R. Cosens und H. Hartridge, Nature **109**, 11, 1922.

§ 10. Der Fouriersche Satz. Wegen der Wichtigkeit dieses Satzes für die gesamte Akustik wollen wir ihn noch etwas ausführlicher besprechen. Er besagt, daß sich jede beliebige periodische Funktion darstellen läßt als Summe von Sinusfunktionen verschiedener Perioden und einem konstanten Gliede. Die Periode der ersten Sinusfunktion ist gleich der Periode der zu zerlegenden Funktion. Die Perioden der folgenden Sinusfunktionen betragen $^1/_2$, $^1/_3$, $^1/_4$... von der der ersten, d. h. die Frequenzen der einzelnen Partialfunktionen stehen im Verhältnis 1 : 2 : 3 : 4 ... Besonders wichtig ist, daß jede periodische Funktion nur auf eine Weise als Summe von Sinusfunktionen darstellbar ist. Umgekehrt lassen sich dann natürlich mehrere sinusförmige Schwingungen, deren Frequenzen im Verhältnis ganzer Zahlen stehen, rein additiv zu einer komplizierteren Schwingung mit der Grundperiode der langsamsten Teilschwingung zusammensetzen. Je nach der gegenseitigen Phase der Teilschwingungen erhält man ganz verschiedene resultierende Kurven, deren Analyse nach Fourier aber die gleichen Bestandteile ergibt.

Ist x eine Funktion der Zeit t und periodisch mit der Periode T, so gilt:

$$\left.\begin{aligned} x = f(t) = {} & \tfrac{1}{2}a_0 + a_1 \cos\frac{2\pi t}{T} + a_2 \cos\frac{4\pi t}{T} + \cdots \\ & + b_1 \sin\frac{2\pi t}{T} + b_2 \sin\frac{4\pi t}{T} + \cdots \\ = {} & \frac{1}{2}a_0 + \sum_{k=1}^{\infty} a_k \cos\frac{k\,2\pi t}{T} + \sum_{k=1}^{\infty} b_k \sin\frac{k\,2\pi t}{T}, \quad k = 1, 2, 3 \ldots \end{aligned}\right\} \quad \ldots (1)$$

wobei

$$\left.\begin{aligned} a_0 \quad & \frac{2}{T}\int_0^T f(t)\,dt \\ a_k \quad & \frac{2}{T}\int_0^T f(t)\cos\frac{k\,2\pi t}{T}\,dt \\ b_k \quad & \frac{2}{T}\int_0^T f(t)\sin\frac{k\,2\pi t}{T}\,dt \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots (2)$$

ist. Fassen wir in der Doppelreihe (1) die Sinus- und Kosinusglieder gleicher Periodenzahl zusammen, indem wir statt der Amplitudenkoeffizienten a_k und b_k zwei neue Konstanten A_k und δ_k einführen, die die Bedeutung einer Amplitude bzw. einer Phase haben, so erhalten wir:

$$x = f(t) = A_0 + \sum_{k=1}^{\infty} A_k \sin\left(\frac{k\,2\pi t}{T} + \delta_k\right) \quad \ldots\ldots\ldots (3)$$

worin

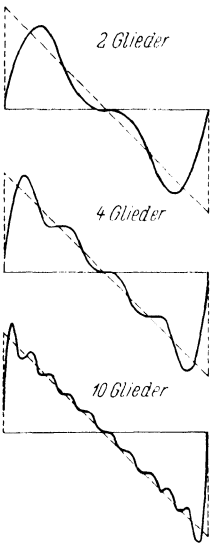
$$\left.\begin{aligned} A_0 &= \tfrac{1}{2}a_0, & A_k &= \sqrt{a_k^2 + b_k^2} \\ \sin\delta_k &= \frac{a_k}{\sqrt{a_k^2+b_k^2}}, & \cos\delta_k &= \frac{b_k}{\sqrt{a_k^2+b_k^2}} \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots (4)$$

ist.

Die Summendarstellung gilt für einen Vorgang, der sich strenggenommen ständig in der Zeit von $t = -\infty$ bis $t = +\infty$ „periodisch" wiederholt. Wird sie also, was zuweilen geschieht, auch auf einen nicht periodischen Vor-

gang angewandt, der sich in dem Zeitintervall 0 bis T abspielt, so muß man sich klar darüber sein, daß sie außerhalb dieses Zeitintervalls völlig versagt. Sie bedeutet dann eine formal mögliche Zerlegung des Vorganges in Sinusfunktionen, die physikalisch kaum eine exakte Bedeutung hat. Die physikalisch einwandfreie Darstellung eines nicht periodischen Vorganges ist die Darstellung durch das Fouriersche Integral, in dem über das Intervall von $-\infty$ bis $+\infty$ integriert wird und in dem das kontinuierliche Spektrum aller Frequenzen von 0 bis ∞ auftritt. Ist der Vorgang wenigstens im Intervall von 0 bis T periodisch, so hat auch die Summendarstellung ihre physikalische Bedeutung.

Fig. 18.



Approximierung einer komplizierten Schwingung durch Sinusschwingungen.

Es muß von Fall zu Fall vom physikalischen Standpunkte aus entschieden werden, ob die Summen- oder die Integraldarstellung zu wählen ist. Ist beispielsweise ein Klang gegeben, der etwa 10 Sekunden hindurch anhält, und wird gefragt, welche Partialtöne in ihm enthalten sind, so ist die Summendarstellung zu wählen, obwohl sich der Vorgang außerhalb der 10 Sekunden nicht fortsetzt. Wird dagegen Wert auf diese letzte Tatsache gelegt, wird also gefragt, wie ein akustisches Signal aussieht, das aus dem obigen, 10 Sekunden andauernden Klang besteht, so ist die Integraldarstellung zu wählen.

Je mehr Sinusglieder bei der Darstellung einer Kurve nach Formel (3) hinzugenommen werden, um so besser wird diese Kurve approximiert. Die gestrichelte Kurve in der Fig. 18[1]) wird dargestellt durch die Reihe

$$x = f(t) = 2\left(\sin\frac{2\pi t}{T} + \frac{1}{2}\sin\frac{4\pi t}{T} + \frac{1}{3}\sin\frac{6\pi t}{T} + \cdots\right).$$

Die Figuren zeigen der Reihe nach, wie die gestrichelte Kurve durch additive Zusammensetzung der ersten zwei, vier und zehn Sinusglieder in steigendem Maße approximiert wird.

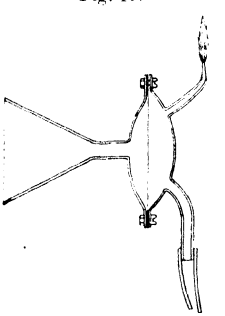
Die rechnerische Durchführung der Fourier-Analyse einer Kurve ist ziemlich umständlich. Sie beruht darauf, daß die Integrale in den Formeln für die Amplituden der Sinus- und Kosinusglieder durch Summen ersetzt werden. Die Einzelglieder dieser Summen werden in der Weise gefunden, daß ein Abszissenstück von der Länge der Grundperiode in eine große Anzahl gleicher Teile geteilt wird und daß die zugehörigen Ordinatenwerte ausgemessen werden. Je komplizierter die Kurve ist, je feinere Zacken sie aufweist, um so enger müssen die Ordinatenmeßstellen aneinandergelegt werden. Zur Erleichterung der rechnerischen Analyse sind eine große Zahl praktischer Verfahren ausgearbeitet worden; auch sind sehr bequem arbeitende mechanische Hilfsapparate (harmonische Analysatoren) konstruiert worden. Ausführliche Angaben hierüber, sowie weitere Literaturangaben finden sich in der „Technischen Schwingungslehre" von W. Hort (2. Aufl., Kap. VI, Berlin 1922).

[1]) Entnommen aus D. C. Müller, The science of musical sounds. New York 1922.

Die akustische Bedeutung des Fourierschen Theorems liegt darin, daß sich das Vorhandensein sinusförmiger Partialschwingungen in einer komplizierten Schwingung mit physikalischen Mitteln (Resonanz) nachweisen läßt und daß wir aus einem Klange Partialtöne heraushören. Sie liegt ferner darin, daß sich umgekehrt die Elongationen mehrerer Schwingungsbewegungen, die in gleicher Richtung auf das gleiche schwingungsfähige Teilchen einwirken, rein additiv zusammensetzen, so daß die resultierende Bewegung angesehen werden kann als die geometrische Resultante aller derjenigen Verschiebungen, welche jede Partialschwingung für sich hervorgebracht hätte. Man bezeichnet diese Tatsache als das Prinzip von der ungestörten Superposition kleiner Schwingungen. Es gilt nur mit der Einschränkung, daß es sich um sehr kleine, strenggenommen unendlich kleine Amplituden handelt. Die Zusammensetzung von Schwingungen, die nicht nach dem Prinzip von der ungestörten Superposition vor sich geht und deshalb zur Entstehung von Kombinationstönen führt, werden wir im nächsten Abschnitt dieses Kapitels ausführlich besprechen.

§ 11. Objektive Analyse und Aufzeichnung von Klängen. Die Methode der Klanganalyse durch Resonanz, die in § 8 dieses Kapitels besprochen wurde, kann objektiviert werden, indem die Schwingungen des Resonators auf eine Membran übertragen werden, deren Schwingungen mittels Schreibstift oder Lichtzeiger aufgezeichnet werden. Statt daß die Membran mit einem Schreibstift versehen ist, kann sie als Abschlußwand einer Gaskammer dienen, aus welcher das Gas durch eine feine Öffnung ausströmt (R. Königsche manometrische Kapsel, Membrankapsel). Wird das Gas entzündet, so zeigt die Flamme im rotierenden Spiegel die Membranschwingungen an, indem sie im Takte derselben auf und nieder zuckt. Wird die Membran der Königschen Kapsel (Fig. 19) statt mit einem Resonator mit einem gewöhnlichen Schallzuleitungsrohr verbunden, so kann man ihr gleichzeitig mehrere Töne zuleiten und man erhält für die einzelnen Klänge charakteristische Flammenbilder. In Fig. 20 sind einige von R. König photographierte Flammenbilder bei verschiedenem Verhältnis der Schwingungszahlen zweier erregenden Töne wiedergegeben. Für Demonstrationszwecke sind die Flammenbilder recht hübsch, allerdings nur für kleine Räume geeignet. Im übrigen ist diese Art der Schallregistrierung veraltet, weil sie den modernen Ansprüchen an Feinheit und Naturtreue der Schallwiedergabe auch nicht annähernd zu genügen vermag.

Fig. 19.

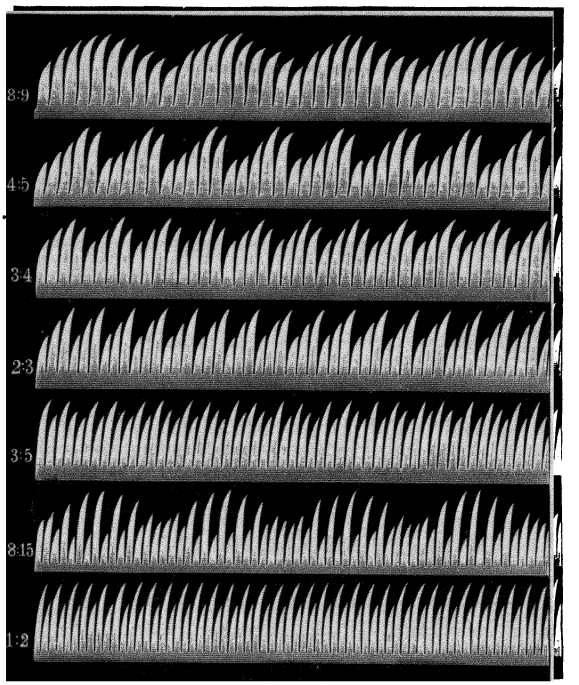


R. Königsche Membrankapsel.

Für objektive quantitative Zwecke zeichnet man die Schwingungsform des zu analysierenden Klanges auf irgend eine Weise auf und zerlegt die so gewonnene Kurve auf Grund des Fourierschen Satzes. Mit der Registrierung von Schallschwingungen haben wir uns später noch ausführlich

zu beschäftigen (Kap. V, § 10 und 11). Deshalb soll an dieser Stelle nur die primitive Rußschreibmethode besprochen werden, die wissenschaftlich kaum noch eine Bedeutung hat, aber wegen ihrer Einfachheit für den An-

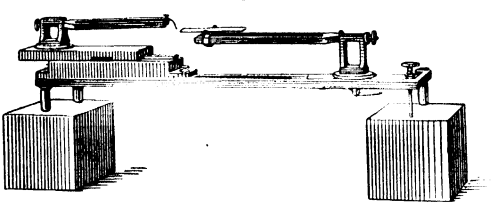
Fig. 20.



Flammen-Klangbilder.

fänger lehrreich ist. Die Zinke einer Stimmgabel trägt am Ende eine Schreibfeder. Während die Gabel schwingt, führt man sie leicht über eine berußte Glasplatte hin, so daß die Spitze der Feder die Schwingungsform der Gabel

Fig. 21.

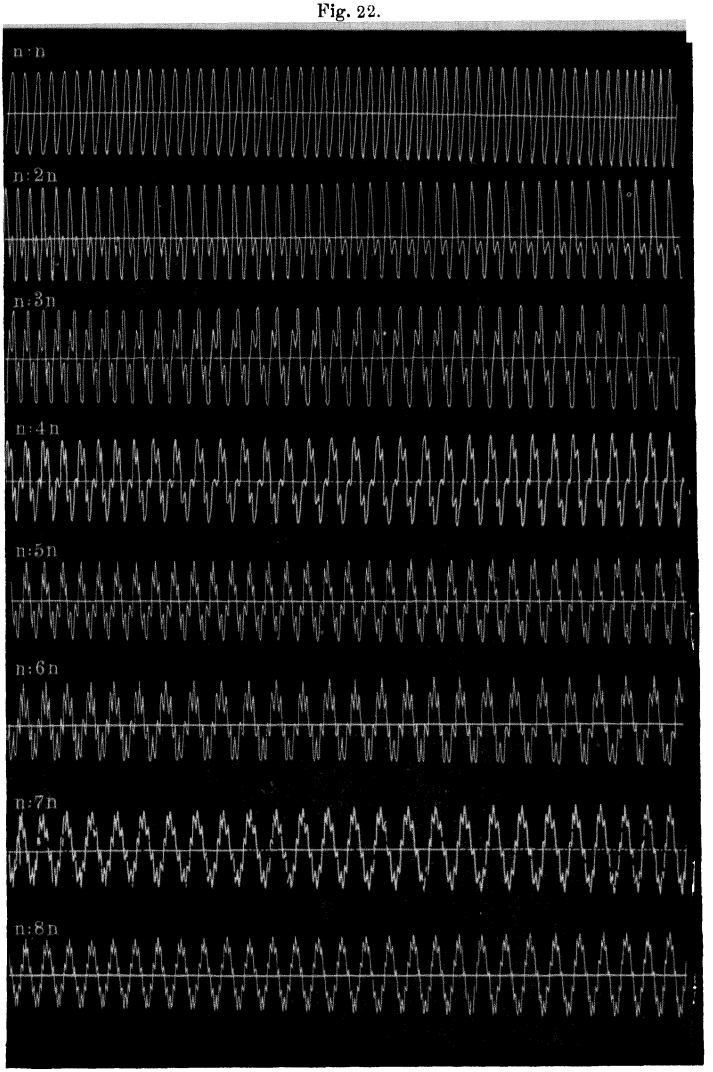


Rußschreiber.

in den Ruß einzeichnet. Ist die Rußplatte in passender Weise auf einer zweiten Stimmgabel befestigt (Fig. 21), die ihrerseits auch in Schwingungen versetzt ist, so superponieren sich die Schwingungen beider Gabeln und man

erhält die entsprechende Klangkurve, die durch Projektion der Glasplatte nach erfolgter Schwingungsaufnahme auch einem großen Hörerkreis sichtbar gemacht werden kann. In Fig. 22 sind einige Kurven reproduziert, die R. König bei verschiedenen Verhältnissen der Stimmgabelfrequenzen aufgenommen hat.

Fig. 22.



Mit Rußschreiber aufgenommene Klangbilder.

§ 12. Der Knall. Die physikalische Natur des Knalles ist noch nicht restlos geklärt, was zum Teil damit zusammenhängt, daß selbst die Umschreibung der Knallempfindung gewisse Schwierigkeiten macht. Was der

eine Knall nennt, wird der andere noch als Krach oder Donner oder dergleichen bezeichnen. Und selbst da, wo Einstimmigkeit darüber herrscht, daß es sich um eine Knallempfindung handelt, unterscheidet man noch verschiedene Knallarten, wie beispielsweise hellen und dumpfen Knall. Diese Bezeichnungen deuten auf eine tonale Beimischung verschiedener Art in der Knallempfindung hin. Der tonale Charakter ist zuweilen besonders stark ausgeprägt; beispielsweise wenn der Knall mit Hilfe zweier einseitig verschlossenen Zylinderrohre erzeugt wird, die zunächst übereinandergeschoben sind und dann schnell auseinandergerissen werden. Die umgebende Luft stürzt plötzlich in die Zylinderrohre hinein und verursacht dadurch den Knall, dessen tonaler Charakter durch den Grundton der von den Zylinderrohren begrenzten Luftsäule bestimmt wird. Am festen Ende bildet sich ein Schwingungsknoten, am offenen ein Schwingungsbauch aus, und die in Bewegung gesetzte Luftmasse wird in der entsprechenden Periode etwas nachschwingen. Analog kann der Charakter eines in verschiedenen Räumen auf gleiche Weise erzeugten Knalles durch die Erregung irgendwelcher Eigentöne des Raumes modifiziert werden, wobei nicht nur die Dimensionen des Raumes sondern auch die Absorptionsverhältnisse, namentlich die der Wände, eine Rolle spielen. Aber auch im Freien erhält man deutliche tonale Unterschiede, z. B. bei Explosionen. Dabei ist der Knall unter sonst gleichen Bedingungen um so dumpfer (tiefer), je größer die Menge des explodierenden Stoffes ist. Auch das dürfte mit dem Mitschwingen eines wenn auch nur unscharf abgegrenzten Luftraumes zusammenhängen. Je größer der Impuls ist, den die in der Umgebung der Explosionsstelle befindlichen Luftteilchen erhalten, um so weiter werden sie fortgeschleudert, um so größer ist der erstmalig angeregte Luftraum, um so tiefer der dem Knalle beigemischte Klang. Die deale Knallempfindung scheint an möglichst plötzlichen Einsatz, an möglichst kurze Dauer und an einen möglichst geringen Grad tonaler Beimischung geknüpft zu sein.

Eine kurze stoßartige Berührung des Trommelfells mit der Sonde löst eine Knallempfindung aus. Desgleichen entsteht eine Knallempfindung, wenn man mit dem Finger stoßartig auf die Ohröffnung schlägt, und zwar möglichst so, daß die Ohröffnung für den ersten Moment ganz abgeschlossen ist. Etwas Ähnliches dürfte beim sogenannten Lochknall der Sirene (ds. Kap., § 3), speziell dem Einlochknall vorliegen, wie ihn O. Abraham[1]) beobachtet hat. Werden nur wenige Löcher einer Sirenenscheibe angeblasen, so ist der normale Sirenenton von einem kurzen knallartigen Nebengeräusch begleitet, dessen Tonhöhe tiefer als die des Sirenentones liegt. Bedingung für das Entstehen des Knalles ist, daß die Dauer der Erregung höchstens $^1/_{150}$ Sekunde beträgt. Werden mehr Löcher angeblasen, als dieser Zeitdauer entspricht, so geht der Knall mehr und mehr in ein Geräusch über. Wird nur ein Loch angeblasen, so verschwindet der tonale Charakter fast vollständig, und es bleibt die Knallempfindung (Einlochknall) allein übrig.

[1]) O. Abraham, Ann. d. Phys. **60**, 55, 1919.

Bringt man mit Knallgas gefüllte Seifenblasen zur Explosion, so erhält man je nach der Größe der Seifenblase verschiedenartige Knalle; der beim Zerschlagen evakuierter Glasgefäße (Glühbirnen) entstehende Knall ist um so dumpfer, je größer die Glühbirne ist; beim Peitschenknall macht das Ende der Schnur außerordentlich schnelle Bewegungen, wodurch eine Knallwelle ausgelöst wird. Ob man dabei an eine Verdichtung vor der Schnur oder (nach Lummer) an das Hineinstürzen der Luft in den luftverdünnten Raum hinter der Schnur denkt, kommt letzten Endes wohl auf das gleiche hinaus. In erster Linie denkt man beim Knall an den Knall von Feuerwaffen (Mündungs- oder Waffenknall und Geschoßknall; onde de bouche und onde de choc) oder von Explosionen irgendwelcher Explosivkörper oder explosibler Gase.

Die bei der Explosion mehr oder minder rasch vor sich gehende Verbrennung der explosiblen Masse wird zur idealen Detonation[1]), wenn sie in so kurzer Zeit erfolgt, daß während dieser Zeit eine Volumenzunahme nicht stattfindet oder, mit anderen Worten, daß in dem gesamten von dem explosiblen Material eingenommenen Raum der Druck momentan auf den den speziellen Bedingungen entsprechenden Höchstwert ansteigt. Wenn eine explosible Masse zündet, so schreitet bei der Verbrennung die Zündung nur langsam fort, mit einer Geschwindigkeit von höchstens einigen m/sec, und außerdem ist diese Verbrennungsgeschwindigkeit keine Konstante, sondern hängt von den verschiedensten Faktoren ab; sie erwies sich bei Messungen in Rohren höchstens auf Rohrlängen von etwa 1 bis 2 m als konstant. Dagegen ist die Detonationsgeschwindigkeit (mehrere 1000 m/sec) eine wirkliche Konstante. Man darf wohl annehmen, daß bei der praktischen Detonation ein an der Ausgangsstelle entstehender hoher Druck mit großer Geschwindigkeit (Detonationsgeschwindigkeit) durch die explosible Masse abläuft und überall dort, wo er hingelangt, die chemische Umsetzung auslöst. Charakteristisch für die Detonation ist die große Geschwindigkeit der Umsetzung, die für das Auge momentan erfolgt. die gewaltige, auf die Umgebung ausgeübte Druckwirkung und der laute Knall.

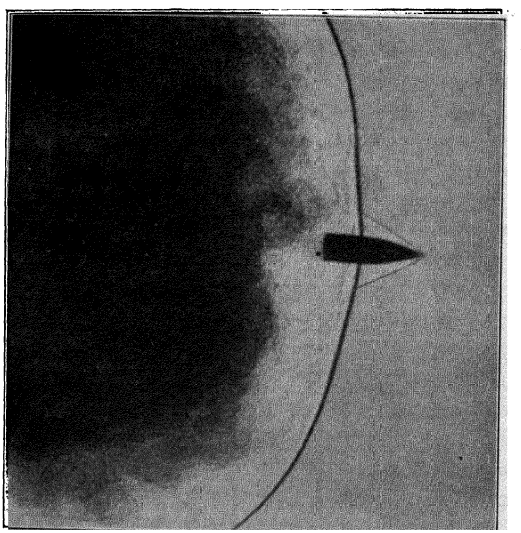
Bringt man in freier Luft beispielsweise eine große Menge Pulver zur Explosion, so erhalten die Gasteilchen infolge des hohen Druckes und der hohen Temperatur große Geschwindigkeiten, stoßen auf die umgebende Luft und erzeugen eine Verdichtung, die mit einer gewissen Geschwindigkeit abläuft; um den Explosionsherd herum ist jetzt eine Verdünnung entstanden, so daß der Verdichtungswelle eine Verdünnungswelle folgt. Man wird sich roh vorstellen dürfen, daß diese Stoßwelle innerhalb des Explosions- oder Detonationsgebietes die Detonationswelle ist und außerhalb zur Knallwelle wird. R. Becker[2]) hat am Anfang einer Knallwelle Fortpflanzungsgeschwindigkeiten von etwa 12000 bis 14000 m sec beobachtet. Hierbei wurde ein stark brisanter Sprengstoff am Ende eines Glasrohres zur Detonation

[1]) Näheres s. Wärmeband, Kap. XX.
[2]) R. Becker, Zeitschr. f. techn. Phys. 3, 152 und 249, 1922; Zeitschr. f. Phys. 8, 321, 1922.

gebracht, so daß die Energie durch das Rohr zusammengehalten wurde. Die Gasschwaden (Reaktionsprodukte) stürzten nach beendeter Detonation mit Geschwindigkeiten von 800 bis 1000 m/sec in das Rohr hinein (vgl. Entstehung des Peitschenknalls nach Lummer) und die Berechnung ergibt, daß in der Stoßwelle ein Druck von etwa 2200 Atm. und eine Temperatur von etwa 30000° herrschten.

Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Knallwelle hängt von der Art und der Intensität der Explosion ab und nimmt mit der letzten zu. Bei Funkenentladungen erhielt Mach Werte bis nahe an 500 m/sec und mit starken Zündhütchen etwa 700 m/sec. W. Wolff[1]) fand bei Explosionen

Fig. 23.



Geschoß mit Pulvergasen, Mündungsknallwelle und Geschoßwelle.

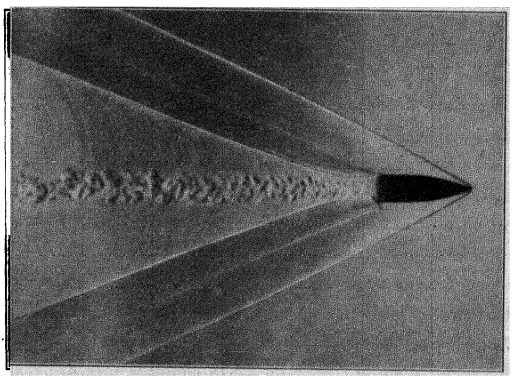
von 15000 kg Granatfüllung in 10 m Abstand vom Explosionsherde Werte von etwa 860 m/sec. E. v. Angerer und R. Ladenburg[2]) erhielten bei 3 kg Sprengstoff in 3 m Entfernung 1150 m/sec. Die Geschwindigkeitswerte nehmen mit wachsendem Abstand vom Entstehungsort der Knallwelle schnell ab. So fand Wolff bei den eben erwähnten Versuchen in 25 m Abstand nur noch etwa 470 m/sec, in 50 m Abstand etwa 380 m/sec und in 150 m Abstand lag die Geschwindigkeit nur noch um wenige Prozente oberhalb der normalen Schallgeschwindigkeit; in dem Versuch von v. Angerer und Ladenburg war die normale Schallgeschwindigkeit bereits in 30 m Abstand erreicht.

Die Verdichtungsstöße in Luft sind vielfach photographiert worden, in Deutschland besonders von C. Cranz. Die Fig. 23[3]) bis 25 zeigen einige der

[1]) W. Wolff, Ann. d. Phys. **69**, 329, 1899.
[2]) E. v. Angerer und R. Ladenburg, Ann. d. Phys. **66**, 293, 1921.
[3]) Fig. 23 bis 25 mit freundl. Erlaubnis des Verlages Julius Springer, Berlin nach Cranz, Lehrbuch der Ballistik, Band II und III, 1927.

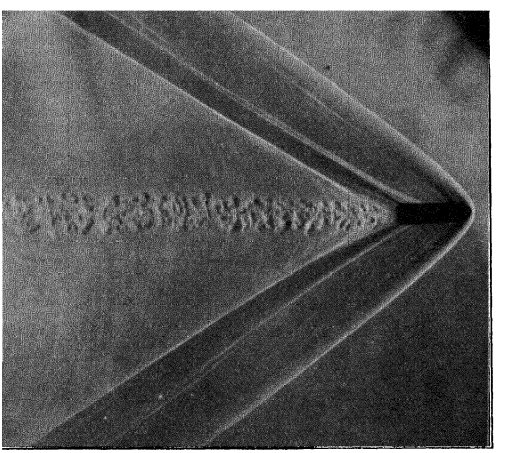
schönen Cranzschen Aufnahmen, die nach der Schlierenmethode gemacht worden sind. Fig. 23 ist am deutschen Infanteriegewehr M/98 (Mündungsgeschwindigkeit des S-Geschosses etwa 880 m/sec) aufgenommen. Das Geschoß befindet sich in etwa 35 cm Abstand von der Mündung. Die Pulvergase (im Bilde dunkel) treten mit großer Geschwindigkeit aus der Mündung aus, stoßen gegen die äußere Luft und erzeugen hier eine kräftige Verdichtung, die eigent-

Fig. 24.



Spitzgeschoß mit Kopf- und Schwanzwelle und Luftwirbeln.

Fig. 25

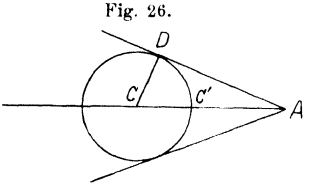


Rundkopfgeschoß mit Kopf- und Schwanzwelle und Luftwirbeln.

liche Knallwelle der Waffe. Bevor sie von dem Geschoß überholt sind, haben sie eine maximale Geschwindigkeit, die die Geschoßgeschwindigkeit um mehr als das Doppelte übertrifft. Infolge des Widerstandes der äußeren Luft nimmt ihre Geschwindigkeit schnell ab. In dem Bilde hat das Geschoß die Pulvergase bereits überholt und durchbricht gerade die Knallwelle. Der vordere Teil des Geschosses befindet sich schon in einem Gebiet, in dem seine Relativ-

geschwindigkeit zur umgebenden Luft größer ist als die Schallgeschwindigkeit. Daher zeigt sich an seiner Spitze eine zweite Verdichtung, die Kopf- oder Geschoßwelle, die zur Entstehung des Geschoßknalles Veranlassung gibt und dachförmig auf der Waffenknallwelle aufsitzt, aber nicht in diese hineinreicht. Wohl aber ist am Ende des Geschosses der Wirbelschwanz vorhanden. Fig. 24 zeigt ein fliegendes S-Geschoß von 8 mm Kaliber bei einer Geschoßgeschwindigkeit von etwa 880 m/sec samt den Luftwellen und Luftwirbeln (Pfeifen, Sausen des Geschosses). Die Kopfwelle geht von der Geschoßspitze aus. Der Wirbelraum hinter dem Geschoß ist ebenfalls von einer Unstetigkeitsfläche begrenzt, die angenähert die Form eines abgestumpften Kegels hat; der Wirbelzopf beginnt am Ende dieses Konus; ebenso beginnt die Schwanzwelle erst am Ende des Konus. Eine dritte, schwächere Welle entsteht an der Stelle, an der das Geschoß in die Patronenhülse eingepreßt war. Fig. 25 zeigt ein Rundkopfgeschoß von 8 mm Kaliber bei einer Geschwindigkeit von etwa 640 m/sec. Die Winkel der Kopf- und der Schwanzwelle sind entsprechend größer als in Fig. 24. Die Kopfwelle entsteht auf folgende Weise: In jedem Moment wandert die von der Spitze des Geschosses erzeugte Verdichtung in Form einer Kugelwelle nach allen Seiten. Die Einhüllende dieser unendlich vielen kugelförmigen Elementarwellen bildet einen Kegelmantel verdichteter Luft, eben die Kopfwelle. Das Geschoß bewege sich in einem kleinen Zeitabschnitt mit konstanter Geschwindigkeit c von C nach A (Fig. 26). Dieser Zeitabschnitt ist dann gleich $\frac{CA}{c}$. In dieser Zeit hat die von C ausgehende Kopfwelle den Weg $CC' = \frac{CA}{c} c_0$ zurückgelegt, wenn c_0 ihre Ausbreitungsgeschwindigkeit ist. Die Tangente von A an den mit CC' als Radius beschriebenen Kreis gibt die eine Begrenzung der Kopfwelle. Der halbe Kegelwinkel ist gegeben durch die Beziehung $\sin \alpha = \frac{c_0}{c}$.

Fig. 26.



Entstehung einer Kopfwelle.

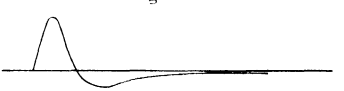
Ein Beobachter, der ungefähr in der Richtung der Geschoßbahn steht, hört somit zwei Knalle, zunächst den Kopfwellen- oder Geschoßknall, dann den Mündungs- oder Waffenknall. Der „Knallabstand", in Sekunden gemessen, wächst zunächst mit wachsendem Abstande des Beobachters vom Geschütz, und zwar so lange, bis die Geschoßgeschwindigkeit auf Schallgeschwindigkeit herabgesunken ist. Dann (sogar schon etwas früher) löst sich die Kopfwelle vom Geschoß ab und läuft mit normaler Schallgeschwindigkeit weiter. Demgemäß bleibt der Knallabstand von jetzt an konstant; bei Feldkanonen beträgt er dann 0,7 bis 1,3 sec, bei den schwersten Flachbahngeschützen bis über 20 sec. Für einen Beobachter, der sich senkrecht zur Flugbahn immer weiter entfernt, wird unter sonst gleichen Umständen der Knallabstand immer kleiner, und schließlich wird er gleich Null.

Der Geschoßknall ist in der Regel schärfer und heller als der Waffenknall. Jedoch hat Verfasser zahlreiche Fälle beobachtet, in denen (in der Schußrichtung) Geschoß- und Waffenknall ihrem akustischen Charakter nach nicht mit Sicherheit zu unter-

scheiden waren. Besonders interessant war eine Beobachtungsreihe (Flachbahngeschütz schwersten Kalibers in Flandern), bei der ein deutlicher Unterschied in dem Knallcharakter zu erkennen war, solange sich der Beobachter auf freiem Felde befand, während dieser Unterschied völlig verschwand, sobald der Beobachter etwa 100 m weiter in ein Gehölz hineinging. Bei einer anderen Beobachtungsreihe (Feldgeschütze in den Dünawäldern) war der Knallcharakter von Geschoß- und Waffenknall so wenig verschieden, daß zwei feuernde Geschütze für vier gehalten wurden und daß deshalb auf schlechte Munition der Gegenpartei geschlossen wurde, weil angeblich auf vier Abschüsse immer nur zwei Granatexplosionen (also zwei Blindgänger) entfielen. Mehrere derartige Beobachtungsreihen wurden durch Mitbeobachter kontrolliert, dürfen also als zuverlässig gelten. Das gleiche gilt für Beobachtungen über den Geschoßknall von Infanteriegeschossen, der unmittelbar neben der Schußrichtung vielfach einem scharfen Peitschenknall ähnelt. Hierbei wurde die Hilfsperson (Scharfschütze) durch kleine Zeichen (Hochhalten eines Stockes oder dergleichen) angewiesen, unmittelbar am Ohre des (in genügend gedeckter Stellung befindlichen) Beobachters vorbeizuschießen. Schwer erklärlich bleibt allerdings, daß in vielen, vielleicht sogar in den meisten Fällen, in denen der Geschoßknall am Infanteriegeschoß beobachtet werden sollte, nichts von ihm zu erkennen war. Es dürfte deshalb angebracht sein, die Klärung der Frage unter angenehmeren Beobachtungsbedingungen erneut in Angriff zu nehmen.

Daß die am Geschoß haftende Knallwelle mit der Geschwindigkeit des Geschosses vorwärts schreitet, ist selbstverständlich. Dagegen bleibt noch zu klären, wie es möglich ist, daß sich andere Knalle, z. B. der Waffenknall, in der Nähe des Entstehungsortes mit größerer Geschwindigkeit ausbreiten, als die normale Schallgeschwindigkeit beträgt. Die normale Schallgeschwindigkeit in Luft von rund 331 m/sec bei 0° ergibt sich theoretisch nur unter der einschränkenden Voraussetzung, daß die Elongationen und die Geschwindigkeiten der Luftteilchen, sowie die Druck- und Dichteschwankungen in der Schallwelle sehr klein, strenggenommen unendlich klein sind. Dann können höhere Potenzen dieser Größen, die in den Differentialgleichungen für die Ausbreitung des Schalles auftreten, fortgelassen werden, und man hat es mit linearen

Fig. 27.



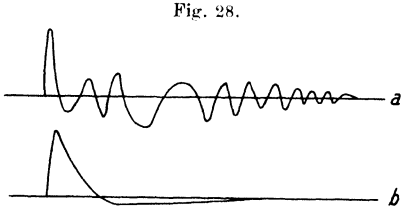
Schema einer Knallwelle.

Gleichungen zu tun. Bei Schwingungen von endlicher Größe dagegen ist die Schwingungsgeschwindigkeit der Gasteilchen gegenüber der Geschwindigkeit, mit der sich ein bestimmter Zustand im Gase ausbreitet, nicht mehr zu vernachlässigen, so daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit im Raume eventuell über die im Gase hinausgeht. Also wie im Falle der Kombinationsschwingungen und der ponderomotorischen Wirkungen des Schalles (ds. Kap., Abschnitt B und C) sind es Glieder höheren Grades, die den Effekt (Vergrößerung der normalen Schallgeschwindigkeit) hervorbringen. Durch eine Explosion sei eine Verdichtung mit darauffolgender Verdünnung etwa nach dem Schema der Fig. 27 erzeugt. Dieses Schema gilt sowohl für die räumliche wie für die zeitliche Verteilung und gilt für Geschwindigkeiten, Dichten und Drucke, da diese Größen bei rein fortschreitender Bewegung in Phase sind. Die Zustände größter Verdichtung schreiten mit der größten Geschwindigkeit vorwärts, so daß sich während des Ablaufs der Störung ihre Form in dem Sinne ändert,

daß ihre Vorderfront immer steiler und schließlich (nach Riemann) zu einer Unstetigkeitsfläche wird. Nach R. Becker kommt es nicht zur Ausbildung einer Unstetigkeitsfläche, sondern das Steilerwerden der Wellenfront findet infolge der Reibung und der Wärmeleitung schon vorher seine Grenze. Jedenfalls drängt sich der Verdichtungs- und der Druckanstieg beim Ablaufen der Störung auf einen immer engeren Raum zusammen, während Verdichtungs- und Druckabnahme entsprechend breiter werden. Mit dem Schmalerwerden der Druckphase und dem Breiterwerden der Saugphase dürfte zusammenhängen, daß die zerstörenden Wirkungen bei Explosionen in der Nähe des Explosionsherdes von ihm fort, in größerer Entfernung auf ihn zu gerichtet sind. Es sei an die bekannte Tatsache erinnert, daß Fensterscheiben bei einer außen stattfindenden Explosion in der Nähe des Explosionsherdes nach innen, in größerer Entfernung nach außen gedrückt werden. Den letzten Fall hat Verfasser in etwa 8 km Entfernung von einem schweren Flachbahngeschütz beobachtet. Der Geschoßknall bewirkte nur ein Klirren der Fensterscheiben, der Mündungsknall sog die Fensterscheibe nach außen, wobei nicht ein einziger Glassplitter im Zimmer gefunden wurde.

Bei der Registrierung von Knallwellen mit den verschiedensten Aufnahmeapparaten ergab sich das überraschende Resultat, daß in der Knallwelle stets eine mehr oder weniger deutlich ausgeprägte Periodizität vorhanden war. Beim Waffenknall dürften hierbei Luftschwingungen im Rohre mitwirken. Demgemäß müßte, in Übereinstimmung mit der Erfahrung, der Knall eines Langrohrgeschützes langsamere Perioden enthalten als der Knall einer Feldkanone, wozu aber auch die größere Ladung im ersten Falle beiträgt. A. Dufour[1]) gibt für die deutsche 77-mm-Kanone mit 0,5 kg Ladung die Hauptfrequenz zu etwa 16 und für die 210-mm-Kanone mit 29 kg Ladung zu etwa 6 bis 7 an. Bei einer Explosion, die am 15. Mai 1924 in La Courtine stattfand, registrierte er in Paris als Grundfrequenz 1. Die Periodizität wird keine vollständige und regelmäßige sein, da sich die Temperaturverhältnisse im Rohre stark ändern und da die Mündungskorrektion unmittelbar nach dem Ausstoßen der Pulvergase eine andere sein wird als nach einigen Schwingungen, wenn in der Umgebung wieder normale Druckverhältnisse herrschen. Wird ein Knall in einem geschlossenen Raume erzeugt, so können die Eigenperioden der Luftmasse des Raumes eine Periodizität in den Knall hineinbringen, und bei der Registrierung können Eigenperioden des Registriergeräts oder des Raumes, in dem das Registriergerät aufgestellt ist, eine Periodizität des Knalles vortäuschen. W. Wolff schreibt demgemäß die Periodizitäten, die er bei seinen schönen Versuchen über Explosionen in den Registrierkurven

Fig. 28.

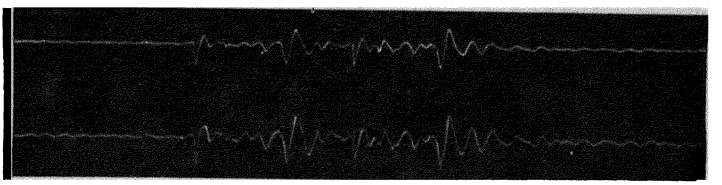


Knallkurven.

[1]) A. Dufour, Compt. rend. **179**, 759, 1924.

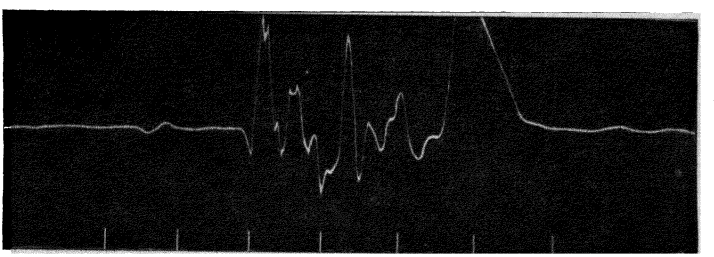
fand, ausschließlich dem Registriergerät zu und eliminiert sie deshalb rechnerisch. Die Kurve *a* in Fig. 28 zeigt eine wirklich registrierte Kurve, *b* die gereinigte Kurve, die den Druckverlauf angeblich besser wiedergeben soll. Jedoch ist damit das Problem noch nicht restlos geklärt. Am Anfang dieses Paragraphen war besprochen worden, wie eine Periodizität auch bei Explosionen, die im Freien stattfinden, zustande kommen könnte. E. v. Angerer und R. Ladenburg benutzten als Aufnahme- und Registriergeräte Mikrophone,

Fig. 29.



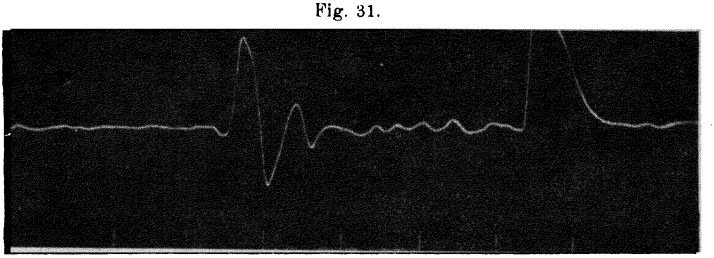
Aufnahme eines Kanonenschusses.

Fig. 30.



Knallkurve auf Gipfelmeßstelle.

Fig. 31.



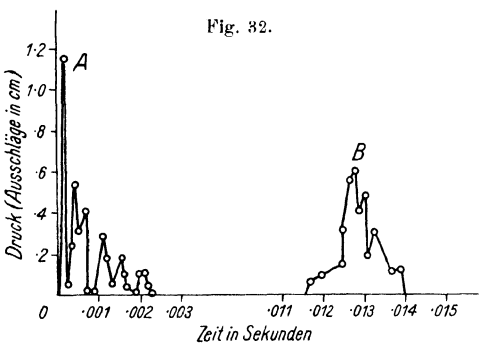
Knallkurve auf Talmeßstelle.

die an einem Oszillographen lagen. Fig. 29[1]) zeigt zwei Aufnahmen ein und desselben fernen, dumpfrollenden Kanonenschusses mit zwei Mikrophonen verschiedener Bauart. Daß hier deutliche Periodizitäten auftreten, ist bei dem Charakter des registrierten „Knalles" nicht überraschend. Die beiden Kurven sind fast völlig gleich, sprechen also für die Naturtreue der Aufzeichnungen. Die Fig. 30 und 31 zeigen Knallaufnahmen von v. Angerer und Ladenburg

[1]) Fig. 29 bis 31 mit freundl. Erlaubnis des Verlages J. A. Barth, Leipzig nach Ann. d. Phys., Band 66, 1921.

bei Detonationen von 3 kg Ammonsalpetersprengstoff (1,5 m über dem Erdboden, ohne „Verdämmung"). Die Aufnahmen wurden im Hochgebirge gemacht. Wichtig ist, daß auch hier ausgeprägte Periodizitäten vorhanden sind. Fig. 30 zeigt eine (typische) Aufnahme auf einer Gipfelmeßstelle, die direkt vom Knall getroffen wird, während Fig. 31 typisch für eine Talmeßstelle ist, die nur abgebeugten Knall erhält. Die Knallbilder der Gipfelmeßstellen waren den in der Ebene aufgenommenen ähnlich und enthalten Perioden von etwa $^1/_{50}$ bis $^1/_{100}$ sec, wobei allerdings noch zu bemerken ist, daß die Apparatur für etwaige schnellere Perioden sehr unempfindlich war. Die auf der Talstation aufgenommenen Knallbilder enthalten Perioden von etwa $^1/_{15}$ bis $^1/_{30}$ sec. Dementsprechend wurden diese sehr tiefen Knalle von dem Beobachter oft nicht gehört. Mit wachsendem Abstande vom Herde scheinen Explosionswellen unter Bevorzugung der tieferen Perioden immer regelmäßiger zu werden, was auch den Verhältnissen bei Meereswellen und bei seismischer Bodenunruhe entspricht. Nach einer von J. J. Thomson vorgeschlagenen Methode hat

Fig. 32.



Explosionswelle im Wasser.

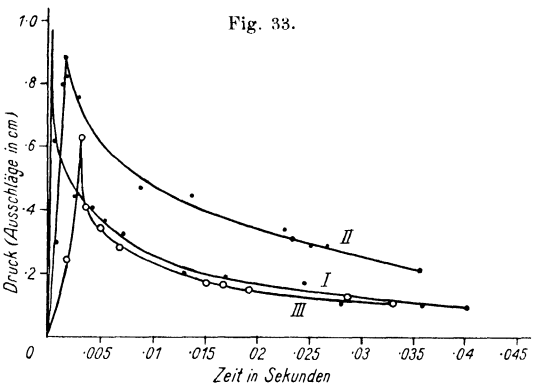
D. A. Keys[1]) den zeitlichen Verlauf von Explosionsdrucken in Wasser gemessen. Die Drucke wirkten auf Piezoturmaline (ds. Kap., § 5), die Registrierung geschah mit einer Spezialform der Braunschen Röhre (Kathodenstrahlenoszillograph). Fig. 32 zeigt eine typische Zeitdruckkurve, die wiederum Periodizitäten enthält, deren Dauer nicht nur von der Art des die Turmalinplatten enthaltenden Aufnahmegefäßes, sondern auch von der Menge des Sprengstoffs abhing. Die Sprengstoffmenge betrug etwa 1 kg trockener Schießbaumwolle, und der Aufnahmeapparat stand in etwa 4 m Entfernung (Kurve *A*). Kurve *B* stellt den am Boden reflektierten Knall dar. 1 cm Ausschlag am Oszillographen entspricht einem Drucke von ungefähr 46 kg cm^2. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit war größer als die normale Schallgeschwindigkeit in Wasser. In Fig. 33 sind Zeitdruckkurven für Gasexplosionen in einem geschlossenen Zylinder von etwa 15 cm Durchmesser und 4 cm Höhe, auf dessen Boden die Turmalinplatten angeordnet waren, dargestellt. Die Kurven zeigen das Steilerwerden des Druck-

[1]) D. A. Keys, Phil. Mag. (6) **42**, 473, 1921.

anstiegs mit wachsender Ladung. 1 cm Ausschlag entspricht einem Drucke von etwa 15 kg/cm². Unterdrucke können hier natürlich nicht vorkommen.

C. Stumpf hat gelegentlich den Knall einer Kinderpistole (Luftknallbüchse) an seiner Interferenzapparatur (Kap. VII, § 11) untersucht. Mittels 59 Röhren, deren eingestellte Stempellängen (Viertelwellenlängen) zwischen 4 und 64 cm variierten, konnte der Knall völlig vernichtet werden. Es kamen also nahe beieinander liegende Frequenzen zwischen etwa $c = 128$ und $c_4 = 2048$ Hertz in Frage; die Höhe des Knalles schwankte zwischen etwa 770 und 1150 Hertz. Während des Abbaues und während des Wiederaufbaues (von unten beginnend) ändert sich natürlich stark der akustische Charakter. Beim Aufbau erscheint zunächst ein dumpfes leises Pochen, dann ein Glucksen oder Klatschen usw. Stumpf hebt ausdrücklich hervor, daß der aus dem Röhrensystem austretende Schall vor Einschalten der Interferenzröhren als momentanes Geräuch von durchaus echtem Knallcharakter erscheint [1]).

Fig. 33.



Zeitdruckkurven bei Explosionen im geschlossenen Raum.

Wenn auch noch zahlreiche theoretische und experimentelle Fragen über den Knall ungeklärt sind, so steht doch so viel fest, daß die Front der an das Ohr gelangenden Störung eine gewisse Steilheit besitzen muß und daß die Dauer der Störung möglichst kurz sein muß. Es steht ferner fest, daß Knallgeschwindigkeiten, die über die normale Schallgeschwindigkeit hinausgehen, auf Geschwindigkeits- und Druckschwankungen endlicher Größe zurückzuführen, also durch Abweichungen von den linearen Gleichungen für die Ausbreitung des Schalles zu erklären sind.

§ 13. Das Geräusch. Ein kurzdauerndes Geräusch kann Knallcharakter annehmen, so daß eine strenge Grenze zwischen Geräusch und Knall nicht zu ziehen ist. Ebensowenig oder vielleicht noch weniger ist eine strenge Grenze zwischen Geräusch und Klang zu ziehen. Das Zwitschern der Schwalben und das Heulen des Windes wird man unter die Geräusche rechnen müssen, und doch kann ein aufmerksamer Beobachter mit Leichtigkeit bestimmte Töne

[1]) C. Stumpf, Die Sprachlaute, Berlin 1926, S. 136.

heraushören. Umgekehrt kann man den Eindruck eines Geräusches hervorrufen, wenn man viele Klänge gleichzeitig angibt. So gibt es mancherlei Zwischenstufen oder, vorsichtiger ausgedrückt, Mischungen von Geräuschen und Klängen. Im extremen Falle lösen Klang und Geräusch aber völlig verschiedene Empfindungen aus. Während ein Klang dem Ohre ruhig und gleichmäßig und damit harmonisch erscheint, ist die Geräuschempfindung durch das Unruhige, schnell und unregelmäßig Wechselnde und damit Unharmonische charakterisiert. Demgemäß ist das Geräusch im physikalischen Sinne des Wortes keine gleichmäßige Schwingungsbewegung, sondern die Schwingungen wechseln nach Periode, Amplitude und Phase schnell und unregelmäßig. O. Weiss und R. Sokolowski[1]) haben durch Analyse und durch künstliche Herstellung von Geräuschen zu zeigen versucht, daß in erster Linie der Wechsel der Perioden maßgebend sei. Sie arbeiteten hierbei mit einer Selensirene; das ist eine auf eine Selenzelle und durch ihre Vermittlung auf ein Telephon arbeitende rotierende Scheibe, in deren Peripherie bestimmte Kurven eingeschnitten sind, die belichtet werden. So können leicht Schwingungen konstanter Amplitude bei schnell und unregelmäßig wechselnder Periode oder Schwingungen konstanter Periode bei unregelmäßig wechselnder Amplitude hergestellt werden. Im letzten Falle hat das Geräuch noch Toncharakter, der im ersten Falle verschwindet. C. Stumpf hat mit Hilfe seiner Interferenzapparatur gezeigt, daß jedes Geräusch durch eine genügende Anzahl von Interferenzröhren mit genügend feiner Abstufung der Einstellung ausgelöscht werden kann. Hiernach dürfte ein Geräusch angesehen werden als die Summe sehr vieler Sinusschwingungen, die wie ein Tonstaub über eine gewisse, meist sehr weite Tonregion mit ganz geringen Abständen ihrer Wellenlängen, aber verschiedenen Amplituden und vielleicht auch verschiedener Dichtigkeit innerhalb der einzelnen Teilstrecken verteilt sind[2]). Bei der Besprechung der Konsonanten und der Flüstervokale (Kap. IV, § 42) kommen wir auf diese Frage zurück.

B. Sekundäre Klangerscheinungen.

[Variationstöne, Schwebungen und Kombinationstöne[3]).]

§ 14. Variationstöne. Wird die Amplitude einer zunächst sinusförmigen Schwingung von der Frequenz p nicht konstant gehalten, sondern periodischen Schwankungen unterworfen, so hört man bei passender Wahl namentlich der Zahl u der Schwankungen pro Sekunde nicht einen einfachen Ton von schwankender Intensität, sondern man hört neben dem ursprünglichen „primären" Tone mehr oder weniger deutlich noch eine Reihe „sekundärer" Töne, die sogenannten Variationstöne erster und höherer

[1]) O. Weiss und R. Sokolowski, Arch. f. d. ges. Physiol. **180**, 96, 1920.
[2]) C. Stumpf, Die Sprachlaute, Berlin 1926, S. 350/51.
[3]) Wir folgen in diesem Abschnitt vielfach wörtlich dem Artikel des Verfassers „Ton, Klang und sekundäre Klangerscheinungen" in dem Handbuch der Physiologie von Bethe, Bd. XI, Berlin 1926.

Ordnung. Ihre Schwingungszahlen sind für den Fall $p > u$ durch den Ausdruck $p + au$ gegeben, wobei $a = 1, 2, 3 \ldots$ ist, und dem Werte $a = 1$ die Töne erster Ordnung entsprechen. Ist $p = nu$, wo $n = 2, 3 \ldots$ ist, so befindet sich unter den Variationstönen stets ein Ton von der Schwingungszahl $p - (n - 1)\, u = u$, der den gesamten Klangcharakter beherrscht und als Unterbrechungs- oder Intermittenzton bezeichnet worden ist, weil seine Schwingungszahl mit der Zahl der Unterbrechungen übereinstimmt.

Ein sehr übersichtliches Verfahren zur Erzeugung und zur subjektiven Beobachtung von Variationstönen ist fast gleichzeitig von E. Mach und J. Stefan angegeben worden. Es besteht darin, daß zwischen Ohr des Beobachters und Tonquelle eine Scheibe mit kreisförmig angeordneten Löchern rotiert, die den Ton abwechselnd abdrosselt und durchläßt. Die Tonquelle ist beispielsweise eine elektromagnetisch betriebene Stimmgabel vor einem Luftresonator, von dem eine Rohrleitung zum Ohre führt, die an einer Stelle durch die rotierende Scheibe unterbrochen ist. Auch elektroakustische Anordnungen sind vielfach benutzt worden, wobei der das Abhörtelephon erregende Wechselstrom auf irgend eine Weise in seiner Stärke variiert oder ganz unterbrochen wird. In neuerer Zeit haben sich namentlich Karl L. Schaefer und O. Abraham [1]), F. A. Schulze [2]) und W. Moser [3]) mit den Variationstönen beschäftigt. Moser hat eine Versuchsanordnung angegeben, mit der sich die Variationstöne besonders gut beobachten lassen. Störende Nebentöne werden dabei geschwächt oder ganz beseitigt. Außerdem kann man wahlweise in sehr bequemer Art plötzliche, volle Unterbrechungen oder allmähliche Amplitudenschwankungen des Primärtones hervorrufen. F. A. Schulze [4]) hat auch die sogenannten Phasenwechseltöne untersucht, die bei periodischer Variation der Phase eines Tones entstehen, neben den Variationstönen der Amplitude aber nichts wesentlich Neues bieten.

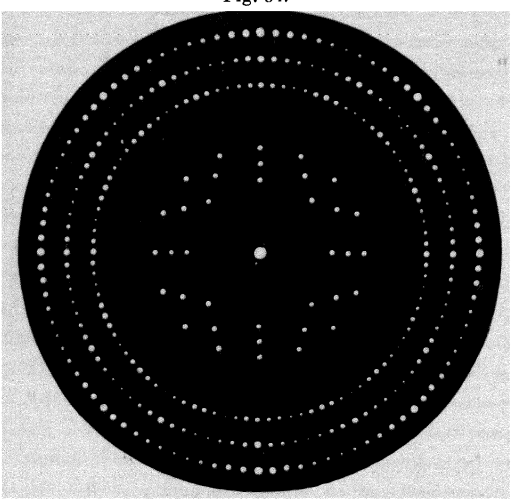
Für Demonstrationszwecke benutzt man die Sirene (ds. Kap., § 3) Befinden sich beispielsweise in einem Löcherkreise 8×12 Löcher in der Größe und Anordnung, wie es der äußerste Löcherkreis von Fig. 34 zeigt, und macht die Scheibe 10 Umdrehungen in der Sekunde, so hört man unter anderem den Ton von der Schwingungszahl $96 \times 10 = 960$. Wenn alle Löcher gleiche Größe hätten, so würden zu diesem Ton nur harmonische Obertöne hinzutreten. Da aber die „Amplitude" 80mal in der Sekunde schwankt, treten noch Variationstöne auf, und da $p = 960 = nu = 12 \times 80$ ist, so tritt nach dem oben Gesagten $u = 80$ besonders deutlich hervor. Das ist zunächst auffallend, da er ein Variationston sehr hoher Ordnung, $960 - 11 \times 80$, ist. Es ist aber bekannt, daß tiefe Töne harmonische Obertöne in der Empfindung stark überdecken, und außerdem entsteht der Ton 80 nicht nur als Variationston, sondern gleichzeitig als (subjektiver) Differenzton (ds. Kap., § 16) zwischen Teiltönen des Gesamtklanges.

---

[1]) Karl L. Schaefer und O. Abraham, Ann. d. Phys. **13**, 996, 1904.
[2]) F. A. Schulze, ebenda **26**, 217, 1908.
[3]) W. Moser, Diss. Breslau, 1919.
[4]) F. A. Schulze, Ann. d. Phys. **45**, 295, 1914.

Wir sind soeben von der Auffassung ausgegangen, als ob bei dem Versuch die Amplitude des primär gegebenen Tones 960 variiert wird, und zwar 80mal in der Sekunde. Eine andere, im Grunde genommen die einzig richtige Auffassung ist die, daß schon primär ein komplizierter Klang mit der Grundperiodenzahl 80 vorliegt, der einfach nach Fourier in eine Summe von Sinusschwingungen zu zerlegen ist. Diese Darstellung des Vorganges befreit auch am besten von dem lange gehegten Vorurteile, daß die Variationstöne und die Unterbrechungstöne sich grundsätzlich von den gewöhnlichen Tönen unterscheiden. Namentlich R. König und L. Hermann hatten aus dem Auftreten von Tönen, deren Schwingungszahlen mit den Unterbrechungszahlen eines primären Tones übereinstimmen, den Schluß gezogen, daß „das Ohr

Fig. 34.



Sirenenscheibe für Variationstöne.

periodische Unterbrechungen eines Tones, wenn dieselben eine genügende Frequenz haben, als besonderen, und zwar in der Stärke überwiegenden Ton wahrnimmt". Damit würden das Ohm-Helmholtzsche Gesetz und die Resonanztheorie des Hörens gestürzt sein. Das ist der Grund, aus dem die an sich nicht sehr interessanten Variationstöne große Beachtung gefunden haben.

Wird zunächst, wie in der oben erwähnten Anordnung für subjektive Beobachtungen, ein einfacher Primärton erzeugt und wird seine Amplitude vor der Zuleitung zum Ohre variiert, so kann man natürlich auch hierbei von dem durch die Amplitudenschwankungen bereits abgeänderten Schwingungsvorgang ausgehen, dessen Periode aufsuchen und mit ihr als Grundperiode die Fouriersche Zerlegung des Gesamtvorganges ausführen. Man kann aber auch von dem primär gegebenen Tone ausgehen und seine Amplitude nicht mehr als Konstante, sondern als periodische Funktion der

Zeit ansetzen. Allgemein würde man die „schwankende Amplitude“ des „Tones“ p ansetzen in der Form

$$A_0 + \sum_{k=1}^{\infty} A_k \sin(k 2\pi u t + \varphi_k).$$

Man erhält dann durch Ausmultiplizieren mit $\sin 2\pi p t$ für die Elongation des Schwingungsvorganges den Ausdruck:

$$x = A_0 \sin 2\pi p t + \frac{A_1}{2} \cos[2\pi(p-u)t - \varphi_1] - \frac{A_1}{2} \cos[2\pi(p+u)t + \varphi_1]$$
$$+ \frac{A_2}{2} \cos[2\pi(p-2u)t - \varphi_2] - \frac{A_2}{2} \cos[2\pi(p+2u)t + \varphi_2] + \cdots$$

Es treten also neben dem Primärton die Variationstöne als additive sinusförmige Komponenten in dem Gesamtklange auf. Demgemäß werden sie durch Luftresonatoren verstärkt und unterscheiden sich in nichts von gewöhnlichen Tönen. Ein „Ton“ hört eben in dem Augenblick auf, ein einfacher Ton zu sein, in dem die Amplitude (oder auch die Phase) periodischen Schwankungen unterworfen wird. Die „Amplitude“ ist jetzt selbst nicht mehr konstant, sondern eine periodische Funktion der Zeit, wie die Elongation des einfachen Tones. Um festzustellen, welche Töne der so abgeänderte Schwingungsvorgang repräsentiert, muß das Produkt der beiden periodischen Funktionen gemäß Ohm-Helmholtz in eine Summe von Sinusschwingungen umgewandelt werden.

Wir wollen noch einige Spezialfälle besprechen. Schwankt die Amplitude rein sinusförmig, so hat der Schwingungsvorgang die Form

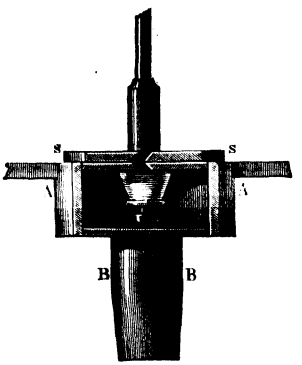
$$A \sin 2\pi u t \cdot \sin 2\pi p t = \frac{A}{2} \cos 2\pi(p-u)t - \frac{A}{2} \cos 2\pi(p+u)t.$$

Der ursprüngliche Ton p verschwindet also ganz, indem er sich in die beiden neuen Töne $p-u$ und $p+u$ aufspaltet. Ist u klein gegen p, so liegen die zwei Töne sehr nahe aneinander, und man hört Schwebungen (ds. Kap., § 16). Angenähert verwirklicht wird dieser Fall durch eine $u/2$mal pro Sekunde um ihre Längsachse rotierende tönende Stimmgabel. Infolge der Interferenzflächen in der Umgebung einer tönenden Stimmgabel (Kap. IV, § 5) wird die Intensität bei jeder Umdrehung für den Beobachter viermal zu Null. Bei jedem Durchgang durch Null wechselt die Amplitude ihr Vorzeichen, da man hierbei aus dem äußeren Bereich der Gabel in den Bereich zwischen den Zinken kommt und da die Luftbewegung zwischen den Zinken im wesentlichen senkrecht zur Schwingungsrichtung der Zinken erfolgt. Es wird also durch eine einmalige Umdrehung der Gabel eine Amplitudenschwankung hervorgerufen, die in erster Annäherung als sinusförmig mit der Periodenzahl 2 angesetzt werden darf.

Auch an der mehrstimmigen Sirene, bei der zwei Löcherkreise aus einem gemeinsamen Windkasten angeblasen werden, lassen sich Variationstöne gut demonstrieren. Man benutzt zu diesem Zwecke nicht die gewöhnliche Lochscheibe, die von einem Motor oder dergleichen in Rotation versetzt wird, sondern eine Sirene, bei welcher der Anblaseton gleichzeitig die Rotation

besorgt. Bei dieser Sirene stehen sich zwei einander fast berührende Scheiben, von denen die untere fest und die obere drehbar ist, gegenüber. Die untere Scheibe bildet die Decke einer Metalldose AA (Fig. 35), die durch das Rohr BB mit einer Windlade in Verbindung steht. Die Löcher der zwei Scheiben stehen einander genau gegenüber, sind aber nicht senkrecht, sondern schief in die Scheiben eingebohrt, und zwar so, daß die schiefen Bohrungen in beiden Scheiben ungefähr senkrecht gegeneinander gerichtet sind. Die durch die Löcher der unteren Scheibe hindurchgepreßte Luft stößt dann gegen die Wandungen der Löcher der oberen Scheibe ss und versetzt diese in Rotation. Natürlich können auch hier mehrere konzentrische Löcherkreise angebracht werden, die mittels einer einfachen Stellvorrichtung nach Belieben ein- oder ausgeschaltet werden. Wird zunächst ein Löcherkreis angeblasen, so kann die entstehende Luftbewegung in erster Annäherung proportional gesetzt werden einem Ausdruck von der Form $A_0 - A_1 \sin 2\pi p t$, der ein p-maliges Öffnen und Schließen der Löcher pro Sekunde ausdrückt. In der Proportionalitätskonstanten steckt der Druckunterschied zwischen der Luft im Anblasekasten und der im Außenraum. Dieser Druckunterschied wird selbst merklich periodisch, und zwar annähernd in einer Periode von der Form $B_0 - B_1 \sin 2\pi u t$, wenn neben dem ersten noch ein zweiter Löcherkreis geöffnet wird, dessen Löcherzahl, multipliziert mit der Zahl der Umdrehungen pro Sekunde, gleich u ist. Die resultierende Luftbewegung hat also die Form:

Fig. 35.



Schnitt durch Sirene.

$$c\,(B_0 - B_1 \sin 2\pi u t)\,(A_0 - A_1 \sin 2\pi p t) = c\,A_0 B_0 - c\,A_0 B_1 \sin 2\pi u t$$
$$- c\,A_1 B_0 \sin 2\pi p t + {}^1/_2\, c\,A_1 B_1 \cos 2\pi (p-u) t - {}^1/_2\, c\,A_1 B_1 \cos 2\pi (p+u) t.$$

Neben dem Primärton treten also noch der Unterbrechungston und die Variationstöne erster Ordnung auf, die Helmholtz als Kombinationstöne (Differenz- bzw. Summationston) bezeichnet hat, die aber mit den eigentlichen Kombinationstönen nichts zu tun haben (ds. Kap., § 19).

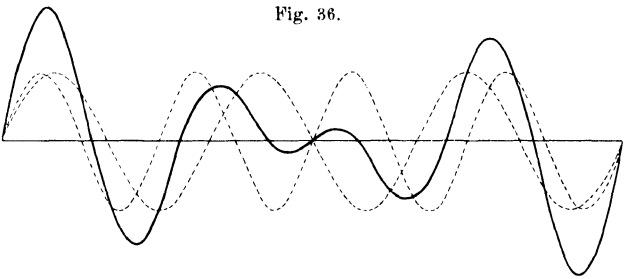
Zusammenfassend darf gesagt werden, daß die sogenannten Variations-, Unterbrechungs- (Intermittenz-) und Phasenwechseltöne keine Töne besonderer Art sind, sondern sich grundsätzlich den Ohm-Helmholtzschen Vorstellungen (Kap. III) über das Zustandekommen von Tonempfindungen unterordnen.

§ 15. Schwebungen; ihre physikalischen Merkmale[1]. Objektive Schwebungen entstehen, wenn sich zwei Sinusschwingungen, deren Frequenzen p und q nahe beieinander liegen, überlagern. Ist z. B. $p = 400$ und $q = 399$ und sind beide Schwingungen zur Zeit $t = 0$ in gleicher Phase, so sind sie

[1]) Siehe auch Mechanikband, Kap. IV.

zur Zeit $t = 1$ wieder in gleicher Phase, da jeder Ton dann eine ganze Zahl von Schwingungen ausgeführt hat. Die Resultierende hat also zur Zeit $t = 0$ und $t = 1$ ein Maximum der Amplitude. Zur Zeit $t = {}^1/_2$ hat der eine Ton 200, der andere $199{}^1/_2$ Schwingungen ausgeführt; die Schwingungen befinden sich in entgegengesetzter Phase, die Amplitude hat ein Minimum. Ist $p = 400$ und $q = 300$, so wiederholen sich Konsonanz und Dissonanz

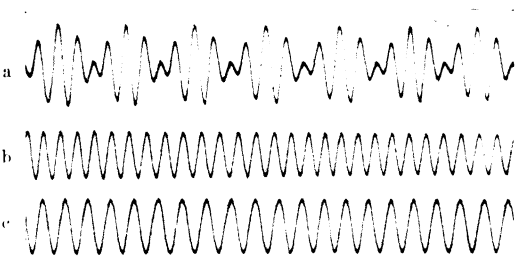
Fig. 36.



Schwebungskurve 4 : 3.

100mal in der Sekunde. Die Zahl der Schwebungen pro Sekunde ist also gleich der Differenz der Schwingungszahlen der Primärtöne. In Fig. 36 ist der Vorgang für das Zeitintervall $t = 0$ bis $t = {}^1/_{100}$ gezeichnet. In Fig. 37, a ist eine am Oszillographen aufgenommene Schwebungskurve dargestellt, deren

Fig. 37.



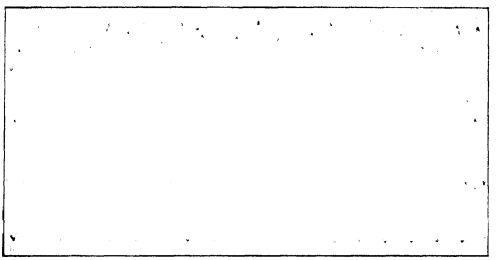
Schwebungskurve 4 : 3 und Primärtöne.

Primärtöne (Fig. 37, b und c) ebenfalls im Verhältnis 4:3 (Quarte) stehen. Fig. 38 zeigt eine Schwebungskurve bei ein wenig verstimmtem Intervall 4:3. Fig. 39 gibt das Schwebungsbild bei kleinerem Primärintervall (Oszillographenaufnahme). Sehr bequem lassen sich Schwebungskurven mit dem Rußschreiber (ds. Kap., § 11) aufnehmen.

Die sekundliche Periodenzahl r der aus den beiden Primärtönen Resultierenden ist gleich dem größten gemeinsamen Teiler von p und q. Im folgenden seien p und q die relativen Schwingungszahlen, so daß r stets $= 1$ ist. Die Schwebungszahl stimmt mit der Periodenzahl also nur dann überein, wenn $p - q = 1$ ist. Sind p und q inkommensurabel, so ist überhaupt keine endliche Periode vorhanden. Hat man es mit einem verstimmten Inter-

vall, z. B. der verstimmten Quarte 400:299, zu tun, so genügt es vielfach trotzdem, ein Kurvenstück zu betrachten, das sich nur über $^1/_{100}$ Sekunde, also über die Periode des unverstimmten Intervalls hin erstreckt. Das bekannte typische Bild von Schwebungskurven erhält man nur, wenn p und q

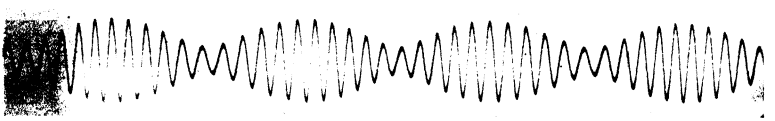
Fig. 38.



Schwebungskurve und Primärtöne bei verstimmtem Intervall 4 : 3.

nicht zu weit auseinander liegen, etwa bis zum Intervall einer Quinte hin und wenn die Amplituden der Primärtöne nicht allzu verschieden sind. Wir operieren vorläufig mit gleichen Amplituden und können uns ferner auf die Fälle beschränken, daß p und q ganzzahlig sind.

Fig. 39.



Schwebungskurve bei kleinem Primärtonintervall.

Ein schwingungsfähiger Körper, der einem linearen symmetrischen Kraftgesetz gehorcht, soll gleichzeitig durch zwei sinusförmig veränderliche Kräfte mit den Frequenzen p und q erregt werden. Die resultierende Elongation kann dann, nachdem der Eigenton abgeklungen ist, in der Form

$$x = A \sin 2\pi pt + A \sin 2\pi qt \quad \ldots\ldots\ldots (1)$$

geschrieben werden, wenn der Einfachheit halber noch angenommen wird, daß die anfängliche Phasendifferenz Null ist und daß jede Kraft für sich die gleiche Amplitude A hervorrufen würde. Der Ausdruck (1) läßt sich auch in der Form

$$x = 2A \cos 2\pi \frac{p-q}{2} t \cdot \sin 2\pi \frac{p+q}{2} t \quad \ldots\ldots\ldots (2)$$

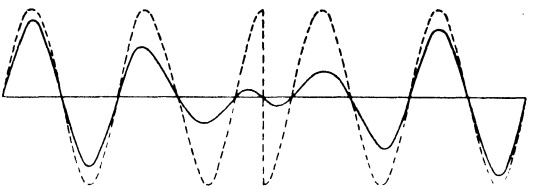
schreiben. Ist $p - q$ klein gegen q, so pflegt man die rechte Seite physikalisch zu deuten als Ton von der Schwingungszahl $\frac{p+q}{2}$ mit der variablen Amplitude $2A \cos 2\pi \frac{p-q}{2} t$. Diese Variation der Amplitude ergibt pro Sekunde einen $p - q$-maligen Wechsel der Intensität (ds. Kap., § 6), da

$$\cos^2 2\pi \frac{p-q}{2} t = \frac{1}{2} [1 + \cos 2\pi (p-q) t]$$

ist. Es wird also aus (2) auf zweierlei geschlossen: 1. auf das Vorhandensein eines bestimmten Tones, nämlich des Tones $\frac{p+q}{2}$, und 2. auf das Auftreten von $p - q$ Schwebungen pro Sekunde.

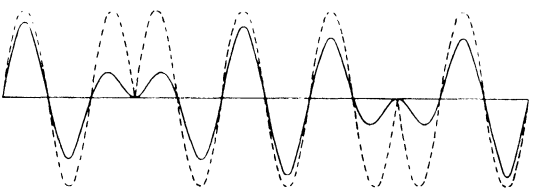
Da es im allgemeinen recht umständlich ist, eine Schwebungskurve aus den beiden Primärschwingungen genau zu konstruieren, soll zunächst eine einfache Zeichenmethode angegeben werden, mit deren Hilfe das qualitative Aussehen einer Schwebungskurve, soweit es für die Diskussion überhaupt

Fig. 40.



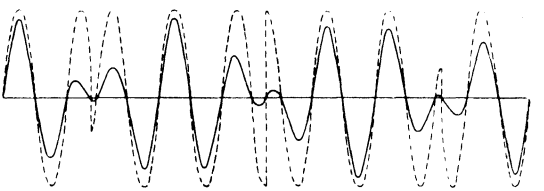
Schwebungskurve 5 : 4.

Fig. 41.



Schwebungskurve 7 : 5.

Fig. 42.



Schwebungskurve 10 : 7.

wichtig ist, leicht festgestellt werden kann. Diese vom Verfasser angegebene Methode besteht in folgendem: Man zeichne nach Gl. (2) zunächst eine Kurve $2A \sin 2\pi \frac{p+q}{2} t$, jedoch mit der Änderung, daß sie an den Stellen, an denen $\cos 2\pi \frac{p-q}{2} t$ gleich Null ist, einen Phasensprung von der Größe π ausführt, weil hier der Wert von y durch Null hindurchgeht, also sein Vorzeichen wechselt. Sodann läßt man die Amplitude der gezeichneten Kurve nach diesen Stellen hin allmählich abnehmen, weil hier ja die Amplitude der Resultierenden auf den Wert Null herabsinkt. Die nach diesem Rezept gezeichneten Schwebungskurven in den Fig. 40 bis 42 stellen typische Fälle

dar. An ihnen läßt sich gut prüfen, inwieweit die Form der Gl. (2) zur Darstellung einer Schwebungskurve geeignet ist. Ist es wirklich berechtigt, wie es in der Regel geschieht, die schwebende Schwingung als Ton von der Schwingungszahl $\frac{p+q}{2}$ mit $p-q$ Phasensprüngen pro Sekunde aufzufassen? Es ist also besonders auf die Schwingungszahl zu achten. Wenn man von der Schwingungszahl oder der Schwingungsdauer in einer komplizierten (nicht sinusförmigen) Kurve spricht, so muß zunächst festgesetzt werden, was man darunter verstehen will. Solange die Schwingung derart beschaffen ist, daß zwischen zwei Umkehrpunkten stets die Ruhelage durchschritten wird, ist es physikalisch das Nächstliegende, als Dauer einer Schwingung die Zeitdauer von einem Durchgangspunkt durch die Ruhelage bis zum übernächsten Durchgang zu rechnen. Bei gegebener Schwingungsanzahl pro Sekunde kann dann noch die Dauer der einzelnen Schwingungen innerhalb dieser Sekunde eine verschiedene sein, und ferner können innerhalb einer Schwingung die Abstände der äußeren Nullstellen von der mittleren ungleich sein. Bei dem Schwingungsvorgang, der durch (2) dargestellt wird tritt je nach den speziellen Verhältnissen tatsächlich das eine oder andere oder beides ein. Es hat also physikalisch keinen Sinn, durchweg eine konstante Schwingungszahl $\left(\frac{p+q}{2}\right.$ mal der Periodenzahl$\left.\right)$ und Phasensprünge anzunehmen. Die Darstellung der Resultierenden durch (2) hat natürlich auch ihre Vorzüge, namentlich zeigt sie sehr durchsichtig das Schwanken der Intensität. Auf der anderen Seite ist (2) aber nur eine mögliche und namentlich vom Standpunkt der Resonanztheorie des Hörens aus völlig willkürliche, formale Darstellung, die ebensogut durch eine andere, z. B. (1), ersetzt werden kann. Wenn das Hauptinteresse nicht den Intensitätsschwankungen zugewandt ist, sondern wenn gefragt wird, welche Schwingungen da sind, so ist die Form (1) der Form (2) vorzuziehen, und wenn gefragt wird, was für Töne man hört, so reicht weder die Darstellung (1) noch (2) zur Beantwortung der Frage aus. Dann müßte vielmehr die Lage der Schwingungsmaxima in einem ganzen von p und q erregten Resonatorensystem aufgesucht werden, was bisher noch nicht geschehen ist.

Für ungleiche Amplituden der Primärtöne wird die Elongation x der Resultierenden

$$x = A \sin 2\pi pt + B \sin 2\pi qt \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (3)$$

Dieser Ausdruck kann in der Form

$$x = C \sin [2\pi (pt - \varepsilon)] \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (4)$$

geschrieben werden, wobei

$$A + B \cos 2\pi (p-q)t = C \cos 2\pi \varepsilon$$

und

$$B \sin 2\pi (p-q)t = C \sin 2\pi \varepsilon,$$

also

$$C = \sqrt{A^2 + B^2 + 2AB \cos 2\pi (p-q)t}$$

und

$$\varepsilon = \frac{1}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{B \sin 2\pi (p-q)t}{A + B \cos 2\pi (p-q)t}$$

ist. C und ε sind langsam veränderliche Funktionen der Zeit. Entsprechend wird 4) von Helmholtz unter anderem als ein in der Höhe allmählich sich ändernder

„Ton“ mit veränderlicher Amplitude gedeutet, wobei die Tonhöhe in jedem Moment durch den Ausdruck

$$p - \frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{p\,A^2 + q\,B^2 + (p+q)\,A\,B\cos 2\pi\,(p-q)\,t}{A^2 + B^2 + 2\,A\,B\cos 2\pi\,(p-q)\,t} \quad \ldots\ldots (5)$$

gegeben ist. Während des Maximums der Schwebungen ($\cos 2\pi\,[p-q]\,t = +1$) ist dann die Schwingungszahl

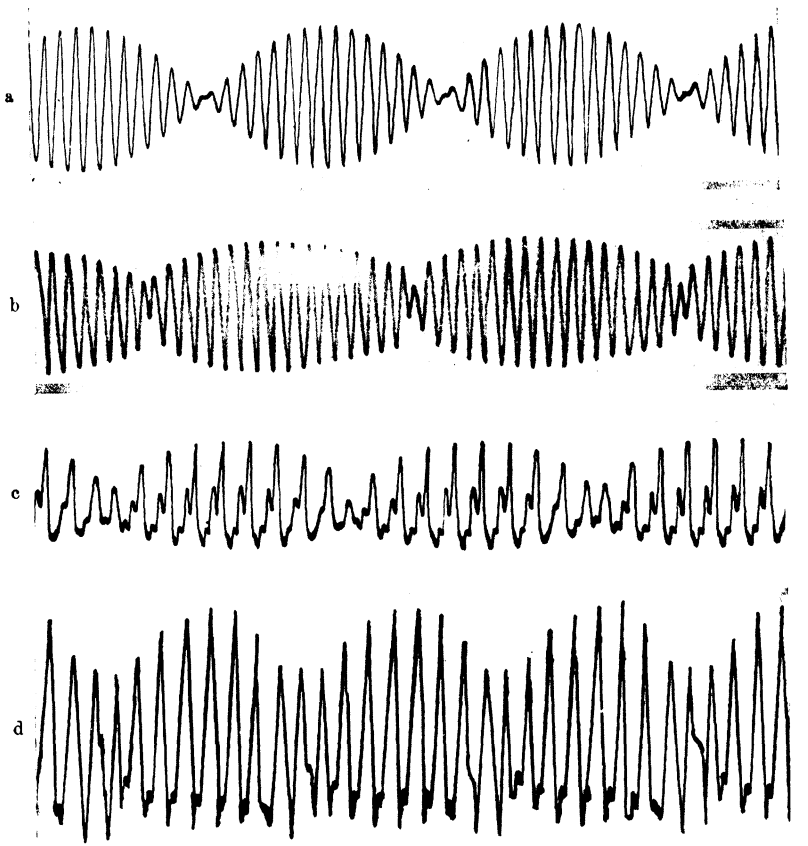
$$\frac{p\,A + q\,B}{A+B} = q + \frac{(p-q)\,A}{A+B} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (5')$$

und während des Minimums ($\cos 2\pi\,[p-q]\,t = -1$)

$$\frac{p\,A - q\,B}{A-B} = q + \frac{(p-q)\,A}{A-B} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (5'')$$

Zunächst ist zu bemerken, daß die Darstellung (4) und der Ausdruck (5) für die „Schwingungszahl“ der Resultierenden an der Minimumstelle versagt, wenn A und B gleich oder auch nur nahezu gleich sind, also die Intensität Null oder annähernd Null wird. Auch der Ausdruck (2) versagte ja gerade im Minimum, weil hier die Intensität Null wird, also in der Schwingungskurve $2\,A\,\sin 2\pi\,\frac{p+q}{2}\,t$ ein tiefer

Fig. 43.



Verzerrte Schwebungskurven.

Einschnitt stattfindet. So viel ist aus der Darstellung (4) und aus den aus (4) folgenden Ausdrücken aber zu sehen, daß bei stark verschiedenen Amplituden der Primärschwingungen die „Schwingungszahl" der Resultierenden sich dauernd ändert. Im Maximum liegt sie zwischen p und q, und zwar näher an der stärkeren Komponente, im Minimum außerhalb von p und q, und zwar auf der Seite der stärkeren Komponente. Es sei aber nochmals scharf betont, daß sich das Gesagte nur auf die rein physikalische Schwingungsform eines einzigen von p und q erregten schwingungsfähigen Körpers bezieht und daß die Frage nach der Höhe der gehörten Schwebungstöne damit durchaus noch nicht beantwortet ist.

Es sei noch auf eine wichtige Anwendungsmöglichkeit der Schwebungen hingewiesen. Wegen ihrer starken und dabei nach sehr einfachen Gesetzmäßigkeiten erfolgenden Amplitudenschwankungen eignen sie sich, wie Verf. gezeigt hat, zur Prüfung irgendwelcher akustischen Systeme auf klangtreues (namentlich amplitudentreues) Arbeiten. Etwaige Verzerrungen und auch die Art und damit die Ursache der Verzerrung erkennt man an den einfach gebauten Schwebungskurven besonders leicht. In Fig. 43 sind Beispiele für die Verzerrung in verschiedenen Systemen (Sprechkreisen) gegeben. In das zu prüfende System hineingeschickt wird eine typische Schwebungsschwingung (Kurve a). Heraus kommt z. B. der Typ der Kurve b: Die kleinen Amplituden sind relativ viel stärker wiedergegeben als die großen. Oder es kommt heraus eine Schwingung von der Form der Kurve c: Einseitigkeiten und Obertöne sind entstanden. Oder gar, die schwebende Schwingung wird so stark verzerrt, wie es Kurve d anzeigt: Starke Obertöne, starke Unsymmetrie (Kombinationstöne) und fast völlige Verwischung der Amplitudenunterschiede machen sich bemerkbar.

§ 16. Schwebungen: ihr Zustandekommen im Ohre. Stellt man sich auf den Standpunkt der Resonanztheorie des Hörens (Kap. III, § 4), so wird eine auf das Trommelfell auftreffende Schwebungswelle in dem Resonatorenapparat des Innenohres wieder in ihre beiden Komponenten p und q zerlegt. Würde auf jeden Ton nur ein einziger Ohrresonator mitschwingen, so müßten die beiden Töne p und q glatt abfließend, ohne Schwebungen nebeneinander gehört werden, oder man müßte, falls doch Schwebungen gehört würden, ihr Zustandekommen auf irgendwelche unbekannten Empfindungsvorgänge zurückführen. Infolge der Dämpfung der Ohrresonatoren schwingt aber auf jeden Ton ein mehr oder weniger breiter Bereich des Ohrresonatorensystems mit, und die Tonhöhe wird nach den Helmholtzschen bzw. Stumpfschen und namentlich O. Fischerschen Annahmen durch den Resonator des maximalen Mitschwingens markiert, wobei schwer zu sagen ist, ob das Maximum der Amplitude oder das der Energie in Frage kommt. Je stärker die Dämpfung und je geringer infolgedessen die Resonanzschärfe (ds. Kap., § 2) der Ohrresonatoren ist, um so leichter können Schwebungen entstehen. Liegen p und q nicht zu weit auseinander, so werden also die zwischen p und q liegenden Ohrresonatoren von beiden Tönen erregt, und somit wird hier von neuem eine schwebende Schwingung gebildet.

Die Schwebungen sind, wie nach der Theorie der erzwungenen Schwingungen zu erwarten ist, im allgemeinen am stärksten, wenn die Primärtöne

etwa gleich stark sind. Jedoch treten sie auch noch bei erstaunlich großen Unterschieden der Primärtonstärken auf, was damit zusammenhängen dürfte, daß unsere Sinne gegenüber irgendwelchen Schwankungen der Reize besonders empfindlich sind. Hierauf dürfte auch zurückzuführen sein, daß die Schwebungen eines der empfindlichsten Hilfsmittel darstellen, um das Vorhandensein schwacher Partialtöne in einem Klange festzustellen. Eine Stimmgabel, deren Schwingungszahl sich nur wenig von der des gesuchten Tones unterscheidet, wird schwach erregt, und es wird geprüft, ob Schwebungen auftreten. Von großer Bedeutung sind die Schwebungen für die Theorie der Konsonanz und Dissonanz.

Bei langsamen Schwebungen vermag das Ohr dem Vorgang genau zu folgen. Mit Hilfe von Piezoquarzen (ds. Kap., § 5) sind Schwebungen bis zur Dauer von 15 Min. pro Schwebung beobachtet worden. Bei schnelleren Schwebungen hört man den Schwebungston mehr abgehackt, als durch mehr oder weniger deutliche Pausen unterbrochenen Ton, und bei weiterer Steigerung der Schnelligkeit bleibt nur ein Rollen oder Rasseln und schließlich nur noch eine gewisse „Rauhigkeit" des Zusammenklanges bestehen. Dieser verschiedene Charakter der Schwebungen tritt deutlich hervor, wenn man dem Ohre nacheinander verschieden schnelle Schwebungen in gleichen und in verschiedenen Höhenlagen darbietet, etwa mit den Stimmgabelpaaren 256 und 256 mit Laufgewicht, 480 und 500, 450 und 500, 500 und 560, 500 und 600, 660 und 750, 1000 und 1100, 2000 und 2200 usw., die selbstverständlich auch durch ähnliche Paare ersetzt werden können. Hierbei hört man, beispielsweise an dem Stimmgabelpaar 660 und 750, neben dem Rasseln der 90 Schwebungen einen Ton von gleicher Schwingungszahl, den Differenzton erster Ordnung. Noch deutlicher wird der Effekt in größeren Höhenlagen der Primärtöne. Schon hier sei darauf hingewiesen, daß das gleichzeitige Auftreten von Schwebungen und von einem Differenzton durchaus gegen die R. Königsche Auffassung spricht, nach der der Differenzton (Stoßton) aus den Schwebungen entsteht, wenn ihre Anzahl so groß wird, daß das Ohr ihnen einzeln nicht mehr zu folgen vermag. Zuverlässige Grenzzahlen für die Hörbarkeit von Schwebungen festzustellen, ist sehr schwierig. C. Stumpf gibt z. B. als obere Grenze etwa 400 Schwebungen pro Sekunde an. Als Grenzintervalle, bei denen noch Schwebungen auftreten, bezeichnet er in der fünfgestrichenen Oktave etwa die kleine Sekunde, in der viergestrichenen etwa die große Sekunde, in der dreigestrichenen etwa die große Terz und in der großen Oktave ein Intervall größer als die Quinte. Soweit Schwebungen an Intervallen von mehreren Oktaven beobachtet worden sind, dürften sie stets auf die Mitwirkung von Obertönen, seien es Obertöne objektiver oder subjektiver Art, und von Kombinationstönen zurückzuführen sein.

Was die Höhe des oder der schwebenden Töne anlangt, so haben Helmholtz und die meisten Forscher nach ihm angenommen, daß sie durch die Schwingungszahl der aus den Primärtönen p und q Resultierenden gegeben ist, wobei in der Regel noch Fehler in bezug auf die Feststellung dieser Schwingungszahl gemacht worden sind. Es müßte dann im allgemeinen die Höhe des schwebenden Tones

vom Maximum zum Minimum hin schwanken. Jedoch ist es infolge der Schwierigkeit der Beobachtungen noch nicht gelungen, mit Sicherheit festzustellen, ob das wirklich der Fall ist. Nur so viel steht fest, daß je nach den speziellen Verhältnissen, namentlich dem gegenseitigen Abstand der Primärtöne, etwas Verschiedenes gehört wird. Bei genügend kleinem Abstand verschmelzen die Primärtöne zu einem einzigen, zwischen ihnen liegenden Tone, dem Zwischenton. Für die Theorie des Hörens ist es interessant, daß das Intervall, bei dem zwei Primärtöne noch zu einem Zwischenton verschmelzen, mit wachsender Höhenlage immer enger zu werden scheint, was auf größere Resonanzschärfe in den höheren Lagen (siehe Tonvolumen, ds. Kap., § 6) hindeutet.

Das Zustandekommen der sogenannten dichotischen Schwebungen, bei denen der eine Primärton dem einen Ohr, der zweite dem anderen Ohr zugeleitet wird, ist noch nicht restlos geklärt. v. Hornborstel und Wertheimer kommen auf Grund gewisser Beobachtungen und im Rahmen ihrer Theorie der Schallokalisation zu dem Ergebnis, daß dichotische Schwebungen überhaupt keine Schwebungen im gewöhnlichen Sinne, sondern reine Lokalisationserscheinungen sind.

§ 17. Kombinationstöne; was man hört. Die Grundtatsache ist die, daß man beim gleichzeitigen Erklingen zweier Primärtöne p und q unter geeigneten Bedingungen neben den Primärtönen noch weitere Töne hört, sogenannte „resultierende" Töne oder Kombinationstöne (Summationstöne und Differenztöne), deren Schwingungszahlen sich in der Form $ap + bq$ schreiben lassen, wo a und b ganze Zahlen sind. Auch Obertöne von p und q können auftreten. Auf diese kommen wir später zurück. In einer sehr sorgfältigen und umfangreichen Untersuchung hat C. Stumpf[1]) festgestellt, welche Kombinationstöne in dem mittleren Teil der Tonskala zu hören sind. Von sämtlichen möglichen Kombinationstönen hat er — bei sorgfältiger Ausschaltung der Obertöne durch Interferenzröhren — nur die Töne $p - q$, $2q - p$, $2p - q$, $3q - 2p$, $3p - 2q$, $p + q$ und wahrscheinlich $4q - 3p$ und $4p - 3q$ feststellen können. Erhebliche Stärke besitzen nur $p - q$ und $2q - p$, während alle übrigen bezüglich der Stärke „durch eine große Kluft" von ihnen getrennt sind. $2q - p$ kann der Definition nach nur bei Intervallen, die kleiner sind als die Oktave, auftreten, und auch $p - q$ hat nur innerhalb dieser Intervallgrenze bedeutende Intensität. In diesen Intervallgrenzen sind aber diese beiden Töne überall leicht hörbar, abgesehen von der nächsten Nähe des Einklanges, der Quinte und der Oktave. Die meisten Kombinationstöne sind bei kleinen Intervallen, unterhalb der kleinen Terz, zu hören. Oberhalb derselben waren Kombinationstöne, die tiefer als die Primärtöne liegen, außer dem Differenzton erster Ordnung $p - q$ und dem zweiter Ordnung $2q - p$ nicht auffindbar. Oberhalb der großen Sexte fiel auch $2q - p$ fort, jenseits der Oktave waren nur noch $p - q$ und $p + q$, beide sehr schwach, wahrnehmbar, jenseits 8 : 1 nur noch $p + q$ und jenseits 12 : 1 auch dieser nicht mehr. Bei Intervallen oberhalb einer Oktave sind die Kombinationstöne so schwach, daß Stumpf hierüber sagt: Zunächst wird selbst der Geübte überhaupt nichts von Kombinationstönen beobachten. Und hat man dann einen schwachen Ton gefunden, so erweist sich meistens, daß Obertöne schuld waren oder schuld sein konnten.

Helmholtz führte übrigens in seinen ersten Arbeiten das etwaige Vorhandensein von Kombinationstönen höherer Ordnung auf die Mitwirkung von

[1]) C. Stumpf, Zeitschr. f. Psychol. **55**, 1, 1910.

Obertönen zurück; später gibt er an, daß sie ohne die Mitwirkung von Obertönen nur sehr schwer erkennbar seien. Was $2q - p$ anlangt, so ist diese Angabe nicht zutreffend.

Die absolute Intensität der Primärtöne darf nicht allzu gering sein, damit Differenztöne zum Vorschein kommen, obwohl man des öfteren auch noch bei erstaunlich leisen Primärtönen $p - q$ oder $2q - p$ hört. Die relativen Intensitäten sollen nicht allzu verschieden sein, obwohl die Ungleichheit unter Umständen auch wieder sehr weit gehen kann, bevor die Kombinationstöne verschwinden. Jedenfalls sind für die Erzeugung eines besonders lauten Differenztones die Intensitäten der Primärtöne annähernd gleich zu wählen. Mit wachsender Höhenlage der Primärtöne nimmt die Lautstärke der Differenztöne zu. Zur Demonstration von Kombinationstönen benutze man möglichst hohe, starke Primärtonquellen von kleinem Intervall, etwa Königsche Stimmgabeln der viergestrichenen Oktave oder kleine Glaspfeifen ähnlicher Höhenlage. Die Kombinationstöne sind dann auch in einem größeren Saale überall zu hören.

Was die Kombinationstöne für die Theorie des Hörens besonders interessant macht, das ist die Tatsache, daß sie im allgemeinen bei völlig voneinander getrennten Primärtonquellen außerhalb des Ohres nicht nachweisbar sind. Resonatoren sprechen auf sie nicht an, sie können somit nicht als sinusförmige Schwingungskomponenten im Luftraum existieren. Entweder durchbrechen sie also das Grundgesetz der physiologischen Akustik, das Ohm-Helmholtzsche Gesetz, oder es müssen im Ohre auf irgend eine Weise ihnen entsprechende sinusförmige Schwingungskomponenten gebildet werden.

§ 18. Die R. Königsche Stoßtontheorie. Für die erste Möglichkeit haben sich R. König und nach ihm zahlreiche andere Forscher, unter denen besonders W. Voigt genannt sei, entschieden.

Nach König, der hierin übrigens auch schon Vorgänger gehabt hat, bilden Stöße (Maxima der Schwebungen) bei hinreichender Frequenz einen „Stoßton". Dabei nahm König, sicherlich getäuscht durch die Mitwirkung von Obertönen und von Differenztönen, an, daß ein Primärtonintervall zwei Arten von Stößen, „untere" und „obere", liefere und daß demgemäß zwei „primäre" Stoßtöne entstehen, die ihrerseits wieder sekundäre Stoßtöne bilden könnten. Es wird also die Voraussetzung gemacht, daß das Ohr imstande ist, in gleichen Zeitintervallen sich wiederholende Amplituden- bzw. Intensitätsschwankungen als Ton zur Empfindung zu bringen, dessen Höhe durch die Zahl der Schwankungen je Sekunde gegeben ist (siehe auch Variationstöne). Da aber „obere" Stöße nicht existieren, wenigstens nicht in dem von König gemeinten Sinne, so scheitert die Stoßtontheorie, die dann allenfalls das Zustandekommen der Differenztöne erster Ordnung erklären könnte, unbedingt an dem Vorhandensein von Kombinationstönen höherer Ordnung. Aber selbst die Herleitung des Tones $p - q$ aus den Schwebungen begegnet der wohl unüberwindlichen Schwierigkeit, daß man bei passender Wahl des

Intervalls der Primärtöne (z. B. mit zwei Stimmgabeln auf Resonanzkästen 700 und 640) die Schwebungen und den ihrer Anzahl entsprechenden Differenzton gleichzeitig nebeneinander hört.

Einen Punkt, der trotz allem dafür spricht, daß in der Königschen Stoßtontheorie jedenfalls ein richtiger Gedanke verborgen sein muß, wollen wir jetzt schon als besonders wichtig hervorheben. Es ist die Tatsache, daß besonders starke Differenztöne nur bei kleinen Intervallen der Primärtöne auftreten, bei denen die aus den Primärtönen durch ungestörte Superposition Resultierende ausgesprochene Schwebungen zeigt.

§ 19. Die Helmholtzsche Theorie der gestörten Superposition.

Nach der elementaren Theorie der erzwungenen Schwingungen überlagern sich zwei (oder mehrere) auf einen schwingungsfähigen Körper auftreffende Primärschwingungen ungestört, d. h. die von den einzelnen Primärschwingungen herrührenden Elongationen setzen sich rein additiv zusammen (Prinzip der ungestörten Superposition kleiner Schwingungen, ds. Kap., § 10). Das ist der Fall, solange der schwingungsfähige Körper rein linearen Gesetzen (Kraft- und Dämpfungsgesetz) folgt. Helmholtz hat gezeigt, daß sich Abweichungen von den linearen Schwingungsgesetzen in der Weise bemerkbar machen, daß in der resultierenden Schwingung des erregten Körpers neben den Primärschwingungen neue sinusförmige Komponenten auftreten, und zwar die harmonischen Obertöne zu den Primärtönen und die Kombinationstöne.

Setzen wir mit Helmholtz an, daß für einen „elastischen Massenpunkt" die Kraft, die ihn in die Ruhelage zurücktreibt, nicht einfach $= a^2x$ (lineares Kraftgesetz), sondern $= a^2x + bx^2$ (quadratisches Kraftgesetz) ist, und fügen wir noch, was Helmholtz versäumt hat, ein (lineares) Dämpfungsglied hinzu, so lautet die Schwingungsgleichung für den Massenpunkt, wenn zwei Töne p und q auftreffen:

$$m\ddot{x} + k\dot{x} + a^2x + bx^2 + f \sin 2\pi pt + g \sin (2\pi qt + c) = 0 \quad \ldots \quad (1)$$

Durch ein näherungsweises Integrationsverfahren erhält man als erste Näherungslösung dieser Gleichung einen Ausdruck

$$\left.\begin{aligned} x_1 = {} & A e^{-\frac{kt}{2m}} \sin\left(\sqrt{\frac{a^2}{m} - \frac{k^2}{4m^2}}\, t + \eta\right) \\ & + \frac{f}{m\sqrt{\left(\frac{a^2}{m} - 4\pi^2 p^2\right)^2 + 4\pi^2 p^2 \frac{k^2}{m^2}}} \sin(2\pi pt - \chi) \\ & + \frac{g}{m\sqrt{\left(\frac{a^2}{m} - 4\pi^2 q^2\right)^2 + 4\pi^2 q^2 \frac{k^2}{m^2}}} \sin(2\pi qt - \psi) \end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad (2)$$

wobei η, χ und ψ Phasenkonstanten sind. Wegen der Dämpfung wird das erste Glied der rechten Seite von (2) nach einiger Zeit praktisch gleich Null, so daß wir schreiben dürfen

$$x_1 \quad \varrho \sin(2\pi pt - \chi) + \sigma \sin(2\pi qt - \psi) \quad \ldots \quad (3)$$

wobei

$$\left.\begin{aligned} \varrho = {} & \frac{f}{m\sqrt{\left(\frac{a^2}{m} - 4\pi^2 p^2\right)^2 + 4\pi^2 p^2 \frac{k^2}{m^2}}} \\ \text{und} \quad \sigma = {} & \frac{g}{m\sqrt{\left(\frac{a^2}{m} - 4\pi^2 q^2\right)^2 + 4\pi^2 q^2 \frac{k^2}{m^2}}} \end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad (3')$$

ist. Mit dieser Lösung erhält man dann als nächstes Näherungsglied ein Zusatzglied zu x_1 von der Form:

$$\left.\begin{aligned} x_2 = &-\frac{b}{2a^2}(\varrho^2+\sigma^2) \\ &+\frac{b\varrho^2}{2m\sqrt{\left(\frac{a^2}{m}-4\pi^2\cdot 4p^2\right)^2+4\pi^2 4p^2\frac{k^2}{m^2}}}\cos(2\pi\cdot 2pt-\chi') \\ &+\frac{b\sigma^2}{2m\sqrt{\left(\frac{a^2}{m}-4\pi^2 4q^2\right)^2+4\pi^2 4q^2\frac{k^2}{m^2}}}\cos(2\pi\cdot 2qt-\psi') \\ &-\frac{b\varrho\sigma}{m\sqrt{\left(\frac{a^2}{m}-4\pi^2(p-q)^2\right)^2+4\pi^2(p-q)^2\frac{k^2}{m^2}}}\cos(2\pi[p-q]t-\chi'') \\ &+\frac{b\varrho\sigma}{m\sqrt{\left(\frac{a^2}{m}-4\pi^2(p+q)^2\right)^2+4\pi^2(p+q)^2\frac{k^2}{m^2}}}\cos(2\pi[p+q]t-\psi'') \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

Dieses (erste) Störungsglied gibt also neben einer einseitigen Verschiebung der Ruhelage die Obertöne $2p$, $2q$ und die Kombinationstöne erster Ordnung $p-q$ und $p+q$. Ein zweites Störungsglied gibt die Obertöne $3p$, $3q$ und die Kombinationstöne zweiter Ordnung usf. Wir begnügen uns, da die Formeln immer komplizierter werden, mit der Angabe des Amplitudenwertes A' des Differenztones zweiter Ordnung $2q-p$. Es wird:

$$A' = \frac{b\varrho\sigma^2\sqrt{\sigma_1^2+\varrho_2^2-2\sigma_1\varrho_2\cos(c_1-c_2)}}{2m\sqrt{\left(\frac{a^2}{m}-4\pi^2(2q-p)^2\right)^2+4\pi^2(2q-p)^2\frac{k^2}{m^2}}} \quad \ldots\ldots (5)$$

wobei c_1 und c_2 wieder Phasenkonstante sind und

$$\left.\begin{aligned} \sigma_1 &= \frac{b}{2m\sqrt{\left(\frac{a^2}{m}-4\pi^2 4q^2\right)^2+4\pi^2 4q^2\frac{k^2}{m^2}}} \\ \text{und}\quad \varrho_2 &= \frac{b}{m\sqrt{\left(\frac{a^2}{m}-4\pi^2(p-q)^2\right)^2+4\pi^2(p-q)^2\frac{k^2}{m^2}}} \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots (5')$$

ist.

Nach der Helmholtzschen Theorie treten also den Kombinationstönen entsprechende sinusförmige Komponenten als Störungseffekte in der Schwingung des von p und q erregten Körpers auf, wenn dieser Körper (elastischer Massenpunkt) nicht dem gewöhnlichen linearen, sondern einem quadratischen Kraftgesetz gehorcht. Die den Kombinationstönen entsprechenden Komponenten unterscheiden sich dann in nichts mehr von den den Primärtönen entsprechenden. In der Natur eines Störungseffektes liegt es, daß die Störungen gegenüber den primären Schwingungen klein sind, und tatsächlich haben nicht nur Helmholtz, sondern auch die meisten Forscher nach ihm die Sachlage so aufgefaßt, als wären die Kombinationstöne ein an Intensität sehr schwaches Phänomen, das durchaus den Charakter eines Störungseffektes besitzt. Wir werden noch im einzelnen besprechen, daß das in der Regel nicht zutrifft. Gerade die Tatsache, daß die beobachteten Kombinationstöne im allgemeinen viel zu stark sind[1]), als daß sie als bloße Störungs-

[1]) Vgl. auch E. Waetzmann, Physikal. Zeitschr. **23**, 382, 1922.

effekte gedeutet werden könnten, hat R. König zur Aufstellung der Stoßtontheorie veranlaßt. Es wird in der Regel nicht beachtet, daß König die Möglichkeit des Auftretens von Kombinationstönen gemäß den Helmholtzschen Vorstellungen niemals bestritten hat; er hat nur, und zwar mit Recht, bestritten, daß die Helmholtzsche Theorie alle Beobachtungstatsachen umfaßt. Vergleicht man im einzelnen die Rechnungsresultate mit dem, was man hört, also mit den „subjektiven" (physiologisch-objektiven) Kombinationstönen, so ergeben sich große Schwierigkeiten. Einmal die eben besprochene Intensitätsfrage. Benutzt man z. B. als Primärtonquellen Königsche Stimmgabeln der drei- und viergestrichenen Oktave oder Glaspfeifen in ähnlicher Höhenlage, so kann der Differenzton erster Ordnung so stark werden, daß man Mühe hat, daneben die Primärtöne deutlich herauszuhören. Dabei kann $p - q$ in Gegenden der Tonskala liegen, in denen das Ohr gegenüber der Höhenlage der Primärtöne sehr unempfindlich ist, so daß auch auf relativ große „objektive" Stärke von $p - q$ zu schließen ist. Stumpf gibt an, daß man an einer Zinnpfeifenserie der viergestrichenen Oktave $p - q$ und $2q - p$ in gleicher Stärke wie die Primärtöne höre und daß selbst in der eingestrichenen Oktave an einer Flaschenorgel $p - q$ zuweilen ebenso laut ist wie die Primärtöne. Besonders eindringlich hat L. Hermann darauf hingewiesen, daß die theoretisch errechneten Differenzton-Amplituden im Verhältnis zu den Primärton-Amplituden viel zu klein seien. Freilich ist zu beachten, daß die Druckschwankungen, die beispielsweise von einer Telephonplatte in der umgebenden Luft erzeugt werden, mit der Frequenz stark ansteigen[1]).

Ferner kommt in der Rechnung nicht zum Ausdruck, daß sehr starke Differenztöne nur bei kleinen Intervallen der Primärtöne auftreten. Endlich ist nach der Rechnung die Amplitude von $p - q$ nur von dem Produkt der Amplituden der Primärtöne abhängig, während in Wirklichkeit der Differenzton bei etwa gleichen Amplituden der Primärtöne am stärksten ist

Der Helmholtzsche Kraftansatz ($P = a^2x + bx^2$) enthält neben der Abweichung von der Linearität noch ein zweites beachtenswertes Moment. Für positives und negatives Vorzeichen ist die Größe der Kraft verschieden, es ist eine unsymmetrisch wirkende Kraft, sie wird sich also vorzugsweise bei Körpern bemerkbar machen, die von vornherein unsymmetrisch gebaut sind. Dementsprechend nahm Helmholtz an, daß die bei getrennten Primärtonquellen gehörten, durch Resonatoren aber nicht verstärkbaren Kombinationstöne in dem (unsymmetrisch gebauten) Trommelfell des Hörers entstehen. Wenn unterdessen festgestellt worden ist, daß auch Personen ohne Trommelfell Kombinationstöne zu hören vermögen, so beweist das nichts gegen den Grundgedanken der Helmholtzschen Theorie, denn es finden sich im Ohre auch noch andere mitschwingende Gebilde, die wohl geeignet scheinen, Unsymmetrien zu ergeben.

Die älteren Versuche, Kombinationsschwingungen außerhalb des Ohres („objektive" Kombinationstöne) aufzufinden, benutzten, soweit sie nicht gänzlich versagten, als Primärtonquellen die Mehrfachsirene mit gemeinsamem Windkasten und

[1]) M. Wien, Arch. f. d. ges. Physiol. **97**, 1, 1903; E. Waetzmann, Physikal. Zeitschr. **23**, 382, 1922.

das Harmonium. Die hierbei entstehenden Töne $p - q$ usw. (Kombinationstöne „erster Art") haben aber mit der Herleitung aus gestörter Superposition nichts zu tun, gehören vielmehr, wie wir in § 14 dieses Kapitels besprochen haben, in die Klasse der Variationstöne. Alle Versuche, echte Kombinationstöne im Helmholtzschen Sinne (Kombinationstöne zweiter Art) im Luftraum nachzuweisen, waren Jahrzehnte hindurch vergeblich, obwohl die feinsten optischen Methoden zur Untersuchung der Luftschwingungen herangezogen wurden. Auch indirekte Versuche, wenigstens die Unsymmetrie der Luftschwingungen bei normalen Schallintensitäten zu beweisen, scheiterten. Die natürliche Folge davon war, daß die Berechtigung des unsymmetrischen Kraftansatzes angezweifelt und entsprechende Änderungen an den Helmholtzschen Gleichungen vorgenommen wurden. C. Schaefer[1]) hat hierüber hinaus als erster in klarer Weise die Frage gestellt und beantwortet, welche Differentialgleichungen für den elastischen Massenpunkt überhaupt Kombinationstöne liefern können. „Ferner hat Waetzmann ein neues Element in die theoretische Betrachtung gebracht[2])", indem er zeigte, daß zwischen zwei Primärtönen objektive Kombinationstöne entstehen müssen, sobald die Bedingungen für das Auftreten des Schalldrucks (§ 22) gegeben sind. Unter Schalldruck verstand man früher den zeitlich konstanten Überdruck, den eine Schallwelle beim Auftreffen auf eine Wand ausübt. Zur Erschließung der als Teil des Schalldruckes entstehenden Kombinationstöne darf natürlich nicht das zeitliche Mittel der Druckschwankungen gebildet werden, sondern es muß gerade der zeitliche Verlauf des Druckes betrachtet werden.

Denken wir uns z. B. als Schallquelle eine starre Platte an dem einen Ende eines Kundtschen Rohres, die Schwingungen von der Form $A \sin 2\pi pt$ ausführt, so wirkt auf eine feste Wand an dem anderen Ende des Rohres neben den periodischen Druckschwankungen von der Periode $1/p$ ein einseitiger Überdruck D, also eine Kraft von der Form $f \sin 2\pi pt + D$, wobei in dem D noch weitere Töne, etwa die Obertöne von p verborgen sein können, die uns aber zunächst nicht interessieren. Führt nun die starre Platte eine schwebende Schwingung etwa von der Form $A(\sin 2\pi pt + \sin 2\pi qt)$ aus, wobei $p = q + 1$ sei, und mittelt man zur Berechnung von D nicht mehr über eine volle Periode, sondern sukzessive über die Zeiten $\frac{2}{p+q}$, so sieht man: Das Zusatzglied D, welches zu der nach der elementaren Theorie (erste Annäherung) allein auf die feste Wand wirkenden Kraft $A(\sin 2\pi pt + \sin 2\pi qt)$ hinzutritt, ist periodisch nach $p - q$, also in einer Fourierschen Reihe darstellbar, deren konstantes Glied der Schalldruck im früheren Sinne des Wortes ist, deren erstes periodisches Glied den Differenzton erster Ordnung darstellt und deren Glieder mit den Periodenzahlen p und q schon herausgenommen sind. Man sieht also, wenn Schalldruck oder auch irgendwelche anderen, mit einer Tonschwingung verknüpften Druckwirkungen auftreten, so müssen beim gleichzeitigen Erklingen zweier Primärtöne von geeignetem Intervall auch Kombinationstöne auftreten.

Bei der Herleitung von Kombinationstönen aus dem Schalldruck tritt besonders plastisch hervor, daß hier die Einseitigkeit, die Unsymmetrie, das Ausschlaggebende ist, freilich nicht mehr Unsymmetrie des erregten Körpers wie bei Helmholtz, sondern Unsymmetrie in der erregenden Schallwelle. Im nächsten Paragraphen werden wir sehen, daß allgemein das Vorhandensein irgendwelcher Unsymmetrien für die Entstehung von Kombinationstönen von grundlegender Wichtigkeit ist.

Bereits F. Lindig hat die Unsymmetrie gewissermaßen zum Prinzip erhoben, freilich nur für die Erklärung der Entstehung von Obertönen an den Grenzflächen schwingender fester Körper (namentlich Stimmgabeln) gegen Luft. Er bezeichnet die hier — infolge der unsymmetrischen Lagerung der Luftteilchen — entstehenden harmonischen Obertöne direkt als „Asymmetrietöne" und sagt: „Ist x groß, so entsteht ein Kombinationston mitten in der Luft, wo zwei sehr intensive Töne zusammentreffen. Ist b groß, so entsteht ein Asymmetrieton nur an Übergangsstellen (Grenzflächen) der Tonquellen selber."

§ 20. Kombinationsschwingungen außerhalb des Ohres.

Zur Demonstration objektiver Kombinationstöne kann nach dem Vorschlag des Verfassers eine Glycerin-Seifenlamelle benutzt werden, die über die horizontal

[1]) C. Schaefer, Ann. d. Phys. **33**, 1216, 1910; F. A. Schulze, ebenda **34**, 817, 1911.

[2]) Zitiert nach E. Budde, Physikal. Zeitschr. **18**, 255, 1917.

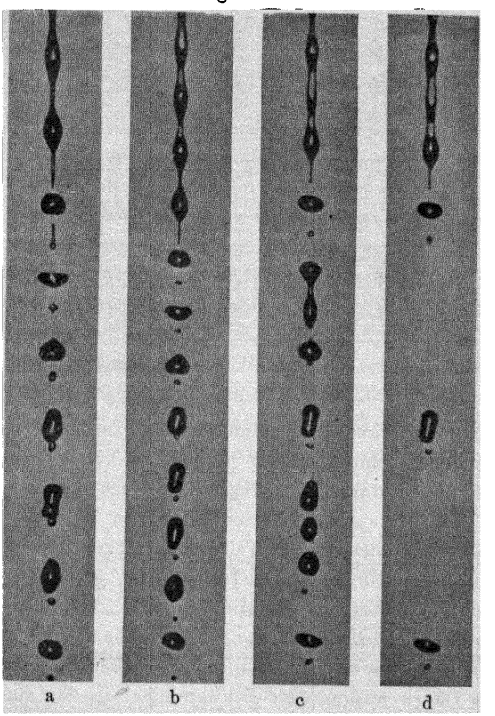
stehende Öffnung eines Königschen Luftresonators gespannt ist. Das Bild der Lamelle, die sich nach unten hin etwas ausbaucht, wird im reflektierten Licht auf einen Schirm projiziert. Die Lamelle wird durch zwei Stimmgabeln auf Resonanzkästen erregt, deren Schwingungszahlen p und q so gewählt sind, daß $p - q$ mit dem Eigenton des Resonators zusammenfällt. Wird dann noch eine dritte Stimmgabel $p - q \pm \delta$, wo δ eine kleine Zahl ist, schwach erregt, so zeigt die Lamelle durch Auf- und Niederzucken δ Schwebungen je Sekunde an. Das Auftreten dieser Schwebungen beweist das Vorhandensein einer Schwingungskomponente $p - q$, die infolge der unsymmetrischen Form der Membran oder infolge von Schalldruck oder aus beiden Ursachen entstanden ist. Der Effekt hat durchaus den Charakter eines Effekts zweiter Ordnung, da ja die Schwebungsmethode ein außerordentlich empfindliches Kriterium (ds. Kap., § 16) für das Vorhandensein bzw. Nichtvorhandensein einer sinusförmigen Schwingungskomponente ist. Somit liegt hier wirklich ein echter Kombinationston vor, wie er bei kleinen Störungen der Linearität der Schwingungen zu erwarten ist.

Äußerlich eindrucksvoller ist ein schöner Versuch von N. Schmidt und von Belas und Barrett, bei dem eine empfindliche Flamme (Kap. V, § 5) durch zwei Stimmgabeln erregt wird, die etwas oberhalb der Austrittsöffnung des Gases dicht an die Flamme herangehalten werden. Die Flamme gibt dann einen kräftigen Differenzton, der vielfach lauter zu hören ist als die Primärtöne und durch Luftresonatoren verstärkt wird, also objektiv vorhanden ist. Man reguliert den Gasdruck so, daß die Flamme dicht vor dem Rauschen steht. An Stimmgabeln wählt man beispielsweise 500 und 700, besser noch Königsche Gabeln der viergestrichenen Oktave. Bei diesem Versuch dürfte nach Ansicht des Verfassers der Schalldruck (ds. Kap., § 22) eine große Rolle spielen, der im Tempo der Schwebungen der Primärtöne schwankt, in diesem Tempo das Ausströmen des Gases beeinflußt und damit in der Flamme den Differenzton erzeugt. Nicht ausgeschlossen erscheint es auch, daß die adiabatischen Temperaturschwankungen mitwirken. Einen Versuch, der die Gleichrichtung ganz langsamer Schwebungen und damit die Entstehung einer Sinusschwingung von der Schwingungszahl $p - q$ demonstriert, werden wir in § 24 dieses Kapitels besprechen. Ein dem Schmidtschen Versuch ähnlicher Versuch ist von Belas an Wasserstrahlen angestellt worden. Er fand, daß bei der Einwirkung zweier Primärtöne auf einen Wasserstrahl Tropfen in Abständen aufeinanderfolgen, die dem Differenzton entsprechen. In Fig. 44 zeigen die Photographien a bzw. b die Tropfenfolge bei Erregung durch die Töne 384 bzw. 512. In Bild c ist die Tropfenfolge unter Einwirkung beider Töne dargestellt, und in d sind nur diejenigen Tropfen aus c abgebildet, die dem Differenzton 128 entsprechen.

Die bisher besprochenen Versuche beschränken sich darauf, den Nachweis zu erbringen, daß Kombinationstöne objektiv existieren können. Sie sind aber noch nicht ausreichend, um die Diskrepanzen zwischen Helmholtzscher Theorie und den Tatsachen des Hörens (ds. Kap., § 19) zu diskutieren, geschweige denn sie aufzuklären. „Grundlegend für die Theorie der Kombinationstöne sind

die Versuche, welche E. Waetzmann bezüglich der nichtlinearen Vorgänge eines Kohlemikrophon-Telephonkreises und einer einseitig belasteten Gummimembran ausgeführt hat [1])." Diese Versuche zeigten, daß neben den schwachen, schwer nachweisbaren Kombinationstönen, die als Störungseffekte zweiter Ordnung entstehen, Kombinationstöne von ganz anderer Größenordnung existieren, deren Deutung wir im nächsten Paragraphen besprechen werden. Karl L. Schaefer hat gefunden, daß ein mit einem Mikrophon in Reihe geschaltetes Telephon kräftige objektive

Fig. 44.



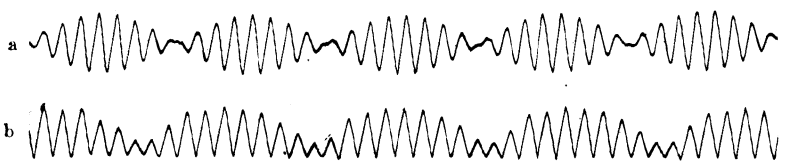
Wasserstrahl unter Einwirkung von Tönen.

Kombinationstöne gibt, wenn dem Mikrophon zwei passende Primärtöne (auch von getrennten Tonquellen, z. B. von zwei Stimmgabeln her) zugeleitet werden. Man glaubte zunächst, daß die Kombinationstöne in der Telephonmembran entstehen, die infolge der Beeinflussung durch den permanenten Magnet geradezu prädestiniert schien, Schwingungen gemäß dem Helmholtzschen unsymmetrischen Kraftansatz auszuführen. Jedoch mußte den Kenner der Verhältnisse die große Stärke der entstehenden Differenztöne stutzig machen. Deshalb wurde das Phänomen systematisch durchgeprüft. Hierbei stellte sich

[1]) Zitiert aus dem Handbuch der Physik von H. Geiger und K. Scheel, Bd. VIII, S. 519, 1927.

heraus, daß weder die Telephonmembran noch auch die Mikrophonmembran die Entstehungsorte sind, sondern daß das Auftreten der Kombinationstöne auf ein eigentümliches Verhalten des mittleren Widerstandes des Mikrophons zurückzuführen ist. Es zeigte sich nämlich, daß der mittlere Widerstand W_1 des Mikrophons während der Schwingungen ein anderer ist als sein Ruhewiderstand W, und zwar ist im allgemeinen $W_1 > W$. Wird die Membran des Mikrophons in sinusförmige Schwingungen versetzt, so schwankt sein Widerstand also nicht nach dem Schema $W + a \sin 2pt$, sondern er erhält die Form $W_1 + a \sin 2\pi pt$, wo $W_1 > W$ ist, und zwar nimmt der Betrag von $W_1 - W$ mit wachsender Stärke und Höhe des erregenden Tones stark zu und kann gelegentlich enorme Werte erreichen. Werden dem Mikrophon zwei Töne zugeleitet, deren Resultierende ausgeprägte Amplitudenschwankungen zeigt, so

Fig. 45.

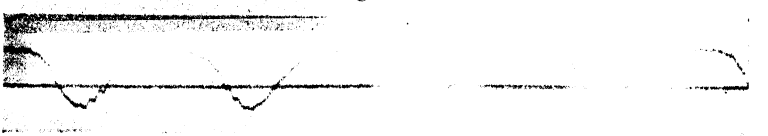


Gleichrichtung einer Schwebungskurve im Mikrophon-Telephonkreis.

ist $W_1 - W$ nicht mehr konstant, sondern in den Zeiten, in denen die Schwingungen der Mikrophonmembran kleine Amplituden haben, kleiner, als wenn die Membranschwingungen stark sind. $W_1 - W$ ändert sich also periodisch. Ist z. B. $p - q = 1$, so ist auch die Periodenzahl von $W_1 - W$ gleich Eins, und es tritt zu den Primärtönen in der Telephonmembran der Differenzton erster Ordnung hinzu, der natürlich um so stärker ist, je größer der Unterschied von $W_1 - W$ im Maximum und im Minimum ist. Man sieht sofort, daß das Ganze auf eine Art Gleichrichterwirkung hinauskommt und daß die Differenztöne nur bei kleinen Intervallen und nicht zu großen Intensitätsunterschieden der Primärtöne (stark ausgeprägte Schwebungen in der auf das Mikrophon auftreffenden Resultierenden) kräftig werden können. In Fig. 45 ist Kurve a die photographische Wiedergabe der Schwingungen, welche die Mikrophonmembran unter gleichzeitiger Einwirkung der Töne $p = 700$ und $q = 630$ ausführt und Kurve b die zugehörige Schwingung der Telephonmembran. Man sieht vorzüglich die Gleichrichterwirkung und erkennt in b ohne weitere Analyse das Vorhandensein der Sinuskomponente $p - q = 70$. Natürlich gelingt es nicht immer, die Verhältnisse bei den Kurvenaufnahmen gerade so abzupassen, daß die untere Hälfte der Mikrophonmembrankurve (a) in der Telephonmembrankurve (b) wie abgeschnitten ist. Fig. 46 demonstriert, wie stark der Differenzton unter günstigen Bedingungen werden kann. Die starke Grundschwingung stellt den Differenzton erster Ordnung dar, die kaum erkennbaren kleinen Zacken die Primärtöne.

Eigenartigerweise finden sich an den im Mikrophon-Telephonkreis entstehenden Kombinationstönen in den wesentlichen Punkten die gleichen Gesetzmäßigkeiten (Vorherrschen des Differenztones erster Ordnung, große Intensität nur bei angenäherter Gleichheit der Intensität der Primärtöne und bei kleinem Intervall derselben, starke Zunahme der Intensität der Differenztöne mit wachsender Höhenlage der Primärtöne) wie an den „subjektiven", im Ohre des Beobachters entstehenden Kombinationstönen. Wir kommen hierauf im nächsten Paragraphen zurück.

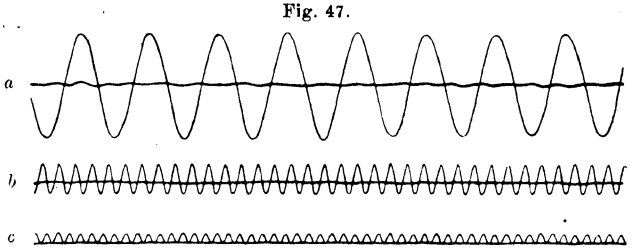
Fig. 46.



Starker Differenzton im Mikrophon-Telephonkreis.

Nach den am Mikrophon-Telephonkreis gewonnenen Erkenntnissen konnten nun auch Membranen hergestellt werden, die bei Erregung durch zwei getrennte Primärtonquellen Kombinationstöne von enormer Intensität lieferten. Es wurden sehr empfindliche, einseitig stark belastete, also künstlich unsymmetrisch gemachte, vertikal stehende (bei horizontaler Anordnung sind die erzielten Effekte minimal) Gummihäute (dem Trommelfell und Gehörknöchelchen vergleichbar) benutzt. Ihre Schwingungen wurden mittels der üblichen Anordnung (Spiegelchen und Lichtzeiger, Film auf rotierender Trommel) photographisch registriert, und damit wurden zum erstenmal Schwingungskurven gewonnen, durch deren

Fig. 47.

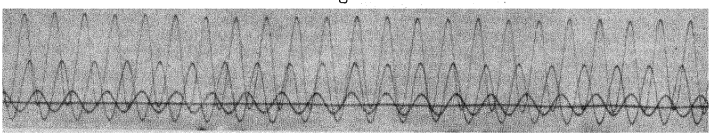


Schwingungen einer unsymmetrischen Membran bei verschiedenen Frequenzen.

Analyse sich die Beziehungen zwischen Primärtönen und Kombinationstönen quantitativ nachprüfen lassen. Die Membran wurde zunächst durch einen einzigen Primärton erregt. Solange dieser unterhalb oder in der Nähe des Grundtones der Membran lag, erfolgten die Schwingungen im allgemeinen symmetrisch zur Ruhelage. Merkliche Unsymmetrien treten erst bei höheren Primärtönen auf. Beispielsweise stellen in Fig. 47 die Kurven a, b, c der Reihe nach die Schwingungen (+ Nullinie) einer Membran mit dem Grundton von etwa 170 Schwingungen dar, wenn diese durch einen Primärton von 200 bzw. 500 bzw. 700 erregt wurde. Also (vielfach) eine starke Zunahme der Einseitigkeit mit wachsender Höhe der Primärtöne. Ferner ergab

sich bei konstant gehaltener Primärtonhöhe ein starker Anstieg der Einseitigkeit mit wachsender Stärke der Primärtöne. Zur Veranschaulichung diene Fig. 48, bei welcher die gleiche Membran (Grundton etwa 330) durch den Ton 480 nacheinander in drei verschiedenen Stärkegraden erregt

Fig. 48.

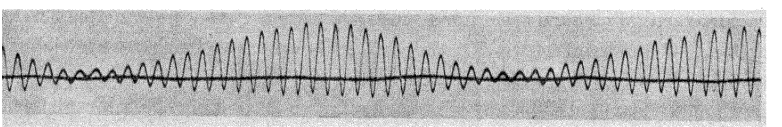


Schwingungen einer unsymmetrischen Membran bei verschiedener Erregungsstärke.

und photographiert wurde. Außerdem ist wieder die Nullinie (Ruhelage) mitphotographiert. Man sieht den enormen Unterschied in der Größe der Einseitigkeit je nach der Stärke des erregenden Tones.

Fällt also eine schwebende Schwingung auf die Membran auf, so müssen die Membranschwingungen in dem Sinne verzerrt werden, daß die Mittellinie im Maximum eine andere ist als im Minimum. Fig. 49 (vgl. auch Fig. 45, b)

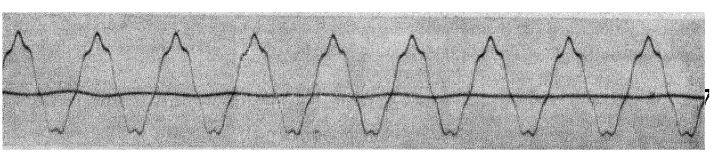
Fig. 49.



Gleichrichtung einer Schwebungskurve durch unsymmetrische Membran.

zeigt, wie dieses Schwanken der Mittellinie wieder zu einer Art Gleichrichterwirkung und damit zur Entstehung eines Differenztones führt. Es ist jetzt ohne weiteres klar, daß starke Schwankungen der Mittellinie und damit starke Kombinationstöne nur auftreten können, wenn Schwingungen mit stark ausgeprägten Amplitudenschwankungen auftreffen. Liegt dann noch $p - q$ in der Nähe des Grundtons der Membran, so kann seine Amplitude gleich einem

Fig. 50.



Starker Differenzton an unsymmetrischer Membran.

Vielfachen der Amplituden der Primärtöne werden. Fig. 50 gibt ein Beispiel hierfür. Der Grundton der Gummihaut lag hier bei etwa 100, die Primärtöne waren $p = 700$ und $q = 600$. Die starke Grundschwingung entspricht dem Differenzton erster Ordnung, die kleinen Zacken den Primärtönen. Die genaue Analyse ergibt für die Amplituden von p, q und $p - q$ ein Verhältnis von 0,5 : 1,4 : 13,0.

Alles in allem zeigt sich wieder eine weitgehende Parallelität zwischen den in den unsymmetrischen Membranen entstehenden Kombinationstönen und den „subjektiven" Kombinationstönen, die erst im Ohre des Beobachters entstehen.

§ 21. Versuch einer umfassenden Theorie der Kombinationstöne.

Alle die Hörphänomene, die als Störungseffekte höherer Ordnung nicht zu begreifen sind und quantitativ sich aus der Helmholtzschen oder einer der ihr verwandten Theorien nicht herleiten lassen, haben wir jetzt objektiv an Membranschwingungen außerhalb des Ohres wiedergefunden. Und Vorgänge, die wiederum zu ganz analogen Resultaten in bezug auf die Entstehung von Kombinationstönen führen, haben wir auch im Mikrophon-Telephonkreis gefunden. Man kann die Bedingungen für das Auftreten sehr starker Differenztöne folgendermaßen formulieren: 1. Die beiden Primärtöne müssen möglichst hoch liegen und müssen bei rein additiver Überlagerung eine typische Schwebungsschwingung mit möglichst scharf ausgeprägten Maximis und Minimis bilden. 2. Diese Schwebungsschwingung muß auf ein System treffen, das — kurz angedeutet — eine Art Gleichrichterwirkung besitzt, die Schwingungen einseitig unsymmetrisch verzerrt[1]). Der letztgenannten Bedingung wird der Helmholtzsche Kraftansatz $a^2x + bx^2$ bis zu einem gewissen Grade gerecht, obwohl er in Intensitätsfragen versagt. Die erstgenannten Bedingungen sind in der Helmholtzschen Theorie überhaupt nicht enthalten.

Der R. Königsche Gedanke, daß zwischen den Schwebungen und den Differenztönen ein innerer Zusammenhang besteht, ist also wieder zu Ehren gekommen, wenn auch in ganz anderer Art als bei König. Seine Grundannahme, daß Schwebungen bei genügender Frequenz eine Tonempfindung auslösen, ist unrichtig [damit sind das Ohm-Helmholtzsche Gesetz (ds. Kap., § 8) und die Resonanztheorie des Hörens (Kap. III, § 4) gerettet]. Richtig aber ist, daß starke Differenztöne nur entstehen können, wenn die Primärtöne bei ungestörter Superposition typische Schwebungen bilden. Denn nur Schwingungen mit starken Amplitudenschwankungen können durch „Gleichrichterwirkungen" (wie wir sie aus der Hochfrequenztechnik kennen) so umgewandelt werden, daß in der auf irgend eine Weise „gleichgerichteten" Schwingung Kombinationsschwingungen in großer Stärke vorhanden sind. Gleichrichtung bedeutet, die Schwingungen unsymmetrisch machen. Also muß zu dem Königschen Gedanken der Helmholtzsche Gedanke der Unsymmetrie hinzugenommen werden, wenn auch wiederum in anderer Form und vor allem in ganz anderem Ausmaße als bei Helmholtz. Mit diesen Vorstellungen, die von E. G. Richardson[2]) als „Waetzmanns allgemeine Asymmetrietheorie der Kombinationstöne" bezeichnet werden, ist ein klares Verständnis der beobachteten Phänomene ermöglicht.

---

[1]) Auf diesem Gedanken ist von M. Grützmacher eine neue Methode der Klanganalyse aufgebaut worden (Kap. V, § 11).

[2]) E. G. Richardson, Sound. London 1927, S. 63 ff.

Wie die unsymmetrische Verzerrung von Schwingungen im Ohre erfolgt, wie also die „subjektiven" Kombinationstöne entstehen, ist bisher im einzelnen nicht sicher zu übersehen. Wir kommen auf diese Frage in Kap. III zurück. Hier sei nur erwähnt, daß durch die einseitige Kopplung im Hammer-Amboßgelenk der Gehörknöchelchenkette eine direkte Gleichrichterwirkung entstehen könnte. Nach einer historischen Notiz von H. Pipping[1]) hat bereits Seebeck 1843 auf die Möglichkeit hingewiesen, daß „subjektive" Töne im Ohre erzeugt werden können und daß wichtige Tatsachen auf diesem Wege ihre Erklärung finden können. Übrigens hat Pipping selbst schöne und wichtige Beobachtungen über die Entstehung objektiver Kombinationstöne[2]) mit Hilfe des Hensenschen Sprachzeichners (Kap. V, § 8) angestellt.

Es sei nochmals betont: Überall da, wo die Voraussetzungen der Helmholtzschen Theorie und der ihr verwandten Theorien physikalisch gegeben sind, müssen Kombinationstöne — und Obertöne — gemäß diesen Theorien entstehen. Sie sind aber im allgemeinen so schwach, daß sie sich nur schwer nachweisen lassen. Daher die vielen vergeblichen Versuche (von Helmholtz angefangen), auch nur die Existenz von Kombinationstönen außerhalb des Ohres experimentell zu beweisen. An den Gummimembranen konnten mit Hilfe von Resonanz auch Obertöne und der Summationston festgestellt werden.

Mit dem Nachweis, daß die Kombinationstöne in jedem Falle durch sinusförmige Schwingungskomponenten gegeben sind, haben sie ihre Bedeutung für die Theorie des Hörens verloren. Von großer Wichtigkeit sind sie aber bei der Aufnahme und Wiedergabe von Schwingungen, und zwar nicht nur im hörbaren, sondern auch im unhörbaren Gebiet. Vor allem repräsentieren sie ein ganzes, wichtiges Gebiet der Akustik, das immer steigende Bedeutung gewinnt, nämlich das Gebiet der nichtlinearen Schwingungen[3]). Aus diesem Grunde mußte ihrer Darstellung ein so breiter Platz eingeräumt werden.

C. Ponderomotorische Wirkungen des Schalles.

§ 22. Schalldruck auf nicht mitschwingende Körper. Man versteht unter ponderomotorischen Kräften des Schalles diejenigen von Schallschwingungen oder Schallwellen herrührenden Druckkräfte, deren zeitlicher Mittelwert, genommen über eine volle Periode oder über unendlich lange Zeit, nicht gleich Null ist. Sie bringen die ponderomotorischen Wirkungen hervor; das sind Translations- oder Rotationsbewegungen des von der Schallwelle getroffenen Körpers. Natürlich können die zeitlich konstanten Druckkräfte auch durch ein Manometer oder dergleichen gemessen werden, so daß es vielleicht richtiger wäre, von mechanischen Wirkungen des Schalles im Gegensatz zu den rein akustischen (oszillatorischen) Wirkungen zu sprechen. Wie die Theorie zeigt, sind solche Wirkungen nur möglich, wenn die Schallwellen nicht den

[1]) H. Pipping, Monatsschrift für Ohrenheilkunde und Laryngo-Rhinologie **62**, 1928.
[2]) H. Pipping, Acta Soc. Sci. Fennicae, Tom XLII, No. 3. Helsingfors 1913.
[3]) Vgl. auch V. Weisskopf, Physikal. Zeitschr. **29**, 302, 1928.

gewöhnlichen linearen Gleichungen gehorchen, sondern wenn auch Glieder höheren Grades eine Rolle spielen. Die ponderomotorischen Wirkungen sind also das Analogon zu den Kombinationstönen im Helmholtzschen Sinne (ds. Kap., § 19), nur daß es sich bei den letzten um die Schwingungsgleichungen für die von den Primärtönen erregten Körper handelt, bei den ersten dagegen um die Gleichungen für die Fortpflanzung des Schalles. Wird der Zusammenhang zwischen Geschwindigkeit und Druck bei Schallbewegungen nicht, wie üblich, linear angesetzt, sondern werden auch Glieder höheren Grades berücksichtigt, so ergibt die zeitliche Mittelbildung über die Druckkräfte einen Wert von endlicher Größe. Dieser zeitlich konstante, einseitige Überdruck ist der Schalldruck im engeren Sinne des Wortes. Etwaige aus der Nichtlinearität der Schwingungen bzw. Wellen resultierende periodische Druckkräfte (Obertöne und Kombinationstöne) gehen bei der Mittelwertsbildung über eine volle Periode natürlich verloren. Wir beschäftigen uns hier fast ausschließlich mit dem zeitlichen Mittelwert der Druckschwankungen.

Neben den Differenztönen im Helmholtzschen Sinne (Störung der Linearität) gibt es noch eine zweite Art von Differenztönen, die in ihrer Intensität von ganz anderer Größenordnung sind als die Helmholtzschen und deren Auftreten an bestimmte Zusatzbedingungen (vor allem kräftige Gleichrichtung der Schallschwingungen) gebunden ist. Analog gibt es unter den ponderomotorischen Erscheinungen eine zweite Gruppe, deren Auftreten ebenfalls an bestimmte weitergehende Bedingungen (Strahlbildung, Düsenwirkung) geknüpft ist. Die Phänomene dieser zweiten Gruppe können, namentlich in tiefen Frequenzlagen, die der ersten Gruppe an Intensität um ein Vielfaches übertreffen. In diesem Paragraphen besprechen wir die erste Gruppe, insbesondere den von Lord Rayleigh theoretisch hergeleiteten Schalldruck, der auf einen nicht mitschwingenden Körper ausgeübt wird.

Bei den Kombinationsschwingungen tritt übrigens auch ein zeitlich konstanter Anteil auf, der sich durch eine Verschiebung der Nullage des von den Primärtönen erregten Körpers bemerkbar macht. Hier ist dieser Anteil aber weniger wichtig, während er bei den ponderomotorischen Kräften im Vordergrund des Interesses steht.

Der Schalldruck ist schon von Dvořák im Jahre 1876 beobachtet worden. Dvořák zeigte, daß eine in einem Rohre ablaufende Schallwelle, die an einer Querwand reflektiert wird, auf die reflektierende Wand einen einseitigen Druck ausübt. Besonders einfach liegen die Verhältnisse, wenn die Wand so ausgedehnt ist oder wenigstens so angeordnet wird, daß an ihre Rückseite Schallenergie nicht gelangen kann. Altberg und Zernow, zwei Schüler Lebedews, haben die Intensität des Schalldrucks gemessen, indem sie in die reflektierende Wand einen beweglichen Stempel einsetzten, der an dem einen Arm einer Torsionswaage befestigt war. Die Ausschläge der Waage geben ein Maß für die Größe des Schalldrucks.

Bei einem hohen, für die Empfindung fast unerträglich starken Ton, wie er durch sehr kräftige Longitudinalschwingungen eines Glasstabes geliefert wird, wurden von Altberg einseitige Drucke von 0,24 dyn/cm² in etwa 50 cm Entfernung von dem Stabende gemessen. In einem durch eine kräftig schwingende Stimmgabel auf Resonanzkasten erregten Resonanzrohr beobachtete

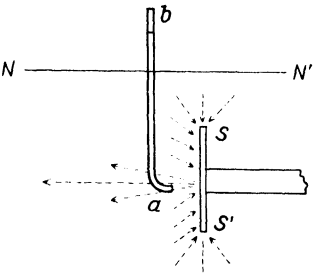
Zernow Drucke von etwa 0,6 dyn/cm². Nach Rayleigh ist der Schalldruck bei vollkommen reflektierender Wand gleich $\frac{J}{2}(\varkappa + 1)$, wobei J die Energiedichte und $\varkappa$ das Verhältnis der spezifischen Wärmen ist. J gibt ein Maß für die Intensität des Schalles. In dem ersten Beispiel berechnet sich J zu 0,2 dyn/cm². Jc (c Schallgeschwindigkeit), d. h. die in 1 sec durch 1 cm² wandernde Energie, ist somit etwa $6{,}8 \cdot 10^{-4}$ Watt/cm². Das Stabende war in eine Kugel von 5 cm Durchmesser ausgeblasen. Der Gesamtdruck auf eine um den Mittelpunkt dieser Kugel herumgelegte Kugelfläche, durch die die gesamte Schallenergie hindurchwandert, errechnet sich zu rund 7,5 g-Gewicht, wenn in erster Näherung angenommen wird, daß sich der Schall von dem Stabende aus gleichmäßig nach allen Seiten ausbreitet. Das entspricht einer Gesamtleistung von etwa $2{,}9 \cdot 10^{-2}$ PS oder von etwa 21,4 Watt. Ein elektromagnetischer Unterwasserschallsender mit der Frequenz 1000 gibt eine akustische Gesamtleistung bis etwa $\frac{1}{2}$ PS oder etwa 300 bis 400 Watt. Die Formel für den Schalldruck kann geprüft werden, indem die Intensität der Schallwelle, deren Schalldruck gemessen wird, gleichzeitig nach einer anderen Methode bestimmt wird. Diese ebenfalls von Altberg und Zernow durchgeführte Prüfung ergab gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie.

Wird die „Wand", die senkrecht zur Schallrichtung steht, in eine solche Entfernung von der Schallquelle gebracht bzw. so klein gemacht, daß der Schall völlig herumgebeugt wird, so heben sich die Druckkräfte von beiden Seiten auf. Wird diese kleine Wand dagegen schräg, etwa unter 45° gegen die Schallrichtung gestellt, so wird ein Drehmoment auf sie ausgeübt, so daß sie sich senkrecht zur Schallrichtung einzustellen sucht. Zur Demonstration hängt man eine an einem dünnen Faden aufgehängte kleine Scheibe (Rayleighsche Scheibe) vor die Öffnung eines Resonators oder vor das eine Ende eines Stabes, der durch Reiben in Longitudinalschwingungen versetzt werden kann, und entwirft ein Schattenbild auf den Projektionsschirm. Die Größe des Dreheffekts hängt von dem Quadrat der Schwingungsgeschwindigkeit der Luftteilchen ab und gibt ebenfalls ein Maß für die Intensität des Schalles. Der Effekt ist ohne weiteres aus dem hydrodynamischen Strömungsbild beim Strömen einer Flüssigkeit gegen ein schräg gestelltes Hindernis verständlich. Näheres über Schallintensitätsmessungen mit Hilfe des Schalldrucks und der Rayleighschen Scheibe findet sich im sechsten Kapitel dieses Bandes.

Die Größe des Schalldrucks wächst proportional den Quadraten der Amplitude und der Schwingungszahl sowie proportional der Dichte des Mediums, in dem die Schallwelle verläuft. Bei gleichen Amplituden und Schwingungszahlen würde also der Schalldruck in Wasser rund 1000mal so groß sein wie in Luft. Jedoch ist zu beachten, daß die in Wasser vorkommenden Schwingungsamplituden im allgemeinen viel kleiner als die Luftamplituden sind. Dvořák versetzte einen Glasstab unter Wasser in Longitudinalschwingungen (Fig. 51). Um der schwingenden Endfläche eine größere Ausdehnung zu geben, wurde an ihr eine kreisförmige Glasplatte SS' von etwa

2,5 cm Durchmesser befestigt. Ein beiderseits offenes, rechtwinklig umgebogenes Glasröhrchen ab wurde in der Nähe der tönenden Platte ins Wasser getaucht, so daß die eine Öffnung der Mitte der Platte zugewendet war, die andere über den Wasserspiegel NN' hinausragte. Beim Anstreichen des Stabes steigt das Wasser in dem Röhrchen um etwa 2 cm. Das heißt, es wird ein Druck von etwa 2 g/cm² beobachtet. Jedoch ist das kein reiner Schalldruck in dem oben definierten Sinne, sondern es wirken hier komplizierte Strömungserscheinungen mit, worauf wir in § 25 ausführlich zurückkommen. Schalldruckbeobachtungen bei sehr hohen Frequenzen besprechen wir in § 25.

Fig. 51.



Strömung an einer schwingenden Platte.

§ 23. Schalldruck auf Resonatoren.

Erscheinungen besonderer Art treten auf, wenn der in das Schallfeld eingebrachte Körper zum Mitschwingen angeregt wird. In der Nähe der Resonanzstelle zeigt sich dann infolge der Rückwirkung der erzwungenen Schwingungen auf das primäre Feld ein eigentümlicher Verlauf der Schalldruckkräfte (Wechselwirkungskräfte), der bereits von Dvořák und Lebedew wenigstens qualitativ experimentell untersucht worden ist. Ansätze zu einer theoretischen Behandlung finden sich in hydrodynamischen Untersuchungen von Bjerknes und von Pearson; jedoch können die Ergebnisse nicht ohne weiteres auf akustische Verhältnisse (kompressibles Medium) übertragen werden. In den letzten Jahren sind die ponderomotorischen Wirkungen auf resonierende Körper von Schülern Waetzmanns[1]) eingehend studiert und weitgehend geklärt worden. Erwin Meyer[2]) und G. Hippe[3]) haben quantitative Messungen der Druckkräfte an resonierenden Membranen und an Luftresonatoren ausgeführt; im Anschluß hieran hat W. Thomas[4]) eine theoretische Berechnung gegeben, die auf dem nichtlinearen Zusammenhang zwischen Geschwindigkeit und Druck in der Schallwelle beruht und die bisher vorliegenden experimentellen Ergebnisse in groben Zügen, teilweise sogar bis in Einzelheiten hinein, ausgezeichnet wiedergibt.

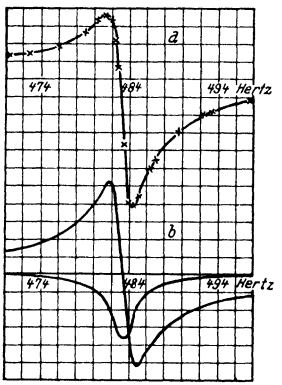
Als resonierende Membran wurde eine Gummimembran mit einer Eigenfrequenz von etwa 500 Hertz verwendet, die zwecks Messung des auf sie wirkenden Schalldrucks an dem einen Arm einer empfindlichen Torsionswaage befestigt war. Als Tonquelle diente ein durch einen Röhrengenerator erregtes Telephon mit freigelegter Platte, deren Abstand von der Gummimembran zwischen etwa 5 und 10 cm geändert werden konnte. Innerhalb dieser Abstände ergab sich immer wieder das gleiche Bild. In Kurve a der Fig. 52 sind die Resultate einer Beobachtungsreihe zusammengestellt. Als Abszissen

[1]) E. Waetzmann, Physikal. Zeitschr. **26**, 740, 1925; Unterrichtsblätter f. Math. u. Naturw. **33**, 377, 1927.
[2]) Erwin Meyer, Ann. d. Phys. **71**, 567, 1923.
[3]) G. Hippe, ebenda **82**, 161, 1926.
[4]) W. Thomas, ebenda **83**, 255, 1927.

sind die erregenden Frequenzen, als Ordinaten die Ausschläge der Torsionswaage aufgetragen, Anziehung nach oben, Abstoßung nach unten hin. Die Eigenfrequenz n_r der Gummimembran lag bei 484 Hertz. Liegt die erregende Frequenz n unterhalb n_r, so wird die Gummimembran angezogen, liegt sie oberhalb n_r, so findet Abstoßung statt. Daß die Kurve nicht genau an der Resonanzstelle, sondern etwas unterhalb derselben durch Null hindurchgeht, wird auch von der Theorie gefordert.

Die stark unsymmetrische Gesamtkurve (Fig. 52, a) läßt sich in zwei Anteile zerlegen (Fig. 52, b), in eine antisymmetrische (Anziehung = Abstoßung) und in eine symmetrische (nur Abstoßung) Kurve. Die erste stellt die „Phasenkraft" dar, die zweite die „Resonanzkraft".

Fig. 52.



Schalldruckwirkung auf Resonator.

Da der Abstand Telephon—Gummimembran klein gegen die Wellenlänge ist, so sind die Luftschwingungen auch an der Membran in Phase mit den Telephonschwingungen. Sie erzeugen gewisse Kräfte an der Membran und versetzen diese somit in erzwungene Schwingungen. Die Phase der Membranschwingungen gegen die der Telephonschwingungen läßt sich berechnen, wenn die Phase der Kräfte gegen die der Telephonschwingungen bekannt ist. Als Resultat ergibt sich: Im Falle $n < n_r$ ist die Phasendifferenz zwischen den Elongationen der Luftschwingungen und der Membranschwingungen und damit auch zwischen den Elongationen der Telephon- und der Membranschwingungen angenähert π, im Falle $n > n_r$ angenähert 0. Die antisymmetrische Kraft ist deshalb als Phasenkraft bezeichnet worden.

Derartige Kräfte sind bereits von Bjerknes an oszillierenden und pulsierenden (atmenden) Kugeln in Wasser beobachtet worden. Die Oszillationen zweier Kugeln, von denen die eine an einer geeignet gestalteten Waage befestigt ist, sollen in der Richtung der Verbindungslinie beider Kugeln erfolgen. Sind die Oszillationen in jedem Moment gleichgerichtet, ist also die Phasendifferenz 0, so findet Abstoßung statt; sind die Oszillationen entgegengerichtet (Phasendifferenz π), so findet Anziehung statt. Bei Pulsationen der Kugeln geht umgekehrt, wie bei genauerer Betrachtung des Unterschiedes zwischen Oszillieren und Pulsieren verständlich wird, Abstoßung mit der Phasendifferenz π, Anziehung mit der Phasendifferenz 0 Hand in Hand.

Bei den akustischen Schwingungen in Luft überlagert sich der Phasenkraft — wahrscheinlich infolge der Kompressibilität der Luft — noch eine zweite Kraft, die bei allen Frequenzen abstoßend wirkt, an der Resonanzstelle ihren Maximalwert hat und symmetrisch nach beiden Seiten hin abnimmt. Sie ist deshalb als Resonanzkraft bezeichnet worden.

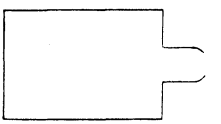
Beide Anteile der Gesamtkraft werden von der Thomasschen Theorie richtig wiedergegeben [1]). Ebenso ergeben Experiment und Theorie übereinstimmend, daß die rein abstoßende Kraft mit wachsendem Abstand zwischen

[1]) Vgl. auch E. Waetzmann und K. Schuster, Zeitschr. f. Phys., 1929.

Gummimembran und Telephon langsamer abnimmt als die Phasenkraft. Infolgedessen wird die Gesamtkurve mit wachsendem Abstand immer unsymmetrischer, und schließlich kann das gesamte Bild des Druckverlaufs ein ganz anderes werden. Es handelt sich bei diesen Beobachtungen um sehr kleine Druckkräfte. Ihre maximale Größe schwankte, je nach der Entfernung der Gummimembran von dem Telephon, zwischen 0,03 dyn/cm² und 0,001 dyn/cm². Es sei daran erinnert, daß in dem Druckbauch einer resonierenden Luftsäule Werte von etwa 0,6 dyn/cm² gefunden wurden. Die Zahlenwerte erscheinen also einleuchtend. Bei den Hippeschen Messungen an Luftresonatoren, die nach Ausschaltung der Reaktionskräfte (§ 24) qualitativ das gleiche Bild wie die Meyerschen Messungen an den Membranen ergaben, lag die Größe der Druckkräfte im Mittel noch um eine Zehnerpotenz tiefer.

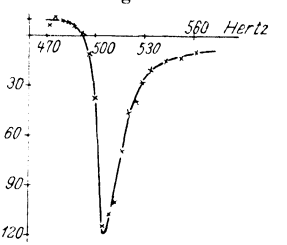
§ 24. Strahlbildung und Reaktionswirkungen. Die eben erwähnten Messungen der Wechselwirkungskräfte an Luftresonatoren wurden zunächst durch eine andere, gleichzeitig auftretende Kraft unmöglich gemacht: die „Reaktionskraft" des Schalles. Der Resonator bestand aus einem leichten Aluminiumzylinder nach Fig. 53. Tönt der Resonator, so tritt aus seiner Öffnung ein Luftstrom aus, dessen Stärke namentlich von der Schallintensität und von der Form der Öffnung abhängt. Als Reaktion wirkt dann auf das geschlossene Ende des Resonators eine einseitige Kraft, die ihn mit dem geschlossenen Ende nach vorn vorwärts bewegt. Diese Reaktionskraft bewirkt also eine Abstoßung des Luftresonators von der vor seiner Öffnung stehenden Telephonmembran. Es ergeben sich dann nicht Kurven nach Fig. 52, sondern Kurven nach Fig. 54. Als Abszissen sind wieder die erregenden Frequenzen aufgetragen, als Ordinaten die Ausschläge der Torsionswaage, an deren einem Arm der Resonator befestigt war.

Fig. 53.



Längsschnitt eines Luftresonators.

Fig. 54.



Reaktionskraft am Luftresonator.

Der Eigenton des Luftresonators lag bei etwa 500 Hertz. Die Reaktionskräfte übertreffen die übrigen auftretenden Kräfte an Intensität um ein Vielfaches. Durch geeignete experimentelle Maßnahmen, namentlich durch passende Wahl der Öffnungsform des Resonators ließen sich die Reaktionskräfte so weit herabdrücken, daß die Wechselwirkungskräfte wieder rein hervortraten.

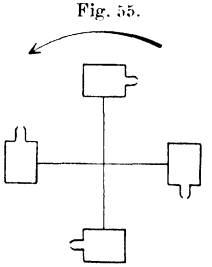
Die Tatsache, daß aus der Öffnung eines tönenden Luftresonators ein Luftstrom austritt, ist schon von Rayleigh gefunden und vielfach, so namentlich von Dvořák und Neesen und in neuerer Zeit von C. Barus[1]) und H. Sell[2]), untersucht worden, ohne daß es bisher gelungen wäre, den Effekt restlos zu klären.

[1]) Carl Barus, Proc. Nat. Acad. Amer. 8, 163, 1922.
[2]) H. Sell, Zeitschr. f. techn. Phys. 5, 573, 1924; 8, 222, 1927.

Zur Demonstration benutze man einen (beispielsweise auf 256 abgestimmten) Königschen Resonator (ds. Kap., § 8). Vor der Hauptöffnung steht eine (auf 256 abgestimmte) Stimmgabel auf Resonanzkasten, vor der anderen, engeren Öffnung steht eine Kerze. Wird die Stimmgabel kräftig mit dem Violinbogen angestrichen, so tritt aus der engeren Öffnung ein Luftstrom aus, der leicht so stark wird, daß er die Flamme der Kerze auslöscht. Durch Abtasten des Raumes vor der Öffnung mit einer kleinen Flamme läßt sich feststellen, daß in der Mitte eine nach außen gerichtete Luftströmung stattfindet, an den Seiten aber die Luft in die Öffnung hineingesaugt wird. Das gleiche zeigte Neesen mit Hilfe von Korkstaub, der in geeigneter Weise vor der Öffnung eines Glasrohres, dessen Luftmasse in Resonanzschwingungen versetzt war verteilt wurde. Sehr hübsch ist der Strömungseffekt auch zu beobachten, wenn der Resonator vor der Erregung mit Rauch gefüllt wird. H. Sell demonstrierte den Effekt mit folgender Anordnung: Auf ein Telephon ist ein kurzer Rohrstutzen aufgesetzt, der in eine Düse endigt. Der bei der Erregung des Telephons aus der Düse austretende Luftstrom trifft auf eine kleine, an dem einen Arm eines Drehzeigers befestigte Platte und setzt damit den Zeiger in Bewegung. Bei der Untersuchung von Kirchenglocken, die Verfasser vor etwa 20 Jahren mit Königschen Resonatoren ausführte, war der Luftstrom bei hohen Frequenzen oft so stark, daß der Resonator nur mit größter Vorsicht dem Ohre genähert werden durfte.

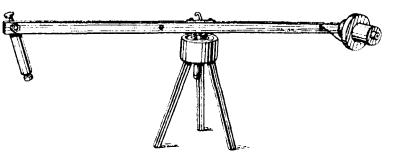
Die Reaktionswirkung des Resonators kann leicht zu einer Rotationsbewegung gemacht werden, wie das schon vielfach geschehen ist. Vier gleiche Resonatoren nach Art des in Fig. 53 dargestellten werden mit senkrecht stehender Öffnungsebene je an den vier Enden eines auf einer Spitze in horizontaler Ebene drehbaren, leichten Holz- oder Aluminiumkreuzes befestigt

Fig. 55.



Schema für Schallreaktionsrad mit Fremderregung.

Fig. 56.



Schallreaktionsrad mit Eigenerregung.

(Fig. 55). Wird eine Stimmgabel von der Periode, des Eigentones der Resonatoren kräftig angestrichen, so dreht sich das Kreuz im Sinne der Pfeilrichtung. Wir haben damit ein akustisches Reaktionsrad in Analogie zum Segnerschen Wasserrad. Besonders eindrucksvoll ist der Effekt an einem von Hippe konstruierten Reaktionsrad zu beobachten. Auf dem einen Ende einer um eine senkrechte Achse drehbaren Stange ist ein Telephon mit daraufgesetztem Luftresonator montiert; das andere Ende trägt ein Gegengewicht. Wird das Telephon (durch einen Röhrengenerator) in der Eigenperiode des Luftresonators erregt (Kontakt durch mit Quecksilber gefüllte Rillen in dem Fußgestell), so gerät die mit Telephon und

Gegengewicht etwa 800 g schwere Stange in Rotation (Fig. 56). Es treten hierbei Reaktionskräfte in der Größenordnung von 10 g-Gewicht auf, während die an dem Resonator beobachteten Wechselwirkungskräfte kleine Bruchteile eines mg-Gewichts betrugen (§ 23).

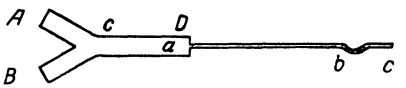
Wird durch eine „Düse" (Öffnung des Resonators) Luft in den Innenraum eingesaugt, so erfolgt das Zuströmen der Luft von allen Seiten; wird dagegen Luft aus dem Innenraum ausgestoßen, so bildet sie einen mehr oder weniger scharfen Strahl. Man kann diesen Unterschied zwischen Ein- und Ausströmen sehr hübsch beim Atmen beobachten. Der Luftstrom, der beim Ausatmen aus der Mundöffnung austritt, kann ohne Mühe so kräftig gemacht werden, daß er auf etwa 1 m Entfernung eine Kerze auslöscht. Und nun versuche man die gleiche Kerze auf nur 10 cm Entfernung durch — beliebig kräftiges und schnelles — Einatmen auszulöschen! Auch die Rolle, welche die Form der Öffnung spielt, kann man an der Mundöffnung studieren. Beim Singen der Vokale A und U ist an der vor die Mundöffnung gehaltenen Hand ein sehr erheblicher Unterschied in der Luftströmung zu spüren. Denkt man sich das Ein- und Ausatmen immer schneller werdend, so kommt man schließlich in den Frequenzbereich der Schallschwingungen, und es würde ein scheinbar kontinuierlicher, nach außen gerichteter Luftstrom resultieren.

Denkt man sich die Bodenfläche eines zylinderförmigen Resonators als Telephonmembran ausgebildet (beispielsweise die vorhin besprochenen Apparate von Hippe und von Sell), so ersetzt die schwingende Telephonmembran das Arbeiten der Lunge beim Ein- und Ausatmen, und es ist nicht mehr überraschend, daß aus der der Telephonmembran gegenüberstehenden Öffnung ein Luftstrom austritt. Da das Einströmen der Luft von allen Seiten erfolgt und da sich die Luft beim Eintritt in den Innenraum nach allen Seiten verteilt, während das Ausströmen in vorwiegend einer Richtung erfolgt, bleibt ein nach außen gerichteter Impuls übrig. Es wird also ein Reaktionsstoß auf die Rückwand (Telephonmembran) ausgeübt. Wird die Luftmasse des Resonators oder eines niedrigen Zylinders, dessen eine Querwand eine passend gestaltete Öffnung besitzt, von außen in Schwingungen versetzt, so müssen sich in der Nähe der Öffnung analoge Vorgänge abspielen. Während der Verdichtungsphase wird Luft strahlförmig nach außen ausgestoßen, während der Verdünnungsphase wird Luft von allen Seiten eingesaugt. Hierbei müssen sich übrigens stark unsymmetrische Schwingungen ausbilden, wobei aber immer neue Teilchen die Träger der Schwingungen sind.

Denken wir uns jetzt die Stärke der Erregung des Luftresonators periodisch schwankend (Schwebungen), so schwankt die Stärke des austretenden Luftstromes in der gleichen Periode, die Schwebungen werden in dem Luftstrom „gleichgerichtet". Entsprechendes gilt für etwaige durch die Reaktionskraft hervorgerufene Bewegungen. Somit kann die Luftströmung aus der Öffnung eines Resonators zur Entstehung objektiver Differenztöne führen (ds. Kap., § 20). Entsprechend der Stärke der Luftströmung können diese Kombinationstöne enorme Stärke erlangen. Analoges kann auch beim Schalldruck auftreten, nur daß es sich dabei unter sonst gleichen Bedingungen im allgemeinen um unvergleichlich viel schwächere Effekte handelt. Bei genügend starken und vor allem genügend hohen Primärtönen und bei einem Medium von großer Dichte können allerdings auch die durch den Schalldruck (im weiteren Sinne des Wortes) hervorgerufenen Kombinationstöne große Stärke erlangen.

Die Reaktionswirkung des Schalles und zugleich die mit ihr verbundene Gleichrichtung einer Schwebung und dadurch die Entstehung eines objektiven Kombinationstones zeigt folgender Versuch[1]): Zwei Stimmgabeln auf Resonanzkästen von etwa 256 Hertz, deren eine durch Laufgewicht verstimmt werden kann, stehen vor den beiden Enden A und B (Fig. 57) eines gabelförmigen Rohres von

Fig. 57.



Vorrichtung zur Gleichrichtung von Schwebungen.

einigen Zentimetern Durchmesser, dessen Gesamtlänge $AC + CD$ etwa eine Viertelwellenlänge des Tones 256 beträgt. In der Abschlußwand D des Rohres mündet ein dünnes Glasrohr, das zwischen b und c ein wenig gebogen ist und hier durch einen Alkoholfaden abgeschlossen wird. Die Länge ab des Manometerrohres bis zum Alkoholfaden beträgt ebenfalls ungefähr eine Viertelwellenlänge des Tones 256. Wird eine Stimmgabel angestrichen, so bildet sich in D ein Druckbauch aus, so daß die Luftsäule in ab zu kräftigen Schwingungen erregt wird. Es wird dementsprechend bei b ein gewisser Schalldruck, vor allem aber (weit überwiegend) eine gewisse Reaktionskraft infolge einer Strömung aus a heraus wirken. Der Alkoholfaden gibt einen einseitigen Ausschlag, der durch Projektion sichtbar gemacht wird. Werden beide Stimmgabeln von den Schwingungszahlen $p = 256 + \delta$ und $q = 256$, wobei δ eine kleine Zahl ist, gleichzeitig erregt, so pendelt der Alkoholfaden im Tempo der Schwebungen $p - q$ mit. Sein Mitschwingen in dieser Periode beweist die objektive Existenz einer periodischen Druckkomponente von der Periodenzahl $p - q$. Man hört also einerseits die $p - q$-Schwebungen und sieht andererseits die aus diesen Schwebungen hervorgegangene objektive Schwingung von der Periode $p - q$.

Eine Strömung, wie sie an der passend gestalteten Öffnung eines Luftresonators entsteht, kann sich auch vor der Oberfläche eines in Luft oder Wasser schwingenden festen Körpers ausbilden. Am Schluß des § 22 besprachen wir eine Versuchsanordnung von Dvořák, bei der ein Glasstab, an dessen Endfläche noch eine Glasplatte befestigt ist, unter Wasser in longitudinale Schwingungen versetzt wird. Vor der Mitte der Platte wurden mit Hilfe eines Manometers Überdrucke von etwa 2 cm Wasserhöhe konstatiert. Dvořák stellte ferner fest, daß sich in der Umgebung der Platte eine Strömung ausbildet, die in der Mitte von der Platte fort, nach den Seiten hin auf sie zugerichtet ist. Fig. 51 zeigt schematisch den Stromlinienverlauf nach Dvořák. Der gegenüber der Mitte der Platte von dem Manometer angezeigte Überdruck dürfte von dem fortströmenden Wasser ausgeübt werden, somit kein Schalldruck im Sinne der in § 22 gegebenen Definition sein. Daß die Druckwirkung von dem Flüssigkeitsstrom ausgeübt wird, geht auch daraus hervor, daß sie sich nicht mit Schallgeschwindigkeit, sondern viel langsamer ausbreitet. In Luft erhält man analoge Erscheinungen. Man wird sich grob vorstellen dürfen, daß bei genügend großer Amplitude und Frequenz bei der Auswärtsbewegung der Endfläche des Stabes die dort befindlichen Luftteilchen einen Impuls erhalten, der ihnen eine größere, von dem Stabe fortgerichtete Geschwindigkeit erteilt, als das Stabende selbst besitzt; es bildet sich zwischen ihnen und Stabendfläche ein luftverdünnter Raum, in den die Luft von den Seiten nachströmt. Während der Rückbewegung der Stabendfläche werden die Luftteilchen zurückgesaugt, können aber keine größere

[1]) E. Waetzmann, Physikal. Zeitschr. **21**, 449, 1920.

Bewegungsamplitude erhalten als die Stabendfläche selbst, da sie an dieser gebremst werden. Auch sind es andere Luftteilchen als diejenigen, die vorher fortgeschleudert wurden. Das ergibt eine von dem Stabende fortgerichtete Strömung. An der äußeren Randfläche des Stabendes (in unserem speziellen Falle der das Stabende bildenden Platte) erhalten die Teilchen des umgebenden Mediums, wenn wir von Reibung absehen, keinen Impuls in der Richtung der Stabschwingungen. Es werden sich hier komplizierte Strömungsvorgänge ausbilden, auf die im einzelnen einzugehen an dieser Stelle nicht möglich ist. Es dürfte aber einleuchtend sein, daß nach dem Rande der Endplatte zu die von ihr fortgerichtete Strömung aufhört und sogar das Vorzeichen wechselt.

Es sei in diesem Zusammenhang an eine Beobachtung erinnert, die man bei der Erzeugung der Chladnischen Klangfiguren machen kann. Eine horizontal stehende Platte wird mit Sand bestreut, und die Platte wird in Transversalschwingungen versetzt. Man sieht, daß die Hauptmasse des Sandes (bis sie sich an den Knotenlinien gesammelt hat) infolge des den Sandkörnern von der Platte erteilten Impulses über der Platte „schwebt". Der Kohlegrieß vor einer schwingenden Mikrophonmembran wird in gleicher Weise „abgestoßen". Hierauf dürfte zurückzuführen sein[1]), daß der Ruhewiderstand eines Mikrophons (Membran nicht erregt) kleiner ist als sein mittlerer Schwingungswiderstand (Membran erregt). Im Anschluß an die im nächsten Paragraphen beschriebenen Versuche von Wood und Loomis haben R. Wachsmuth und H. Auer[2]) gezeigt, daß sich über einer in hoher Frequenz schwingenden Quarzplatte eine förmliche Fontäne aus Lykopodiumpulver von etwa 40 cm Höhe ausbildet.

In der Nähe eines unsymmetrisch gestalteten Schalloches (Düse) oder eines schwingenden festen Körpers kann der Strömungseffekt so vorherrschen, daß es nicht möglich ist, den Schalldruck in dem in § 22 definierten Sinne von ihm abzutrennen. In größerer Entfernung, wenn die Strömungen sich totgelaufen haben, bleibt der Schalldruck in seiner reinen Gestalt übrig. Auch dürfte hierbei eine wesentliche Rolle spielen, ob fortlaufende oder stehende Wellen erzeugt werden. Meissner[3]) hat kräftige Luftströmungen an Piezoquarzen (ds. Kap., § 5) beobachtet. Wird ein Quarzstab nach Fig. 7 in seiner Längsrichtung zu Resonanzschwingungen erregt, so geht von den Endflächen $aa'dd'$ und $bb'cc'$ ein Luftstrom aus, durch den eine Kerzenflamme ausgelöscht oder ein Windrad in schnelle Rotation versetzt werden kann. Dabei ist die Luftströmung nicht ganz symmetrisch zur Mittelachse des Stabes. Wird der Stab in eine Platte umgewandelt, indem die Kantenlänge in der Richtung der optischen Achse (z-Achse) mehr und mehr vergrößert wird, so setzt die Luftströmung nicht mehr an den ganzen Flächen $aa'dd'$ und $bb'cc'$ an, sondern nur an je einem bestimmten Stück dieser Flächen. Die Ansatzstellen liegen auch nicht mehr einander gegenüber, sondern sind seitlich in Richtung der optischen Achse gegeneinander verschoben. Damit resultiert aus den beiden Luftströmen ein Drehmoment um die

[1]) E. Waetzmann, Physikal. Zeitschr. **15**, 638, 1914.
[2]) R. Wachsmuth und H. Auer, Zeitschr. f. Phys. **47**, 323, 1928.
[3]) A. Meissner, Zeitschr. f. techn. Phys. **7**, 585, 1926; **8**, 74, 1927.

elektrische Achse als Drehachse. Wird die Quarzplatte in geeigneter Weise drehbar montiert, so stellt sie wieder ein akustisches Reaktionsrad in Analogie zum Segnerschen Wasserrad dar. Der akustische Drehsinn steht, wie Meissner ebenfalls gezeigt hat, in einer bestimmten Beziehung zu dem optischen Drehsinn, worauf wir an dieser Stelle aber nicht einzugehen haben.

§ 25. Schalldruckversuche in Flüssigkeiten. Wood und Loomis[1]) haben sehr eindrucksvolle Versuche über die „Schalldruckwirkungen" hochfrequenter, von einem Piezoquarz gelieferter Schwingungen bzw. Wellen beschrieben. Im wesentlichen arbeiteten sie hierbei mit stehenden Wellen. Sie benutzten wie Langevin den longitudinalen Effekt (ds. Kap., § 5) von etwa 10×10 cm großen Platten. Diese waren am Boden eines mit Öl gefüllten Gefäßes in horizontaler Lage zwischen zwei Metallschichten angeordnet, denen die Wechselspannung zugeführt wurde. Es wurde mit Frequenzen von durchschnittlich 300000 Hertz und Schwingungsamplituden des Quarzes in der Größenordnung von Lichtwellenlängen gearbeitet. Es ergaben sich Schalldrucke bis zu Beträgen von 150 g-Gewicht. Ihre Größe wurde in der Weise bestimmt, daß eine Glasplatte von etwa 50 cm² Fläche, die der Quarzplatte gegenüber auf der Oberfläche des Öles angeordnet war, mit Gewichten belastet wurde. Drückt man die Glasplatte tiefer und tiefer in das Öl hinein, so macht sich ein periodisch schwankender Widerstand bemerkbar. Diese Periodizität der Schalldruckwerte hat folgenden Grund: Beträgt der Abstand Quarzplatte–Glasplatte ein ganzzahliges Vielfaches einer halben Ölwellenlänge der benutzten Frequenz, so bilden sich in dem Öl Resonanzschwingungen aus (wie in einem richtig eingestellten Kundtschen Rohre). In den Zwischenstellungen herrscht keine Resonanz, und entsprechend hat der Schalldruck hier kleinere Werte. Wood und Loomis haben auch eine empfindliche Methode angegeben, die Maxima des Schalldruckes während der Annäherung der Glasplatte an die Quarzplatte zu bestimmen. Sie bezeichnen diese Anordnung als akustisches Interferometer in Analogie zu dem optischen Interferometer von Perot und Fabry (siehe Optik-Band, erste Hälfte, Kap. XIV).

Wird die Glasplatte entfernt, so bauscht sich das Öl über der Quarzplatte zu einem Hügel auf, der bis zu mehreren Zentimetern Höhe über das normale Ölniveau ansteigt und aus dessen Mitte Öltropfen bis zu 30 und 40 cm Höhe fortgeschleudert werden. Ein Glasbecher, der sich nach oben hin verengt und oben eventuell in eine feine Spitze ausgezogen wird, stellt einen guten „Kollektor" zur Entnahme der Energie aus dem Öle dar. Wird sein Boden in das Öl eingetaucht, so kommen Boden und Wände zum Mitschwingen. Faßt man die ausgezogene Spitze unter leichtem Druck mit zwei Fingern, so wird infolge der durch die Schwingungen verursachten Reibung zwischen Glas und Fingern eine Rille in die Finger gebrannt. Hierbei handelt es sich um Transversalschwingungen der Glasspitze, die von den Glaswänden her übertragen werden. Wie übrigens die Umsetzung von Longitudinal- in Transversalschwingungen in manchen Fällen zustande kommt, ist noch nicht recht geklärt.

[1]) R. W. Wood und A. L. Loomis, Phil. Mag. (7) **4**, 417, 1927.

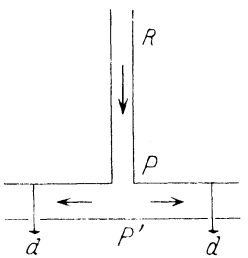
Die schwingende Glasspitze kann Löcher in eine Holzplatte und selbst in eine Glasplatte einbrennen, wobei wohl mechanische und Wärmewirkungen Hand in Hand gehen. Wird der Becher mit Wasser gefüllt und werden kleine Fische oder Frösche in das Wasser getan, so werden sie in kurzer Zeit getötet. Es bleibe dahingestellt, ob das rein mechanische (Zerreiß-) Wirkungen oder Wärmewirkungen der eben geschilderten Art sind. Auch sonstige biologische Wirkungen, wie Zerstörung der roten Blutkörperchen, wurden beobachtet.

Auf den ersten Blick könnte die Größe der von Wood und Loomis beobachteten Schalldrucke überraschen. Jedoch liegt sie durchaus im Rahmen dessen, was zu erwarten war. Wenn Altberg in 50 cm Entfernung von der Schallquelle in Luft Drucke von 0,24 dyn/cm² beobachtete, so gibt das unter der Annahme kugelförmiger Schallausbreitung einen Gesamtdruck von etwa 7,5 g-Gewicht. Wood und Loomis benutzten eine im Öl schwingende Platte von etwa 10 × 10 cm Fläche und erhielten auf der einen Seite der Platte Gesamtdrucke von etwa 150 g-Gewicht. Dabei war die Frequenz ihrer Schallquelle etwa 100mal so groß wie bei Altberg. Daß sie trotzdem keine größeren Werte erhielten, liegt an der enormen Kleinheit der Schwingungsamplituden der Quarzplatte. Die Vorzüge der Woodschen Anordnung liegen aber nicht nur darin, daß sie den Schalldruckeffekt besonders eindringlich vor Augen führt, sondern auch in der Verwendung der hohen Frequenzen. Das gibt erstens — infolge der kurzen Wellenlängen — sehr bequeme Versuchsbedingungen, und zweitens ist es wohl denkbar, daß gerade die biologischen Effekte in erster Linie nicht von der Gesamtenergie, sondern von der Höhe der Frequenz abhängen.

§ 26. Bewegungserscheinungen verschiedener Art. Ähnliche Vorgänge, wie sie sich an der Endfläche eines schwingenden Stabes abspielen, treten auch an einer schwingenden Membran auf. Hier nimmt der den anliegenden Mediumteilchen erteilte Impuls von der Mitte nach dem Rande zu kontinuierlich ab. Auch hier müssen sich Strömungen ausbilden. Schon Savart hat beobachtet, daß bei den Chladnischen Klangfiguren sehr leichte Pulver nicht zu den Knotenlinien hingetrieben werden, sondern an den Bäuchen kleine Häufchen bilden. Faraday führte diese Erscheinungen auf Luftwirbel zurück, die sich über den Stellen der Schwingungsbäuche ausbilden und in denen die leichten Staubteilchen festgehalten werden, während schwerere sie passieren können. Ein ebenfalls hierher gehörendes Phänomen sind die Luftwirbel, die sich in einem Kundtschen Rohre ausbilden und die in der Mitte des Rohres vom Schwingungsknoten zum Bauch gerichtet sind, während sie am Rande des Rohres die entgegengesetzte Richtung haben. Die Entstehung der Querriefen in den Kundtschen Staubfiguren dürfte damit zusammenhängen, daß benachbarte, von den Luftschwingungen mitgenommene Korkteilchen nicht die volle Bewegung der Luftteilchen mitmachen, da sie spezifisch schwerer sind als Luft. Deshalb stellen sie Oszillatoren dar, und zwar Oszillatoren gleicher Phase, die sich abzustoßen suchen. Werden dagegen zwei Pendel in kleinem Abstand voneinander in einer schwingenden Luft-

säule derart aufgehängt, daß ihre Verbindungslinie senkrecht zur Schwingungsrichtung der Luftteilchen liegt, so werden sie aufeinander zugetrieben, was mit Hilfe einer Schattenprojektion gut demonstriert werden kann. Den gleichen Effekt erhält man, wenn zwischen zwei leichten, beweglich nebeneinander angeordneten Körpern ein Luftstrom hindurchgeblasen wird. Die Körper werden angezogen, weil der hydrodynamische Druck p_{dyn} zwischen ihnen kleiner ist als der hydrostatische Druck p_{stat} auf den Außenseiten. Es ist $p_{dyn} = p_{stat} - \frac{\varrho}{2} v^2$, wobei v die Geschwindigkeit der Luftteilchen und ϱ die Dichte an der betreffenden Stelle ist. Hält man die Handfläche über ein Papierblatt und pustet parallel zu den Flächen durch den Zwischenraum hindurch, so wird das Papierblatt gegen die Handfläche gedrückt, wobei es flatternde Schwingungen ausführt. Analoge Vorgänge wirken bei einer gewissen Art des Schnarchens mit. Der bekannte kleine Apparat nach Fig. 58 zeigt im Prinzip das gleiche. Ein Rohr R mündet in eine Platte P; ihr gegenüber befindet sich ein an den Stellen d durchbohrtes Kartonblatt P', das längs der durch d gehenden Drähte beweglich ist. Unterhalb des Kartonblatts sind die Drähte umgebogen, um sein Hinabfallen zu verhindern. Bläst man kräftig in das senkrecht gehaltene Rohr hinein, so wird P' gehoben und an P herangedrückt. Der Luftstrom verteilt sich seitlich hinter dem Spalt, und mit der Strömung ist eine Druckabnahme verbunden. Ein anderes, allerdings nicht mehr in die Akustik gehörendes Phänomen, das aber die gleiche Ursache hat, ist die scheinbare Anziehung zweier Schiffe, die dicht aneinander vorbeifahren.

Fig. 58.



Demonstration des hydrodynamischen Druckes.

Da sich der hydrostatische und der hydrodynamische Druck um eine Größe unterscheiden, die von dem Quadrat der Geschwindigkeit abhängt, macht es für die auftretenden Phänomene qualitativ keinen Unterschied, ob Luftgleichstrom oder Luftwechselstrom vorliegt.

Ein seit langer Zeit bekanntes Phänomen akustischer Anziehung und Abstoßung, das die Physiker schon vielfach beschäftigt hat (Guyot, Guthrie, Schellbach, Neesen, Dvořák) und das in Deutschland in der Regel als Schellbachsches Phänomen bezeichnet wird, ist folgendes: Ein Blatt Papier, das sich in etwa 1 cm Abstand von einer schwingenden Stimmgabel befindet und dessen Ebene senkrecht zur Schwingungsrichtung der Gabel liegt, wird von der Stimmgabel scheinbar angezogen; es bewegt sich auf die Gabel zu. Ist der beweglich angeordnete Körper spezifisch leichter als die umgebende Luft, so wird er abgestoßen. Ebenso werden leichte Ballone, die mit spezifisch schwereren oder spezifisch leichteren Gasen als Luft gefüllt sind, vor der Öffnung des Resonanzkastens einer kräftig schwingenden Stimmgabel angezogen bzw. abgestoßen.

Das analoge Verhalten hat Bjerknes an Kugeln in Wasser beobachtet. In die Nähe einer pulsierenden Kugel wird eine neutrale (nicht mitschwingende)

Kugel aus Siegellack (schwerer als Wasser) oder aus Kork (leichter als Wasser) gebracht. Die erste wird von der pulsierenden Kugel scheinbar angezogen, die zweite scheinbar abgestoßen. Die pulsierende Kugel kann der Einfachheit halber durch eine mit einer Gummimembran verschlossene Trommel ersetzt werden, in der der Luftdruck mittels eines Gummiballs und einer Rohrzuführung abwechselnd vergrößert und verkleinert wird. Bjerknes führt das verschiedene Verhalten des spezifisch schwereren und des spezifisch leichteren Körpers darauf zurück, daß der erste bei Bewegungen des Mediums kleinere und der zweite größere Bewegungen ausführt, als die an seine Stelle gesetzt gedachten Mediumteilchen. Der neutrale Körper B sei spezifisch schwerer und befinde sich in einem bestimmten Zeitmoment in einem gewissen Abstand von dem oszillierenden Körper A. Beim Fortströmen der Flüssigkeit von A wird B nicht voll mitgenommen, befindet sich also, wenn das nächste Rückströmen der Flüssigkeit einsetzt, noch in einem verhältnismäßig stärker bewegten Gebiet des Mediums. Man muß sich vorstellen, daß er infolgedessen einen Antrieb erfährt, der ihn über die Ausgangslage hinaus etwas näher an A herantreibt. B würde sich also mit jeder Ganzschwingung, die A ausführt, ein wenig dem Körper A nähern. Falls B spezifisch leichter ist als das Medium, resultiert aus einer analogen Überlegung ein allmähliches Fortwandern. Wir brauchen die Einzelheiten des Bjerknesschen Deutungsversuches nicht zu besprechen, da er für ein kompressibles Medium sicherlich nicht voll ausreicht. Auch nimmt Bjerknes die Dimensionen der Körper als klein gegen ihre Abstände an, so daß keine Stauwirkungen zu berücksichtigen sind. Bei größeren Dimensionen können sich die Verhältnisse ganz wesentlich ändern.

W. van Schaik[1]) beschreibt einen Versuch, der zur Deutung der besprochenen akustischen und hydrodynamischen Phänomene mit herangezogen werden könnte. Ein Blatt Papier von 1 bis 2 dm² Oberfläche wird beweglich aufgehängt. Ein Buch oder dergleichen, dessen Ebene parallel der Papierebene liegt, wird dem Papierblatt schnell genähert. Dabei wird das Papierblatt fortgestoßen. Wird jetzt das Buch mit der gleichen Geschwindigkeit, die es bei der Annäherung hatte, wieder entfernt, so wird das Papierblatt angesogen, und zwar wesentlich stärker, als es vorher fortgestoßen wurde. Wiederholt sich der Vorgang mit genügender Schnelligkeit, wird also das hin und her bewegte Buch beispielsweise durch eine schwingende Stimmgabel ersetzt, deren wirksame Fläche durch ein aufgeklebtes Kartonblatt noch vergrößert ist, so resultiert im Mittel eine Anziehung des Papierblattes.

Nebenher sei auf folgendes hingewiesen: Wird das Papierblatt als Pendel aufgehängt und wird die Amplitude der Stimmgabel in der Eigenperiode des Pendels irgendwie variiert, so kommt das Pendel zum Mitschwingen. van Schaik spricht die Vermutung aus, daß dieser Versuch für die Erklärung der Königschen „Stoßtöne" nicht ohne Bedeutung sein dürfte; dieser Ansicht ist durchaus zuzustimmen, wenn es sich bei dem Versuch auch nicht um einen Differenzton, geschweige denn um einen Stoßton, sondern um einen Variationston handelt.

Die fast verwirrende Fülle in den Erscheinungen der akustischen Anziehung und Abstoßung sowie in den sonstigen mechanischen Wirkungen des

[1]) W. C. L. van Schaik, Wellenlehre und Schall, Braunschweig 1902, S. 341.

Schalles macht es schwer, einen klaren Überblick zu gewinnen. Auch sind die Ursachen für die einzelnen Erscheinungen vielfach noch nicht sicher zu trennen. Zunächst wird man gut tun, an der hier eingeführten Unterscheidung in drei Hauptgruppen festzuhalten: 1. Schalldruck, und zwar Schalldruck auf nicht mitschwingende Körper und auf Resonatoren. 2. Strahlbildung und Reaktionskräfte und 3. sonstige, durch Strömungen verursachte Bewegungserscheinungen. Für das Studium der Grundlagen dieser Probleme sei noch besonders auf die „Mechanik der Flüssigkeiten und Gase" von L. Prandtl im Mechanikband dieses Lehrbuches hingewiesen.

D. Gliederung des Tonbereichs[1]).

§ 27. Die musikalischen Tonstufen oder Intervalle. Konsonanz und Dissonanz. Die Lehre von den Tönen in bezug auf ihre musikalische Verwendung, sei es in ihrer Aufeinanderfolge (Melodie), sei es in ihrem Zusammenklange (Harmonie), überschreitet das Gebiet der Physik und gehört großenteils den Gebieten der Physiologie, Psychologie und der theoretischen Musik an. Aber der Umstand, daß es gelungen ist, manche ästhetische Gesetze des Tonreichs mit physikalischen Gesetzen der Schwingungslehre zu verknüpfen oder geradezu auf physikalische Grundlagen zurückzuführen, ist ein hinreichender Grund, die Elemente der Lehre von den musikalischen Tönen hier auseinander zu setzen; für ein eingehenderes Studium dieses interessanten Gegenstandes muß auf Spezialwerke verwiesen werden[2]).

Wir können Töne verschiedener Höhe, deren relative Schwingungszahlen uns bekannt sind, auf mechanischem Wege hervorrufen[3]). Die Orgelpfeifen würden sich hierzu insofern gut eignen, als sie, insbesondere die gedeckten Pfeifen, verhältnismäßig reine Töne liefern. Die gespannten Saiten geben, mit den Fingern gezupft oder mit dem Bogen gestrichen, keine einfachen Töne, sondern Klänge, welche außer dem Hauptton noch höhere (Obertöne) enthalten. Da dies jedoch für die nächsten Zwecke nicht stört, dagegen die Verkürzung der Saiten leichter durchführbar ist als der Übergang von längeren Pfeifen zu kürzeren, so wollen wir die Experimente zur Ableitung der musikalischen Tonstufen (Intervalle) und der Zusammenklänge

[1]) Bearbeitet von Prof. Dr. A. Kalähne in Danzig-Oliva.

[2]) Zum Beispiel H. v. Helmholtz, Die Lehre von den Tonempfindungen als physiologische Grundlage für die Theorie der Musik, 6. Ausg., Braunschweig 1913; E. Mach, Einleitung in die Helmholtzsche Musiktheorie, Graz 1866; A. v. Oettingen, Das duale Harmoniesystem, 2. Aufl., Leipzig 1913; Derselbe, Die Grundlage der Musikwissenschaft und das duale Reininstrument, Abhandl. d. Sächs. Ges. der Wiss., math.-phys. Kl., **34**, 1916; A. Jonquière, Grundriß der musikalischen Akustik, Leipzig 1898; H. Riemann, Handbuch der Harmonielehre, 3. Aufl., Leipzig 1898; Derselbe, Vereinfachte Harmonielehre, Leipzig 1894; Derselbe, Musiklexikon, 9. Aufl., Leipzig 1919; Derselbe, Grundriß der Musikwissenschaft, 3. Aufl., Leipzig 1919; C. Stumpf, Tonpsychologie, 2. Bde., Leipzig 1883/90; Derselbe, Die Anfänge der Musik, Leipzig 1911; E. M. v. Hornbostel, Musikalische Tonsysteme, in Handb. d. Physik 8, Berlin 1927.

[3]) Statt dieser mechanischen Tonerzeugung läßt sich auch mit Erfolg eine elektrische benutzen, indem man in elektrischen Schwingungskreisen, deren Frequenz man genau regeln und sehr konstant halten kann, Schwingungen von Tonfrequenz erzeugt und sie in ein gewöhnliches Hörtelephon schickt. Die so erzeugten Töne sind sehr rein und obertonfrei. Näheres über Tonerzeugung s. Kap. IV.

(Akkorde) an dem unter dem Namen Monochord bekannten Instrument angestellt denken, das in diesem Kapitel, § 7 und in Kap. IV, § 2 beschrieben und hier in Fig. 1 in der viel gebrauchten Form mit zwei Saiten dargestellt ist.

Um eine der beiden Saiten zu verkürzen, ohne gleichzeitig ihre Spannung zu ändern, bedient man sich eines beweglichen Steges. Wir beginnen damit, daß wir die beiden Saiten bei gleicher Länge auf die gleiche Tonhöhe bringen, indem wir die Spannung der einen oder der anderen so lange ändern, bis wir keinen Unterschied der Töne mehr wahrnehmen. Dabei wird ein einigermaßen entwickeltes musikalisches Gehör vorausgesetzt. Zur genauen Einstimmung kann die in § 16 dieses Kapitels behandelte Erscheinung der Schwebungen benutzt werden. Die absolute Höhe des Tones ist dabei ganz gleichgültig. Das Verhältnis der beiden gleichen Töne wird Gleichklang oder Unisono genannt und durch den Bruch $^1/_1$ ausgedrückt.

Verkürzen wir nun die eine Saite auf die Hälfte, so wird dadurch die Wellenlänge auch auf die Hälfte, mithin die Schwingungszahl auf das Doppelte gebracht. Der Ton, den nun die Saite gibt, hat trotz seiner bedeutend größeren Höhe einen auffallend ähnlichen Charakter wie der tiefere der anderen Saite; er ist gewissermaßen eine Wiederholung des letzteren in höherer Tonlage. Auch hat er die Eigenschaft, daß er mit dem tieferen Tone, den wir von nun an Grundton (oder Tonica) nennen wollen, zusammen sich zu einem harmonisch klingenden Tongemisch vereinigt, das sich als angenehm empfundener Klang (Konsonanz) darstellt. Dies wird am besten dadurch bemerkbar gemacht, daß man durch kleine Verschiebungen des Steges das Tonverhältnis ein wenig ändert. Sofort tritt ein äußerst unangenehmes Tongemisch (Dissonanz) auf, das wieder in die Konsonanz zurückverwandelt wird, sowie man das Saitenverhältnis 1 : 2 herstellt.

Das Verhälnis des Tones mit doppelter Schwingungszahl zum Grundton wird Oktave genannt und mit $^2{}_1$ bezeichnet. Man sagt auch, der obere Ton sei die (höhere) Oktave des Grundtones. Der Name Oktave wird später (ds. Kap., § 29) seine Erklärung finden.

Durch Verschieben des Steges von der Lage, die der halb so langen Saite entspricht bis zu jener, die der ursprünglichen Länge entspricht, und durch wiederholtes gleichzeitiges Tönenlassen der beiden Saiten findet man dann, daß zwischen Unisono und Oktave noch mehrere Verhältnisse von Tonhöhen eine Konsonanz geben, während alle zwischen diesen liegenden Verhältnisse mehr oder weniger ausgesprochene Dissonanzen liefern. Die Konsonanzen treten auf, wenn die eine Saite auf $^2/_3$, $^3/_4$, $^3/_5$, $^4/_5$ und $^5/_6$ ihrer Anfangslänge verkürzt ist. Dabei ist die Konsonanz um so vollkommener, je kleiner die Zahlen dieser Brüche sind, so daß also von den soeben genannten Verhältnissen $^2/_3$ die beste, $^5/_6$ die wenigst vollkommene Konsonanz liefert. Das Verhältnis $^6/_7$ gibt bereits eine starke Dissonanz. Die Schwingungszahl des Tones der Saitenlänge $^2/_3$ ist $^3/_2$ mal so groß als jene des Grundtones, dessen Schwingungszahl wir zur Einheit wählen. Das Tonverhältnis $^3/_2$ wird Quinte genannt. Die Namen der übrigen konsonierenden Tonverhältnisse sind in der folgenden Zusammen-

stellung enthalten, die außerdem unter dem Strich noch eine Anzahl dissonanter Intervalle umfaßt. Saitenlänge und Schwingungszahl des Grundtones sind gleich 1 gesetzt. Die Zahlen der Spalte 4 und 5 werden im nächsten Paragraphen erklärt.

Verhältnis des höheren Tones zum Grundton.

Relative Saitenlänge	Relative Schwingungszahl	Name des Tonverhältnisses (Intervall)	Maßzahl gegen Grundton	
			in Millioktaven	in Cent
1	1	Unisono	0	0
$^1/_2$	2	Oktave	1000	1200
$^2/_3$	$^3/_2$	Quinte	585	702
$^3/_4$	$^4/_3$	Quarte	415	498
$^3/_5$	$^5/_3$	Gr. Sexte	737	884
$^4/_5$	$^5/_4$	Gr. Terz	322	386
$^5/_6$	$^6/_5$	Kl. Terz	263	316
$^5/_8$	$^8/_5$	Kl. Sexte	678	814
$^5/_9$	$^9/_5$	Kl. Septime	848	1018
$^8/_{15}$	$^{15}/_8$	Gr. Septime	907	1088
$^6/_7$	$^7/_6$	Septimale Terz	223	267
$^7/_8$	$^8/_7$	Sept. Ganzton	193	231
$^8/_9$	$^9/_8$	Gr. Ganzton	170	204
$^9/_{10}$	$^{10}/_9$	Kl. Ganzton	152	182
$^{15}/_{16}$	$^{16}/_{15}$	Gr. Halbton	93	112
$^{24}/_{25}$	$^{25}/_{24}$	Kl. Halbton	59	70
$^{80}/_{81}$	$^{81}/_{80}$	Synt. Komma	18	21,5
$^{73}/_{74}$	$^{74}/_{73}$	Pythag. Komma	20	24

Die so ausgewählten Töne unterscheiden sich für unser Empfinden durch den Grad ihrer Konsonanz mit dem Grundton; sie erwecken den Eindruck größerer oder geringerer Verwandtschaft mit ihm. Diese Tonverwandtschaft, welche nicht nur beim gleichzeitigen, sondern auch, obwohl in geringerem Maße, beim Nacheinandererklingen zweier Töne sich geltend macht, bildet, wie im folgenden gezeigt wird, die Grundlage für Aufbau und Gliederung des Tonbereichs.

Verkürzt man die Saite noch über die Hälfte hinaus, so begegnet man weiteren konsonierenden Tönen. Bei der Saitenlänge $^1/_3$ erhält man den Ton mit der relativen Schwingungszahl 3, der Duodezime genannt wird und zugleich die Quinte der Oktave des Grundtones ist. Bei der Saitenlänge $^1/_4$ erhält man die Oktave der Oktave oder die zweite Oktave (Doppeloktave) des Grundtones mit der relativen Schwingungszahl 4. Solcher Oktaven gibt es also eine ganze Reihe, sie entsprechen einer Reihe von Tönen mit stets verdoppelter Schwingungszahl; d. h. ihre Schwingungszahlen stehen im Verhältnis der Zahlen:

1, 2, 4, 8, 16, 32 ...

Ändert man bei obigen Experimenten Länge oder Spannung der Saite, deren Ton als Grundton gewählt wird, so daß also die absolute Höhe des

letzteren verschiedene Werte annimmt, so gelten dennoch für die relativen Schwingungszahlen der zugehörigen konsonierenden Töne dieselben Zahlenverhältnisse.

Aus dieser Tatsache folgt demnach der wichtige Satz:

Der musikalische Wert einer Tonstufe (eines Intervalls) ist nicht von der Differenz, sondern von dem Quotienten (Verhältnis) der Schwingungszahlen der Töne abhängig.

Wir wollen diesen Fundamentalsatz der Tonlehre noch durch ein Zahlenbeispiel erläutern. Angenommen, eine Saite mache 48 Schwingungen in der Sekunde. Wählen wir diesen Ton als Grundton, so entsprechen seiner Quinte $48 \times {}^{3}/_{2} = 72$ Schwingungen.

Die Quinte hat also diesmal 24 Schwingungen mehr als der Grundton. Wählen wir jetzt den Grundton um eine Oktave höher, also zu 96 Schwingungen, so kommen wir keineswegs auf die Quinte dieses Tones, indem wir wiederum 24 addieren. Der Ton $96 + 24 = 120$ ist vielmehr identisch mit der großen Terz des Tones 96. Um die Quinte des neuen Grundtones 96 zu erhalten, müssen wir diese Zahl mit der für die Quinte charakteristischen Verhältniszahl ${}^{3}/_{2}$ multiplizieren, wodurch wir 144 erhalten. Die neue Quinte hat dann nicht 24, sondern 48 Schwingungen mehr als der neue Grundton.

Will man also in musikalisch gleichwertigen Tonstufen aufsteigen, so daß die nacheinander erreichten musikalischen Tonhöhen für unser Empfinden gewissermaßen eine arithmetische Reihe (I. Ordnung) bilden, so müssen die Schwingungszahlen in geometrischer Reihe (I. Ordnung) fortschreiten. Ein Beispiel bildet die oben angeführte Reihe der Oktaven. Und dasselbe gilt für andere Intervalle, z. B. eine Folge von Quinten.

Da die Logarithmen der Glieder einer geometrischen Reihe unter sich eine arithmetische Reihe bilden, so kann man auch sagen: Die musikalischen Werte der Tonhöhen verhalten sich wie die Logarithmen der Schwingungszahlen[1]).

§ 28. Logarithmisches Intervallmaß. Millioktave und Cent. Das Schlußergebnis des § 27 war, daß man die Tonstufen oder Intervalle auch durch ihre Logarithmen kennzeichnen kann. Man gewinnt dabei den Vorteil, daß man beim Übergang von einer Tonstufe zu einer anderen nur (die Logarithmen) zu addieren bzw. subtrahieren braucht und nicht, wie bei den Intervallen selbst, multiplizieren oder dividieren muß. Derartige Bezeichnungssysteme sind mehrfach vorgeschlagen und angewendet worden. Jedoch hat man nicht einfach die natürlichen oder die dekadischen (Briggschen) Logarithmen der Schwingungszahlenverhältnisse genommen, weil dadurch die besondere Stellung der Oktave und die gesamte natürliche Einteilung nach Oktaven verwischt würde; sondern man benutzt nach dem Vorgang des Mathematikers Euler Logarithmen mit der Basis 2, dem Schwingungsverhältnis

[1]) Dieser Satz ist nur ein spezieller Fall des allgemeineren von E. H. Weber aufgestellten, von G. Fechner erweiterten „psychophysischen Grundgesetzes", nach welchem die Empfindungen fortschreiten wie die Logarithmen der Sinnesreize. Vgl. ds. Kap., § 6 und Kap. III, § 6.

der Oktave zu ihrem Grundton. Anders ausgedrückt: Man nimmt statt des Intervalles (Schwingungszahlenverhältnisses) i den Exponenten x der Gleichung

$$2^x = i$$

zur Kennzeichnung des Intervalles i. Diese Gleichung gibt logarithmiert — nunmehr unter Benutzung der dekadischen Logarithmen —

$$x = Log\, i : Log\, 2.$$

So erhält man z. B. für Grundton, Oktave und Quinte, also für die Intervalle $i = 1$, $i = 2$, $i = 3/2$ die Werte $x = 0$, $x = 1$, $x = 0{,}585$. Die Werte x werden „Oktavenmaß" genannt, die Intervallwerte i zur Unterscheidung „Schwingungsmaß". Gewöhnlich werden aber nicht diese Werte x, sondern das Tausendfache davon benutzt, indem man die Tonstrecke Grundton—Oktave nicht $= 1$, sondern $= 1000$ setzt. Die so entstehende Maßeinheit wird „Millioktave" ($m\,O$) genannt. Es ist das genau dasselbe, wie wenn man eine Länge in Millimeter statt in Meter mißt.

In der Tabelle von § 27 enthält die vierte Spalte die Zahlenwerte der zugehörigen Intervalle in solchen Millioktaven. Diese Millioktavzahlen sind übrigens gemäß ihrer Entstehung die Logarithmen der Intervalle i auf der Basis $\sqrt[1000]{2}$.

Statt der Tausendteilung sind auch andere Unterteilungen der Oktave vorgeschlagen worden, z. B. die Hundertteilung in „Oktavzentimeter" mit der Logarithmenbasis $\sqrt[100]{2}$. Sie ist auch eine Dezimalteilung und bringt nichts wesentlich Neues; sämtliche Maßzahlen sind einfach Zehntel der entsprechenden Millioktavzahlen[1]). Zu den reinen Intervallen des § 27 haben alle diese Dezimalteilungen keine unmittelbaren Beziehungen und stehen ihnen deshalb etwas fremd und gekünstelt gegenüber. Dasselbe gilt von der Einteilung der Oktave in 1200 Teile (Cent) mit der Logarithmenbasis $\sqrt[1200]{2}$. Diese schließt sich aber eng an die in § 32 zu besprechende Teilung der Oktave in 12 Halbtöne nach gleichschwebender Temperatur an, indem auf jeden dieser Halbtöne dabei 100 Cent entfallen. Insofern kann diese Centteilung mehr Beachtung beanspruchen. Die fünfte Spalte der Tabelle in § 27 gibt die Centzahlen der reinen dort verzeichneten Intervalle an[2]).

§ 29. Die Tonleitern. Die Musik benutzt nicht alle unendlich vielen möglichen Töne, die in ihrer Höhe stetig aufeinander folgen, sondern eine gewisse Auswahl aus ihnen. Unter einer Tonleiter (Skala) versteht man die vollständige Reihe der innerhalb einer Oktave gelegenen, nach irgend einer Regel ausgewählten und nach der Höhe geordneten Töne, die in einem Musikwerke gebraucht werden.

Die heute von den Völkern des europäischen Kulturkreises benutzten Tonleitern sind das Ergebnis einer über 2000 Jahre dauernden Entwicklung

[1]) Vgl. z. B. K. Laker, Zeitschr. f. Hals-, Nasen- und Ohrenheilkunde **18**, 469, 1927.
[2]) Weitere Intervalle nebst ihrem Intervallmaß findet man in dem S. 118 aufgeführten Riemannschen Musiklexikon unter dem Stichwort „Tonbestimmung".

deren Erörterung in die Geschichte der Musik gehört. Hier mögen die folgenden Bemerkungen genügen.

Die Musik war ursprünglich und noch bis in das 10. Jahrhundert n. Chr. im wesentlichen homophon, das heißt einstimmig. Wirkten mehrere Stimmen mit, so hatten sie gleichzeitig dieselbe Tonhöhe oder unterschieden sich doch nur durch das Intervall einer Oktave. Ein gleichzeitiges Zusammenwirken verschieden hoher Töne, eine Harmonie, gab es nicht, sondern nur ein Fortschreiten nach Tönen verschiedener Höhe, eine Melodie. Dabei wurde anfangs besonderer Wert darauf gelegt, daß die unmittelbar aufeinander folgenden Töne möglichst vollkommene Konsonanz zueinander besaßen. Da dies nach der Oktave am meisten bei der Quinte, der das einfache Verhältnis $^3/_2$ entspricht, der Fall ist, so entstanden die ältesten Tonleitern (nachweisbar z. B. bei den Chinesen und Griechen) aus Folgen von Oktaven und Quinten. Gehen wir von einem Grundton 1 um ein Quintenintervall aufwärts und von seiner Oktave 2 um ein Quintenintervall abwärts, so erhalten wir die folgende durch Verhältniszahlen (Intervalle) dargestellte Tonreihe, zu deren Veranschaulichung die entsprechenden Buchstaben unserer Tonbezeichnungen beigefügt sind.

$$\begin{array}{cccc} 1 & {}^4/_3 & {}^3/_2 & 2 \\ c & f & g & c'. \end{array}$$

Das sind die vier Töne[1]), mit denen die Lyra der Griechen ursprünglich ausgerüstet war. Diese Tonleiter enthält die wichtigsten Intervalle der deklamierenden Rede. Bei einer Frage steigt die Stimme um eine Quart, bei der stärkeren Betonung eines Wortes um eine Quinte; am Schluß der Rede fällt sie um eine Quinte. Zur musikalischen Begleitung einer Deklamation in gleicher Tonhöhe reichte also diese Tonleiter aus.

Wiederholt man dieses Verfahren, indem man von dem Ton $^3/_2$ noch einen Quintenschritt nach aufwärts, von dem Ton $^4/_3$ noch einen solchen abwärts macht, so erhält man die Tonreihe

$$^8/_9 \quad 1 \quad {}^4/_3 \quad {}^3/_2 \quad 2 \quad {}^9/_4.$$

Die beiden neuen Töne liegen aber außerhalb der Oktave 1 — 2. In solchen Fällen entstand immer das Bedürfnis, diese Töne auch durch ihre Oktaven innerhalb des Intervalls 1 — 2 darzustellen, um, falls die Stimme nicht weit genug in die Höhe oder Tiefe reichte, die unteren oder oberen Oktaven an Stelle des beabsichtigten Tones zu setzen.

Hierdurch erhalten wir innerhalb des Intervalls 1 — 2 die Töne

$$\begin{array}{ccccccc} 1, & {}^9/_8, & {}^4/_3, & {}^3/_2, & {}^{16}/_9, & 2. \\ c, & d, & f, & g, & (b), & c'. \end{array}$$

Das b dieser Skala ist um das kleine Intervall $^{81}/_{80}$ (das sogenannte syntonische Komma) tiefer als das b der natürlichen diatonischen Molltonleiter, die weiter unten behandelt wird, und ist deshalb eingeklammert.

[1]) Die Buchstaben $c, f \ldots$ bedeuten hier nicht, wie es uns jetzt geläufig ist, bestimmte absolute Tonhöhen, über die wir bei den griechischen Instrumenten nichts Sicheres wissen, sondern nur die relative Intervallfolge, wenn man als tiefsten Ton unser c annimmt.

Auf dieser Stufe der Entwicklung blieben die Chinesen und andere Völker stehen. Beachtenswerterweise liegt dieselbe Skala auch zahlreichen noch jetzt gesungenen gälischen (schottischen und irischen) Volksmelodien zugrunde und verleiht ihnen ihren eigentümlichen Charakter. Die Griechen dagegen erweiterten zur Zeit des Tonkünstlers Terpander und des Philosophen Pythagoras (700 bis 500 v. Chr.) diese Skala, indem sie noch weitere Quintenschritte hinzufügten.

Gehen wir nämlich vom Grundton um eine Quinte hinab und um fünf Quinten hinauf, so erhalten wir die Tonreihe

$$^{2}/_{3} \quad 1 \quad ^{3}/_{2} \quad ^{9}/_{4} \quad ^{27}/_{8} \quad ^{81}/_{16} \quad ^{243}/_{32}.$$

Ersetzen wir auch hier alle Töne, welche unter 1 und oberhalb 2 fallen, durch ihre zwischen 1 und 2 fallenden Oktaven, so bekommen wir

$$^{4}/_{3} \quad 1 \quad ^{3}/_{2} \quad ^{9}/_{8} \quad ^{27}/_{16} \quad ^{81}/_{64} \quad ^{243}/_{128},$$

und wenn wir nach der Höhe ordnen und den Ton 2 hinzufügen, so ergibt sich die in der ersten der nachfolgenden drei Tabellen angegebene Skala, die als Pythagoräische Tonleiter bekannt ist und den späteren Skalen bis ins 16. Jahrhundert zur Grundlage gedient hat[1]). Aus ihr gingen auch die Skalen des Ambrosianischen und Gregorianischen Kirchengesanges hervor, die sich in der römischen Kirche erhalten haben.

Die Pythagoräische, aus Quintenschritten entstandene Leiter enthält die Oktave ursprünglich nicht. Man gelangt jedoch auch beim Fortschreiten nach Quinten zu einem Ton, der einer genauen Oktave des Grundtones sehr nahe liegt. Zwölf Quintenschritte (der sogenannte Quintenzirkel) führen nämlich fast zu demselben Ton wie sieben Oktavenschritte; denn es ist $(^{3}/_{2})^{12} = 129{,}73$ und $2^{7} = 128$. Der Unterschied beider Zahlen ist das kleine Intervall $^{73}/_{74}$, das in der Tabelle auf S. 120 als Pythagoräisches Komma aufgeführt ist.

Nach dem Aufkommen der polyphonen Musik im 10. und 11. Jahrhundert und noch mehr seit der Entwicklung der harmonischen Musik vom 16. Jahrhundert an konnten die Pythagoräische und die von ihr abstammenden Tonleitern nicht mehr genügen, da ihre Intervalle nur zum Fortschreiten nach einer Melodie, nicht aber zur Bildung harmonischer Akkorde geeignet waren. Es mußte also eine wesentliche Umgestaltung der Skala erfolgen, welche allmählich zu unseren jetzt geltenden beiden Tongeschlechtern, verkörpert in der diatonischen Durskala und Mollskala, führte. Von diesen beiden hat sich zunächst die erstere, dann die letztere entwickelt. Ihre jetzige Gestalt ist kaum 200 Jahre alt und ausschließliches Eigentum der im europäischen Kulturkreis zusammengeschlossenen Völker, also im wesentlichen der germanischen, romanischen, keltischen und slavischen Völker.

Die folgende Zusammenstellung gibt für jede dieser drei Tonleitern die Namen, Buchstabenzeichen und relativen Schwingungszahlen der Töne, denen noch die Intervalle (Quotienten) der Nachbartöne beigefügt sind.

[1]) Eine griechische Tonleiter findet sich merkwürdigerweise noch bei der in Tirol (Zillertal) gebrauchten Holzharmonika (Helmholtz, l. c. S. 443).

Diatonische Pythagoräische Skala.

Name	Prim	Sekunde	Terz	Quarte	Quinte	Sexte	Septime	Oktave
Zeichen	c	d	e	f	g	a	h	c
Relative Schwingungszahl	1	$^9/_8$	$^{81}/_{64}$	$^4/_3$	$^3/_2$	$^{27}/_{16}$	$^{243}/_{128}$	2
Intervalle		$^9/_8$	$^9/_8$ $^{256}/_{243}$	$^9/_8$	$^9/_8$	$^9/_8$	$^{256}/_{243}$	

Diatonische Durskala.

Name	Prim	Sekunde	Große Terz	Quarte	Quinte	Große Sexte	Große Septime	Oktave
Zeichen	c	d	e	f	g	a	h	c
Relative Schwingungszahl	1	$^9/_8$	$^5/_4$	$^4/_3$	$^3/_2$	$^5/_3$	$^{15}/_8$	2
Intervalle		$^9/_8$	$^{10}/_9$ $^{16}/_{15}$	$^9/_8$	$^{10}/_9$	$^9/_8$	$^{16}/_{15}$	

Diatonische Mollskala[1]).

Name	Prim	Sekunde	Kleine Terz	Quarte	Quinte	Kleine Sexte	Kleine Septime	Oktave
Zeichen	c	d	es	f	g	as	b	c
Relative Schwingungszahl	1	$^9/_8$	$^6/_5$	$^4/_3$	$^3/_2$	$^8/_5$	$^9/_5$	2
Intervalle		$^9/_8$	$^{16}/_{15}$ $^{10}/_9$	$^9/_8$	$^{16}/_{15}$	$^9/_8$	$^{10}/_9$	

Aus dieser Zusammenstellung ist erstens zu ersehen, woher die Namen Oktave, Quinte usw. stammen; es sind einfach die lateinischen Ordnungszahlen für die Glieder dieser Skalen. Ferner erkennt man, wenn man bei der Septime beginnt und statt des h der Durskala das b der Mollskala einsetzt, die ursprüngliche alphabetische Ordnung der Buchstabenbezeichnung der Töne a, b, c...[2]).

Dur- und Mollskala haben mit der Pythagoräischen die Anzahl der Stufen (7), sowie bei fünf Tönen die Höhe gemein; in allen drei Skalen sind die Terz, Sext und Septime abweichend.

[1]) Die hier verzeichnete Mollskala wird insbesondere in absteigender Richtung gebraucht; beim Aufsteigen wird häufig die obere Hälfte der Töne der Durskala entnommen. Vgl. auch Anm. 1 auf S. 128.

[2]) Die Namen Dur und Moll stammen nicht, wie man meinen möchte, vom Charakter dieser Tonarten, sondern von den beiden Formen der alten Notenschrift für den Ton b, für welchen in der Durskala das eckige b (♮, b durum) in der Mollskala das runde b (♭, b molle) geschrieben wurde. Aus dem ersteren wurde das jetzige h, das im deutschen Sprachgebiet inkonsequenterweise an Stelle der Bezeichnung b trat. Im englischen und niederländischen Sprachgebiet ist noch heute b statt unseres h gebräuchlich. Im romanischen Sprachgebiet werden die Buchstaben c bis h ersetzt durch die Solmisationssilben ut, re, mi, fa, sol, la, si. die Anfangssilben der Verse eines alten Kirchengesanges: **Ut** queant laxis **Re**sonare fibris **Mi**ra gestorum **Fa**muli tuorum, **Sol**ve polluti **La**bii reatum **Sa**ncte **Jo**anne. Beim Singen tritt die Silbe do an Stelle von ut.

In der Pythagoräischen Skala kommen zwischen den Nachbartönen die Intervalle $^{9}/_{8}$, $^{9}/_{8}$, $^{256}/_{243}$, $^{9}/_{8}$, $^{9}/_{8}$, $^{9}/_{8}$, $^{256}/_{243}$ vor, also zuerst zwei größere Intervalle, dann ein kleineres, dann wieder drei der größeren, dann noch einmal das kleinere. Ähnlich ist die Anordnung in der Durskala, jedoch sind dort zwei unter sich verschiedene größere Intervalle $^{9}/_{8}$ und $^{10}/_{9}$, das kleinere ist $^{16}/_{15}$. Die Mollskala hat dieselben Intervalle, aber in anderer Verteilung.

Von den Tönen der Durskala sind alle mit Ausnahme der Sekunde und Septime mit dem Grundton konsonant, in der Mollskala ist es ebenso mit weiterer Ausnahme der Sext, welche dissonant ist.

Die Frage nach der Entstehung dieser Skalen ist verschieden beantwortet worden; sicherlich sind sie nicht auf einmal, etwa auf theoretischem Wege konstruiert worden, sondern allmählich durch das Bedürfnis der harmonischen Musik entstanden[1]). Nach Chladni kann man sie aus den dreistimmigen Akkorden (Dreiklängen) ableiten. Dazu brauchen wir nur die Grundtatsachen der Akkordlehre.

§ 30. Die Akkorde, Ableitung der Dur- und Mollskala. Unter einem Akkord oder Zusammenklang versteht man im allgemeinen das Zusammenklingen zweier oder mehrerer unter sich konsonanten Töne. Die wichtigsten darunter sind die dreistimmigen Akkorde oder Dreiklänge, die Akkorde im engeren Sinne. Von diesen ist hier die Rede.

Um zu einem vorhandenen Grundton zwei Töne zu finden, die mit ihm einen Dreiklang bilden, haben wir unter den Tönen, welche zu dem Grundton in Konsonanz stehen, zwei solche auszusuchen, die auch unter sich in Konsonanz stehen, also auch unter sich ein Verhältnis der Schwingungszahlen besitzen, das durch Brüche mit den ganzen Zahlen 1 bis 6 ausdrückbar ist.

Bilden wir also zunächst alle Kombinationen zu drei aus den Tönen 1, $^{3}/_{2}$, $^{4}/_{3}$, $^{5}/_{4}$, $^{5}/_{3}$, $^{6}/_{5}$, welche an erster Stelle 1 haben. Es sind folgende zehn:

1,	$^{3}/_{2}$,	$^{4}/_{3}$	$^{9}/_{8}$ Dissonanz	1,	$^{4}/_{3}$,	$^{5}/_{3}$	$^{4}/_{5}$ Konsonanz
1,	$^{3}/_{2}$,	$^{5}/_{4}$	$^{6}/_{5}$ Konsonanz	1,	$^{4}/_{3}$,	$^{6}/_{5}$	$^{10}/_{9}$ Dissonanz
1,	$^{3}/_{2}$,	$^{5}/_{3}$	$^{9}/_{10}$ Dissonanz	1,	$^{5}/_{4}$,	$^{5}/_{3}$	$^{3}/_{4}$ Konsonanz
1,	$^{3}/_{2}$,	$^{6}/_{5}$	$^{5}/_{4}$ Konsonanz	1,	$^{5}/_{4}$,	$^{6}/_{5}$	$^{25}/_{24}$ Dissonanz
1,	$^{4}/_{3}$,	$^{5}/_{4}$	$^{16}/_{15}$ Dissonanz	1,	$^{5}/_{3}$,	$^{6}/_{5}$	$^{25}/_{18}$ Dissonanz

[1]) Näheres hierüber in Werken über Geschichte der Musik und Musikwissenschaft, z. B. A. W. Ambros, Geschichte der Musik. Leipzig 1862—78; H. Riemann, Handb. d. Musikgeschichte, Leipzig 1904/5; F. Volbach, Handb. d. Musikwissenschaft, Münster i. W. 1926; Handb. d. Musikgeschichte herausgeg. von G. Adler, Frankfurt a. M. und Berlin 1924. Vgl. auch die in § 27 genannten Werke; ferner kürzere Darstellungen in K. L. Schaefer, Musikalische Akustik, Leipzig und Berlin 1919, 2. Aufl., (Samml. Göschen); H. Starke, Physikalische Musiklehre, Leipzig 1908; A. Kalähne, Grundriß d. math.-physik Akustik, 1. Bd., Leipzig 1910; J. Peters, Die math. und physikal. Grundlagen der Musik, Leipzig und Berlin 1924; K. E. Schumann, Akustik, Breslau 1925.

Die in der vierten Spalte angeschriebenen Verhältnisse zwischen dem zweiten und dritten Tone der betreffenden Kombination lassen erkennen, daß nur vier von ihnen zu einem wohlklingenden Akkord geeignet sind. Schreiben wir diese vier Akkorde heraus und ersetzen die weniger übersichtlichen Brüche durch ganze Zahlen, die in demselben Verhältnis stehen, so erhalten wir:

I. $1 : {}^5/_4 : {}^3/_2 = 4 : 5 : 6 = 16 : 20 : 24$ Durgrundakkord (Durdreiklang).

II. $1 : {}^6/_5 : {}^3/_2 = {}^1/_6 : {}^1/_5 : {}^1/_4 = 10 : 12 : 15$ Mollgrundakkord (Molldreiklang).

III. $1 : {}^4/_3 : {}^5/_3 = 3 : 4 : 5 = 12 : 16 : 20$ Durquartsextakkord.

IV. $1 : {}^5/_4 : {}^5/_3 = {}^1/_5 : {}^1/_4 : {}^1/_3 = 12 : 15 : 20$ Mollterzsextakkord (Mollsextakkord).

Um diese vier Akkorde und noch zwei andere, die aus ihnen durch „Umkehrung“ hervorgehen, herzustellen, benötigt man aber nur zwei Reihen von Tönen, wie das folgende Schema zeigt:

Dur: 10 12 16 20 24

Quartsextakkord

Terzsextakkord Grundakkord

Moll: 10 12 15 20 24

Terzsextakkord

Grundakkord Quartsextakkord.

Die beiden noch fehlenden Akkorde sind also:

V. $1 : {}^6/_5 : {}^8/_5 = 5 : 6 : 8 = 10 : 12 : 16$ Durterzsextakkord (Dursextakkord).

VI. $1 : {}^4/_3 : {}^8/_5 = {}^1/_8 : {}^1/_6 : {}^1/_5 = 15 : 20 : 24$ Mollquartsextakkord.

Unter der Umkehrung eines Akkordes versteht man in der Musik die Vertauschung des tiefsten Tones desselben mit seiner höheren Oktave. Die Herkunft der etwas inkonsequenten Bezeichnung ist aus obigem zu entnehmen.

Die beiden Grundakkorde, die als Dur- und Molldreiklang im engeren Sinne bezeichnet werden, bilden den Ausgangspunkt zur Entwicklung der beiden Tonleitern. Ihr charakteristischer Unterschied besteht in der Terz. Für Dur ist die große Terz ${}^5/_4$, für Moll die kleine Terz ${}^6/_5$ als zweiter Ton vorhanden.

Die Entwicklung der Durskala wäre nun nach Chladni[1]) so zu denken:

Man setzt an den Durakkord oben und unten je zwei Töne an von solcher Höhe, daß sie mit ihrem Nachbarton nach unten und oben wiederum je einen Durakkord bilden; nämlich:

$$\begin{array}{ccccccccccc} & & & & & & 1 & {}^5/_4 & {}^3/_2 & & \\ & {}^2/_3 & & {}^5/_6 & & & & & & {}^{15}/_8 & {}^9/_4 \\ \hline {}^2/_3 & & {}^5/_6 & & 1 & & {}^5/_4 & {}^3/_2 & {}^{15}/_8 & & {}^9/_4 \end{array}$$

[1]) E. F. F. Chladni, Die Akustik, Leipzig 1802 (Neudruck 1832), § 16 und 22

(Der Ton 1 wird Tonica, $^3/_2$ die Oberquint oder Dominante, $^2/_3$ die Unterquint oder Subdominante genannt.) Aus dieser Kette dreier Durdreiklänge, von denen je zwei einen Ton gemeinsam haben, überträgt man alle Töne, die außerhalb der Grenzen der Oktave 1 bis 2 liegen, nach entsprechender Verdopplung bzw. Halbierung in die Oktave hinein. So erhält man die Durskala:

$$1 \quad {}^9/_8 \quad {}^5/_4 \quad {}^4/_3 \quad {}^3/_2 \quad {}^5/_3 \quad {}^{15}/_8 \quad 2.$$

Ähnlich entsteht die Mollskala nach folgendem Schema [1]):

$$\begin{array}{ccccccccccc}
 & & & & 1 & {}^6/_5 & {}^3/_2 & & & & \\
 & {}^2/_3 & & {}^4/_5 & & & & & {}^9/_5 & & {}^9/_4 \\
\hline
 & {}^2/_3 & & {}^4/_5 & 1 & {}^6/_5 & {}^3/_2 & {}^9/_5 & & {}^9/_4 & \\
1 & & {}^9/_8 & & {}^6/_5 & {}^4/_3 & {}^3/_2 & & {}^8/_5 & {}^9/_5 & 2.
\end{array}$$

Ist es auch vielleicht nicht nachweisbar, daß die beiden Skalen sich historisch so entwickelt haben, so ist die gegebene Herleitung doch sehr geeignet, begreiflich zu machen, daß sie den Anforderungen der harmonischen Musik gut entsprechen, da sie aus Akkorden aufgebaut sind.

Das für die Mollskala charakteristische Intervall $^6/_5$ ist an der Grenze der Konsonanz und wurde in älterer Zeit nicht für zulässig gehalten. Gerade dieser Umstand ist für den musikalischen Charakter der Molltonarten von entscheidendem Einfluß. Die Verschiedenheit des Charakters der beiden Tongeschlechter (Dur für kräftige, klare, freudige, in sich geschlossene, fertige Stimmungen, Moll für traurige, unfertige, unklare, rätselvolle, unheimliche, mystische Stimmungen passend) wird in allen Werken über Musiktheorie und Tonpsychologie behandelt [2]). Hier muß dieser Hinweis genügen, da für uns die physikalischen Gesetze ihres Aufbaues das Wesentliche sind [3]).

[1]) Die so theoretisch abgeleitete „melodische" Mollskala wird in der praktischen Musik nur in absteigender Melodie verwendet. Für aufsteigende Melodie werden die Töne $^8/_5$ durch $^5/_3$ und $^9/_5$ durch $^{15}/_8$ ersetzt, so daß die Skala lautet:

$$1 \quad {}^9/_8 \quad {}^6/_5 \quad {}^4/_3 \quad {}^3/_2 \quad {}^5/_3 \quad {}^{15}/_8 \quad 2.$$

Sie besteht aus der unteren Hälfte der Mollskala und der oberen Hälfte der Durskala. Diese Abänderungen beruhen auf praktischen Gründen, deren Erörterung über den Rahmen unseres Buches hinausgehen würde. Als „harmonische" Mollskala ist daneben in auf- und absteigender Melodie die folgende im Gebrauch:

$$1 \quad {}^9/_8 \quad {}^6/_5 \quad {}^4/_3 \quad {}^3/_2 \quad {}^8/_5 \quad {}^{15}/_8 \quad 2,$$

in welcher der Ton $^9/_5$ durch $^{15}/_8$ ersetzt ist.

[2]) Eine solche Charakteristik gibt z. B. H. v. Helmholtz, Lehre von den Tonempfindungen, S. 489.

[3]) Eine eigenartige Auffassung des Charakters beider Tongeschlechter und ihres Verhältnisses zueinander ist von A. v. Oettingen in seinem Buche „Harmoniesystem in dualer Entwicklung" (2. Aufl. als „Duales Harmoniesystem" bezeichnet, vgl. S. 100) entwickelt worden. Danach wäre das Mollsystem gewissermaßen als Spiegelbild des Dursystems aufzufassen, indem Durakkorde und Durskalen von

§ 31. Erweiterung der Tonleiter. Enharmonische Töne. Eine Betrachtung der Dur- und Mollskala auf S. 125 zeigt, daß die Intervalle je zweier aufeinander folgenden Töne drei verschiedene Werte haben, nämlich:

$$^{9}/_{8},\quad ^{10}/_{9},\quad ^{16}/_{15}.$$

Nun ist

$$^{10}/_{9} = {}^{9}/_{8} \cdot {}^{80}/_{81} \quad \text{und} \quad {}^{16}/_{15} = {}^{10}/_{9} \cdot {}^{24}/_{25} = {}^{9}/_{8} \cdot {}^{24}/_{25} \cdot {}^{80}/_{81}.$$

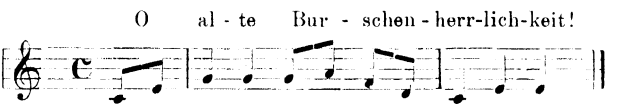
Man nennt das Intervall $^{9}/_{8}$ einen „großen ganzen Ton"; also ist beispielsweise der Ton *d* um einen großen ganzen Ton höher als *c*. Das Intervall $^{10}/_{9}$ wird ein „kleiner ganzer Ton" genannt. Es unterscheidet sich von dem vorigen um $^{80}/_{81}$ oder um ein „syntonisches Komma"; das Intervall $^{16}/_{15}$ wird ein „großer oder diatonischer halber Ton", das Intervall $^{25}/_{24}$ ein „kleiner oder chromatischer halber Ton" genannt. Kürzer sagt man „großer" und „kleiner Ganzton" bzw. „großer" und „kleiner Halbton".

Da $^{10}/_{9} = {}^{16}/_{15} \cdot {}^{25}/_{24}$ ist, so kann man sagen, das Intervall des kleinen ganzen Tones kann in zwei Intervalle zerlegt werden, wovon das eine der große halbe, das andere der kleine halbe Ton ist. Diese Bezeichnungsweise ist zwar nicht glücklich gewählt, einmal, weil sie zu der unrichtigen Vorstellung verleiten kann, daß die sogenannten halben Töne wirklich halb so große Tonstufen vorstellen als die ganzen Töne, dann auch, weil sie zwei verschiedene Einheiten für den „ganzen Ton" annimmt; da jedoch diese Bezeichnung allgemein gebraucht wird, mußten wir sie hier auch mitteilen. Es folgen also in den beiden gebräuchlichen Tonleitern die einzelnen Töne in wechselnden Intervallen von großen ganzen, kleinen ganzen und großen halben Tönen. Diese Ungleichheit der Tonstufen hat gewisse Folgen, die wir jetzt erläutern wollen.

Will man, von einem willkürlich gewählten Tone ausgehend, eine beliebige Melodie hervorbringen, so gelingt dies leicht, falls man ein musikalisches Instrument hat, das wie die menschliche Stimme oder die Violine und andere Streichinstrumente innerhalb seines Tonumfanges Töne jeder beliebigen Schwingungszahl hervorzurufen gestattet. Nicht so bei den übrigen Instrumenten, welche nur eine beschränkte Anzahl von Tönen vorausbestimmter Tonhöhe geben, wie z. B. Orgel, Harmonium, Klavier, Gitarre, Zither und alle Blasinstrumente. Wir wollen dies durch ein Beispiel erläutern. Der Anfang der Melodie des allbekannten Studentenliedes: „O alte Burschenherrlichkeit! Wohin bist Du entschwunden?" besteht aus folgender Tonreihe, die in Noten-

einem tieferen Grundton (Tonica) nach oben steigen, die entsprechenden zum gleichen Ausgangston gehörenden Mollakkorde und Mollskalen aber von diesem (Phonica genannt) genau spiegelbildlich in den gleichen Schritten wie jene nach abwärts gehen. Die Skala des so erhaltenen „phonischen Geschlechts" unterscheidet sich aber von unserer „harmonischen" Mollskala dadurch, daß die Sekunde um einen Halbton vertieft ist.

schrift in C-Dur mit daruntergeschriebenen Tonbezeichnungen und Intervallen gegen den Grundton *c* angegeben ist.



c	*e*	*g*	*g*	*g*	*a*	*f*	*d*	*c*	*e*	*c*
1	$^5/_4$	$^3/_2$	$^3/_2$	$^3/_2$	$^5/_3$	$^4/_3$	$^9/_8$	1	$^5/_4$	$^5/_4$

. . . . . (1)

Diese Melodie kann also auf jedem Instrument gespielt werden, das die Durtonleiter enthält, wenn man nur mit dem für *c* bestimmten Tone beginnt. Es würden z. B. die weißen (Unter-)Tasten des Klaviers, welche die Reihe der Durskala enthalten, dazu ausreichen, falls man mit der Taste für *c* beginnt.

Wollte man nun aber die ganze Melodie um eine Quinte höher spielen, also die Schwingungszahlen sämtlicher Töne im Verhältnis von 2 auf 3 vergrößern, so wäre eine Reihe von Tönen erforderlich, die aus obiger durch Multiplikation mit $^3/_2$ hervorgeht.

Diese wäre:

$^3/_2$	$^{15}/_8$	$^9/_4$	$^9/_4$	$^9/_4$	$^5/_2$	2	$^{27}/_{16}$	$^3/_2$	$^{15}/_8$	$^{15}/_8$
g	*h*	*d'*	*d'*	*d'*	*e'*	*e'*		*g*	*h*	*h*

. . . (2)

Wie man sieht, sind mit einer Ausnahme alle erforderlichen Töne in der Durtonleiter vorhanden, wenn man die nächst höhere Oktave, deren Töne wir mit *c' d' e'* ... bezeichnen, zu Hilfe nimmt. Man könnte also alle erforderlichen Töne auf den weißen Tasten des Klaviers finden, indem man mit der Taste für *g* beginnt, nur den achten nicht, dessen Höhe $^{27}/_{16}$ in der Durtonleiter nicht vorkommt. Nun ist aber $^{27}/_{16} = {}^5/_3 . {}^{81}/_{80}$; der Ton $^{27}/_{16}$ unterscheidet sich also von dem Tone $^5/_3$, das ist von dem *a* der Durskala, nur um das Intervall $^{81}/_{80}$, also um ein Komma, von dem man behauptet, daß es für das Gehör der meisten Menschen als unmerkbar klein nicht in Betracht komme. Lassen wir uns diese Vernachlässigung gefallen, so können wir obige Melodie um eine Quinte höher mittels der Töne

g h d' d' d' e' c' (a) g h h . . . . . (3)

wiedergeben. Das hier nur annähernd richtige *a* der C-Durleiter ist aus diesem Grunde eingeklammert.

Wollten wir aber z. B. statt um eine Quinte nur um eine Terz in die Höhe gehen, also die Melodie von der Taste für *e* anfangend spielen, so würden wir selbst bei der Vernachlässigung eines Komma mit den Tönen der Durskala nicht ausreichen, also auf den weißen Tasten des Klaviers die Melodie nicht unverändert spielen können. Denn multiplizieren wir die Reihe (1) mit $^5/_4$, so erhalten wir die Tonhöhen:

$^5/_4$	$^{25}/_{16}$	$^{15}/_8$	$^{15}/_8$	$^{15}/_8$	$^{25}/_{12}$	$^5/_3$	$^{45}/_{32}$	$^5/_4$	$^{25}/_{16}$	$^{25}/_{16}$
e		*h*	*h*	*h*		*a*		*e*		

. . (4)

Von diesen Tönen sind aber nur die mit den Buchstaben *e*, *a*, *h* bezeichneten vorhanden. Wir brauchen also drei neue Töne, zu deren Herstellung die schwarzen (Ober-)Tasten des Klaviers bestimmt sind.

Wir wollen jedoch diese Aufgabe allgemein lösen, nämlich alle Töne berechnen, die wir brauchen, um irgend eine beliebige, im Dursystem komponierte Melodie von jedem der sieben Töne der Skala aus spielen zu können. Wir erhalten die neuen Tonreihen, indem wir die Zahlen der ursprünglichen Reihen nacheinander mit $^9/_8$, $^5/_4$, $^4/_3$ ... bis $^{15}/_8$ multiplizieren. Die nachfolgende Tabelle enthält die Resultate dieser Rechnung; die neuen, rechteckig eingerahmten Tonreihen sind so untereinander gestellt, daß die genau oder angenähert gleich hohen Töne senkrecht untereinander liegen. Die über die ursprüngliche Oktave hinaus erhöhten Töne sind nach Halbierung in die entsprechende Stelle dieser Oktave eingesetzt. Die Buchstaben der ersten Kolumne geben den Ton an, von dem jede neue Skala ausgeht.

Berechnung der relativen Tonhöhen zur Erweiterung der Durskala.

	c	*d*	*e*	*f*	*g*	*a*	*h*	*c'*	*d'*	*e'*	*f'*	*g'*	*a'*
c	1	9/8	5/4	4/3	3/2	5/3	15/8						
d	135/128	9/8	81/64	45/32	3/2	27/16	15/8	135/64					
e	25/24	75/64	5/4	45/32	25/16	5/3	15/8	25/12	75/32				
f	1	10/9	5/4	4/3	3/2	5/3	16/9	2	20/9	5/2			
g	1	9/8	5/4	45/32	3/2	27/16	15/8	2	9/4	5/2	45/16		
a	25/24	10/9	5/4	25/18	25/16	5/3	15/8	25/12	20/9	5/2	25/9	25/8	
h	135/128	75/64	5/4	45/32	25/16	225/128	15/8	135/64	75/32	5/2	45/16	25/8	225/64

Bevor wir die Ergebnisse dieser Tabelle der Besprechung unterziehen, wollen wir noch berechnen, welche Töne wir benötigen, um auch nach dem Mollsystem von den sieben ursprünglichen Tönen aus die Skala aufbauen zu können. Die folgende Tabelle enthält die Resultate dieser Rechnung; sie ist ganz analog der obigen für das Dursystem abgeleiteten Tabelle gestaltet.

Berechnung der relativen Tonhöhen zur Erweiterung der Mollskala.

	c	*d*	*es*	*f*	*g*	*as*	*b*	*c'*	*d'*	*es'*	*f'*	*g'*	*as'*
c	1	9/8	6/5	4/3	3/2	8/5	9/5						
d	81/80	9/8	81/64	27/20	3/2	27/16	9/5	81/40					
es	24/25	27/25	6/5	27/20	36/25	8/5	9/5	48/25	54/25				
f	1	16/15	6/5	4/3	3/2	8/5	16/9	2	32/15	12/5			
g	1	9/8	6/5	27/20	3/2	27/16	9/5	2	9/4	12/5	27/10		
as	24/25	16/15	6/5	32/25	36/25	8/5	9/5	48/25	32/15	12/5	64/25	72/25	
b	81/80	27/20	6/5	27/20	36/25	81/50	9/5	81/40	54/25	12/5	27/10	72/25	81/25

Sämtliche auf diese Weise zur Ergänzung der Dur- und Mollskala benötigten Töne, die sogenannten enharmonischen erhöhten und vertieften Töne, sind in der folgenden Tabelle nach der Tonhöhe geordnet zusammengestellt [1]).

Diese Tabelle enthält in der ersten Spalte die Angabe, ob der betreffende Ton durch die Erweiterung der Dur- oder der Mollskala oder beider erforderlich wird; dann folgt die Vertikalreihe der in den vorigen beiden Tabellen erhaltenen relativen Schwingungszahlen in Bruchform. Die nächste Vertikalreihe enthält dieselben Werte zerlegt in Faktoren, aus denen man die Verhältnisse erkennt, in welchen die neuen Töne zu den ursprünglichen stehen. Man sieht, daß unter diesen Faktoren außer den ursprünglichen Intervallen der Durtonleiter

$$1,\ {}^{9}/_{8},\ {}^{5}/_{4},\ {}^{4}/_{3},\ {}^{3}/_{2},\ {}^{5}/_{3},\ {}^{15}/_{8},\ 2$$

nur noch das Intervall des sogenannten kleinen halben Tones ${}^{25}/_{24}$ und des syntonischen Komma ${}^{81}/_{80}$ neben deren Reziproken vorkommen. Die übrigen Bestandteile der Tabelle sollen im nächsten Paragraphen besprochen werden.

[1]) Ihre Zahl wird noch größer, wenn man auch von den so gewonnenen neuen Tönen (den enharmonischen Tönen) die diatonischen Skalen aufbauen will. Man gelangt dann zu doppelt erhöhten (*cisis*, *disis*, *eisis*, *fisis*, *gisis*, *aisis*, *hisis*) und doppelt vertieften Tönen (*ceses*, *deses*, *eses*, *feses*, *geses*, *asas*, *bb* statt *heses*). Erhöhungszeichen 𝄪 oder ×, Vertiefungszeichen 𝄫. Diese Töne fallen aber nahe zusammen mit ursprünglichen Haupttönen und einfach erhöhten bzw. vertieften Haupttönen.

Erweiterung der Tonleiter.

Tonsystem	Relative Schwingungszahlen	und deren Zerlegung in Intervalle	Bezeichnung	Relative Schwingungszahlen in Dezimalbrüchen: bei reiner Stimmung	bei gleichschwebend temperierter Stimmung
Dur, Moll	1	$= 1 \cdots\cdots$	c	1,000 00	1,000 00
Moll	$\frac{81}{80}$	$= 1 \cdot \frac{81}{80} \cdots$			
Dur	$\frac{25}{24}$	$= 1 \cdot \frac{25}{24} \cdots$	♯ c = cis	1,041 66	1,059 46
Dur	$\frac{135}{128}$	$= 1 \cdot \frac{25}{24} \cdot \frac{81}{80}$			
Moll	$\frac{16}{15}$	$= \frac{9}{8} \cdot \frac{24}{25} \cdot \frac{80}{81}$			
Moll	$\frac{27}{25}$	$= \frac{9}{8} \cdot \frac{24}{25} \cdots$	♭ d = des	1,080 00	
Dur	$\frac{10}{9}$	$= \frac{9}{8} \cdot \frac{80}{81} \cdots$			
Dur, Moll	$\frac{9}{8}$	$= \frac{9}{8} \cdots\cdots$	d	1,125 00	1,122 46
Dur	$\frac{75}{64}$	$= \frac{9}{8} \cdot \frac{25}{24} \cdots$	♯ d = dis	1,171 87	1,189 21
Moll	$\frac{6}{5}$	$= \frac{5}{4} \cdot \frac{24}{25} \cdots$	♭ e = es	1,200 00	
Dur	$\frac{5}{4}$	$= \frac{5}{4} \cdots\cdots$	e	1,250 00	1,259 92
Dur, Moll	$\frac{81}{64}$	$= \frac{5}{4} \cdot \frac{81}{80} \cdots$			
Moll	$\frac{32}{25}$	$= \frac{4}{3} \cdot \frac{24}{25} \cdots$	♭ f = fes	1,280 00	
**	$\frac{125}{96}$	$= \frac{5}{4} \cdot \frac{25}{24} \cdots$	♯ e = eis	1,302 08	1,334 84
Dur, Moll	$\frac{4}{3}$	$= \frac{4}{3} \cdots\cdots$	f	1,333 33	
Moll	$\frac{27}{20}$	$= \frac{4}{3} \cdot \frac{81}{80} \cdots$			
Dur	$\frac{25}{18}$	$= \frac{4}{3} \cdot \frac{25}{24} \cdots$	♯ f = fis	1,388 89	1,414 21
Dur	$\frac{45}{32}$	$= \frac{4}{3} \cdot \frac{25}{24} \cdot \frac{81}{80}$			
Moll	$\frac{36}{25}$	$= \frac{3}{2} \cdot \frac{24}{25} \cdots$	♭ g = ges	1,440 00	
Dur, Moll	$\frac{3}{2}$	$= \frac{3}{2} \cdots \cdots$	g	1,500 00	1,498 31
Dur	$\frac{25}{16}$	$= \frac{3}{2} \cdot \frac{25}{24} \cdots$	♯ g = gis	1,562 50	1,587 40
Moll	$\frac{8}{5}$	$= \frac{5}{3} \cdot \frac{24}{25} \cdots$	♭ a = as	1,600 00	
Moll	$\frac{81}{50}$	$= \frac{5}{3} \cdot \frac{24}{25} \cdot \frac{81}{80}$			
Dur	$\frac{5}{3}$	$= \frac{5}{3} \cdots\cdots$	a	1,666 67	1,681 79
Dur, Moll	$\frac{27}{16}$	$= \frac{5}{3} \cdot \frac{81}{80} \cdots$			
*	$\frac{125}{72}$	$= \frac{5}{3} \cdot \frac{25}{24} \cdots$	♯ a = ais	1,736 11	1,781 80
Dur	$\frac{225}{128}$	$= \frac{5}{3} \cdot \frac{25}{24} \cdot \frac{81}{80}$			
Moll	$\frac{9}{5}$	$= \frac{15}{8} \cdot \frac{24}{25} \cdots$	b	1,800 00	
Dur, Moll	$\frac{16}{9}$	$= \frac{15}{8} \cdot \frac{24}{25} \cdot \frac{81}{80}$			
Dur	$\frac{15}{8}$	$= \frac{15}{8} \cdots\cdots$	h	1,875 00	1,887 75
Moll	$\frac{48}{25}$	$= 2 \cdot \frac{24}{25} \cdots$	♭ c = ces	1,920 00	
**	$\frac{125}{64}$	$= \frac{15}{8} \cdot \frac{25}{24} \cdots$	♯ h = his	1,953 13	2,000 00
Dur, Moll	2	$= 2 \cdots\cdots$	c′	2,000 00	

§ 32. Reduktion der Tonleiter, ungleichschwebende und gleichschwebende musikalische Temperatur, chromatische Skala. Die Beibehaltung der sämtlichen 30 bzw. mehr Töne innerhalb der Oktave, auf die wir im vorigen Paragraphen geführt wurden, scheitert an der Schwierigkeit, welche die Herstellung und Handhabung von Instrumenten für die allgemeine Musikpraxis bereiten würde, auf denen eine solche Anzahl vorausgebildeter Töne vorhanden wäre [1]). Die menschliche Stimme und die Violine würden also keine Reduktion der Tonleiter erfordern, wohl aber z. B. die Orgel, das Klavier, die Harfe usw.

Die praktische Musik erlaubt sich daher nachfolgende Vereinfachungen. Die erste besteht darin, daß man das Komma vernachlässigt. Man setzt also z. B. für den Ton $^{81}/_{80}$ den Ton 1, für $1 . {}^{25}/_{24} . {}^{81}/_{80}$ den Ton $1 . {}^{25}/_{24}$ usf. Die Töne, welche so an Stelle der mit Komma behafteten treten, sind mit einer Ausnahme sämtlich zuvor vorhanden: nur der Ton $^{5}/_{3} . {}^{25}/_{24}$ fehlt und wird daher der Konsequenz wegen eingeschaltet. (In der Tabelle mit * bezeichnet.) Die Tabelle enthält dann noch folgende Töne: Erstens die ursprünglichen Töne der Durskala, die mit den Buchstaben *c, d, e, f, g, a, h, c'* bezeichnet werden, dann Töne, welche aus diesen durch Erhöhung um das Intervall $^{25}/_{24}$ entstehen und mit den Bezeichnungen [2]) $\sharp c = cis$, $\sharp d = dis$, $\sharp f = fis$ usw. versehen werden, endlich Töne, welche aus den ursprünglichen durch Vertiefung um das Intervall $^{24}/_{25}$ entstehen; diese werden durch die Bezeichnungen $\flat d = des$, $\flat e = es$, $\flat f = fes$ usw. unterschieden. Die Töne $^{5}/_{4} . {}^{25}/_{24} = \sharp e = eis$ und $^{15}/_{8} . {}^{25}/_{24} \sharp h = his$ (in der Tabelle mit ** bezeichnet) werden durch obige Ableitung nicht erhalten, sind daher nachträglich eingefügt, um das System der um den Halbton erhöhten und vertieften Haupttöne konsequent zu ergänzen.

Übersichtlich zusammengestellt sind hiernach folgende Töne vorhanden:

Vertiefte Töne	Ursprüngliche Töne der Durskala	Erhöhte Töne
(♭ c = ces)	c	♯ c = cis
♭ d = des	d	♯ d = dis
♭ e = es	e	♯ e = eis
♭ f = fes	f	♯ f = fis
♭ g = ges	g	♯ g = gis
♭ a = as	a	♯ a = ais
♭ h = b	h	♯ h = his
♭ c' = ces'	c'	(♯ c' = cis')

[1]) Vorschläge hierfür sind mehrfach (Mercator-Bosanquet, v. Helmholtz, Appun, Tanaka, Eitz, Steiner, v. Oettingen u. a.) gemacht und im einzelnen auch mit Erfolg ausgeführt worden. In erster Linie eignet sich das Harmonium dafür, da es mit seinen Metallzungen Dauertöne gibt, deren Höhe von äußeren Einflüssen (z. B. Erwärmung usw.) sehr wenig verändert wird.

[2]) Die Zeichen ♯ (Kreuz), × oder 𝄪 (Doppelkreuz), ♭ und 𝄫 (Doppel-B) heißen **Versetzungszeichen.** Das früher als Notenzeichen (vgl. Anmerkung 2 auf S. 125) benutzte ♮ bedeutet in der modernen Musik Wegfall einer Erhöhung oder Vertiefung, also Rückkehr zum ursprünglichen Tone.

Von diesen Tönen liegen *ces* und *cis'* außerhalb der Oktave. Bezüglich der inkonsequenten Bezeichnung *b* statt *hes* gibt die Anmerkung 2, S. 125 Aufschluß. Die Töne *fes* und *eis*, sowie *ces'* und *his* greifen übereinander, d. h. das um den kleinen Halbton erhöhte *e* (bzw. *h*) ist höher als das ebensoviel vertiefte *f* (bzw. *c'*).

Einschließlich der Oktave besteht demnach das so vereinfachte Tonsystem aus 22 Tönen in der Oktave, die hinreichen würden, um, zwar nicht rein, aber doch mit keiner größeren Ungenauigkeit, als die Vernachlässigung eines syntonischen Komma mit sich bringt, alle Melodien von jedem Tone der Dur- oder Mollskala anfangend spielen zu können.

Aber auch die Zahl von 22 Tönen erschien noch zu groß. Eine weitere Einschränkung auf nur 13 Töne (einschließlich der Oktave) wurde dadurch erzielt, daß man die mehrfachen zwischen den ursprünglichen ganzen Tönen eingeschalteten Zwischentöne durch je einen ersetzte. Demgemäß wird an den betreffenden musikalischen Instrumenten für *cis* und *des*, *dis* und *es*, *e* und *fes*, *eis* und *f*, *fis* und *ges*, *gis* und *as*, *ais* und *b*, *h* und *ces*, *his* und *c'* nur je ein Ton mittlerer Höhe eingesetzt (enharmonische Verwechslung, Vertauschung, Umdeutung). Die dadurch entstehenden Unreinheiten der Stimmung suchte man möglichst zu mildern, zu „temperieren". Dazu wurden entweder z. B. die Quinten des Grundtones als empfindlichste Intervalle rein gestimmt und die erforderlichen Abweichungen auf die übrigen Intervalle je nach dem Grade ihrer Verwandtschaft zum Grundton verteilt (ungleichschwebende Temperatur) oder es wurden sämtliche 12 Intervalle der Oktave einander völlig gleich gemacht (gleichschwebende Temperatur). Die Größe eines solchen Intervalles ergibt sich, da die Oktave das Produkt von 12 Intervallen ist, aus der Gleichung

$$i = \sqrt[12]{2} = 1{,}05946.$$

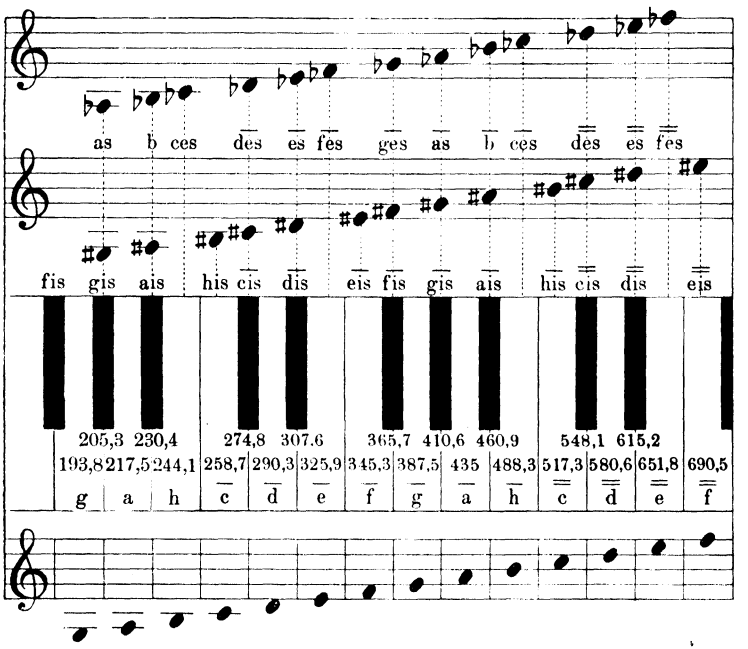
Die hieraus berechneten relativen Schwingungszahlen bei gleichschwebender Temperatur sind in der letzten Vertikalreihe der Tabelle auf S. 133 aufgeführt und gestatten durch ihre Vergleichung mit den daneben stehenden Zahlen der reinen Stimmung ein Urteil über die Größe ihrer Abweichungen.

Die aus 12 Intervallen von je einem halben Tone zusammengesetzte Skala wird chromatische Tonleiter genannt. Dabei werden die in die diatonische Tonleiter neu eingefügten Halbtöne gewissermaßen als nur abweichend gefärbte Töne (griech. $\chi\varrho\tilde{\omega}\mu\alpha$ = Farbe) der ursprünglichen siebenstufigen Leiter angesehen.

Dieselbe Bezeichnung wird auch auf die 12 Halbtöne der gleichschwebend temperierten Skala angewandt, bei welcher der Unterschied zwischen *cis* und *des*, *dis* und *es* usw. von vornherein wegfällt. Die zwölfstufige gleichschwebende Skala, zuerst um 1700 von dem Halberstädter Organisten Andreas Werckmeister und dem Königsberger Johann Georg Neidhard ernsthaft vorgeschlagen, gelangte durch die für das „wohltemperierte Klavier" geschriebenen Kompositionen Sebastian Bachs zur Herrschaft; sie ist trotz gewisser beim Zusammenklang von Tönen sich offenbarenden Mängel

(geringerer Glanz und Wohlklang der Akkorde als bei reiner Stimmung) die für Instrumente mit festen Tönen, insbesondere also Tasteninstrumente, praktisch brauchbarste Skala. Sie allein ermöglicht die freie Modulation aus einer Tonart in andere hinein und wieder zurück, da wegen der gleichen Intervalle ihrer Glieder jedes derselben als Grundton einer immer gleichgebauten Skala dienen kann, so daß die verschiedenen Tonarten sich nur durch die absolute Höhe unterscheiden und keine irgendwie bevorzugt oder

Fig. 59.



Schematisches Bild der Klaviatur.

benachteiligt ist. Aber wegen der unvermeidlichen kleinen Abweichungen von der Reinheit der Intervalle bei Akkorden bleibt sie immerhin ein Kompromiß[1]).

Die zwölfstufige Tastatur (Klaviatur), sieben weiße Untertasten und fünf schwarze Obertasten in jeder Oktave, zeigt Fig. 59 für zwei Oktaven vom kleinen f bis zum zweigestrichenen f nebst den zugehörigen Noten, die im Violin- oder G-Schlüssel aufgeschrieben sind.

§ 33. Absolute Schwingungszahlen der Töne. Nach § 3 ds. Kap. ist

$$n = c/\lambda,$$

d. h. wir finden die Schwingungszahl eines Tones, indem wir seine Fortpflanzungsgeschwindigkeit durch seine Wellenlänge (in demselben Medium) dividieren.

[1]) Ausführlicheres in dem oben zitierten Werke von Helmholtz und den anderen früher genannten musiktheoretischen Werken.

Für Luft ist bei 0° C $c = 330{,}8$ m/sec; folglich

$$n = \frac{330{,}8}{\lambda}.$$

Die Wellenlänge eines Tones in Luft ist aber nach Kap. I, § 14 gleich der vierfachen Länge einer mit Luft angeblasenen gedackten Pfeife, die ihn als ihren Grundton gibt.

Der tiefste Ton, welcher in der Musik zur Anwendung kommt, ist der Grundton einer gedackten 5,17 m (ungefähr 16 Fuß) langen Orgelpfeife. Für diesen Ton ist also $\lambda = 20{,}68$ m, folglich seine Schwingungszahl

$$n = \frac{330{,}8}{20{,}68} = 16.$$

Dieser tiefste Ton einer früher als sechzehnfüßig bezeichneten gedackten Pfeife wird mit C oder zweckmäßiger (nach Sondhauss) mit c^{-3} bezeichnet. Demgemäß entsprechen den höheren Oktaven die folgenden Bezeichnungen und Schwingungszahlen[1]).

Das Subkontra	$C = c^{-3}$	od.	C	od.	$C_{,,}$	hat	16	Schwing.	i.	d.	Sek.	(Hertz)
„ Kontra	$C = c^{-2}$	„	C	„	$C_{,}$	„	32	„	„	„	„	„
„ große	$C = c^{-1}$	„	C	„	C	„	64	„	„	„	„	„
„ kleine	$C = c^{0}$	„	c	„	c	„	128	„	„	„	„	„
„ eingestrichene	$C = c^{1}$	„	c	„	c'	„	256	„	„	„	„	„
„ zweigestrichene	$C = c^{2}$	„	c	„	c''	„	512	„	„	„	„	„

usf.

Die hier angegebenen, nach den Potenzen von zwei fortschreitenden Tonhöhen sind von Sauveur vorgeschlagen und von Chladni angenommen worden. Nach der sehr bequemen Sondhausschen Bezeichnung, bei der übrigens die Indizes auch unten statt oben gesetzt werden können, erhält man die absolute Schwingungszahl irgend eines Tones, indem man sich zu dem Exponenten die Basis 2 denkt und dazu als Faktor die Schwingungszahl dieses Tones aus der kleinen Oktave setzt.

So findet man z. B. die Schwingungszahl von

$$c^3 = c \cdot 2^3 = 128 \cdot 8 = 1024,$$

ebenso findet man

$$a^1 = a \cdot 2^1 = {}^5/_3 \cdot c \cdot 2 = {}^5/_3 \cdot 128 \cdot 2 = 426^2/_3.$$

Man nennt diese Stimmung die physikalische. Sie bietet für die Berechnung manche Bequemlichkeit. Nach ihr ergibt sich für das sogenannte Stimmgabel-a der eingestrichenen Oktave, also die reine große Sexte a^1 von c^1, wie eben gezeigt wurde, die Schwingungszahl

$$256 \cdot \frac{5}{3} = 426^2/_3.$$

[1]) Die in der Musik üblichen Benennungen „kleines c, großes C, kleine Oktave, eingestrichene Oktave“ usw. erklären sich durch die danebenstehenden Buchstabenbezeichnungen. Die tiefsten, dem Kontrabaß entsprechenden Oktaven heißen Kontra- und Subkontra- (Doppelkontra-) Oktave Die Striche werden zuweilen auch links an die Buchstaben gesetzt, die Zahlenindizes auch unten. Die französischen und italienischen Bezeichnungen siehe in den Tabellen auf S. 138 und 139.

Tabelle

der absoluten Schwingungszahlen der reinen Durskala nach der physikalischen Stimmung (Sauveur-Chladni), gegründet auf $c^1 = 256 = 2^8$ Doppelschwingungen, sowie (darunter) der Wellenlängen (in m) in Luft von 15° C unter Annahme einer Schallgeschwindigkeit $c = 340$ m/sec (331,0 m/sec bei 0° C als rundem Wert).

Bezeichnung der französischen und italienischen Musiker	Bezeichnung der deutschen und englischen Musiker	nach Sondhauss	C Ut (Do)	D Re	E Mi	F Fa	G Sol	A La	H Si
$ut_{-2} - si_{-2}$	C — H	$c^{-3} - h^{-3}$	**16** 21,250	18 18,889	20 17,000	$21\frac{1}{3}$ 15,938	24 14,167	$26\frac{2}{3}$ 12,750	30 11,333
$ut_{-1} - si_{-1}$	C — H	$c^{-2} - h^{-2}$	**32** 10,625	36 9,444	40 8,500	$42\frac{2}{3}$ 7,969	48 7,083	$53\frac{1}{3}$ 6,375	60 5,667
$ut_1 - si_1$	C — H	$c^{-1} - h^{-1}$	**64** 5,312	72 4,722	80 4,250	$85\frac{1}{3}$ 3,984	96 3,541	$106\frac{2}{3}$ 3,187	120 2,833
$ut_2 - si_2$	c — h	$c^0 - h^0$	**128** 2,656	144 2,361	160 2,125	$170\frac{2}{3}$ 1,992	192 1,770	$213\frac{1}{3}$ 1,593	240 1,416
$ut_3 - si_3$	c — h	$c^1 - h^1$	**256** 1,328	288 1,180	320 1,062	$341\frac{1}{3}$ 0,996	384 0,885	$426\frac{2}{3}$ 0,796	480 0,708
$ut_4 - si_4$	c — h	$c^2 - h^2$	**512** 0,664	576 0,590	640 0,531	$682\frac{2}{3}$ 0,498	768 0,442	$853\frac{1}{3}$ 0,398	960 0,354
$ut_5 - si_5$	c — h	$c^3 - h^3$	**1024** 0,332	1152 0,295	1280 0,265	$1365\frac{1}{3}$ 0,249	1536 0,221	$1706\frac{2}{3}$ 0,199	1920 0,177
$ut_6 - si_6$	c — h	$c^4 - h^4$	**2048** 0,166	2304 0,147	2560 0,132	$2730\frac{2}{3}$ 0,124	3072 0,110	$3413\frac{1}{3}$ 0,100	3840 0,088

Tabelle

der absoluten Schwingungszahlen nach der internationalen temperierten Stimmung, gegründet auf $a^1 = 435$ Doppelschwingungen (870 einfache Schwingungen).

Bezeichnung der französischen und italienischen Musiker	deutschen und englischen	nach Sondhauss	C	Cis	D	Dis	E	F	Fis	G	Gis	A	Ais	H
			[1]) Ut (Do)	Ut ♯	Ré	Ré ♯	Mi	Fa	Fa ♯	Sol	Sol ♯	La	La ♯	Si
ut_{-2} — si_{-2}	C — H	c^{-3} — h^{-3}	16,165	17,127	18,145	19,225	20,368	21,579	22,862	24,221	25,662	27,188	28,804	30,517
ut_{-1} — si_{-1}	C — H	c^{-2} — h^{-2}	32,331	34,254	36,290	38,449	40,735	43,157	45,723	48,442	51,323	54,375	57,600	61,033
ut_1 — si_1	C — H	c^{-1} — h^{-1}	64,663	68,508	72,581	76,898	81,470	86,314	91,447	96,885	102,646	108,750	115,216	122,067
ut_2 — si_2	c — h	c^0 — h^0	129,326	137,016	145,163	153,796	162,940	172,629	182,895	193,770	205,292	217,500	230,433	244,135
ut_3 — si_3	c — h	c^1 — h^1	258,652	274,033	290,327	307,592	325,881	345,259	365,730	387,541	410,585	**435**	460,866	488,271
ut_4 — si_4	c — h	c^2 — h^2	517,305	548,066	580,655	615,183	651,763	690,519	731,580	775,082	821,171	870	921,733	976,542
ut_5 — si_5	c — h	c^3 — h^3	1034,610	1096,132	1161,310	1230,366	1303,526	1381,038	1463,160	1550,164	1642,342	1740	1843,466	1953,084
ut_6 — si_6	c — h	c^4 — h^4	2069,220	2192,264	2322,620	2460,732	2607,052	2762,076	2926,320	3100,328	3284,684	3480	3686,932	3906,168

[1]) Französische und italienische Bezeichnung; beim Singen wird Do statt Ut gesetzt. Das Zeichen ♯ (Kreuz) heißt franz. dièse, ital. diesi, engl. sharp, holländ. kruis; das Zeichen ♭ Be) heißt franz. bémol, ital. bemolle, engl. flat; also z. B.: cis = ut dièse, c sharp; des = ré bémol, d flat usw.

Die von Scheibler vorgeschlagene und auf der deutschen Naturforscherversammlung zu Stuttgart 1834 angenommene deutsche Stimmung normierte für a^1 die Schwingungszahl 440, der ein $c^1 = 264$ entsprechen würde. Die französische Stimmung, durch ein Dekret vom 16. Februar 1859 gesetzlich eingeführt, normiert für das temperierte a^1 die Schwingungszahl 435[1]). Da für dieses die relative Schwingungszahl (S. 133) 1,68179 beträgt, so ergibt sich hieraus

$$\text{für } c^1 \text{ der Wert } \frac{435}{1{,}68179} = 258{,}652,$$

$$\text{für } c^{-2} \text{ der Wert } 32{,}331.$$

Diese französische Stimmung ist am 18. November 1885 von der in Wien tagenden internationalen Stimmtonkonferenz als internationale Stimmung angenommen worden. Das dadurch festgelegte a_1 ist der internationale Kammerton.

Zur Übersicht über die Schwingungszahlen und Wellenlängen in Luft für die Töne der diatonischen reinen Durskala in physikalischer Stimmung und der chromatischen gleichschwebend temperierten Skala in internationaler Stimmung dienen die beiden Tabellen S. 138 und 139. Bezüglich der französisch-italienischen Benennung der Oktaven sei bemerkt, daß die Kontra-Oktave auch durch $\text{ut}_0 - \text{si}_0$ oder ut — si, die Subkontra-Oktave dann durch $\text{ut}_{-1} - \text{si}_{-1}$ oder Ut — Si bezeichnet wird.

Die erste Tabelle gibt die absoluten Schwingungszahlen sämtlicher Töne der Durskala nach der physikalischen Stimmung, also für $c^1 = 256$, sowie der Wellenlängen dieser Töne in Luft von 15° C, deren Fortpflanzungsgeschwindigkeit = 340 m/sec angenommen wurde. Dabei sind die Schwingungen, wie jetzt üblich, als ganze oder Doppelschwingungen, die Wellenlängen ebenfalls als vollständig (Verdichtung und Verdünnung umfassend) angenommen.

Die zweite Tabelle enthält die absoluten Schwingungszahlen der temperierten chromatischen Tonleiter nach der internationalen Stimmung mit $a^1 = 435$ Doppelschwingungen. Das sind also die in der praktischen Musik geltenden Schwingungszahlen[2]).

[1]) Die gesetzlich normierte Zahl lautet 870, weil in Frankreich nach einfachen Schwingungen, wie beim Sekundenpendel, gerechnet wird.

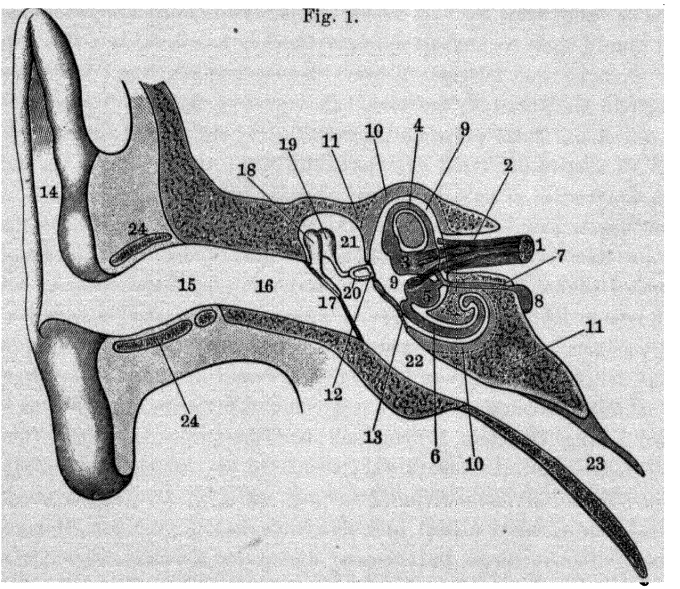
[2]) Beim Singen und beim Violinspielen, wo alle Tonhöhen zu Verfügung stehen, bedient man sich vielfach der reinen Stimmung, da die temperierte nur jenen Instrumenten angepaßt ist, welche vorgebildete Töne haben, wie Klavier, Orgel usw.

Drittes Kapitel.

Das Hören.

§ 1. Das menschliche Ohr. Man unterscheidet drei Hauptteile: Das Außenohr, das Mittelohr (Trommel- oder Paukenhöhle) und das Innenohr (Labyrinth). Fig. 1 gibt ein schematisches Bild[1]). Das Außenohr besteht aus der Ohrmuschel (14) und aus dem Gehörgang (15 und 16), der durch

Fig. 1.



Schematische Zeichnung des menschlichen Ohres.

1 ist der Hörnerv, der durch den inneren Gehörgang (2) zum Labyrinth tritt, 3 ist der Utriculus, 5 der Sacculus, 4 einer der drei Bogengänge, 6 der Ductus cochlearis, 7 der Ductus endolymphaticus, 8 der Saccus endolymphaticus, 9 der perilymphatische Raum, 10 das knöcherne Labyrinth, 11 das Felsenbein, 12 das ovale, 13 das runde Fenster, 14 die Ohrmuschel, 15 und 16 der äußere Gehörgang mit den knorpeligen Begrenzungen bei 24, 17 das Trommelfell, 18 bis 20 Hammer, Amboß und Steigbügel, 21 bis 23 Paukenhöhle und Eustachische Röhre.

das Trommelfell (17) gegen das Mittelohr abgeschlossen ist. Die Länge des Gehörganges beträgt etwa 2,1 bis 2,6 cm, die Größe der Eingangsöffnung etwa 0,33 bis 0,50 cm^2, das Volumen etwa 1 cm^3. Der Eigenton des Gehörganges liegt in der Gegend von c^4 (2048 Schw./sec) bis c^5, bei manchen Per-

[1]) Entnommen aus Nagels Handbuch der Physiologie des Menschen. Braunschweig 1905.

sonen auch etwas tiefer. Sein Einfluß macht sich beispielsweise dadurch bemerkbar, daß ein scharfes Zwitschern gehört wird, wenn dem Ohre gewisse Konsonanten in genügender Stärke dargeboten werden. Dieses Zwitschern rührt von schnellen Schwebungen solcher Partialtöne her, die in der Nähe des Eigentones des Gehörganges liegen. Es kann — namentlich in Männerchören — direkt unleidlich werden, sobald die Aufmerksamkeit darauf gerichtet wird und sobald einige Übung im Heraushören erworben ist. Durch Einführen kleiner Papierröhrchen in den Gehörgang werden wesentliche Änderungen erzielt. Das Trommelfell ist eine ungefähr kreisförmige, nach innen trichterförmig eingezogene Membran, die in einem knöchernen Ringe ziemlich schlaff ausgespannt ist. Der Vertikaldurchmesser beträgt etwa 9 bis 10 mm, der horizontale etwa 7,5 bis 9 mm, die Flächengröße etwa 0,85 cm^2, die Dicke in der Mitte etwa 0,1 mm. Als Eigenton des Trommelfells nebst angehängten Gehörknöchelchen gibt O. Frank nach Versuchen an Leichenohren etwa 1200 Schw./sec an, wobei durch besondere Untersuchungen festgestellt wurde, daß die Verhältnisse am frischen Leichenohre nicht wesentlich andere sind als am lebenden Ohre. Beobachtungen von W. Köhler am Trommelfell des lebenden Menschen haben gezeigt, daß das Trommelfell beim Erklingen eines Tones plötzlich gespannt wird; jedoch scheint nach den bisherigen Versuchen der Grad der Spannung nicht von der Höhe, sondern nur von der Stärke des erregenden Tones abzuhängen.

Die gegen das äußere Ohr durch das Trommelfell, gegen das Innenohr durch die Membran des ovalen (12) und des runden (13) Fensters abgeschlossene Paukenhöhle kommuniziert durch die im Mittel etwa 3,5 cm lange Tuba Eustachii (Ohrtrompete, 22 und 23) mit dem Nasen-Rachenraum. Die im allgemeinen mittels einer sehnigen Membran verschlossene Ohrtrompete wird bei der Ausführung von Schlingbewegungen geöffnet, wodurch etwaige Luftdruckunterschiede zwischen Außenraum und Mittelohr ausgeglichen werden. Die Verbindung zwischen Trommelfell und dem zum Labyrinth führenden ovalen Fenster stellt die Gehörknöchelchenkette her. Der Hammer (18) haftet mit dem Stiel am Trommelfell. Der Steigbügel (20) steckt mit seiner Fußplatte in dem ovalen Fenster, und der Amboß (19) verbindet Hammer und Steigbügel. Der vertikale Durchmesser des ovalen Fensters beträgt etwa 1,5, der horizontale etwa 3 mm. Die Fußplatte des Steigbügels füllt das ovale Fenster nicht völlig aus, sondern es bleibt noch ein schmaler, ungefähr ringförmiger Spalt übrig, der durch die Fasern eines Bandes verschlossen ist. Hammer und Amboß sollen durch ein Sperrgelenk derart miteinander verbunden sein, daß die Steigbügelplatte in dem sie umgebenden ringförmigen Bande einer Einwärtsbewegung des Trommelfells vollkommen folgt, einer Auswärtsbewegung aber nicht.

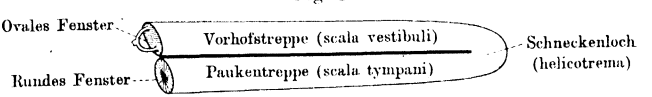
O. Frank hat eine derartige Sperrwirkung bisher allerdings nicht beobachten können. Der ganze Paukenhöhlenapparat hat nach Helmholtz die mechanische Aufgabe, die Luftbewegungen von verhältnismäßig großer Amplitude, aber geringer Kraft, die auf das Trommelfell treffen, in Bewegungen von kleinerer Amplitude, aber größerer Kraft umzuwandeln, weil sonst die ver-

hältnismäßig große Masse der Labyrinthflüssigkeit nicht zu genügend starkem Mitschwingen gebracht werden könnte. Die Amplituden der Steigbügelplatte sollen nicht mehr als etwa $^1/_{10}$ mm betragen.

Das „knöcherne" Labyrinth (10) besteht aus einem stark verzweigten System von Höhlungen und Kanälen, in welches das mit einer Flüssigkeit, der Endolymphe, angefüllte „häutige" Labyrinth eingelagert ist. Die Wandungen des häutigen und des knöchernen Labyrinths stoßen nicht unmittelbar aneinander, sondern sind durch ein ebenfalls mit Flüssigkeit, der Perilymphe, angefülltes Kanalsystem, den sogenannten perilymphatischen Raum (9), voneinander getrennt. Der an das ovale Fenster angrenzende Raum wird Vorhof (Vestibulum) genannt. Die sackartigen Gebilde 3 und 5 heißen Utriculus und Sacculus. 7 ist der Ductus und 8 der Saccus endolymphaticus. An den Vorhof schließen sich in der Richtung nach vorn unten die Schnecke und nach hinten oben die Bogengänge an. Jeder der drei angenähert kreisförmig gestalteten Bogengänge, von denen in der Figur nur der eine (4) angedeutet ist, mündet nicht nur mit seinem Anfang, sondern auch mit seinem Ende in den Vorhof ein, und zwar liegen Anfang und Ende nahe beieinander. Bei einer Einwärtsbewegung des Steigbügels wird also auf Anfang und Ende der in einem Bogengange befindlichen Flüssigkeitsmenge im wesentlichen der gleiche Druck ausgeübt, so daß bei Hin- und Herbewegungen des Steigbügels die Flüssigkeit in den Bogengängen im ganzen in Ruhe bleibt. Die einzige Stelle, an welcher die — praktisch zunächst als inkompressibel anzunehmende — Labyrinthflüssigkeit dem Drucke nachgeben und ausweichen kann, ist die Membran (Nebentrommelfell) des runden Fensters (13). Infolgedessen wird sich die Flüssigkeitsbewegung im wesentlichen zwischen ovalem und rundem Fenster und nach Möglichkeit in ihrer unmittelbaren Nachbarschaft abspielen.

Die Schnecke ist ein in etwa $2^3/_4$ Windungen spiralförmig gewundener Kanal, an dessen Anfang das nach der Paukenhöhle schauende, mit einer Membran verschlossene runde Fenster liegt, dicht neben dem ovalen Fenster. Der Durchmesser beträgt an der Basis etwa 9, an der Kuppel etwa 1,8 mm. Der Schneckenkanal ist in seiner ganzen Längsausdehnung durch eine quer hindurchgehende, teils knöcherne, teils häutige Scheidewand in zwei fast völlig voneinander getrennte Gänge geteilt, die nur an der Spitze der Schnecke durch eine kleine Öffnung (Helicotrema) miteinander in Verbindung stehen.

Fig. 2.

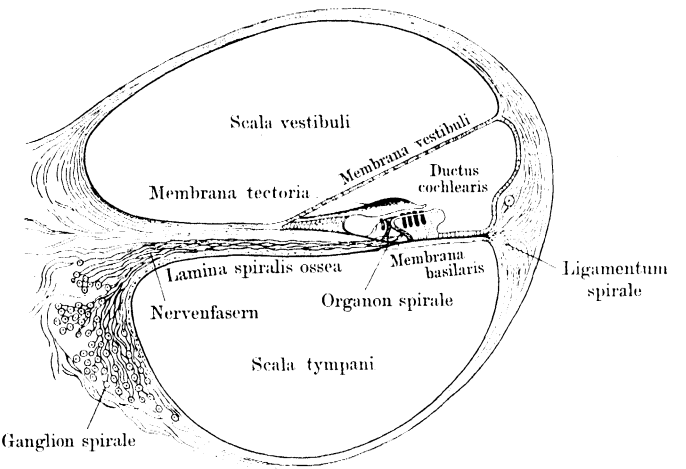


Schematische Darstellung für die Schnecke.

Der eine der beiden Gänge, die sogenannte Vorhofstreppe (Scala vestibuli), kommuniziert direkt mit dem Vorhof, in dessen äußerer Wand die Steigbügelplatte sitzt, während der andere (Scala tympani) durch die häutige Scheidewand (6) von ihm abgesperrt ist und in das runde Fenster ausmündet, durch dessen Membran er von der Paukenhöhle getrennt ist. Fig. 2 zeigt eine

schematische Darstellung dieser Verhältnisse nach O. Fischer. Nach einer Einwärtsbewegung des Trommelfells und damit der Steigbügelplatte muß sich also die Membran des runden Fensters nach außen wölben, was auch durch direkte Beobachtungen bestätigt worden ist. Fig. 3 zeigt einen Querschnitt durch die unterste Windung der Schnecke. Der häutige Teil besteht aus zwei Membranen, der Membrana basilaris und der Membrana vestibuli, die schräg gegeneinander gestellt sind. Die Befestigungslinien beider Membranen an der Innenseite der äußeren Schneckenwand sind durch eine dritte

Fig. 3.



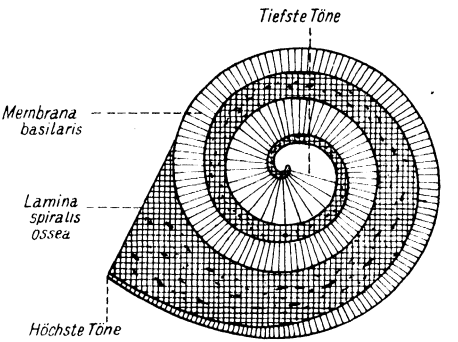
Querschnitt durch die unterste Windung der Schnecke.

Membran, die der Schneckenwand dicht anliegt, miteinander verbunden. So bilden die drei Membranen zusammen einen im Querschnitt ungefähr dreiseitigen, spiralförmig gewundenen Kanal, den häutigen Schneckenkanal. Der Basilarmembran ist aufgelagert das Cortische Organ, ein sehr kompliziertes Gebilde, in dem sich die Endausbreitungen des einen Astes des als Nervus acusticus bezeichneten achten Gehirnnervs befinden. Wie Fig. 1 zeigt, tritt der Hörnerv (1) durch den inneren Gehörgang (2) in das Labyrinth ein und endet mit dem einen Ast im Utriculus und Sacculus, sowie in den flaschenförmigen Erweiterungen an den Enden der Bogengänge, während der andere Ast nach der häutigen Schnecke führt. Oben am Cortischen Organ liegen die mit feinen Härchen versehenen Hörzellen. Den Härchen gegenüber, ungefähr parallel der Basilarmembran, liegt die ungefähr 0,20 bis 0,23 mm breite Cortische Membran. Eine Nervenreizung soll zustande kommen, wenn die Härchen der Hörzellen gegen diese Membran stoßen.

Die Basilarmembran ist von Helmholtz als ein Resonatorenapparat, d. h. als ein System von verschieden abgestimmten Resonatoren angesprochen worden. Sie ist eine elastische Membran, die aus vielen, nur lose zusammenhängenden Radialfasern besteht, so daß ihre Festigkeit in der Längsrichtung

eine sehr geringe ist, während sie in radialer Richtung einen ziemlich hohen Grad von Festigkeit besitzt. Ihre Länge beträgt etwa 33,5 mm, ihre Breite (nach Hensen) an der Basis (am ovalen Fenster) etwa 0,04 mm und an der Spitze (in der Kuppel der Schnecke) etwa 0,5 mm. Andere Autoren kommen zu etwas geringeren Breitenunterschieden. Die Resonatoren für die tiefen Töne liegen also in der Spitze, die für die hohen Töne an der Basis. Fig. 4[1]) gibt eine schematische Darstellung des Spiralbaues der Schnecke nach Brühl. Die Zahl der Radialfasern ist von Hensen zu etwa 13000 und von Retzius zu etwa 24000 angegeben worden.

Fig. 4.



Schematische Darstellung des Spiralbaues der Schnecke.

§ 2. Der Resonatorenapparat[2]). Das menschliche Gehör umfaßt etwa zehn Oktaven. Ist es denkbar, daß die verschiedenen Fasern der Basilarmembran auf derart verschiedene Töne abgestimmt sind? Die tiefsten und höchsten Töne kann man bei der Erörterung dieser Frage noch fortlassen, weil hier das Unterscheidungsvermögen für Tonhöhen immer geringer wird. Als Mittel für die verschiedene Abstimmung stehen zur Verfügung: Erstens die verschiedene Länge der Fasern. Das Längenverhältnis der Fasern an der Basis und an der Spitze der Schnecke ergibt sich aus verschiedenen Messungen im Mittel als etwa 1 : 8. Die hieraus resultierenden Unterschiede in den Eigenschwingungszahlen der Fasern umfassen drei Oktaven (Kap. II, § 27). Zweitens geben verschiedene Forscher an, daß die längeren Fasern schwächer gespannt sind als die kürzeren, was eine weitere Vertiefung der Eigenschwingungszahlen der ersten bedeuten würde; jedoch herrscht hierüber noch keine Klarheit. Drittens sind die langen Fasern viel stärker belastet als die kürzeren. Schwingt eine bestimmte Querzone der Basilarmembran, so muß die ganze Flüssigkeitsdoppelsäule, die von dieser Querzone einerseits bis zum ovalen, andererseits bis zum runden Fenster reicht, mitgenommen werden. Also haben die kurzen Fasern nur eine kleine Flüssigkeitsdoppelsäule mitzubewegen, die langen Fasern eine große.

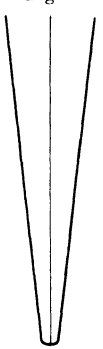
Wie bereits im vorigen Paragraphen erwähnt wurde, werden sich bei schnellen Bewegungen der Steigbügelplatte die Bewegungen der Labyrinthflüssigkeit nach Möglichkeit in unmittelbarer Nähe des ovalen und des runden

[1]) Entnommen aus dem Handbuch der Hals-Nasen-Ohrenheilkunde von A. Denker und O. Kahler. Berlin 1926.

[2]) Wir folgen in diesem und den folgenden Paragraphen vielfach wörtlich dem Artikel „Hörtheorien" des Verfassers in dem Handbuch der Physiologie von Bethe, Bd. XI. Berlin 1926.

Fensters abspielen: Nun sind die beiden Fenster aber durch die Scheidewand voneinander getrennt. Wäre diese vollkommen starr, so würde die Flüssigkeit bei einer Einwärtsbewegung der Steigbügelplatte längs der Scala vestibuli durch das Helicotrema und von dort längs der Scala tympani zur Membran des runden Fensters gedrängt werden. Bei Vibrationen des Steigbügels würde also die Flüssigkeit in den beiden Skalen wie in den beiden Schenkeln eines kommunizierenden Rohres hin und her schwingen. Nun ist die Zwischenwand aber nicht starr, sondern besteht zum Teil aus einem membranösen Gebilde (häutige Schnecke), das dem Drucke der Flüssigkeit nachgeben kann. Infolgedessen braucht die Flüssigkeit bei einer Einwärtsbewegung der Steigbügelplatte nicht durch das Helicotrema zum Nebentrommelfell hin abzufließen, sondern sie wird infolge des auf sie ausgeübten Druckes das membranöse Gebilde nach der Seite des runden Fensters zu ausbauchen, wobei die durch diese Ausbauchung in der Scala tympani verdrängte Flüssigkeitsmenge wiederum nur ausweichen kann, indem sie ihrerseits das Nebentrommelfell ausbaucht. Um uns ein einigermaßen deutliches Bild von den jetzt eintretenden Bewegungen machen zu können, wollen wir uns die häutige Schnecke vorläufig durch eine einfache, leicht nachgiebige Membran ersetzt denken, die bis zur Spitze der Schnecke reicht, so daß das Helicotrema verschlossen wird. Im allgemeinen nimmt man an, daß das letzte von der Basis der Schnecke zu weit abliegt und zu klein ist, als daß die Flüssigkeitsbewegung in erheblichem Maße durch dasselbe vermittelt werden könnte. Vielleicht darf ihm eine gewisse Schutzwirkung gegen Beschädigungen der häutigen Schnecke bei sehr starken Steigbügelbewegungen zugeschrieben werden. Auch könnte es dazu dienen, dauernde Druckunterschiede in den beiden Hälften der Schnecke unmöglich zu machen. Ferner denken wir uns die Schnecke gerade gestreckt und senkrecht mit der Spitze nach unten aufgestellt (Fig. 5). Denken wir uns jetzt noch die beiden Fenster offen und die beiden Hälften mit Wasser gefüllt und üben wir auf die Wasseroberfläche in der einen Hälfte einen periodisch schwankenden Druck aus, so kommt auch die Wassersäule in der zweiten Hälfte zum Mitschwingen. Dabei wird die Flüssigkeitsbewegung um so tiefer nach unten reichen, je langsamer die Druckschwankungen erfolgen. Wir können also die beiden Skalen mit der membranösen Scheidewand als ein U-förmig gebogenes Rohr von variabler Schenkellänge auffassen.

Fig. 5.



Schematische Darstellung der Schnecke.

Dieser sehr hübsche und beachtenswerte Gedanke rührt von F. Lux[1]) her, der ihn folgendermaßen entwickelt hat:

Mehrere U-Rohre, u_1, u_2, u_3, von verschiedener Länge werden mit je einem Schenkel an ein Rohr $A\,B$ angesetzt und bis zur Höhe $O\,O'$ mit Wasser gefüllt (Fig. 6). Wird jetzt von A aus ein periodisch schwankender Druck ausgeübt, so kommen die Wassersäulen in den einzelnen U-Rohren zu mehr oder weniger starkem Mitschwingen. Stimmt die Periode der Druckschwankungen mit der Eigenperiode des Wassers in irgend einem U-Rohre überein, so kommt diese Wasser-

[1]) Mitgeteilt bei E. Budde, Resonanztheorie des Hörens. Physikal. Zeitschr. 18, 225 und 249, 1917.

säule in Resonanzschwingungen. Jetzt geht Lux einen Schritt weiter und wählt als U-Rohrsystem ein Gefäß, das durch eine Zwischenwand in zwei Teile geteilt ist (Fig. 7). In die Zwischenwand sind in verschiedenen Höhen Löcher 1, 2, 3 gemacht. Das Gefäß ist wieder bis zur Höhe $O\,O'$ mit Wasser gefüllt. Auch hier erhält man bei passender Wahl der Periode der von A aus wirkenden Druckschwankungen Resonanzschwingungen durch ein bestimmtes Loch hindurch. Endlich hat Lux die durchlöcherte Wand durch eine nicht durchlöcherte, leicht nachgiebige, elastische Wand ersetzt und nach seinen Angaben auch hierbei Resonanzschwingungen beobachtet.

Wenn wir den Luxschen Gedanken für die Untersuchung der Schwingungen der Labyrinthflüssigkeit nutzbar machen wollen, so ist vor allem zu beachten, daß in dem Luxschen Modell die Flüssigkeitssäulen nur infolge der Schwere Eigenschwingungen ausführen und damit in Resonanz versetzt werden können, daß aber die Flüssigkeitssäulen in der Schnecke der Schwerewirkung offenbar entzogen sind. Es wäre sonst nicht verständlich, daß man in jeder Körperlage gut hört. Als

Fig. 6.

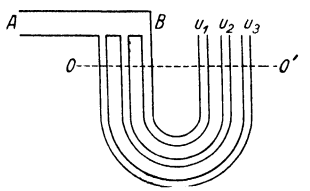
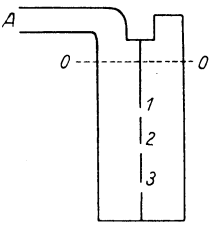


Fig. 7.



Systeme von U-Rohren.

rücktreibende Kräfte, welche Eigenschwingungen hervorrufen, kommen in der Schnecke nur die elastischen Kräfte des Nebentrommelfells und der membranösen Scheidewand in Frage. Die erste wirkt immer in gleicher Stärke, wie schnell auch die Bewegungen des Steigbügels erfolgen. Die Ursache für eine verschiedene Abstimmung verschieden langer Flüssigkeitsdoppelsäulen in der Schnecke kann also nur eine Verschiedenheit in der Stärke der elastischen Kraft der einzelnen Stellen der membranösen Scheidewand sein. Wir kommen also zu dem Resultat, daß letzten Endes für die Abstimmung doch wieder eingelagerte elastische Resonatoren (schmale Querstreifen der Basilarmembran) verantwortlich zu machen sind. Die ihnen innewohnende elastische Kraft in Verbindung mit der Masse der zu ihnen gehörenden Flüssigkeitsdoppelsäule bestimmt dann die Eigenperiode.

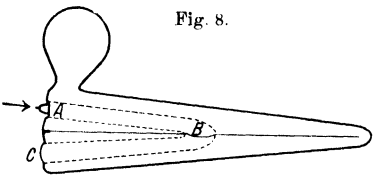
Freilich sind die skizzierten Vorstellungen nur sehr rohe, denn die membranöse Scheidewand besteht ja nicht einfach aus der Basilarmembran, sondern aus dem sehr komplizierten Gebilde der häutigen Schnecke. Die Verhältnisse sind aber noch zu wenig geklärt, als daß sich schon irgendwelche Einzelheiten aussagen ließen.

Mit der Bewegung der Labyrinthflüssigkeit im Sinne von Lux haben sich auch Wilkinson[1]) und Roaf[2]) beschäftigt, ohne allerdings ausdrücklich auf Lux Bezug zu nehmen. Wilkinson macht zunächst darauf aufmerksam, daß die Fasern der Basilarmembran von der Basis nach der Kuppel der Schnecke hin nicht nur an Länge und Spannung (zurückgeführt auf das Ligamentum spirale, das nach der Kuppel hin an Volumen und Dichte zunehmen soll), sondern auch an Masse zunehmen. Wie die Baßsaiten eines Klaviers durch Umspannen mit Kupferdraht belastet sind, so seien die Fasern der Basilarmembran durch die von ihnen mitbewegte Flüssigkeitsdoppelsäule, die für die nach der Kuppel zu gelegenen Teile der Basilarmembran immer länger wird, belastet. Zu einer Querzone der Basilarmembran bei B (Fig. 8) gehört die Flüssigkeitsdoppelsäule $A\,B\,C$. Von der Schwingungsamplitude der Querzone der Basilarmembran hängt also nur die Amplitude, nicht aber die Masse der mitbewegten Flüssigkeit ab. Wilkinson hat nach dem Schema der Fig. 8 ein Modell der Schnecke gebaut. Das ovale und das runde Fenster sind durch Gummihäute verschlossen. Der Steigbügel wird durch einen aufgekitteten Holzstempel dargestellt. Die Basilarmembran ist durch nebeneinandergelegte Messingdrähte nachgebildet, die mit dünnem, imprägniertem Papier

[1]) G. Wilkinson, Journ. of physiol. **56**, 2, 1922.
[2]) H. E. Roaf, Philosoph. mag. (6) **43**, 349, 1922.

überklebt sind. Ihre Spannung wird durch angehängte Gewichte reguliert. Der ganze Innenraum ist mit Wasser gefüllt. Die Erregung geschieht durch Stimmgabeln, die auf den Holzstempel aufgesetzt werden. Die Schwingungen der „Basilarmembran" werden mit Hilfe aufgestreuter, fein pulverisierter Emaille sichtbar gemacht. Es ergeben sich Eigenschwingungen zwischen 100 und 400 in der Sekunde [1]).

Fig. 8.



Schematische Darstellung der Schnecke.

Alles in allem genommen, scheint es vom physikalischen Standpunkt aus durchaus nicht unwahrscheinlich, daß wir in der Basilarmembran nebst Zubehörteilen tatsächlich ein Resonatorensystem vor uns haben; natürlich nicht in dem primitiven Sinne, daß jede einzelne Faser frei für sich schwingen kann und eine bestimmte Eigenfrequenz besitzt, die von derjenigen der benachbarten Faser scharf unterschieden ist, sondern mehr so, daß ganze Gruppen von Fasern, mehr oder weniger breite Querzonen der Basilarmembran, vorwiegend auf bestimmte Töne mitschwingen.

Eine genauere Berechnung der Eigenschwingungszahlen ist zurzeit nicht möglich. Einmal ist das schwingende System viel zu kompliziert, als daß man hoffen dürfte, es mit den Gesetzen der schwingenden Saite oder des elastischen Massenpunktes fassen zu können. Vor allem aber müßten zuvor die für eine derartige Berechnung notwendigen physikalischen Konstanten der Schnecke, wenigstens der Größenordnung nach, bestimmt werden.

Die wichtigste Frage betreffs der physikalischen Eigenschaften der Ohrresonatoren ist die Frage nach ihrer Resonanzschärfe oder, mit anderen Worten, nach dem Grade ihrer Dämpfung (Kap. II, § 2). Es gibt eine Reihe von Beobachtungen, aus denen sich Rückschlüsse auf die relativen Dämpfungswerte der einzelnen Resonatoren ziehen lassen. Diese Schlüsse stützen sich in der Hauptsache auf drei Gruppen von Beobachtungen. Die erste Gruppe umfaßt Beobachtungen an Schwebungen zwischen zwei gleichzeitig erklingenden Tönen (Interferenzschwebungen), die zweite Gruppe Beobachtungen über die eben merkliche Unterbrechungsdauer eines intermittierend angegebenen Tones (Unterbrechungsschwebungen) und die dritte Gruppe Beobachtungen über die Deutlichkeit schneller Triller zwischen zwei Tönen. Dazu kommen dann noch einige Beobachtungen anderer Art. Helmholtz kam zu dem Resultat, daß die Resonanzschärfe für alle Ohrresonatoren etwa die gleiche sei. Dagegen glaubte Waetzmann zeigen zu können, daß eine erhebliche Zunahme der Resonanzschärfe mit wachsender Höhenlage wahrscheinlicher sei. Hierfür spricht namentlich folgende Beobachtung: Rücken zwei schwebende Töne sehr nahe aneinander, etwa auf Halbtonabstand oder näher, so hört man einen zwischen ihnen liegenden Ton, den sogenannten Zwischenton, und diesen

[1]) R. Wagner, Zeitschr. f. Biol. 87, 77, 1928, ist es gelungen, Membranen aus Pergamentpapier, Collodiumhaut u. dgl. herzustellen, deren Querzonen fast unabhängig voneinander schwingen und die einen Tonumfang von $6^1/_2$ Oktaven besitzen.

schwebend. Nun hat F. Krueger als „charakteristischen Unterschied" der Höhenlagen gefunden, daß das Intervall, bei dem die beiden Töne völlig zu einem Zwischenton verschmelzen, um so kleiner ist, je höher die Töne liegen. Das würde bedeuten, daß in den höheren Lagen die Resonanzschärfe größer ist als in den tieferen Lagen.

Die Annahme stärkerer Dämpfung der tiefer abgestimmten Ohrresonatoren gegenüber den höher abgestimmten findet vielleicht auch eine anatomisch-physiologische Stütze auf Grund der Luxschen Vorstellungen über die Schwingungen der Labyrinthflüssigkeit. Da das kommunizierende Rohr (Scala vestibuli und Scala tympani) spiralig aufgewickelt ist und da außerdem nach der Spitze hin, wo die tief abgestimmten Fasern liegen, der Querschnitt bedeutend abnimmt, so scheint ein Anwachsen der Dämpfung der Flüssigkeitssäulen in dieser Richtung durchaus verständlich. Die Annahmen Waetzmanns über die Dämpfungsverhältnisse der Ohrresonatoren geben auch ein physiologisches Äquivalent dafür, daß hohe Töne scharf, spitz, dünn erscheinen (schmale Erregungszonen auf der Basilarmembran), tiefe dagegen dumpf, breit und massig (breite Erregungszonen). Erwähnt sei, daß von physiologischer Seite [1]) die Helmholtzschen Annahmen über die Schwingungen der Basilarmembran direkt aus dem Grunde abgelehnt worden sind, weil sie — unter Zugrundelegung gleicher Resonanzschärfe in allen Tonlagen — die verschiedene „Breite" der Tonempfindungen nicht verständlich zu machen vermögen.

§ 3. Die Zuleitung des Schalles zum Innenohr. Normalerweise gelangt der Schall vornehmlich auf zwei Wegen zum inneren Ohr. Einmal durch die sogenannte Luftleitung auf dem Wege: Ohrmuschel — äußerer Gehörgang — Trommelfell — Gehörknöchelchenkette und zweitens durch sogenannte Knochenleitung (osteo-tympanale Leitung) auf dem Wege: Schädelknochen — Trommelfell usw. „Reine" Knochenleitung, bei der die Knochenschwingungen ohne Vermittlung des Schalleitungsapparates direkt auf das Labyrinth übertragen werden, scheint für das Hören keine irgendwie wesentliche Rolle zu spielen. Die Knochenleitung wird als direkte bezeichnet, wenn die Schallquelle, z. B. eine Stimmgabel, auf den Schädel aufgesetzt wird, dagegen als indirekte, wenn die Schallwellen durch die Luft hindurch zu den Schädelknochen gelangen. Schon verhältnismäßig schwache Luftwellen vermögen die Schädelknochen in ziemlich erhebliche Schwingungen zu versetzen. Die indirekte Knochenleitung wird also stets mehr oder weniger stark bei der gewöhnlichen Schallzuleitung mitwirken. Sie scheint namentlich für die höheren Töne eine große Rolle zu spielen. Operative Entfernung der Gehörknöchelchenkette schwächt vorwiegend die tiefen Töne und scheint sich ferner gegenüber leisen Tönen stärker bemerkbar zu machen als gegenüber lauten Tönen.

Nach O. Frank werden bei der Einwirkung tieferer Töne die Membranen des ovalen und des runden Fensters gleichmäßig affiziert, so daß eine Bewegung der Labyrinthflüssigkeit nicht zustande kommt. Für höhere Töne soll diese Gefahr

[1]) O. Lehmann, Folia neurobiol. **4**, 116, 1910.

geringer sein, weil das runde Fenster ganz versteckt hinter einem Wulst, dem Promontorium, in einer trichterähnlichen Höhle liegt, also im Schallschatten. Je kleiner die Wellenlänge ist, um so besser ist die Abschattung. Deshalb sollen die höheren Töne auch nach Verlust der Gehörknöchelchenkette noch verhältnismäßig kräftig gehört werden. Allerdings ist zu bedenken, daß die Dimensionen im Mittelohr auch gegenüber den Wellenlängen sehr hoher Töne noch recht klein sind, so daß eine Schattenwirkung schwer verständlich ist [Kap. VII, § 6] [1]).

Eine zum Ohr gelangende Schallwelle trifft zunächst auf die Ohrmuschel, die von älteren Autoren vielfach als Reflektor gedeutet worden ist, der die auftreffenden Schallstrahlen in den Gehörgang hinein reflektiert. Von einer geordneten Reflexion kann aber wegen der Kleinheit der Dimensionen der Ohrmuschel gegenüber den Wellenlängen mittlerer Töne nicht die Rede sein (Kap. VII, § 8). Wohl aber ist es denkbar und durch Versuche auch erwiesen, daß durch die Ohrmuschel Schall, der ohne ihr Vorhandensein an dem Ohr vorbeistreichen würde, aufgefangen und für das Hören nutzbar gemacht wird. Das gilt namentlich für hohe Töne und macht sich besonders bei schwachem Schall bemerkbar. Die Hörweite ist bei normaler Lage der Ohrmuschel nach vorwärts größer als nach rückwärts. Preßt man aber die Ohrmuschel an den Kopf, so nimmt die Hörweite nach vorwärts hin ab, während sie nach rückwärts hin größer wird. Andererseits kann durch Anlegen der Hand an die Ohrmuschel, also durch Vergrößerung derselben, die Empfindungsstärke namentlich für höhere Töne und Geräusche wesentlich gesteigert werden.

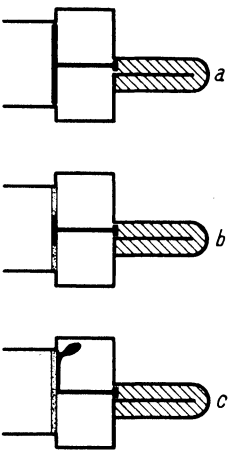
Nachdem die Schallwelle den Gehörgang passiert hat, trifft sie auf das Trommelfell; diese Membran und die mit ihr verbundenen Gehörknöchelchen kommen zum Mitschwingen, und die Steigbügelplatte führt Bewegungen gegen das Labyrinthwasser aus, die im wesentlichen den in den Gehörgang gelangten Schallschwingungen entsprechen. Auf den etwaigen Einfluß der Eigenschwingungszahlen des Gehörganges sowie des Trommelfells und seiner Adnexa kommen wir in § 6 dieses Kapitels zurück.

O. Frank hat das Problem der Schallzuleitung zum Innenohr zum erstenmal in physikalisch befriedigender Weise angefaßt und weitgehend gefördert. Frank konstruiert einige Modelle, vom einfacheren zum komplizierteren fortschreitend, die dem wirklichen Aufbau des Ohres möglichst nahe kommen und unterzieht zunächst diese Modelle einer gründlichen mathematischen Untersuchung. Durch den schalleitenden Apparat des Ohres werden die Druckschwankungen der Schallwellen, die auf das Ohr treffen, in Bewegungen der Lymphe des Labyrinths umgesetzt. Der Übertragungsmechanismus wird zunächst durch eine Kolbeneinrichtung nachgeahmt, wie sie Fig. 9a im Durchschnitt zeigt. Der das Trommelfell darstellende Kolben ist mit der „Steigbügelplatte", die das ovale Fenster abschließt, starr verbunden. In dem Modell nach Fig. 9b ist in die „Trommelfellmembran" (wie bei einigen Tieren, z. B. dem Frosch) ein scheibenartiges Gebilde und in dem Modell nach Fig. 9c ein stabartiges Gebilde, der Hammer (wie beim Menschen), eingefügt. Hier sind auch die Kopplungen zwischen Trommelfell und Steigbügelplatte entsprechend loser als in Fig. 9a. Der Betrachtung des Trommel-

[1]) Vgl. auch H. Heermann, Passow-Schaefer, Beiträge **27**, 158, 1928.

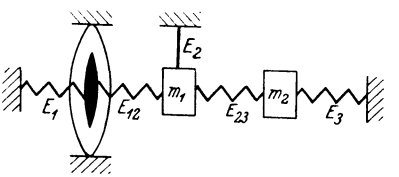
fells mit angehängten Gehörknöchelchen wird ein Schema nach Fig. 10 zugrunde gelegt, das besonders einfach und übersichtlich ist. Die in das Trommelfell eingefügte Scheibe (schwarz gezeichnet) stellt den Hammer dar, m_1 und m_2 den Amboß und den Steigbügel. Für den Hammer ist E_1 das Achsenband, ebenso hat der Amboß eine elastische Aufhängung E_2. Die elastische Wirkung der Membran des ovalen Fensters ist durch E_3 angedeutet. E_{12} und E_{23} sind die elastischen Verbindungen zwischen Hammer und Amboß bzw. Amboß und Steigbügel. Die Wände der Paukenhöhle sind durch Strichelung angedeutet. Wer sich mit ähnlichen Problemen nicht beschäftigt hat, dem könnte die Aufstellung des Schemas fast als eine Selbstverständlichkeit erscheinen, und doch zeigt sie dem Kundigen sofort, daß hier das ganze Problem in besonders glücklicher und exakter Weise und mit sicherem Blick für das

Fig. 9.



Modell des Schalleitungsapparates.

Fig. 10.



Schema des Schalleitungsapparates.

Wesentliche in Angriff genommen worden ist. Es sei erwähnt, daß die saubere Trennung von Massen und Elastizitäten bei schwingenden Systemen in neuerer Zeit auch in der technischen Akustik zu erfreulichen Fortschritten geführt hat.

Die theoretischen Untersuchungen Franks, die nicht nur die dynamischen, sondern auch die statischen Verhältnisse ins Auge fassen, ermöglichten die Herausarbeitung klarer Begriffe und geben zum erstenmal exakte Resultate. Die Experimente wurden gemeinsam mit Ph. Broemser ausgeführt.

Wird die Labyrinthflüssigkeit durch die Bewegungen der Steigbügelplatte in Schwingungen versetzt, so sollen diejenigen Fasern der Basilarmembran, deren Eigenperioden mit der Periode der erregenden Schwingung ungefähr übereinstimmen, zu besonders starkem Mitschwingen kommen, so daß die Härchen der zu ihnen gehörenden Hörzellen die Cortische Membran berühren und damit die Nervenreizung bewirken.

Es ist vielfach behauptet worden, daß der Schall durch Trommelfell und Gehörknöchelchen in Form von Verdichtungen und Verdünnungen hindurchginge, daß die Schallfortpflanzung also eine molekulare sei, während in Wirklichkeit die Sache so liegt, daß die Gehörknöchelchen als Ganzes hin und her schwingen, daß die Bewegung also eine sogenannte Massenbewegung ist. Ob Massen- oder Molekularbewegung vorliegt, ist einfach eine Frage des Verhältnisses der Dimensionen von Wellenlänge und Körper. Ist die Wellenlänge klein gegenüber dem Körper, haben wir z. B. eine Welle von einigen Zentimetern Länge, die durch einen Stab von mehreren Metern Länge hindurchgeht, so haben wir gleichzeitig an verschiedenen

Stellen des Stabes maximale Verdichtungen und maximale Verdünnungen, nämlich an solchen Stellen, die um je eine halbe Wellenlänge auseinanderliegen, also molekulare Fortpflanzung; wird der Stab jetzt kürzer und kürzer gemacht, bis er sehr klein im Vergleich zu einer halben Wellenlänge geworden ist, so können wir nicht mehr nachweisen, daß im gleichen Zeitmoment längs des Stabes verschiedene Schwingungszustände herrschen, wir werden sagen, der Stab schwingt als Ganzes, wir haben es mit Massenbewegung zu tun. Die Dimensionen der Gehörknöchelchen sind nun klein gegenüber den in Betracht kommenden Wellenlängen, so daß wir ihre Bewegungen als Massenbewegungen bezeichnen werden.

Wir haben uns die Bewegung von Trommelfell und Gehörknöchelchen nach einer Beschreibung von Karl L. Schaefer etwa so vorzustellen, daß bei einer Einwärtsbewegung des Trommelfells die Spitze des Hammergriffs mit nach innen geht, während der Hammerkopf nach außen geht; dadurch wird der Amboßkopf mit nach außen genommen, wodurch eine Hebung und Einwärtsbewegung des Amboßfortsatzes und damit eine Einwärtsbewegung der Steigbügelplatte gegen das Labyrinth hervorgebracht wird. Bei einer Auswärtsbewegung des Trommelfells findet die Bewegung der Gehörknöchelchen im umgekehrten Sinne statt.

§ 4. Die Resonanztheorie des Hörens. Ihr Ausgangspunkt ist die Fähigkeit des menschlichen Ohres zur Klanganalyse. Genauer können wir also sagen, daß sie auf dem Ohmschen Gesetze fußt, nach dem das menschliche Ohr nur eine spezielle Art von Luftschwingungen, nämlich sinusförmige, als einfache Töne empfindet und jede andere periodische Luftbewegung in eine Reihe sinusförmiger Bewegungen zerlegt, deren jede bei genügender Stärke die Empfindung eines Tones hervorruft (Kap. II, § 8). Das Ohr zerlegt hiernach jeden Klang in eine Summe von Partialtönen, den Grundton und die Obertöne. Die von der Resonanztheorie für die Fähigkeit des Ohres zur Klanganalyse gegebene Erklärung beruht auf einem mathematischen Satz und auf einer mit ihm in engster Beziehung stehenden physikalischen Tatsache. Der mathematische Satz ist der Satz von Fourier, nach dem jede beliebige periodische Bewegung (Schwingungsbewegung) sich darstellen läßt — und zwar nur auf eine Weise darstellen läßt — als eine Summe sinusförmiger Schwingungen verschiedener Perioden und eines konstanten Gliedes (Kap. II, § 10). Wenn wir bedenken, daß ein Klang durch eine komplizierte Schwingung, ein Ton durch eine Sinusschwingung gegeben ist, so zeigt also der Fouriersche Satz, daß es mathematisch möglich ist, einen Klang als eine Summe von Tönen aufzufassen. Aber auch physikalisch läßt sich eine komplizierte Schwingung in ein Nebeneinander (Summe) von Sinusschwingungen zerlegen. Irgendwelche schwingungsfähigen Gebilde (Resonatoren) kommen zu kräftigem Mitschwingen, wenn ihre Eigentöne als Partialtöne in der auf sie auftreffenden Klangmasse enthalten sind. Also auf mathematischem Gebiete der Fouriersche Satz, auf physikalischem das Phänomen des Mittönens und auf anatomisch-physiologischem das Vorhandensein von Resonatoren im Ohre — das sind die objektiven Grundlagen der Resonanztheorie des Hörens.

Sind Resonatoren im Ohr vorhanden, so muß auf einen im Außenraume angegebenen Ton in erster Linie der auf ihn abgestimmte Ohrresonator mitschwingen; ebenso werden von einem Klange merklich nur diejenigen Ohr-

resonatoren erregt, deren Eigentöne als Partialtöne in dem Klange enthalten sind. Jede dem Ohr dargebotene komplizierte Schwingung wird also in ein Nebeneinander von Sinusschwingungen zerlegt, wodurch auch verständlich ist, daß die gegenseitige Phase der die komplizierte Schwingung bildenden Sinusschwingungen ohne Einfluß auf die Klangfarbe ist.

Der Gedanke, daß das Ohr einen abgestimmten Saitenapparat enthält, ist mehrfach schon vor Helmholtz ausgesprochen worden [1]), trotzdem gilt mit Recht Helmholtz als der eigentliche Begründer der Resonanztheorie, denn erst durch seine Untersuchungen sind die vereinzelten Ideen, die bis dahin vorhanden waren, in eine gut begründete und durchgeführte Theorie zusammengefaßt bzw. erweitert worden.

Ob die abgestimmten Gebilde, wie es Helmholtz angenommen hat, wirklich in den Radialfasern der Basilarmembran zu suchen sind oder ob andere Gebilde im Ohr vorhanden sind, denen man die Funktion eines Resonatorenapparates mit größerer Berechtigung zuerteilen würde, ist für den Physiker von geringerer Bedeutung. Er hat in erster Linie die physikalischen Eigenschaften der hypothetischen Ohrresonatoren zu untersuchen und muß die anatomisch-physiologischen Einzelheiten dem Urteil des Anatomen und des Physiologen überlassen. Jedoch sei darauf hingewiesen, daß eine ganze Reihe von Versuchen an Hunden und an Meerschweinchen angestellt worden sind, die sich durchaus zugunsten der Helmholtzschen Annahme deuten lassen und im ganzen genommen eher für als gegen die Resonanztheorie sprechen. Namentlich haben Held und Kleinknecht [2]) an lebenden Meerschweinchen festgestellt, daß wirklich engbegrenzte Schädigungen der Basilarmembran auch nur engbegrenzte Tonlücken hervorrufen. Mit einem sehr feinen Bohrer wurde das Ligamentum spirale (ds. Kap., Fig. 3) an einer bestimmten Stelle der Schnecke durchstoßen, wodurch eine starke Entspannung der betreffenden Querzone der Basilarmembran hervorgerufen werden dürfte. Die Tiere reagierten dann auf bestimmte Töne nicht mehr; die Breite der Tonlücken umfaßte etwa einen Ganzton. Liegt das Bohrloch in der Basis der Schnecke, so fällt die Tonlücke in den Bereich der hohen Töne; liegt es nach der Spitze der Schnecke zu, so fallen tiefere Töne aus.

Die Resonanztheorie gibt uns nicht nur eine elegante und wirklich physikalische Erklärung für die qualitative Fähigkeit des menschlichen Ohres zur Klanganalyse, sondern sie vermag auch den sonstigen Tatsachen des Hörens im allgemeinen in befriedigender Weise gerecht zu werden. Die Einflußlosigkeit der Phase auf die Klangfarbe (Kap. II, § 9), die Schwebungen zwischen benachbarten Tönen, die Intermittenz- und Kombinationstöne (Kap. II, Abschnitt B) ordnen sich der Resonanztheorie gut unter. Ebenso lassen sich pathologische Hörstörungen vom Standpunkt der Resonanztheorie aus in den meisten Fällen gut begreifen. Ein sehr ernst zu nehmender Einwand ist der namentlich von Max Meyer erhobene, der sich auf die Intensität der aus einem Klange herausgehörten Teiltöne bezieht. Über diese Frage sind neuerdings Versuche von Margarete Eberhardt [3]) angestellt worden, die ergaben, daß „eine Klangkomponente der Regel nach nur zum Teil — und zwar häufig nur zum geringeren Teil — herausgehört wird". Im allgemeinen bleibt neben dem, was man aus einem Klange heraushört, eine nicht analysierte Klangmasse übrig. Es liegt die Annahme nahe, daß derjenige Energiebetrag, über den das sub-

[1]) A. Kreidl, Zur Geschichte der Hörtheorien. Extrait des Arch. néerland. de physiol. de l'homme et des anim. **7**, 502, 1922.

[2]) H. Held und F. Kleinknecht, Pflügers Arch. f. d. ges. Physiol. **216**, 1, 1927.

[3]) M. Eberhardt, Psychol. Forsch. Zeitschr. f. Psychol. u. ihre Grenzwiss. **2**, 346, 1922.

jektive Heraushören des Teiltones keine Auskunft gibt, an der Bildung dieser Klangmasse teilnimmt und ihre Färbung mitbestimmt, zumal durch Versuche festgestellt ist, daß ein bis zur Unhörbarkeit geschwächter Teilton noch die Farbe des Klanges beeinflußt. Es drängt sich nun die Frage auf, ob es dann nicht eine „unnötige Komplikation der physiologischen Hörtheorie bedeutet, wenn man mit Helmholtz eine periphere Zerfällung der komplexen Schallwelle in ihre Komponenten annimmt (Schneckenklaviatur), da doch diese Zerfällung im zentralen Gebiet je nach den Umständen teilweise oder ganz wieder aufgehoben sein soll". Jedoch dürfte die Tatsache, daß überhaupt eine Analyse möglich ist und vielfach stattfindet, die primäre und wichtigere sein, und sie läßt sich naturwissenschaftlich eben nur unter der Annahme einer peripheren Zerlegung mittels Resonanz begreifen. Die Annahme, daß die in der Schnecke stattfindende Zerlegung in Komponenten im Zentralorgan teilweise wieder rückgängig gemacht wird, läßt sich dann freilich kaum umgehen und bedeutet eine unphysikalische und deshalb sehr unsympathische Zusatzhypothese zur Resonanztheorie des Hörens. Jedoch scheint die Tatsache, daß wir zurzeit in diesem einen Falle zur „Erklärung" auf zentrale Vorgänge zurückgreifen müssen, in keinem Falle hinreichend, um eine Ablehnung der Resonanztheorie in Bausch und Bogen zu rechtfertigen.

§ 5. Hörtheorien, die nicht auf Resonanz beruhen. Daß die Resonanztheorie unter den verschiedenen Hörtheorien eine durchaus überragende Stellung einnimmt, beruht darauf, daß wir schlechterdings keine andere physikalische Methode der Klangzerlegung kennen als die durch Resonanz. Jede nicht auf Resonanz beruhende Theorie muß demnach zurzeit darauf verzichten, die Klanganalyse physikalisch verständlich zu machen, und erst recht darauf, die Unabhängigkeit der Klangfarbe von der Phase zu erklären. Die größte Beachtung unter den Nichtresonanztheorien hat die „Schallbildertheorie" von Ewald[1]) gefunden. Wir wollen uns deshalb darauf beschränken, diese Theorie kurz zu skizzieren.

Ihr Grundgedanke ist der, daß die Basilarmembran bei Erregung durch einen Ton nicht in einer auf ihn abgestimmten, einzelnen, engbegrenzten Querzone mitschwingt, sondern in ihrer ganzen Längsausdehnung in Schwingungen versetzt wird, wobei sie sich in eine Reihe stehender Wellen unterteilt. Je nach der Höhe des Tones ist die Länge dieser Wellen verschieden. Die tiefsten Töne erzeugen stehende Wellen, deren (querliegende) Knotenlinien den größten Abstand voneinander haben. Rechnet man, daß sich bei dem tiefsten hörbaren Ton von etwa 16 Schw. sec Knotenlinien nur an den Enden der etwa 34 mm langen Membran ausbilden, daß also die gesamte Membranlänge gleich einer halben Wellenlänge ist, so entfallen bei einem Ton von 16000 Schwingungen pro Sekunde auf 1 mm Länge der Membran etwa 30 Halbwellen. Jeder Ton erzeugt also als „Zeichen" eine Reihe stehender Wellen auf der Grundmembran,

[1]) J. R. Ewald, Pflügers Arch. f. d. ges. Physiol. **76**, 147, 1899; **93**, 485, 1903; **131**, 188, 1910. Vollständiges Literaturverzeichnis bei A. Bethe, Pflügers Arch. f. d. ges. Physiol. **193**, 109, 1922.

und das so entstehende „Schallbild" soll durch Vermittlung der Akustikusfasern im Gehirn die Empfindung des betreffenden Tones hervorrufen.

Nach Ewald soll die Schallbildertheorie — im Gegensatz zur Resonanztheorie — vor allem die schon von E. Mach betonte Tatsache erklären, daß wir die Töne ihrer Höhe nach in eine Reihe einordnen. Da die Nervenfasern nicht nur an den Stellen der maximalen Amplituden der stehenden Wellen erregt werden sollen, sondern auch, mit abnehmender Stärke, zu beiden Seiten dieser Erregungsmaxima in der ganzen Ausdehnung des Bauches, so setzen sich tiefe Töne aus längeren Erregungsstrecken, hohe dagegen aus kürzeren zusammen. Somit sind räumliche Unterschiede der Schallbilder, die der Empfindung der verschieden hohen Töne zugrunde liegen, vorhanden, und damit soll die Einordnung der Töne in eine Reihe ohne weiteres verständlich sein, während sie — nach Ewald — auf dem Boden der Resonanztheorie unverständlich bleibt, da hier die räumliche Anordnung der Resonatoren keinen Einfluß auf die Empfindung haben kann. Diese Annahmen treffen aber nur dann zu, wenn man — mit Helmholtz — gleiche Abstimmschärfe für alle Ohrresonatoren annimmt. Dagegen ergeben sich aus der Hypothese Waetzmanns über die Dämpfung der Ohrresonatoren (ds. Kap., § 2) auch in der Resonanztheorie für verschieden hohe Töne verschieden breite Erregungszonen auf der Basilarmembran, und zwar im gleichen Sinne wie bei Ewald: zunehmende Breite der Erregungszone mit abnehmender Tonhöhe[1]). Auf die Frage, ob die räumlichen Unterschiede wirklich die Einordnung der Töne in eine Reihe verständlich machen, haben wir hier nicht einzugehen.

Treffen zwei Töne auf das Ohr, so setzen sich die beiden den Einzeltönen entsprechenden Schallbilder zu einem neuen gemeinsamen zusammen, das jetzt als Ganzes die Empfindung des betreffenden Klanges vermitteln muß. Damit wird die Zerlegung des Klanges in Partialtöne dem Zentralorgan, dem Gehirn, zugeschrieben. Das bedeutet den Verzicht auf eine physikalische Erklärung der Klanganalyse durch das Ohr, und es bleibt ferner unverständlich, daß die Klangempfindung von der gegenseitigen Phase der Partialtöne unabhängig ist.

Es ist Ewald gelungen, Membranen von ähnlichen Dimensionen, wie sie die Basilarmembran besitzt, in stehende Längsschwingungen, die er auch als Bandwellen bezeichnet, zu versetzen. Zur Herstellung seiner Membranen verfährt Ewald folgendermaßen:

Eine nur 0,075 mm dicke Aluminiumscheibe, in die ein schmaler, rechteckiger Spalt eingeschnitten ist, wird in eine Kautschuklösung getaucht und nach dem Herausziehen nach allen Richtungen hin und her geschaukelt, damit sich während des Trocknens keine Inhomogenitäten ausbilden. Zur Erlangung einer brauchbaren Membran kommt alles darauf an, daß die Ränder des Ausschnittes scharf und glatt sind, weil die geringsten Unregelmäßigkeiten schon Störungen in der Homogenität und damit in der Ausbildung der Schallbilder hervorrufen. Vielfach wurden Membranen von 0,55 mm Breite und 8 mm Länge benutzt; ihre Dicke war häufig so gering, daß sie die Newtonschen Farben zeigten. Die Erregung geschah ursprünglich in der Weise, daß die Membran mit einer Stimmgabelzinke direkt berührt wurde, später auch durch die Luft und durch Wasser hindurch. Die Klangfiguren (Schallbilder) wurden im reflektierten Licht photographiert.

Es kam des öfteren vor, daß Membranen für bestimmte Tonbereiche gut ausgebildete Schallbilder gaben, für andere aber nicht. Ewald führt das auf kleine Unregelmäßigkeiten in dem Bau der Membranen zurück und glaubt in diesen Beobachtungen eine Erklärung für das Auftreten von Gehörslücken („Tonlücken") sehen zu dürfen. Das führt uns gleich auf einen sehr dunklen Punkt der Ewaldschen Theorie. Immer wieder wird betont, daß gute Schallbilder nur bei tadellos gleichmäßig gebauten Membranen zu erhalten sind und daß die geringsten Inhomogenitäten die Ausbildung der Schallbilder stören. Die Membrana basilaris ist aber weit davon entfernt, eine Membran von tadellos homogener Beschaffenheit darzustellen. Die Annahme, daß die Basilarmembran in der gleichen Weise schwingt wie die Ewaldschen Gummimembranen, ist zunächst vollkommen willkürlich und müßte gerade auf Grund der Ewaldschen Angaben und Beobachtungen als äußerst unwahrscheinlich bezeichnet werden.

[1]) E. Waetzmann, Folia neurobiol. 6, 24, 1912.

Nun gibt aber Ewald[1]) an, daß er auch auf der Basilarmembran der Meerschweinchenschnecke „in situ" Schallbilder beobachtet hat, die den auf etwa gleich großen Gummimembranen beobachteten entsprechen. Das wäre natürlich von grundlegender Bedeutung, wenn das „in situ" im vollen Sinne des Wortes zu nehmen wäre. Um aber die Basilarmembran sehen zu können, muß die Schnecke aufgebrochen werden, und die Reissnersche Membran und die Labyrinthflüssigkeit müssen entfernt werden. Damit werden die Verhältnisse gegenüber dem normalen Zustand so grundlegend geändert, daß auch dieser Beobachtung Ewalds keinesfalls schon eine entscheidende Bedeutung für die Richtigkeit seiner Theorie beigelegt werden kann.

Es ist zuzugeben, daß die anatomischen und physiologischen Voraussetzungen der Resonanztheorie noch nicht genügend gesichert sind. Nach dem gegenwärtigen Stand unserer Kenntnisse ist aber das Vorhandensein eines Resonatorensystems in der Schnecke zum mindesten nicht unwahrscheinlich. Auf der anderen Seite kann nicht zugegeben werden, daß die Schallbildertheorie in anatomisch-physiologischer Beziehung besser fundiert wäre als die Resonanztheorie. Ferner vermag die letzte im großen ganzen sämtliche bisher sichergestellten Tatsachen des Hörens in befriedigender Weise verständlich zu machen. Dagegen versagen die nicht auf Resonanz beruhenden Theorien schon in der Grundfrage jeder physikalischen Hörtheorie, nämlich in der Frage, wie die Fähigkeit des menschlichen Ohres zur Klanganalyse zu erklären ist. Die Anhänger der Schallbilder- oder einer ähnlichen Theorie stehen in der Klanglehre im Grunde genommen auf einem ähnlichen Standpunkt, wie ihn Goethe in der Farbenlehre einnahm, während die Resonanztheorie des Hörens in gewissem Sinne der Newtonschen Farbenlehre vergleichbar ist. Gewiß ist es möglich, daß uns neue Erkenntnisse eines Tages dazu zwingen werden, die Resonanztheorie aufzugeben und daß sie vielleicht sogar zu einer durchaus „zentralen" Theorie führen werden[2]). Das würde aber nichts anderes bedeuten, als daß uns ein Gebiet, das wir im wesentlichen schon physikalisch geklärt glaubten, wieder dunkel wird. Vielleicht werden wir dann freilich einsehen, daß der Versuch einer physikalischen Hörtheorie überhaupt zu plump war, als daß sich eine solche auf die Dauer hätte halten können. Vorläufig muß aber an der Forderung einer physikalisch begründeten Hörtheorie festgehalten werden, es muß also für den Fall der Ablehnung der Resonanztheorie verlangt werden, daß uns eine andere physikalisch mögliche Zerlegung einer Klangwelle als die gemäß dem Fourierschen Satz erfolgende aufgezeigt wird. In dieser Beziehung sind aber noch keine wesentlichen Fortschritte erzielt worden.

Um weiterzukommen, muß der Physiologe die Bewegungen des Steigbügels bei einer vorgegebenen Klangwelle und vor allem die elastischen und Druckverhältnisse in der Schnecke klären. Hierbei wird auch der Anatom helfen müssen, indem selbst über die Größenverhältnisse usw. der einzelnen Gebilde noch vielfach Unklarheit herrscht. Daneben müssen weitere Tierversuche angestellt werden, und auch dem Hören mit dem kranken Ohr muß noch größere Aufmerksamkeit geschenkt werden. Ferner hat der Physiker durch Modellversuche die schwingenden Bewegungen von Flüssigkeiten in

[1]) J. R. Ewald, Zentralbl. d. Physiol. **28**, 765, 1914.
[2]) Vgl. auch H. Koch, Zeitschr. f. Sinnesphysiologie **59**, 15, 1928.

engen Kanälen mit teilweise nachgiebiger Wand usw. zu untersuchen. Und endlich hat er im Verein mit dem Tonpsychologen die Tatsachen des Hörens noch genauer festzustellen, damit wenigstens sichersteht, was eigentlich durch die Hörtheorie erklärt werden soll.

§ 6. Die Empfindlichkeit des Ohres; Hörschwellen. Unter den akustischen Schwellenwerten oder Hörschwellen steht an erster Stelle die Reizschwelle der Intensität (Kap. II, § 6). Sie gibt an, welche objektive Intensität eine Schallwelle besitzen muß, damit das Ohr eben noch reagiert. Den reziproken Wert dieser Schwellenintensität können wir als die Empfindlichkeit des Ohres für den betreffenden Ton bezeichnen, denn je weniger Energie dem Ohre zwecks Auslösung einer Tonempfindung zugeführt werden muß, um so empfindlicher ist es. Messen wir also die Schallintensitäten für die verschieden hohen Töne, so haben wir damit zugleich die Empfindlichkeitskurve des Ohres für die ganze Tonskala.

Die Messung der dem Ohre zugeführten Schallenergie kann auf verschiedene Arten geschehen. Hand in Hand hiermit geht eine etwas verschiedene Definition der Schwellenintensität. Nach einigen Beobachtern ist es die Energie, die in der Sekunde von der dicht an das Ohr gehaltenen Tonquelle in das Ohr des Beobachters hineingestrahlt wird, wenn das Ohr eben noch reagiert. Nach anderen ist es die im Ohrkanal an der Empfindungsschwelle erzeugte Druckamplitude, während wieder andere Beobachter die Schwellenenergie zu messen suchen, die am Orte des Ohres in der Sekunde durch 1 cm² hindurchströmt. Unter Berücksichtigung dieser Umstände sowie der Meßschwierigkeiten kann es nicht verwunderlich erscheinen, wenn die Angaben der verschiedenen Beobachter noch recht merklich voneinander abweichen.

Die grundlegende Arbeit rührt von M. Wien[1]) her. Als Tonquellen verwendete er Telephone, die mit sinusförmigem Wechselstrom gespeist wurden. In den ersten Versuchsreihen wurden nur die relativen Schwellenwerte für verschiedene Tonhöhen gemessen. Das Telephon lag dicht am Ohre des Beobachters; die Schwellenenergie ist proportional dem Quadrat der Amplitude der Telephonmembran; die Schwellenamplituden wurden aus Eichmessungen zwischen Stromstärke und Amplitude, die bei stärkeren Strömen ausgeführt waren, extrapoliert. Bei den absoluten Messungen befand sich das Ohr in 30 cm Abstand vom Telephon. Aus der Größe der Telephonamplitude wurde (aus dem Geschwindigkeitspotential) die Intensität am Orte des Ohres berechnet. In Tabelle 1 sind unter N die Schwingungszahlen der Töne, unter E die zugehörigen Schwellenenergien nach M. Wien in erg/cm²sec angegeben.

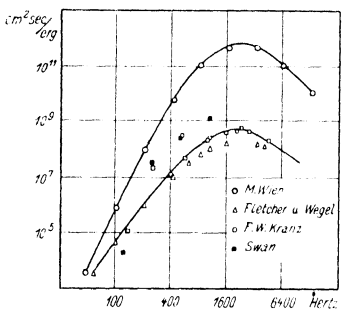
Tabelle 1.

N	E	N	E	N	E
50	$3{,}2 \cdot 10^{-4}$	400	$1{,}6 \cdot 10^{-10}$	3200	$2{,}5 \cdot 10^{-12}$
100	$1{,}4 \cdot 10^{-6}$	800	$8{,}0 \cdot 10^{-12}$	6400	$8{,}0 \cdot 10^{-12}$
200	$1{,}2 \cdot 10^{-8}$	1600	$2{,}5 \cdot 10^{-12}$	12800	$9{,}0 \cdot 10^{-11}$

[1]) M. Wien, Pflügers Arch. f. d. ges. Physiol. **97**, 1, 1903.

Mit allen modernen Hilfsmitteln wie Röhrengenerator, Siebketten (Kap. VII, § 12), Kondensatormikrophon (Kap. V, § 7), Thermophon (Kap. IV, § 15) usw. haben namentlich amerikanische Forscher, von denen Fletcher und Wegel[1]), F. W. Kranz[2]) und Swan[3]) genannt seien, die Empfindlichkeitskurve des Ohres neu bestimmt. Die Resultate dieser Messungen sind in Fig. 11 zusammengestellt. Als Abszissen sind die Schwingungszahlen der Töne aufgetragen, von 25 bis 25600, also in der Sprache des Musikers vom Subcontra- bis zum siebengestrichenen gis; als Ordinaten die Hörempfindlichkeiten, also die reziproken Werte der Schwellenintensitäten, diese gemessen in erg/cm² sec. Beides in logarithmischem Maßstab. Die obere Kurve ist die Max Wiensche Kurve, und die untere gibt ungefähr die Mittelwerte aus den amerikanischen Messungen an. Die Empfindlichkeit steigt nach beiden Kurven bis in die Gegend von 2000 Schwingungen, das ist das viergestrichene c, stark an, um dann wieder abzunehmen. Es ist nicht ausgeschlossen, daß hierbei Resonanz im Außen- und Mittelohr mitwirkt (ds. Kap., § 1). Nach Wien ist die Empfindlichkeit für den Ton 2000 etwa eine Million mal so groß wie für den Ton 100. Nach den Amerikanern sind die Unterschiede zwar merklich kleiner, aber doch noch von ähnlicher Größenordnung. Aus dem Absolutwert der Schwellenintensität läßt sich auch die Schwellenamplitude der schwingenden Luftteilchen am Ohre des Beobachters berechnen. Für den Ton 2000 ergibt sie sich nach den Amerikanern zu etwa 10^{-9} cm, das ist etwa der 30. Teil eines Moleküldurchmessers und der 10000. Teil der mittleren freien Weglänge der Moleküle bei Atmosphärendruck.

Fig. 11.



Empfindlichkeitskurven des menschlichen Ohres.

Fletcher und Wegel benutzten als Tonquellen erstens ein Telephon, das durch ein Kondensatormikrophon erregt und dicht an das Ohr des Beobachters gehalten wurde. Die Tonstärke wurde durch Änderung der Gittervorspannung eines zwischen Kondensatormikrophon und Telephon liegenden Röhrenverstärkers bis zur Reizschwelle geschwächt. Die Obertöne wurden durch Drosselketten beseitigt. Zweitens wurde ein luftdicht in das Ohr eingeführtes Thermophon benutzt, wobei der Heizstrom bis zur Reizschwelle geschwächt wurde. Die Eichung des Thermophons geschieht an einem dem Ohre nachgeahmten künstlichen Gebilde, in dem das Trommelfell durch die Membran eines Kondensatormikrophons ersetzt ist.

Kranz arbeitete ebenfalls mit Telephonen und Thermophonen. Besonders bemerkenswert ist die Art, wie er den ganzen Tonbereich kontinuierlich abtastet. Das Tongebiet wird in Einzelintervalle — etwa Oktaven — zerlegt. Die Intensität wird zunächst so eingestellt, daß in diesem Intervall kein Ton zu hören ist. Dann wird sie in ganz kleinen Schritten langsam gesteigert und für jede dieser Intensitätsstufen wird durch kontinuierliches Variieren der Frequenz über das ganze Intervall hin festgestellt, welche Töne schon hörbar sind und welche noch nicht gehört werden, bis schließlich bei einer bestimmten Intensitätsstufe alle Töne hörbar sind. Dann wird zum nächsten Intervall übergegangen. Hierbei kam Kranz zu dem

[1]) H. Fletcher und R. Wegel, Phys. Rev. (2) **19**, 533, 1922; Proc. Nat. Acad. Amer. **8**, 5, 1922.

[2]) F. W. Kranz, Phys. Rev. (2) **21**, 573, 1923.

[3]) Cl. M. Swan, Proc. Nat. Acad. Amer. **58**, 425, 1923.

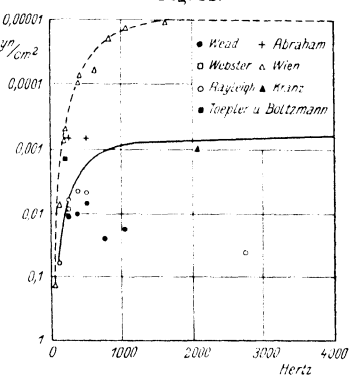
Resultat, daß sich die Empfindlichkeit des Ohres mit der Tonhöhe durchaus nicht so kontinuierlich ändert, wie es nach den Kurven der Fig. 11 aussieht. Vielmehr sollen zahlreiche starke Sprünge stattfinden, so daß beispielsweise bei zwei Tönen, die nur um einen Halbton voneinander entfernt liegen, Empfindlichkeitsunterschiede im Verhältnis bis 1 : 200 und selbst bis zu 1 : 1000 auftreten. Diese Frage ist noch nicht genügend geklärt. Ferner gibt Kranz — in Übereinstimmung mit Fletcher und Wegel — an, daß bei verschiedenen sogenannten normalen Ohren die Schwellenwerte sehr verschieden sein können. Es wurden Unterschiede wieder bis 1 : 1000 gefunden.

Swan bestimmte die Schwellenenergie in der Weise, daß er mit Hilfe einer von Sabine aufgestellten Formel für die Nachhalldauer (Kap. VII, § 19) aus der gemessenen Anfangsintensität und aus der gemessenen Nachhalldauer die Schwellenenergie errechnet.

Neben den genannten haben noch zahlreiche andere Forscher Intensitätsschwellen gemessen. Die entsprechenden Empfindlichkeitswerte liegen teils noch unterhalb der unteren Kurve der Fig. 11, teils liegen sie zwischen beiden Kurven. So fanden Hahnemann und Hecht[1]) für den Ton 1000 eine Reizschwelle von etwa $1{,}9 \cdot 10^{-10}$ erg/sec, wobei als Reizleistung diejenige Leistung definiert ist, die an der Schwelle beim Andrücken eines Telephons an das Ohr von dem gesamten äußeren Ohr aufgenommen wird, also die gesamte akustische Energie, die das Telephon dem Ohre an der Schwelle zustrahlt.

D. Mackenzie[2]) hat versucht, die relative Empfindlichkeit des Ohres für verschieden hohe Töne auch für den Fall großer Lautstärken zu messen. Derartige Untersuchungen sind sehr wichtig, weil für starke Töne die relative Empfindlichkeit des Ohres eine ganz andere sein könnte als an der Hörschwelle. Zum Vergleich der Empfindungsstärke zweier verschieden hohen Töne benutzt er das aus der Optik bekannte Flickerprinzip. Die beiden Töne werden dem Ohre abwechselnd (als Triller) dargeboten; den stärkeren Ton hört man dann vollkommen unterbrochen, während die Unterbrechungen des schwächeren nicht klar unterschieden werden. Bei gleicher Lautstärke sollen beide Töne gleichmäßig unterbrochen erscheinen, und zwar soll das Einstellungskriterium ein recht scharfes sein, so daß eine Meßgenauigkeit von etwa 5 Proz. leicht erreicht werden soll. Dazu muß aber — ähnlich wie in der Optik — die Flickergeschwindigkeit in gewissen Grenzen gehalten werden. Für Töne zwischen 100 und 4000 Schw./sec wird ein etwa zwölfmaliger Wechsel der beiden zu vergleichenden Töne in der Sekunde empfohlen. Ein klarer Überblick über die Verhältnisse — inwieweit beispielsweise die Dämpfung der Ohrresonatoren (ds. Kap., § 2) mitwirkt — ist noch nicht gewonnen, und eine genaue Untersuchung des Flickerprinzips an sich ist noch zu wünschen. In anderer Weise als Mackenzie hat Kingsbury[3]) die relative Lautstärke verschieden hoher Töne zu messen versucht, worauf wir in Kap. VI, § 8 zurückkommen. Die Unterschiede in der Empfindlichkeit des Ohres für verschieden hohe Töne scheinen bei großen Lautstärken geringer zu sein als bei kleinen. Geht man von den Schwellenwerten aus und steigert nun die Reizstärken, so soll die Zunahme der Lautstärken für tiefe Töne wesentlich größer sein als für hohe.

Fig. 12.



Empfindlichkeitskurven des menschlichen Ohres.

In Fig. 12 sind noch Empfindlichkeitskurven in der Darstellungsform von Fletcher und Wegel angegeben, wobei Meßwerte der verschiedensten Beobachter eingezeichnet sind. Als Abszissen sind wieder die Frequenzen aufgetragen, als Ordinaten aber — nach oben hin abnehmend — die Effektivwerte

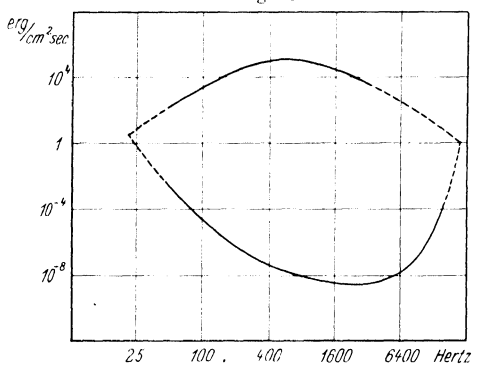
[1]) W. Hahnemann und H. Hecht, Ann. d. Phys. **60**, 454, 1919.
[2]) D. Mackenzie, Phys. Rev. **20**, 331, 1922.
[3]) B. A. Kingsbury, ebenda **29**, 588, 1927.

der Druckamplituden der Luftschwingungen (dyn/cm²), die einen eben merklichen Ton geben; die Ordinaten wieder in logarithmischem Maßstab.

Wird dem Ohre für einen bestimmten Ton mehr und mehr Schallenergie zugeführt, so wird der Ton lauter und lauter, und schließlich tritt zu der Tonempfindung ein Fühlen der Schwingungen bzw. eine direkte Schmerzempfindung hinzu. Auch für diese Schmerzempfindung sollen sich die Schwellenenergien ziemlich genau festlegen lassen. Besonders interessant ist dabei, daß für Schwerhörige die Schwellenenergie des Schmerzes etwa die gleiche sein soll wie für Normalhörende. Deshalb ist es auch nicht möglich, dem stark Schwerhörenden dadurch zu helfen, daß man ihm extrem große Schallenergien zuführt.

In Fig. 13 sind als Abszissen wieder die Schwingungszahlen der Töne und als Ordinaten die Schallintensitäten in erg/cm² sec aufgetragen, nicht mehr wie vorhin ihre reziproken Werte. Die untere Kurve ist die Schwellenwerts-

Fig. 13.



Reizschwellenkurven der Hör- und Schmerzempfindung.

kurve der Tonempfindung, die obere die Schwellenwertskurve der Schmerzempfindung. Ihre Schnittpunkte markieren die untere und die obere Hörgrenze, etwa 20 bzw. 20 000 Schwingungen pro Sekunde. Innerhalb der von den beiden Kurven eingeschlossenen Fläche, der sogenannten Hörfläche[1]), liegen also sämtliche Töne, die der Mensch hören kann.

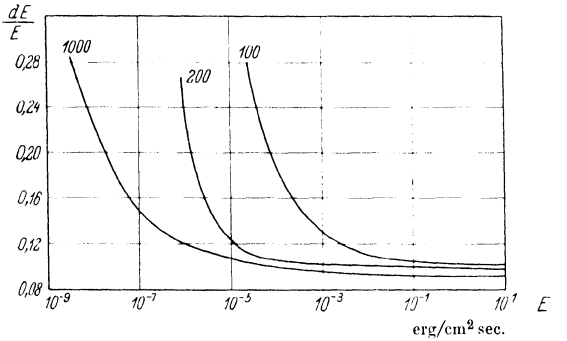
Um ihre Anzahl berechnen zu können, brauchen wir noch die Unterschiedsschwellen; erstens die der Intensität und zweitens die der Tonhöhe. Wenn E die Schallintensität bedeutet, und dE den für die Empfindung eben merklichen Zuwachs, so ist dE/E die Unterschiedsschwelle der Intensität, und entsprechend ist dN N die Unterschiedsschwelle der Tonhöhe, wenn N die Schwingungszahl bedeutet. Auch für diese Unterschiedsschwellen liegen sorgfältige neue Meßreihen namentlich des Amerikaners Knudsen[2]) vor, wobei sich übrigens überraschend weitgehende Analogien mit den Farbenempfindungen herausgestellt haben. Die Unterschiedsschwelle der Intensität ergibt sich für

[1]) Wegel, Bell Techn. Journ. **1**, 56, November 1922.
[2]) V. O. Knudsen, Phys. Rev. **21**, 84, 1923.

mittelstarke Töne zu etwa 10 Proz, während das (reziproke) „Auflösungsvermögen" des Ohres dN/N mit der Schwingungszahl N stark variiert. Um auch hier eine Zahl zu nennen, so genügt in der Höhenlage von 500 Schwingungen eine Änderung von $1^1/_2$ Schwingungen, um den Tonhöhenunterschied zu erkennen. Die Gesamtzahl der von dem normalen menschlichen Ohre nach Höhe oder Stärke oder nach Höhe und Stärke unterscheidbaren Töne beträgt hiernach ungefähr 300 000.

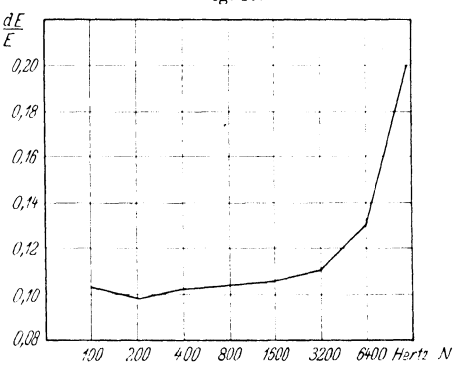
In Fig. 14 sind die Unterschiedsschwellen der Intensität in Abhängigkeit von der absoluten Intensität der Töne für drei verschiedene Frequenzen (100, 200, 1000 Schw./sec) nach Knudsen zusammengestellt. dE/E ist keine Konstante, wie

Fig. 14.



Unterschiedsschwellen der Intensität in Abhängigkeit von der Druckamplitude.

Fig. 15.



Unterschiedsschwellen der Intensität in Abhängigkeit von der Frequenz.

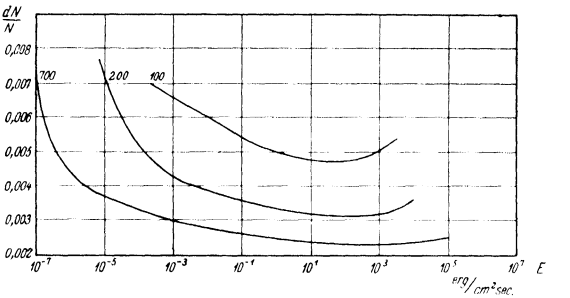
es nach dem Weber-Fechnerschen Gesetz (Kap. II, § 6) zu erwarten wäre, sondern ist für sehr schwache Töne wesentlich größer (etwa das Dreifache) als für stärkere Töne. Für das Auge hat Nutting[1]) entsprechende Messungen ausgeführt und findet genau den gleichen Kurvenverlauf, wie er in Fig. 14 für das Ohr dargestellt ist. Auch die Linksverschiebung der Kurven mit abnehmender Wellenlänge findet sich beim Auge wieder. In Fig. 15 sind die dE/E-Werte in Abhängigkeit

[1]) P. Nutting, Bull. Bureau of Stand. V, 2, 261, 1908.

von der Frequenz bei gleicher Lautstärke (200fache Energie der Reizschwelle) dargestellt. Von etwa 3000 Schwingungen an aufwärts nimmt die Unterschiedsschwelle erheblich zu, die Unterschiedsempfindlichkeit also erheblich ab. Was die Kurven der Fig. 14 und 15 für die Unterschiedsschwellen der Intensität zeigen, zeigen die Kurven der Fig. 16 und 17 für die Unterschiedsschwellen der Tonhöhe.

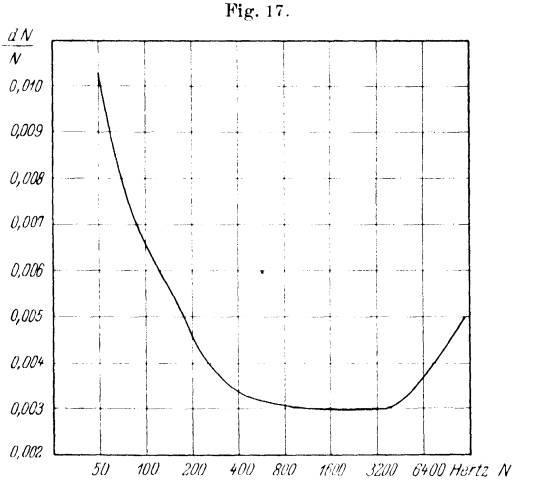
Als Abschluß unserer Ausführungen über die Schwellenwerte soll noch die Reizschwelle der Zeit, auch Dauerschwelle genannt, kurz erwähnt werden. Jede Tonquelle muß mindestens eine bestimmte endliche Zeit einwirken, damit

Fig. 16.



Unterschiedsschwellen der Tonhöhe in Abhängigkeit von der Druckamplitude.

Fig. 17.



Unterschiedsschwellen der Tonhöhe in Abhängigkeit von der Frequenz.

sie die betreffende Tonempfindung hervorruft. Beispielsweise muß eine Stimmgabel von 200 Schw./sec mindestens $^1/_{100}$ sec lang tönen, also zwei Schwingungen ausführen, um hörbar zu werden. Übrigens ist damit noch nicht gesagt, daß die Tonempfindung jetzt auch schon stationär geworden wäre. Unsere Kenntnisse über die Dauerschwelle bedürfen noch stark der Ergänzung.

Die Reizschwelle der Intensität für irgend einen Ton kann sich stark ändern, wenn gleichzeitig noch ein anderer Ton angegeben wird. Es kann dann eine „Verdeckung" eintreten, indem der Ton 1, der für sich gut hörbar sein würde, infolge

des gleichzeitigen Vorhandenseins des Tones 2 nicht mehr gehört wird. Im allgemeinen findet ein kräftiges Verdecken nur dann statt, wenn 1 und 2 nahe beieinander liegen. Ist der verdeckende Ton tiefer als der verdeckte, so werden bei großen Lautstärken des ersten auch noch diejenigen Töne merklich verdeckt, deren Schwingungszahlen gleich denen der harmonischen Obertöne des verdeckenden Tones sind. Das tritt auch dann ein, wenn der verdeckende Ton objektiv völlig obertonfrei ist und dürfte teils auf nichtlineares Arbeiten des Ohres (Kap. II, § 19), teils auf psychologische Einflüsse zurückzuführen sein. Liegen die Töne 1 und 2 so nahe beieinander, daß Schwebungen auftreten, so machen sich noch gewisse Komplikationen bemerkbar.

§ 7. Das Richtungshören. Es ist Erfahrungstatsache, daß wir in weitgehendem Maße die Fähigkeit besitzen, die Richtung, aus der ein Schall zu uns gelangt, zu erkennen. Befindet man sich beispielsweise auf freiem Felde und fällt in der Nähe ein Schuß, so kann man sofort angeben, aus welcher Richtung der Knall ungefähr kommt. Werden an der gleichen Stelle mehrere Schüsse nacheinander abgegeben, so kann man die Richtung sehr genau bestimmen, indem man sich — vorteilhaft mit geschlossenen Augen — langsam dreht. Man findet dann sehr bald eine Stellung, in welcher der Knall einen „Mitteneindruck" hervorruft. Das „Knallbild" liegt in der „Medianebene", d. h. in der Ebene, die senkrecht zur Verbindungslinie der beiden Ohren liegt und durch die Mitte dieser Verbindungslinie geht. Öffnet man jetzt die Augen, so wird man bei freier Sicht im allgemeinen den Schützen sehen. Es ist selbstverständlich, daß scheinbare — aber auch nur scheinbare — Täuschungen vorkommen können, falls starke Reflexionen oder dergleichen vorhanden sind. Es wird dann leicht statt des direkten der reflektierte Schall beobachtet, und daraus ergibt sich natürlich ein Fehlurteil über die Richtung, in der die Schallquelle liegt. Da in geschlossenen Räumen die Reflexionen eine besonders große Rolle spielen, ist es im allgemeinen viel schwerer, den Ort einer Schallquelle (etwa einer Wanduhr) in geschlossenen Räumen zu bestimmen als im Freien.

Seit langer Zeit war man sich darüber klar, daß die Schallrichtung mit einem Ohre nur in höchst unvollkommener Weise bzw. gar nicht festgestellt werden kann und daß zum Richtungshören beide Ohren zusammenwirken müssen (binaurales oder diotisches Hören im Gegensatz zum monotischen). Dagegen ist die weitere Frage, von welchen Faktoren beim binauralen Hören die Wahrnehmung der Schallrichtung abhängt, nicht so leicht zu beantworten. Man kann hier die Intensitätstheorie, die Phasentheorie und die Zeitdifferenzentheorie unterscheiden, wobei noch offen bleibt, ob und inwieweit alle drei Faktoren (Unterschiede der Stärke, der Phase und des Zeitpunktes der Erregung des einen und des anderen Ohres) zusammenwirken.

Nach der Intensitätstheorie soll die Seitenrichtung, in welcher der Schall gehört wird, von dem Intensitätsgefälle zwischen beiden Ohren abhängen. Das Zustandekommen einer Intensitätsdifferenz wird darauf zurückgeführt, daß das der Schallquelle abgewandte Ohr in dem Schallschatten (Kap. VII, § 6) des Kopfes des Beobachters liegt. Jedoch ist die reine Intensitätstheorie nicht aufrechtzuerhalten. Bei hohen Tönen, deren Wellenlängen klein gegen den Kopfdurchmesser sind, wird sich zwar ein bedeutender Intensitätsunterschied

an beiden Ohren ausbilden, und dieser Unterschied wird auch bei dem Richtungshören mitwirken. Bei tiefen Tönen aber, deren Wellenlängen groß gegen den Kopfdurchmesser sind, können infolge der Beugung (Kap. VII, § 6) nur außerordentlich kleine Intensitätsunterschiede an beiden Ohren auftreten. Auch ist direkt durch Versuche erwiesen worden, daß der Schall unter geeigneten Versuchsbedingungen auf der Seite desjenigen Ohres gehört werden kann, in dem er bedeutend schwächer ist (Myers und Wilson, v. Hornbostel und Wertheimer).

Die reine Phasentheorie, die hauptsächlich auf Rayleigh zurückzuführen ist, nimmt folgendes an: Unabhängig von der Frequenz soll jeder Ton auf der Seite des rechten Ohres zwischen 0^0 und 90^0 Seitlichkeit lokalisiert werden wenn bei Voreilen der Phase in dem rechten Ohre der Phasenunterschied zwischen dem rechten und dem linken Ohre 0 bis $\pi/2$ beträgt; wächst er von $\pi/2$ bis π, so soll der Seitenwinkel für das Schallbild wieder von 90^0 auf 0^0 fallen; wächst er von π bis $3\pi/2$, so wandert das Schallbild nach dem linken Ohre hinüber bis zu 90^0 Seitlichkeit, um bei weiterem Wachsen des Phasenunterschiedes von $3\pi/2$ bis 2π wieder in die Mitte zurückzuwandern. Unabhängig von der Frequenz soll also der Eindruck maximaler Seitlichkeit (90^0) bei einer Phasendifferenz von $\pi/2$ entstehen. Jedoch zeigten Versuche von Bowlker, daß die einen Seiteneindruck von 90^0 erzeugenden Phasendifferenzen mit der Frequenz kontinuierlich zunehmen. Also wird auch die Phasentheorie in der angegebenen Form nicht allen Beobachtungen gerecht, obwohl ein richtiger Kern in ihr enthalten ist.

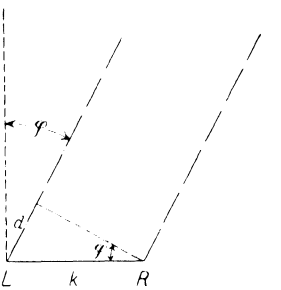
Durch systematische Versuche haben dann v. Hornbostel und Wertheimer[1]) gezeigt, daß der Seitenwinkel, unter dem ein Schall gehört wird von dem Zeitunterschied der Erregung des einen und des anderen Ohres durch den gleichen Reiz abhängig ist. Der Seitenwinkel von 90^0 wird dann bei einem bestimmten Grenzwert des Zeitunterschiedes, mit dem gleiche Phasen das eine und das andere Ohr treffen, erreicht; damit muß der Phasenunterschied, der 90^0 Seitlichkeit ergibt, von der Frequenz abhängen. Somit ist die Zeitdifferenzentheorie eine notwendige Ergänzung der Phasentheorie. v. Hornbostel und Wertheimer entwickelten die Zeitdifferenzentheorie aus Versuchen mit kurzen Geräuschen, die als Momentanreize gelten können. Hier liegen die Verhältnisse besonders einfach, weil es sich einfach um die Differenz der Zeitmomente handelt, in denen der Reiz an die beiden Ohren gelangt. Entsprechend hatte schon Mallock zur Erklärung der Lokalisation des Geschoßknalles (Kap. II, § 12) auf die Zeitdifferenz zwischen dem Eintreffen des gleichen Reizes in dem einen und dem anderen Ohre des Beobachters hingewiesen, ohne aber klare Anschauungen über das Zustandekommen des Richtungshörens zu geben.

Höhere Töne werden schlechter als tiefere lokalisiert und alle Töne schlechter als Geräusche und als intermittierender Schall jeder Art. Nach der Zeitdifferenzentheorie ist das ohne weiteres verständlich.

[1]) E. M. v. Hornbostel und M. Wertheimer, Sitzungsber. d. Preuß. Akad. d. Wiss. 20, 1920.

Ist die Zeitdifferenz $\Delta t = 0$, so wird die Schallquelle als in der Medianebene liegend empfunden. Dieser Eindruck bleibt erhalten, bis Δt auf etwa $30 \cdot 10^{-6}$ sec gestiegen ist, was einem Unterschied der Weglängen von der Schallquelle zu den beiden Ohren des Beobachters von etwa 1 cm in Luft entspricht. Für den Eindruck maximaler Seitlichkeit (90°) ist Δt etwa gleich $600 \cdot 10^{-6}$ sec, was einem Unterschied der Weglängen von etwa 21 cm in Luft entspricht. Diese Strecke ist übrigens nicht gleich dem Ohrabstand oder gleich dem halben Kopfumfang. Der Wert von 21 cm ist nur als empirische Konstante anzusehen, deren eigentliche Bedeutung noch nicht recht klar ist. Zwischen den genannten Werten von etwa 30 und $600 \cdot 10^{-6}$ sec liegen also alle in der Natur vorkommenden Zeitunterschiede, die zu einer scharfen Richtungsbestimmung von Momentanreizen führen. Nimmt man bei großen Abständen der Schallquelle an, daß die in die beiden Ohren L und R (Fig. 18) gelangenden Schallstrahlen parallel verlaufen und bezeichnet man den Unterschied der Weglängen von der Schallquelle zu den beiden Ohren mit d, die empirische Größe von 21 cm mit k, so ist $d = k \sin \varphi$, wobei φ der sogenannte Richtungswinkel ist, d. h. der Winkel, unter dem das Schallbild gegenüber der Mittenrichtung verschoben ist.

Fig. 18.



Schema für Richtungshören.

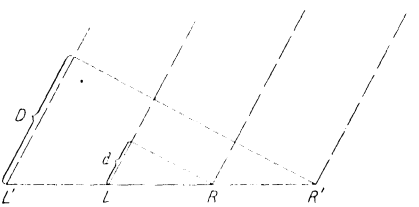
Handelt es sich nicht um Momentanreize (kurze Knalle u. dgl.), sondern um lange andauernde Töne, so spielt auch die gegenseitige Phase der an die beiden Ohren gelangenden Tonwellen eine große Rolle. Wird ein Dauerton angegeben, so hat es ja keinen Sinn mehr, die Differenz der Ankunftszeiten an beiden Ohren in den Vordergrund zu stellen, weil die eigentliche Beobachtung jetzt während der Dauererregung erfolgt. Das scheint zunächst eine Schwierigkeit für die Zeitdifferenzentheorie zu sein. Jedoch haben die Untersuchungen v. Hornbostels und Wertheimers eine sehr elegante Lösung auch dieser Schwierigkeit gebracht. Als Zeitdifferenz ist jetzt die Differenz derjenigen Zeitmomente zu rechnen, in denen an beiden Ohren der gleiche Schwingungszustand herrscht. Besondere Komplikationen treten bei sehr hohen Tönen auf, etwa von 1600 Schw. sec an aufwärts. Der größtmögliche, zeitlich gerechnete Phasenunterschied ist durch die Dauer einer Schwingung begrenzt; also $^1/_{1600}$ = etwa $600 \cdot 10^{-6}$ sec. Das ist aber der Zeitdifferenzenwert, dem nach der Theorie der Eindruck maximaler Seitlichkeit zugeordnet ist. Somit kann bei höheren Tönen der Eindruck maximaler Seitlichkeit nicht mehr erzielt werden. Es sei daran erinnert, daß für die hohen Töne die Schattenwirkung des Kopfes eine Rolle spielt, so daß hier kräftige Intensitätsunterschiede an beiden Ohren entstehen können. Hartley[1]) und Fry[2]) vertreten die Ansicht, daß die

[1]) Hartley und Fry, Phys. Rev. **18**, 431, 1921.
[2]) Fry, Physikal. Zeitschr. **23**, 276, 1922.

Intensitätsdifferenzen und die zeitlich gerechneten Phasendifferenzen in enger Kombination zusammenwirken. Die Hauptvorgänge beim Richtungshören dürften aber durch die v. Hornbostel-Wertheimersche Theorie im wesentlichen geklärt sein.

§ 8. Praktische Anwendungen des Richtungshörens. Das Richtungshören wird in Analogie zum stereoskopischen Sehen auch als stereoakustisches Hören bezeichnet. In Analogie zu den Prismendoppelgläsern in der Optik sind „Richtungshörer" mit künstlicher Vergrößerung des Ohrabstandes gebaut worden. Als Schallaufnahmeapparate können beispielsweise zwei Trichter im gegenseitigen Abstand von vielleicht 50 bis 100 cm benutzt werden, deren Enden durch Hörschläuche mit den Ohren des Beobachters verbunden sind. Durch die Vergrößerung des natürlichen Ohrabstandes wird erreicht, daß eine Schallquelle weiter seitlich zu liegen scheint, als es in Wirklichkeit der Fall ist. In Fig. 19 bedeutet LR den natürlichen, $L'R'$ den vergrößerten, künst-

Fig. 19.



Schema für Richtungshören mit vergrößerter Ohrbasis.

lichen Ohrabstand. Für das natürliche Hörorgan (L, R) ist der Wegunterschied der an die beiden Ohren gelangenden Schallstrahlen d, für das künstliche Hörorgan (L', R') D. Da mit der Vergrößerung der Wegdifferenz von d auf D eine entsprechende Vergrößerung der Zeitdifferenz Hand in Hand geht, bedeutet die Vergrößerung der „Ohrbasis" (LR) eine entsprechende Vergrößerung des Seitenwinkels.

Zur Bestimmung der Schallrichtung benutzt man den Mitteneindruck, da hier die Genauigkeit der Richtungsbestimmung am größten ist. Bei natürlicher Ohrbasis ist eine Zeitdifferenz von $30 \cdot 10^{-6}$ sec erforderlich, damit die Schallquelle eben seitlich erscheint. Das bedeutet eine Richtgenauigkeit von etwa $+ 3^0$. Durch Vergrößerung der Ohrbasis wird diese Richtgenauigkeit entsprechend erhöht. Die Schallquelle und die beiden Ohren mögen zunächst in horizontaler Ebene liegen. Der Beobachter dreht sich bzw. den Richtungshörer um eine vertikale Achse, bis Mitteneindruck vorhanden ist. Am besten geschieht diese Einstellung durch Einpendeln, indem der Richtungshörer unter ständiger Verkleinerung des Drehwinkels mehrere Male um die Stellung des Mitteneindrucks hin und her gedreht wird. Wird die künstliche Ohrbasis sehr lang gewählt, so wird schon bei sehr kleinem Drehwinkel die in der Natur maximal vorkommende Zeitdifferenz von etwa $600 \cdot 10^{-6}$ sec überschritten. In diesem „Überwinkelgebiet" treten zwar auch noch gewisse Richtungs-

eindrücke auf, die aber mit zunehmender Zeitdifferenz immer unschärfer werden. Bei einem Werte von $\Delta t = 1200 \cdot 10^{-6}$ sec verschwindet das einheitliche Schallbild, und es sind zwei getrennte Schalle in beiden Ohren zu hören.

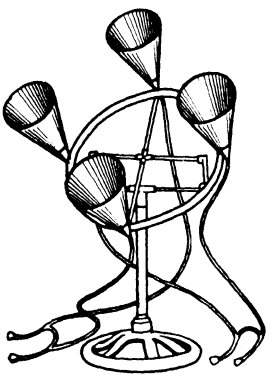
Das Einpendeln des künstlichen Richtungshörers auf Mitteneindruck begegnet oft praktisch kaum zu überwindenden Schwierigkeiten. Man denke z. B. an einen Unterwasserrichtungshörer, bei dem das eine künstliche Ohr an der Backbord- und das andere an der Steuerbordseite des Schiffes angebracht ist. Soll etwa eine Klopfboje angesteuert werden, so müßte das ganze Schiff die Pendelungen mitmachen. Um das zu vermeiden, wird der Schallweg von dem einen künstlichen Ohre zum entsprechenden Ohre des Beobachters in meßbarer Weise veränderlich gemacht. In der primitiven Anordnung mit zwei Trichtern und Hörschläuchen könnte das durch Verkürzung oder Verlängerung des einen Hörschlauches geschehen. Praktisch wird man irgendwelche posaunenartig veränderlichen Schallwege einfügen. Werden als künstliche Ohren nicht Trichter, sondern Mikrophone verwendet (wie in der Unterwasserschalltechnik), so werden die zugehörigen Telephone nicht direkt an die Ohren des Beobachters gelegt, sondern unter Zwischenschaltung von posaunenartig veränderlichen Luftwegen. Aus der bei Mitteneindruck abgelesenen Längendifferenz in den zu den beiden Ohren führenden Posaunenzügen errechnet sich der Seitenwinkel, unter dem die Schallquelle liegt, in einfacher Weise. Da die Schallgeschwindigkeit in Wasser etwa viermal so groß ist wie in Luft, muß auch die Ohrbasis entsprechend vergrößert werden, um in Wasser die gleichen Eindrücke wie in Luft zu erhalten. Demgemäß findet man, wenn man den Kopf unter Wasser taucht und ohne künstliche Empfänger Schallrichtungen zu bestimmen sucht, daß Schallquellen, die in Wirklichkeit maximal seitlich liegen (90°), nur um etwa 20° gegen die Mittenlinie verschoben erscheinen [1]).

Die Richtungshörer spielen beim Signalempfang unter Wasser eine große Rolle, wenn es sich nicht nur darum handelt, das Signal aufzunehmen, sondern auch die Richtung festzustellen, aus der das Signal kommt. Natürlich können auch unfreiwillig gegebene Signale abgehört und in ihrer Richtung bestimmt werden. Ein fahrendes U-Boot kann sich durch Untertauchen wohl noch dem Auge entziehen, aber vielfach nicht mehr dem Ohre. Während des Krieges sind Richtungshörer mit teilweise gutem Erfolg oft auch dazu benutzt worden, den Ort feuernder Geschütze festzustellen. Wird die Richtung, aus der der Geschützknall kommt, von zwei verschiedenen Stellen aus bestimmt, so gibt der Schnittpunkt der beiden Richtlinien den Ort des Geschützes. Eine andere Anwendungsart der Richtungshörer war das Aufsuchen von Flugzeugen bei Nacht. Zu diesem Zwecke werden zwei Richtungshörer miteinander kombiniert, von denen der eine (um eine senkrechte Achse drehbare) die Richtung in der Horizontalebene, der andere (um eine wagerechte Achse drehbare) den Höhenwinkel festzulegen gestattet. Fig. 20 [2]), die ohne weitere Erläuterungen verständlich sein dürfte, zeigt einen derartigen Apparat

[1]) W. Kunze, Physikal. Zeitschr. **22**, 649, 1921.
[2]) Nach R. Berger, Die Schalltechnik. Sammlung Vieweg, Heft 83. Braunschweig 1926.

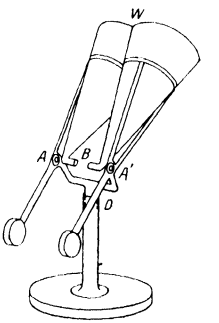
nach Perrin. Bemerkt sei, daß in diesem Apparat die Dimensionen der Trichter viel zu klein bemessen sind, als daß neben der Richtwirkung auch eine praktisch brauchbare Hörverstärkung eintreten könnte (Kap. V, § 2). Fig. 21 zeigt das Schema eines Richtungshörers nach Waetzmann, der in bequemer Weise sowohl um eine vertikale (D) wie um eine horizontale Achse ($A\,A'$) drehbar ist, so daß er von einem Beobachter, dessen Ohren an den Trichterenden bei B liegen, gleichzeitig für Seiten- und Höhenbestimmung bedient werden kann. Durch die beiden Trichtern gemeinsame Trennungswand W wird erreicht, daß sich beim Einpendeln auf eine Schallquelle neben den Zeitdifferenzen auch starke Intensitätsdifferenzen bemerkbar machen, wodurch eine Abweichung vom Mitteneindruck besonders eklatant hervortritt.

Fig. 20.



Doppelrichtungshörer nach Perrin.

Fig. 21.



Schema eines Richtungshörers für Seiten- und Höhenbeobachtung nach Waetzmann.

Die Anwendung des Richtungshörens zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeit besprechen wir in § 2 des siebenten Kapitels.

Da der Mensch im allgemeinen gewohnt ist, sich mit Hilfe des Auges zu orientieren, werden die Fähigkeiten des Ohres in der Regel unterschätzt. Im Dunkeln können wir uns aber weitgehend auch mit Hilfe des Ohres orientieren, eine Fähigkeit, die namentlich Blinde in erstaunlich hohem Maße besitzen.

Als Beweis dafür, daß wir imstande sind, mit bloßen Ohren die Schallrichtung recht genau zu bestimmen, sei noch ein Beispiel aus dem praktischen Leben angeführt: Im Niederwald werden infolge gewisser Eigenarten in der Bodenbewirtschaftung in bestimmten, mehrjährigen Zeitperioden Parzellen neu ausgesteckt. Um in dem unsichtigen, mit Buschwerk bestandenen Gelände gerade Linien festzulegen, steht an dem einen Endpunkt der abzusteckenden Linie ein Mann, der Schallsignale (Zurufe, Klopfen an eine Holzstange) abgibt; ein zweiter Mann, der zunächst an dem zweiten Endpunkt der abzusteckenden Linie steht, geht lediglich nach den Schallsignalen auf den ersten Mann zu, indem er sich mit einer Hippe einen Pfad durch das Buschwerk haut. Auf diese Weise sollen praktisch vollkommen gerade Linien ausgesteckt werden.

Viertes Kapitel.

Primäre Schallgeber.

§ 1. Einteilung. In diesem Kapitel sollen die wichtigsten Grundformen schallgebender Körper besprochen werden, so weit das nicht bereits in anderem Zusammenhang geschehen ist.

Letzten Endes kann jeder Körper, der eine gewisse Gestalts- oder Volumenelastizität besitzt oder künstlich in einen gewissen Spannungszustand gebracht wird, als Schallgeber wirken. Grundsätzlich macht es heute auch keine Schwierigkeiten mehr, den Gesamtklang, den irgend ein schwingender Körper in das umgebende Medium aussendet, naturgetreu aufzuzeichnen und zu analysieren. Wohl aber ist es bei einem kompliziert gestalteten Körper im allgemeinen nicht möglich, seine Schwingungsform in allen Einzelheiten anzugeben. Der Experimentator muß sich vielfach damit begnügen, die Schwingungen einzelner Stellen des Körpers zu untersuchen, und der Theoretiker muß sich auf die Betrachtung elastischer Massenpunkte sowie verhältnismäßig einfach gestalteter schwingenden Gebilde, wie Saiten u. dgl., beschränken. Für viele Zwecke genügt das auch. Kompliziertere Schallgeber lassen sich weitgehend auf einfachere Grundtypen zurückführen oder aus ihnen kombinieren. Beispielsweise wird man bei der Untersuchung der Geige von den Schwingungsgesetzen der Saite, der Platten und abgeschlossener Luftmassen ausgehen, wobei noch die Kopplungsverhältnisse zu berücksichtigen sind.

Als primäre Schallgeber wollen wir solche Schallgeber bezeichnen, die — bei irgendwelcher Erregungsart — den Schall erst selbst erzeugen. Im Gegensatz zu ihnen stehen dann die sekundären Schallgeber, die unter der Einwirkung bereits erzeugten Schalles erzwungene Schwingungen ausführen, den Schall also nur wiedergeben. Dabei können manche Gebilde sowohl als primäre wie als sekundäre Schallgeber wirken; beispielsweise das Telephon. Im allgemeinen dient es zur Schallwiedergabe: Irgendwelcher Schall im objektiven Sinne des Wortes, also irgendwelche elastischen (Luft-)Schwingungen werden in Schwankungen elektrischen Stromes umgesetzt, die ihrerseits die Telephonmembran erregen. Gelegentlich wird das Telephon aber auch als primärer Schallgeber benutzt, indem es aus einer Wechselstrommaschine gespeist und dadurch zum Tönen gebracht wird. Die Erregung elastischer Schwingungen mit Hilfe von Wechselströmen nimmt allerdings eine gewisse Sonderstellung in der Schallerregung ein, weil hier von vornherein die erregende Kraft die Periodizität des zu erregenden Klanges enthält.

Zwischen den primären und den sekundären Schallgebern stehen die Schallaufnahmeapparate, die dazu dienen, primär gegebenen Schall anzuzeigen, zu registrieren oder an sekundäre Schallgeber weiterzuleiten. Auch hier läßt sich keine ganz strenge Grenze ziehen. So kann das Telephon auch als Aufnahmeapparat dienen, indem seine Membran durch auftreffenden Schall in Schwingungen versetzt wird, die ihrerseits Wechselströme in der Magnetwicklung induzieren.

Wir beschäftigen uns in diesem Kapitel mit den primären Schallgebern (Schallerzeugern). Dabei soll die Art ihrer Erregung besprochen und vor allem die erregte Schwingungsform genau untersucht werden. In dem folgenden fünften Kapitel werden dann die Schallaufnahmeapparate und die sekundären Schallgeber (Wiedergabeapparate) behandelt.

A. Saiten und Stäbe.

§ 2. Transversalschwingungen von Saiten. 1. Grundschwingung. Eine Saite ist ein vorwiegend eindimensional gestalteter Körper, der einer Biegung keinen Widerstand entgegensetzt, also auch keine Biegungs-(Transversal-)Schwingungen ausführen kann, solange er nicht durch eine äußere Kraft gespannt wird. Für die Transversalschwingungen einer Saite sind also nicht ihre elastischen Eigenschaften maßgebend, sondern in erster Linie die äußere spannende Kraft. Die Enden der Saite werden zunächst als vollkommen fest angenommen. Die spannende Kraft sei so groß, daß ihr gegenüber die Schwerkraft vernachlässigt werden kann. Ferner werden für die Berechnung der Schwingungsvorgänge im allgemeinen so kleine Verschiebungen aus der Gleichgewichtslage angenommen, daß Glieder höheren Grades gegenüber linearen Gliedern vernachlässigt werden können (Kap. II, § 10 und 19). Neben Transversalschwingungen kann eine Seite auch Longitudinal- und Torsionsschwingungen ausführen, die aber von geringerer Bedeutung sind. Für die Longitudinalschwingungen ist in erster Linie der Elastizitätsmodul (Kap. VII, § 1), für die Torsionsschwingungen der Torsionsmodul maßgebend. Die Transversalschwingungen erfolgen in der Regel nicht in einer einzigen, durch die Saite gelegten Ebene, sondern jeder Punkt führt eine elliptische Bewegung senkrecht zur Saitenrichtung aus. Der Einfachheit halber nehmen wir aber an, daß sich die Schwingungsbewegung in einer einzigen durch die Saite gelegten Ebene abspielt.

Die Erregung zu Transversalschwingungen kann durch Zupfen oder Reißen (Harfe, Guitarre, Zither), durch Anschlagen mit einem hammerartigen Instrument (Klavier) oder durch Anstreichen mit einem Bogen (Streichinstrumente) geschehen. Eine praktisch weniger wichtige Erregungsart ist das Anblasen mit einem Luftstrom. Hierher gehören die Schwingungen der Telegraphendrähte und der Saiten der Äolsharfe (siehe Hiebtöne; ds. Kap., § 17). Während es sich beim Streichen um eine Dauererregung handelt, wird beim Zupfen oder Reißen und beim Anschlagen die Saite plötzlich erregt und bleibt dann sich selbst überlassen. Wir können uns beim Zupfen zwei

Extremfälle vorstellen. Entweder, die Saite wird durch einen scharfen Stift in einem einzigen Punkte gezupft, oder der „zupfende" Körper schmiegt sich der Saite längs ihrer ganzen Länge an. Beispielsweise könnte er aus einem Holzstreifen bestehen, dessen Länge ungefähr gleich der Saitenlänge ist und dessen einer Längsrand die Form einer halben Sinuswelle (Wellenberg) hat. Wird dieser Wellenberg an die Saite angedrückt, so daß sich die Saite seiner Form anschmiegt, und wird dann der Streifen plötzlich fortgezogen, so wird die Saite im wesentlichen ihren reinen Grundton geben. Wird sie dagegen in einem einzigen Punkte gezupft, so enthalten ihre Schwingungen noch mehr oder weniger zahlreiche und starke Obertöne. Zwischen den genannten beiden Extremen der sinusförmigen Erregung und des ganz scharfen Zupfens liegt das weichere Zupfen und das Anschlagen mit Hämmern.

Beschäftigen wir uns zunächst mit dem Grundton der Saite. Schon B. Taylor hat 1715 eine Formel für seine Schwingungszahl n in Abhängigkeit von der spannenden Kraft P sowie von den Dimensionen und der Dichte d der Saite angegeben. Wenn l die Länge und q den Querschnitt bedeuten, so ist

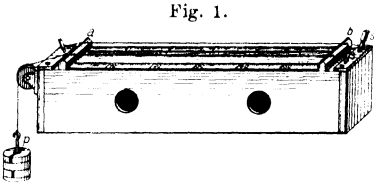
$$n = \frac{1}{2l}\sqrt{\frac{P}{qd}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

wobei d die „Volumendichte", also die Masse pro Volumeneinheit ist. Nehmen wir eine Saite von kreisförmigem Querschnitt mit dem Radius r an, so wird

$$n = \frac{1}{2lr}\sqrt{\frac{P}{\pi d}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Die Schwingungszahl ist also umgekehrt proportional der Länge, dem Durchmesser, und der Wurzel aus der Dichte und proportional der Wurzel aus der spannenden Kraft. Diese Gesetze sind im wesentlichen schon von Mersenne im Jahre 1636 experimentell gefunden worden. Zur Demonstration bedient man sich eines vielfach als Sonometer (besser Polychord bzw. Bichord) bezeichneten Apparates, wie ihn Fig. 1 zeigt. Längs der oberen

Fig. 1.



Saitenapparat; oft Sonometer oder Monochord (richtiger Bichord) genannt.

Wand eines langen Holzkastens (vgl. Monochord, Kap. II, § 7) sind über zwei Stege a und b zwei leicht auswechselbare Saiten gespannt. An das eine Ende der einen Saite, das über eine Rolle läuft, werden die spannenden Gewichte angehängt. Die Saitenlängen können mit Hilfe eines längs einer Millimeterteilung verschiebbaren Steges geändert werden. Ferner sind Spannungsregler s angebracht. Es gibt auch Ausführungsformen dieses Saitenapparates, bei denen die Saiten nicht horizontal, sondern vertikal angeordnet sind. Bei

der experimentellen Prüfung der theoretischen Aussage, daß n proportional $\sqrt{P}$ ist, findet man, daß diese Aussage nicht streng richtig ist. Wird P vergrößert, so wächst n nicht ganz in dem Maße, wie es die Formel verlangt, und zwar ist der Unterschied zwischen Experiment und Theorie um so größer, je dicker und je kürzer die Saite ist. Der Grund hierfür ist der, daß die Saite auch im ungespannten Zustand schon eine gewisse „Steifigkeit" (Biegungselastizität) besitzt, die als ein von der Größe der spannenden Kraft unabhängiges Zusatzelement zu dieser hinzutritt.

2. Oberschwingungen. Wie das Vorhandensein von Obertönen in Saitenschwingungen demonstriert wird, haben wir bereits in § 7 des zweiten Kapitels besprochen (Monochord). Hierbei sind wir auch schon auf den Zusammenhang zwischen Schwingungsform und Klangfarbe eingegangen. Da die festen Enden der Saiten stets Knotenpunkte sind, kann sich die Saite nur so unterteilen, daß ihre Gesamtlänge ein ganzzahliges Vielfaches der Teilstrecken (Abstand zweier benachbarten Knoten) ist. Die Partialtöne des Gesamtklanges stehen also im Verhältnis $1 : 2 : 3 : 4 \cdots$, die Obertöne sind harmonisch zum Grundton. Dabei ist vorausgesetzt, daß die Saite gleichmäßig dick und homogen ist. Die von D. Bernoulli 1755 und von Lagrange 1759 aufgestellte Formel für die Schwingungszahlen der Partialtöne lautet:

$$n_k = \frac{k}{2l}\sqrt{\frac{P}{q\,d}} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (3)$$

wobei k die Nummer des Partialtones bedeutet.

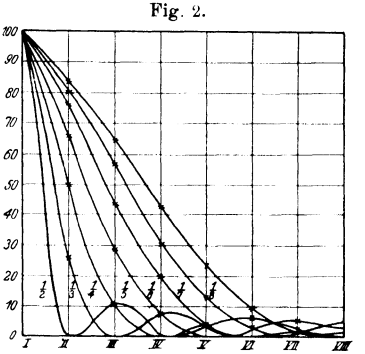
Die Unterteilung der Saite beim Erklingen eines höheren Partialtones kann man (am Monochord) dadurch demonstrieren, daß an den Stellen, an denen der Partialton Knoten und Bäuche hat, kleine Papierreiter aufgesetzt werden. Schwingt die Saite in dem betreffenden Partialton, so bleiben die an den Knotenstellen befindlichen Reiter ruhig sitzen, während die an den Bäuchen befindlichen abgeworfen werden. Ist die Seite z. B. 200 cm lang und berührt man die Stelle 180 lose mit einem Finger der linken Hand, während die rechte Hand den Bogen bei etwa 185 über die Saite führt (Flageolett), so wird der zehnte Partialton der Saite stark erregt. Die bei 10, 30, 50 ... sitzenden Reiter werden abgeworfen, die bei 20, 40, 60 ... befindlichen bleiben sitzen. Daß sich die Saite nur in diskreten Schritten unterteilen kann, zeigt man dadurch, daß ein Finger der linken Hand lose längs der Saite entlang gleitet, während die Saite z. B. bei 185 dauernd angestrichen wird. Man hört dann nicht eine kontinuierliche Änderung der Tonhöhe, sondern eine Folge diskreter Töne.

Das Verhältnis der Intensitäten (Energiewerte) der ersten acht Partialtöne hat Auerbach für verschiedene (punktförmige) Zupfstellen berechnet. Das Resultat ist in Fig. 2 dargestellt. Die römischen Zahlen geben die Nummern der Partialtöne an. Als Ordinaten sind die Intensitäten aufgetragen, wobei die Intensität des Grundtones $= 100$ gesetzt ist. Die Zupfstellen lagen in den Abständen $1/2$, $1/3$, $1/4$ ... der Saitenlänge vom Saitenende. Die Partialtöne, die an den Zupfstellen einen Knotenpunkt haben, fallen ganz aus; die

relative Intensität zahlreicher Obertöne in bezug auf den Grundton wächst, wenn die Zupfstelle nach dem Ende der Saite zu verschoben wird.

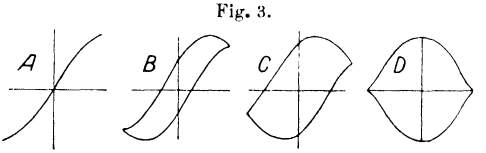
Eine Anordnung zur Demonstration des Aussehens von Saitenschwingungen (S. Mikola) haben wir ebenfalls in § 7 des zweiten Kapitels besprochen. Hierbei wurde die Schwingungsform direkt sichtbar gemacht. In mehr indirekter Weise läßt sich die Form der Schwingungen mit Hilfe von Lissajousfiguren darstellen. An der einen Zinke einer horizontal stehenden, elektromagnetisch betriebenen Stimmgabel sei ein Mikroskop derart befestigt (Vibrationsmikroskop), daß es bei Erregung der Gabel senkrecht zu seiner Achse in vertikaler Richtung auf- und abschwingt. Ein Punkt der vertikal vor dem Mikroskopobjektiv angeordneten Saite sei auf irgend eine Weise leuchtend gemacht. Schwingt die Saite allein, so erscheint der leuchtende Punkt im Mikroskop als horizontale Linie, schwingt die Stimmgabel allein, so erscheint er als vertikale Linie. Schwingen beide gleichzeitig, so entsteht eine Lissajousfigur. Die Periode des Vibrationsmikroskops stimme mit der Grundperiode der Saite überein; dann würde bei sinusförmiger Saitenschwingung je nach der Phase zwischen Saite und Mikroskop eine unter 45^0 gegen die Horizontale geneigte Gerade, eine Ellipse oder ein Kreis entstehen. Ist die Schwingungsform der Saite eine andere, so ändern sich auch die Lissajousfiguren. Beispielsweise entstehen statt der Geraden bzw. der Ellipsen bzw. des Kreises Bilder nach den Figuren 3, A bzw. B und C bzw. D, wenn der Mittel-

Fig. 2.



Intensitäten der Partialtöne einer gezupften Saite.

Fig. 3.



Lissajousfiguren an schwingender Saite.

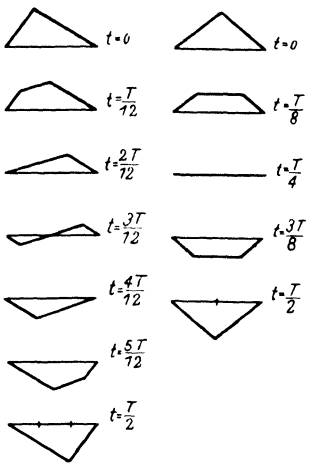
punkt der Saite beobachtet und die Saite in der Mitte scharf gezupft oder so angestrichen wird, daß die Schwingungsform durch eine symmetrische, aus zwei geraden Linien zusammengesetzte Zickzackfigur wiedergegeben wird. Man ersieht das leicht im einzelnen, wenn man die Konstruktion der zu einer bestimmten Saitenschwingung gehörenden Lissajousfigur durchführt [1]).

Beim scharfen Zupfen in einem bestimmten Punkte hat die Saite eine Anfangslage, wie sie etwa durch das oberste Bild der Fig. 4 dargestellt wird. Nach dem Loslassen der Saite teilt sich der Knickpunkt in zwei, die sich nach

[1]) Die Lissajousfiguren sind im Mechanikband, Kap. IV, § 57 und 58 besprochen.

entgegengesetzten Richtungen über die Saite fortbewegen. Das Momentbild der gesamten Saite setzt sich also aus zwei oder drei geraden Linien zusammen. Die Bilder der Fig. 4 zeigen solche Momentbilder in Zeitpunkten, deren Abstand von dem Anfangszustand ($t = 0$) in Bruchteilen der Grundschwingungsdauer T gemessen ist. Für den Symmetriefall, wenn die Zupfstelle in der Mitte der Saite liegt, sind einzelne Momentbilder in Fig. 5 [1]) dargestellt. Hier bewegen sich alle Punkte der Saite gleichzeitig durch die Ruhelage.

Fig. 4.

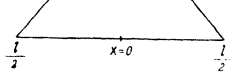


Momentbilder einer schwingenden Saite.

Fig. 5.

Es besteht, wie die Theorie zeigt, ein Zusammenhang zwischen den Momentbildern der gesamten Saite und den Schwingungsbildern einzelner Punkte der Saite. Besonders einfach ist dieser Zusammenhang zu übersehen, wenn die Schwingungen derart beschaffen sind, daß der Durchgang sämtlicher Punkte der Saite durch die Gleichgewichtslage im gleichen Zeitmoment erfolgt. Zum Anfangspunkt der Zeitzählung ($t = 0$) wählen wir den Moment der maximalen Ausbiegung (oberstes Bild der Fig. 5), während die betrachteten einzelnen Punkte der Saite durch ihren Abstand x von der Mitte ($x = 0$) festgelegt werden. Die Endpunkte der Saite sind dann gegeben durch $x = -\frac{l}{2}$ bzw. $x = +\frac{l}{2}$. Die Strecke $\frac{l}{2}$ wird dann durch einen Punkt x_1 genau so geteilt, wie das Zeitintervall $T/4$ durch den Zeitmoment $\tau = x_1/c$, wenn c die Laufgeschwindigkeit der Welle längs der Saite, also $= 2l/T$ ist, da die zu T gehörende Wellenlänge $\lambda = 2l$ ist. Das Schwingungsbild eines

Fig. 6.



Momentbild der Saite im Zeitmoment $\tau = T/8$.

Fig. 7.



Schwingungsbild des Saitenpunktes $x_1 = \lambda/8$.

Punktes x_1 ist gleich dem Momentbild der Saite zur Zeit $\tau = x_1/c$. Greifen wir beispielsweise den Zeitmoment $\tau = T/8$ heraus. Das zugehörige Momentbild der Saite ist durch das zweite Bild der Fig. 5 wiedergegeben. Die Lage

[1]) Fig. 4 und 5 sind entnommen aus A. Kalähne, Grundzüge der mathemat.-physikal. Akustik, Bd. II. Leipzig 1913.

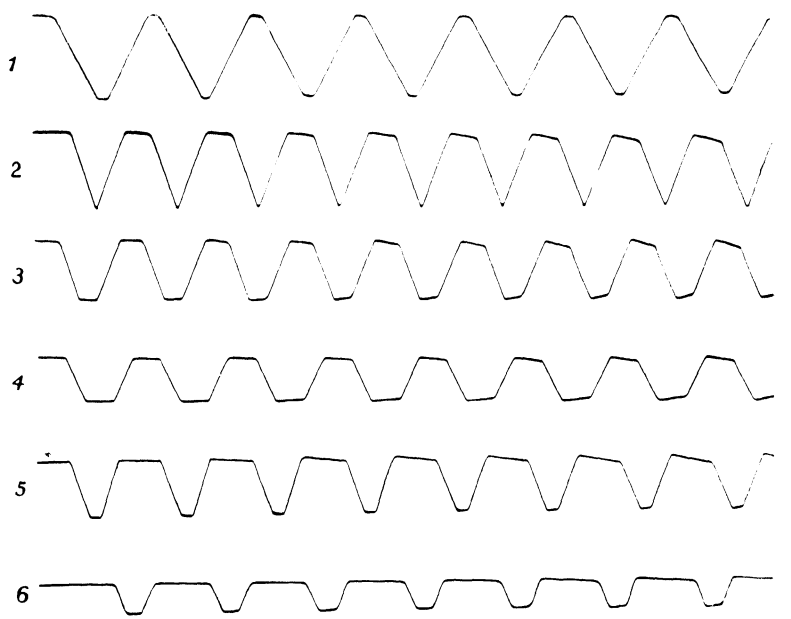
des Punktes, der in dem Zeitintervall $t = -\frac{T}{4}$ bis $t = +\frac{T}{4}$ ein Schwingungsbild von gleichem Aussehen liefert, ist

$$x_1 = \tau . c = \frac{T}{8} \cdot \frac{2l}{T} = \frac{l}{4} = \frac{\lambda}{8}.$$

Wir können auch sagen, bei der angegebenen Zeit- und Ortszählung sind die Momentbilder der Saite in den Zeitmomenten T/a identisch mit den Schwingungsbildern (zwischen $-T/4$ und $+T/4$) der Punkte λ/a, wo a die gleiche Zahl ist. In den Fig. 6 und 7 sind die beiden Bilder vergrößert dargestellt.

In Fig. 8 sind einige typische Schwingungsbilder verschiedener Punkte einer scharf gezupften Saite zusammengestellt. Die Bilder sind der grundlegenden Arbeit von Krigar-Menzel und Raps[1]) entnommen. x bezeichnet

Fig. 8.



Schwingungsbilder einzelner Punkte gezupfter Saiten.

jetzt den Abstand der Beobachtungsstelle vom Saitenende, ξ den Abstand der Erregungsstelle. Die Saitenlänge wird $= 1$ gesetzt. Die erste Horizontalstrecke (links) in jedem Bilde stellt den noch ruhenden Saitenpunkt dar, so daß die erste Schwingungsperiode des Bildes die erste Schwingung der Saite

[1]) O. Krigar-Menzel und A. Raps, Berl. Akad. Ber. 1893, II. Halbb., S. 509.

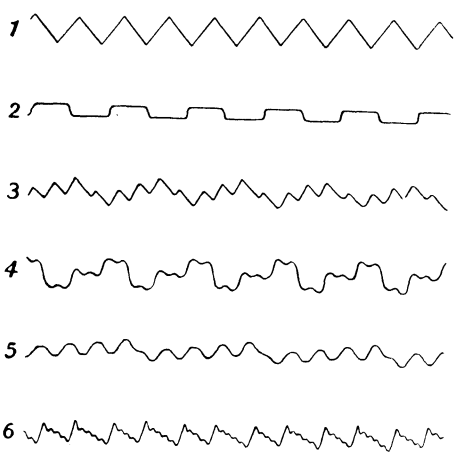
nach dem Loslassen des Zupfers darstellt. Die zu den einzelnen Bildern gehörenden x- und ξ-Werte sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

Tabelle 1.

Nr.	x	ξ	Nr.	x	ξ
1	$1/2$	$2/5$	4	$1/5$	$1/2$
2	$1/3$	0,36	5	$1/5$	$1/3$
3	$1/4$	$3/8$	6	$1/10$	$5/12$

Die späteren Schwingungsperioden zeigen gesetzmäßige Abweichungen gegenüber den ersten. Die zunächst horizontalen Strecken nehmen geringe, aber mit jeder folgenden Periode wachsende Neigungen an, krümmen sich allmählich, und schließlich verschwinden auch die scharfen Ecken, indem sie sich mehr und mehr abrunden. Man kann diese fortschreitenden Veränderungen auch theoretisch einigermaßen fassen, wenn man die Endpunkte der Saite nicht mehr als absolut fest, sondern (wie es auch der Wirklichkeit besser entspricht) als in gewisser Weise beweglich annimmt.

Fig. 9.



Schwingungsbilder einzelner Punkte gestrichener Saiten.

Wird die Saite mit dem Bogen angestrichen, so erhält man vielfach Bilder, die denen der scharf gezupften Saite mit ihren scharfen Zickzacklinien sehr ähnlich sind. In den meisten Fällen überlagern sich aber den geraden Linien Kräuselungen, die sogar vorherrschend werden können. Natürlich spielt die Art der Bogenführung eine ausschlaggebende Rolle. Der Bogen werde mit gleichförmiger Geschwindigkeit unter einem gewissen Druck über die Saite hingeführt; sie wird infolge Reibung ein Stück mitgenommen, löst sich ab, bewegt sich zurück, wird wieder mitgenommen usw. Dabei ist, wie die Theorie zeigt, unter gewissen wahrscheinlichen Bedingungen eine gleichmäßige Schwingung nur dann möglich, wenn die Vorwärtsbewegung der Saite mit konstanter Geschwindigkeit, die gleich der des Bogens ist, erfolgt. Ebenso sollte die rückläufige Bewegung des gestrichenen Saitenpunktes mit konstanter Geschwindigkeit vor sich gehen, was in Wirklichkeit allerdings kaum ganz erreichbar ist. Die Geschwindigkeit bei der Rückwärtsbewegung ist eine andere als die bei der Vorwärtsbewegung, so daß der gestrichene Punkt diskontinuierlich von der einen in die andere Geschwindigkeit über-

geht. Die Hin- und Herbewegung des Saitenpunktes braucht aber durchaus nicht immer in je einem Schritte zu erfolgen („Hauptbewegung"), sondern sie kann auch in mehreren Teilschritten geschehen. Fig. 9 zeigt einige typische Schwingungsbilder einer gestrichenen Saite nach Krigar-Menzel und Raps [1]). In Tabelle 2 sind die zugehörigen x- und ξ-Werte (Beobachtungsstelle und Streichstelle) zusammengestellt.

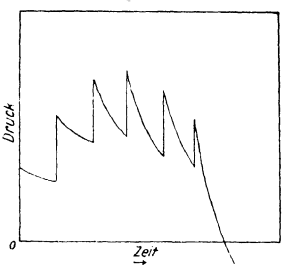
Tabelle 2.

Nr.	x	ξ	Nr.	x	ξ
1	$1/2$	$1/10$	4	$1/3$	$\sim 2/5$
2	$1/2$	$\sim 1/2$	5	$1/15$	$2/9$
3	$1/3$	$\sim 1/4$	6	$1/16$	$\sim 4/9$

Zur weiteren Orientierung sei auf eine Monographie von C. V. Raman (Ind. Assoc. Sci. Bull. **15**, 1—158, 1918) und auf ein Buch von W. Trendelenburg („Die natürlichen Grundlagen der Kunst des Streichinstrumentspiels", J. Springer, Berlin 1925) verwiesen.

Neben dem Zupfen und Streichen ist als dritte, wichtige Erregungsart einer Saite die durch Anschlag mit einem Hammer zu nennen. Über die Bewegung geschlagener Saiten hat W. Kaufmann [2]) eine grundlegende Arbeit ausgeführt. Seine Untersuchungen sind dann vielfach ergänzt worden, so durch C. V. Raman und B. N. Banerji [3]) und durch W. H. George [4]). Trotzdem sind auch heute gewisse Unsicherheiten bezüglich der Wirkung des Klavierhammers noch nicht geklärt. Eine wichtige Rolle für die Ausbildung der Schwingungsform spielen die Art des Hammers (ob weich oder hart, elastisch oder unelastisch), die Größe seiner Masse im Verhältnis zur Saitenmasse, die Anschlaggeschwindigkeit und Anschlagdauer, eventuell die Anschlagstärke (bei weichem Hammer) und die Anschlagstelle. Für den zeitlichen Verlauf des Druckes, den ein harter Hammer auf die Saite ausübt, gibt Raman starke Unstetigkeiten an, wie sie in Fig. 10 dargestellt sind. Beim weichen Hammer sind die Diskontinuitäten weniger scharf ausgeprägt. Die gesamte Berührungsdauer zwischen Saite und Hammer wächst, wenn der Berührungspunkt vom Ende der Saite nach der Mitte zu rückt, aber sie ändert sich ebenfalls nicht kontinuierlich, sondern zeigt starke Unstetigkeiten. Im praktischen Klavierbau wird die Anschlagstelle um etwa $1/7$ bis $1/9$ der Saitenlänge vom Saitenende entfernt gewählt. Bei vorgegebener Masse des

Fig. 10.

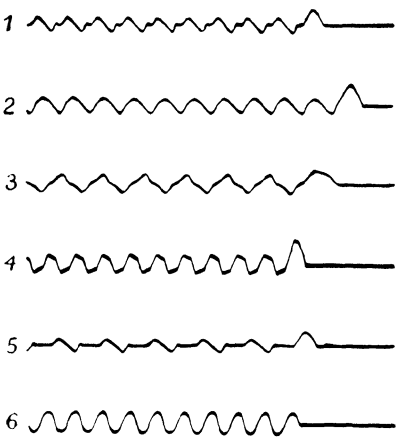


Druck-Zeit-Diagramm für einen harten Hammer.

[1]) O. Krigar-Menzel und A. Raps, Wied. Ann. **44**, 623, 1891.
[2]) W. Kaufmann, ebenda **54**, 675, 1895.
[3]) C. V. Raman und B. N. Banerji, Proc. Roy. Soc. London (A) **97**, 99, 1920.
[4]) W. H. George, ebenda **108**, 284, 1925.

Hammers kann die Anschlagstelle so bestimmt werden, daß die Amplitude des Grundtones ein absolutes Maximum wird. Die Anschlagstelle liegt dann in der Nähe des Saitenendes. Für etwas anders gelegene Anschlagstellen erhalten andere Partialschwingungen ausgesprochene Amplitudenmaxima. So ist die Möglichkeit gegeben, durch Änderung der Anschlagstelle den Klangcharakter wesentlich zu ändern. In Fig. 11 sind einige typische Bilder für die Schwingungsbewegung eines Punktes einer geschlagenen Saite zusammengestellt [1]). Die Schwingungsbilder 1 bis 4 sind während der Berührungs-

Fig. 11.



Schwingungsbilder geschlagener Saiten.

zeit des Hammers aufgenommen, die Bilder 5 und 6 nach Abfall des Hammers (es wurde von unten gegen die Saite geschlagen). Bei 2 wurde ein weicher Hammer benutzt, bei den übrigen Bildern ein harter Hammer. Die zu den einzelnen Bildern gehörenden x- und ξ-Werte (Beobachtungsstelle und Anschlagstelle) sind in Tabelle 3 zusammengestellt.

Tabelle 3.

Nr.	x	ξ	Nr.	x	ξ
1	$1/10$	$1/10$	4	$1/2$	$\sim 1/4$
2	$1/10$	$1/10$	5	$\sim 1/11$	$\sim 1/11$
3	$1/2$	$1/2$	6	$1/2$	0,12

§ 3. Transversalschwingungen von Stäben. Der Stab besitzt im Gegensatz zur Saite auch Biegungselastizität, so daß er im natürlichen Zustande eine ganz bestimmte Gestalt annimmt und neben Longitudinal- und Torsionsschwingungen auch Transversalschwingungen ausführen kann. Er habe konstanten Querschnitt, sei von homogener Beschaffenheit und werde

[1]) Die Bilder sind der zitierten Arbeit von W. Kaufmann entnommen.

zunächst als gerade angenommen. Die wichtigsten Randbedingungen für den Stab sind die, daß beide Enden fest eingespannt (fest-fester Stab), beide Enden frei (frei-freier Stab) oder daß das eine Ende fest und das andere frei (fest-freier Stab) ist. Transversalschwingungen frei-freier Stäbe werden in der Musik namentlich im „Glockenspiel" (Stahlharmonika) und im „Xylophon" (Holzharmonika) benutzt. Der Querschnitt sei rechteckig, seine Kantenlänge in der Schwingungsrichtung (Dicke) werde mit b bezeichnet. Bedeuten l die Länge des Stabes, E den Elastizitätsmodul und d die Volumendichte, so ist die Schwingungszahl n_k des $k$ten Partialtones:

$$n_k = \frac{b\, s_k^2}{4\pi l^2 \sqrt{3}} \sqrt{\frac{E}{d}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (1)$$

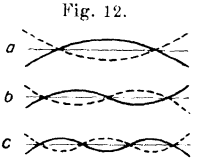
wobei die s-Werte je nach der Befestigungsart des Stabes verschiedene sind. Die Schwingungszahlen der einzelnen Partialtöne sind also proportional der Dicke des Stabes (bei kreisförmigem Querschnitt proportional dem Radius), umgekehrt proportional dem Quadrat der Länge, proportional der Wurzel aus dem Elastizitätsmodul und umgekehrt proportional der Wurzel aus der Dichte. Die „Breite" des Stabes spielt innerhalb weiter Grenzen keine Rolle. Da die s-Werte keine ganzen Zahlen sind, sind die Partialtöne unharmonisch. Für einen fest-festen und frei-freien Stab einerseits und einen fest-freien Stab andererseits sind die s-Werte der ersten Partialtöne die folgenden:

$s_1 = 4{,}730\,04$ bzw. $= 1{,}875\,10$,
$s_2 = 7{,}853\,20$ „ $= 4{,}694\,10$,
$s_3 = 10{,}995\,61$ „ $= 7{,}854\,76$,
$s_4 = 14{,}137\,17$ „ $= 10{,}995\,54$,
$s_5 = 17{,}278\,76$ „ $= 14{,}137\,17$.

Die Zahlenwerte zeigen, daß die Schwingungszahlen der Partialtöne bei Transversalschwingungen von Stäben mit wachsender Ordnungszahl viel rascher wachsen als bei Transversalschwingungen von Saiten (§ 1). Für den frei-freien und den fest-festen Stab errechnen sich nach den obigen Formeln und Zahlen die Schwingungszahlen der ersten fünf Partialtöne einschließlich des Grundtones, dessen Schwingungszahl gleich 1 gesetzt wird, zu $1 — 2{,}76 — 5{,}41 — 8{,}94 — 13{,}37$. Die entsprechenden Zahlen für den fest-freien Stab sind: $1 — 6{,}27 — 17{,}57 — 34{,}37 — 56{,}84$.

Wird ein frei-freier Stab in der Mitte fest eingespannt, so repräsentiert er zwei fest-freie Stäbe von der halben Länge seiner eigenen Länge. Ist er vollkommen frei, so kann sich diese Schwingungsform, wie die Theorie zeigt, nicht ausbilden. Schon für den Grundton des frei-freien Stabes treten zwei Schwingungsknoten auf. Fig. 12 zeigt die Schwingungsform des frei-freien Stabes für die drei ersten Partialtöne. Beim Grundton (Fig. 12a) liegen die Knotenpunkte um je 0,224 der Stablänge von den Enden entfernt. Wirft man ein Holzstäbchen, dessen Grundton in geeigneter Gegend des Hörbereichs liegt, auf den Tisch oder auf den Fußboden, so ist in dem entstehenden Schall eine bestimmte Tonhöhe nur schwer zu erkennen. Nimmt man dagegen mehrere Stäbchen, deren

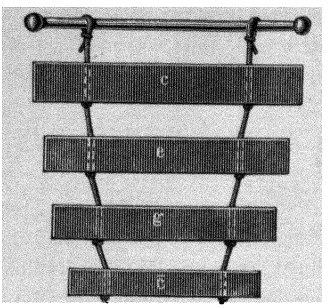
Fig. 12.



Transversalschwingungen des frei-freien Stabes.

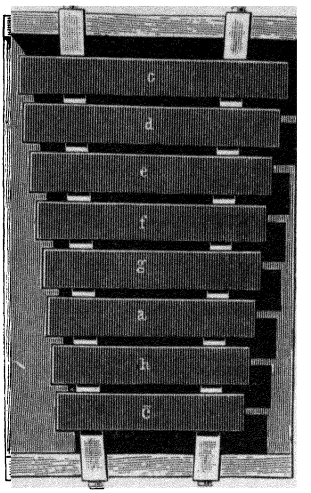
Grundtöne etwa den Durdreiklang bilden und wirft sie rasch nacheinander auf den Tisch, so ist der Durdreiklang gut zu erkennen. Auch ganze Tonleitern kann man auf diese Weise hörbar machen. Die Obertöne verklingen noch rascher als die Grundtöne, so daß die letzten den Klangcharakter bestimmen können.

Fig. 13.



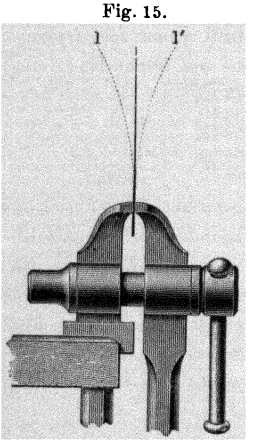
Befestigungsart frei-freier Stäbe für Grundschwingung.

Fig. 14.



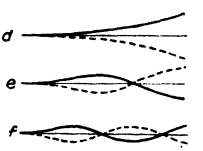
Xylophon (Holzharmonika).

Fig. 15.



Demonstration der Grundschwingung des fest-freien Stabes.

Fig. 16.



Transversalschwingungen des fest-freien Stabes.

Besonders deutlich tritt der Grundton hervor, wenn man den Stab in den zu dem Grundtone gehörenden Knotenpunkten befestigt, weil jetzt die Obertöne, die in der Nähe der Befestigungsstellen Schwingungsbäuche haben, unterdrückt werden. In Fig. 13 sind die Stäbe an Schnüren befestigt, in Fig. 14 an zwei konvergierenden gespannten Bändern. Die Befestigungsart nach Fig. 13 ist besonders bequem, um Formel (1) zu prüfen, also die Abhängigkeit der Frequenz des Grundtones von Dicke, Länge und Material der Stäbe zu untersuchen.

Die Grundschwingung des fest-freien Stabes wird mit einer Anordnung nach Fig. 15 demonstriert. Hierbei wählt man die Dimensionen des Stabes praktisch so, daß die einzelnen Schwingungen bequem mit dem Auge ver-

folgt und gezählt werden können. Fig. 16 zeigt die Schwingungsformen des fest-freien Stabes für die drei ersten Partialtöne. Zur Demonstration der Lage des zweiten Knotenpunktes bei der ersten Oberschwingung (etwa $^1/_4$ der Stablänge vom freien Ende entfernt) bedient man sich eines aufgeklappten Zollstockes, der an einem Ende in die Hand genommen und durch rasche kurze Bewegungen senkrecht zu seiner Breitseite in Schwingung versetzt wird.

Bei geeigneter Querschnittsform der Stäbe können die Knoten nach Chladni dadurch sichtbar gemacht werden, daß der Stab mit Sand bestreut wird. Der Sand sammelt sich in den Knoten (ds. Kap., § 9).

§ 4. Longitudinalschwingungen von Stäben. Sie werden durch Reiben der Stäbe mit einem Tuch- oder Seidenlappen erzeugt. Bei Holz- und Metallstäben wird der Lappen mit Kolophonium bestreut, bei Glasstäben wird er angefeuchtet. Wird nicht genau axial gerieben, so können neben den Longitudinalschwingungen noch Torsionsschwingungen auftreten, die zu den ersten unharmonisch liegen. Longitudinalschwingungen von Saiten erzeugt man am bequemsten, indem man die Saite unter sehr spitzem Winkel mit dem Violinenbogen anstreicht. Ändert man während des Anstreichens die Spannung der Saite, so ändert sich die Höhe des Longitudinaltones nicht. Während für die Transversalschwingungen neben der Länge und dem Material die äußere Spannung das maßgebende ist, spielt bei den Longitudinalschwingungen der Elastizisätsmodul (Formel 8 in § 1 des Kap. VII) die ausschlaggebende Rolle.

Für die longitudinalen Partialschwingungen des frei-freien und des fest-festen Stabes sowie der Saite ergeben sich wie bei den Transversalschwingungen frei-freier und fest-fester Stäbe die gleichen Werte. Die Schwingungszahl n_k des $k$ten Partialtones ist in diesen beiden Fällen:

$$n_k = \frac{k}{2l}\sqrt{\frac{E}{d}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (1)$$

Für den fest-freien Stab ist

$$n_k = \frac{2k-1}{4l}\sqrt{\frac{E}{d}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (2)$$

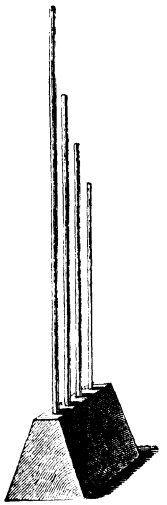
Die Buchstaben in diesen Formeln haben die gleiche Bedeutung wie in § 2. Die Eigentöne des longitudinal schwingenden Stabes sind also harmonisch zueinander. Ferner sind sie unabhängig von der Größe und von der Form des Querschnittes, und ihre Schwingungszahlen sind umgekehrt proportional der Länge des Stabes. Wegen der erstgenannten Eigenschaft können zu ihrer Untersuchung statt massiver Stäbe auch Hohlstäbe (Rohre) verwendet werden. Während beim fest-festen und frei-freien Stabe sämtliche ganzzahligen Vielfachen der Grundschwingung als Oberschwingung auftreten (wie bei der offenen Pfeife), sind beim fest-freien Stabe nur die ungeraden Vielfachen möglich (wie bei der gedackten Pfeife). Es folgt das übrigens schon daraus, daß ein fest-freier Stab von der Länge l alle diejenigen Schwingungs-

formen der einen Hälfte eines frei-freien Stabes von der Länge $2l$ ausführen kann, die in der Mitte einen Knoten haben.

Für die Torsionsschwingungen ergeben sich die gleichen Formeln wie für die Longitudinalschwingungen, nur daß an die Stelle des Elastizitätsmoduls der Torsionsmodul tritt.

Zur Demonstration der Longitudinalschwingungen von Stäben benutzt man eine Anordnung nach Fig. 17. In einen schweren Holzklotz sind mehrere Stäbe (gleiches Material, gleiche Dicke, aber verschiedene Länge) in senkrechter Stellung mit je einem Ende möglichst fest eingeleimt. Die Stäbe werden in der Richtung von oben nach unten gerieben und so in Longitudinalschwingungen versetzt. Betragen ihre Längen etwa 90, 72, 60 und 45 cm, so ergeben sie den Grundton, seine große Terz, seine Quinte und seine Oktave. Die nicht ideale Befestigungsart des „festen" Endes gibt allerdings zu Störungen Veranlassung. Durch Reiben an geeigneten Stellen lassen sich auch kräftige Obertöne herausholen.

Fig. 17.



Longitudinalschwingungen fest-freier Stäbe.

Führt man mit dem reibenden Lappen noch Drehbewegungen aus, so treten Torsionstöne hinzu, die den Klang unangenehm rauh und unharmonisch machen.

Bei der Erregung von Longitudinalschwingungen läßt es sich oft kaum vermeiden, daß gleichzeitig Transversalschwingungen entstehen, was als erster wohl Savart beobachtet hat. Es besteht also eine Art Koppelung zwischen den verschiedenen Schwingungsformen, die im einzelnen noch nicht genügend geklärt ist[1]). Bei angenähert gleichen Schwingungszahlen der verschiedenen Schwingungsformen dürfte sich die Koppelung besonders leicht bemerkbar machen. Savart beobachtete auch einen „rauhen" Ton, der etwa eine Oktave tiefer lag als der primär erregte Longitudinalton und der von Terquem ebenfalls als Transversalton gedeutet wurde.

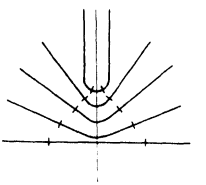
§ 5. Die Stimmgabel[2]). Nach dem Vorgange Chladnis pflegt man die Schwingungsform der Stimmgabel zurückzuführen auf die Schwingungen eines gekrümmten Stabes, der in der Mitte (durch den Stiel der Gabel) belastet ist. Zu seinen Versuchen benutzte Chladni schmale Metallstreifen, die in der Nähe eines Schwingungsknotens locker zwischen zwei Fingerspitzen gehalten und durch Anstreichen mit einem Violinenbogen erregt wurden. Die Knoten wurden durch aufgestreuten Sand sichtbar gemacht. Fig. 18 zeigt nach Chladni die allmähliche Änderung der Lage der Schwingungsknoten, wenn ein zunächst gerader Stab allmählich zu einer „Gabel" gebogen wird. Gib die Gabel ihren Grundton, so soll sie gemäß Fig. 19 schwingen. Während sich die beiden Zinken gleichzeitig nach außen oder nach innen bewegen, geht

[1]) Lavoro Amaduzzi, Rend. di Bologna 1924/25 (nach Physikal. Berichte 7, 1788, 1926).

[2]) Vgl. die Monographie von A. Kielhauser, Die Stimmgabel. Leipzig 1907.

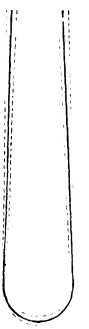
der Mittelteil ein wenig nach oben bzw. nach unten. Der hier angesetzte Stiel soll demgemäß in Längsschwingungen von der Periode der Zinken-(Gabel-)Schwingungen geraten. Jede Zinke wird als fest-freier Stab angesehen, dessen festes Ende in der Nähe des Stieles liegt und der neben der Grundschwingung auch die ihm zugehörenden Oberschwingungen ausführen kann. Dann sind Oberschwingungen zu erwarten, deren relative Lagen zum Grundton ähnliche sind wie beim fest-freien Stabe. Während bei diesem die relativen Schwingungszahlen der ersten Partialtöne $1 - 6{,}27 - 17{,}57 - 34{,}37 - 56{,}84$ sind, werden sie für die Stimmgabel zu ungefähr $1 - 6{,}2 - 18{,}3 - 35 - 58$ angegeben. Dazwischen sollen sich eventuell sogenannte unsymmetrische Obertöne (Schwingungen nicht mehr symmetrisch zur Gabelachse) einordnen, mit den relativen Schwingungszahlen etwa 12,2 und 23,5. Diese unsymmetrischen Schwingungen dürfen nicht verwechselt werden mit den an Stimmgabeln beobachteten (harmonischen) „Asymmetrietönen", deren Zustandekommen in § 19 des zweiten Kapitels beschrieben worden ist. Die beiden untersten Knoten, die bei symmetrischen Schwingungen symmetrisch zu beiden Seiten der Stielansatzstelle liegen, sollen für die unsymmetrischen Schwingungen gewissermaßen in einen zusammenschrumpfen, der etwa in die Stielansatzstelle hineinrutscht. Die beiden Zinken würden dann nicht mehr in entgegengesetzter, sondern in gleicher Richtung schwingen, womit eine Schwankung des Schwerpunktes um die Symmetrieachse verbunden wäre, was die Ausbildung derartiger Schwingungen stark hemmen muß. Demzufolge nimmt man an, daß die Schwingung mit der Gesamtknotenzahl 3, bei der die Verlagerung des Massenmittelpunktes am stärksten wäre, überhaupt nicht auftritt. Zu den oben angegebenen Schwingungszahlen gehören die Knotenzahlen 2, 4, 6, 8, 10 (symmetrische Schwingungen) bzw. 5 und 7 (unsymmetrische Schwingungen).

Fig. 18.



Knotenpunkte eines gekrümmten Stabes.

Fig. 19.



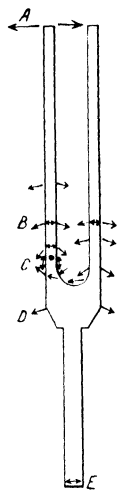
Grundschwingung einer Stimmgabel.

Die Zinken können nicht nur parallel der Zinkenebene (Ebene durch die Zinkenachsen) schwingen, sondern auch senkrecht dazu. Da die „Breite" der Zinken größer ist als die Dicke, tritt hierbei eine Erhöhung des Tones ein. Jedoch spielen diese Schwingungen nur eine nebensächliche Rolle. Sie werden erregt, indem die eine Zinke senkrecht zur Zinkenebene mit dem Bogen angestrichen wird. Ist der Stiel nicht vollkommen symmetrisch befestigt oder bilden sich aus einem sonstigen Grunde unsymmetrische Schwingungen aus, so wird der Stiel selbst nicht nur in Longitudinal-, sondern auch in Transversalschwingungen versetzt. Unter den Longitudinalschwingungen kann auch die höhere Oktave des Grundtones vorhanden sein [1]).

[1]) Siehe z. B. Lord Rayleigh, Phil. Mag. (5). **3**, 446, 1877; E. Waetzmann, Physikal. Zeitschr. **10**, 409, 1909.

In Fig. 20 sind noch die Schwingungsformen an verschiedenen Stellen einer Stimmgabel (schwermassives „Herz", d. h. Zwischenstück zwischen Stiel und Zinken, Grundton 192), wie sie in ähnlicher Weise vielfach von Struycken[1]) mikroskopisch beobachtet worden sind, schematisch dargestellt. Bei *A* erfolgen die Schwingungen fast senkrecht zur Längsachse der Zinken; bei *B* schwingen die an den Rändern gelegenen Teilchen stark schräg zur Zinkenrichtung, in der Mitte noch senkrecht dazu; bei *C* erfolgen die Randschwingungen parallel der Längsachse; bei *E*, am Ende des Stabes, ist wieder eine kräftige Tansversalschwingung vorhanden. Ist das Herz weniger massiv, so treten mehr elliptische Bewegungsformen auf. Vor allem ist bemerkenswert, daß im allgemeinen nur an dem Ende der einen Zinke ein Minimum der Amplitude (in der Fig. 20 bei *C*) auftrat, dessen beiderseits in der Zinkenrichtung benachbarte Punkte entgegengesetzt schwingen. Für die Schwingungsart einer Stimmgabel spielen nicht nur die Form und die gesamte Bauweise eine Rolle, sondern auch die Befestigungsart. In der Literatur finden sich vielfach einander direkt widersprechende Angaben. Das dürfte zum großen Teil darauf zurückzuführen sein, daß jede Stimmgabel letzten Endes ein Individuum für sich ist.

Fig. 20.



Transversale und longitudinale Schwingungskomponenten einer Stimmgabel.

Die Schwingungszahl n des Grundtones der Gabel kann für einen gewissen mittleren Gabeltyp etwa angesetzt werden zu:

$$n = C \cdot \frac{d + \delta}{(l + \lambda)^2} \quad \ldots\ldots\ldots (1)$$

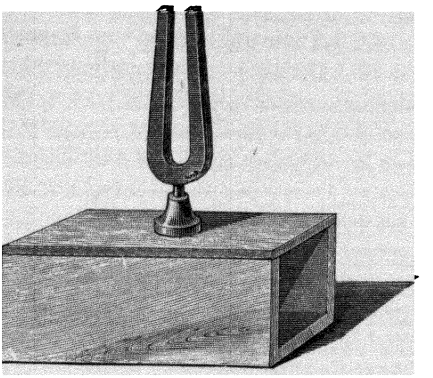
wo d die Dicke, l die Länge der Zinken, δ und λ entsprechende Korrektionsglieder und C eine empirisch festzustellende Konstante ist. Wird in Millimetern gemessen, so ist $C = 818000$, $\delta = 0{,}5$ und $\lambda = 3{,}8$ zu setzen.

Die Stimmgabel gibt ihre Schwingungsenergie nur langsam an die umgebende Luft ab; daher ist der gehörte Ton sehr leise. Vergrößert man die Fläche einer der schwingenden Zinken durch Aufsetzen einer breiten Scheibe, so wird der Ton lauter. In stark erhöhtem Maße erzielt man eine Vergrößerung der Lautstärke, wenn die Gabel mit ihrem Stiel fest auf eine Tischplatte aufgesetzt wird. Die Tischplatte kommt zum Mitschwingen, wobei in der Regel noch Resonanz mitwirkt; natürlich klingt die Gabel dann entsprechend schneller ab. Setzt man den Stiel der Gabel in passender Weise (probieren!) nur lose auf eine Unterlage (Tischplatte, Fensterscheibe), so hört man kräftig die tiefere Oktave oder auch die tiefere Duodezime des Grundtones, die oft etwas rasselnden Charakter haben (Klirrtöne). Man hat anzunehmen, daß eine Art Selbststeuerung eintritt, so daß die Unterlage nur von jedem zweiten oder dritten Stoß des Stieles getroffen wird. Um den Grundton der Stimm-

[1]) H. J. L. Struycken, Ann. d. Phys. **23**, 643, 1907.

gabel möglichst rein und kräftig zu erhalten, wird sie auf ein Holzkästchen gesetzt, dessen Luftmasse mit der Stimmgabel in Resonanz ist (Fig. 21). Übrigens treten hierbei Komplikationen auf, indem die Stimmgabel und der Resonator zwei miteinander gekoppelte Schwingungssysteme darstellen (Band I, 1, Kap. IV, § 55). An diesen „Resonanzgabeln" läßt sich auch der erste Oberton vorzüglich hörbar machen, indem man die Zinken nicht an den Enden, sondern weiter unten, im ersten Schwingungsbauch dieses Obertones, anstreicht.

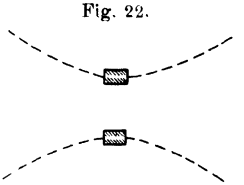
Fig. 21.



Stimmgabel auf Resonanzkasten.

Dreht man eine in senkrechter Lage vor das Ohr gehaltene Stimmgabel um ihre Längsachse, so erlischt der Ton während einer Umdrehung viermal (Kap. II, § 14). Es bildet sich in der Umgebung der Stimmgabel eine ziemlich komplizierte Interferenzerscheinung aus (Kap. VII, § 11). Während die Zinken nach außen schwingen, strömt Luft von den Seiten in den Raum zwischen den Zinken hinein und umgekehrt. Die schwingende Stimmgabel erzeugt also zwei Hauptwellenzüge, den einen im wesentlichen in der Schwingungsrichtung der Zinken und einen zweiten senkrecht dazu. Zwischen diesen Wellenzügen liegen gewisse Übergangsflächen, in denen sich die von dem einen Zuge herrührenden Verdichtungen mit den von dem zweiten Zuge herrührenden Verdünnungen gerade ausgleichen, so daß hier die Tonstärke Null wird. Dabei wirkt noch mit, daß der in der Schwingungsrichtung verlaufende Wellenzug auch schon in komplizierter Weise durch zwei gegeneinander schwingende Zinken erzeugt ist. In einem Schnitt senkrecht zur Zinkenrichtung geben die Interferenzflächen Hyperbeln, deren Achse in der Schwingungsrichtung liegt (Fig. 21). Lommel[1]) hat eine Methode zur Sichtbarmachung dieser Hyperbeln angegeben. Stört man die Ausbildung der Interferenzflächen, indem man beispielsweise ein Pappröhrchen über die eine Zinke stülpt, so wird der Ton der Stimmgabel lauter.

Fig. 22.



Interferenzflächen an Stimmgabel.

Für Dauererregung ist die elektromagnetische Erregung besonders bequem, die mit Hilfe eines Elektromagneten und eines Kontaktunterbrechers vor sich geht.

In der Musik ist die Stimmgabel bekannt als Instrument, mit dem der Normalstimmton $a' = 435$ Schwingungen in der Sekunde dargestellt wird.

[1]) E. Lommel, Wied. Ann. d. Phys. **26**, 156, 1885.

Dabei soll die Temperatur der Gabel 15° C betragen. Mit steigender Temperatur nimmt die Schwingungszahl ab. Der Temperaturkoeffizient ist nur klein und liegt in der Gegend von 0,0001, d. h. pro Grad Temperaturänderung ändert sich die Schwingungszahl der Gabel um etwa 1 auf 10 000. Geeicht werden die Gabeln nach einer Normalgabel.

B. Membranen und Platten.

§ 6. Schwingungen von Membranen. Eine Membran ist ein vorwiegend zweidimensional gestalteter Körper, der einer Biegung keinen Widerstand entgegensetzt, also auch keine Biegungs- (Transversal-) Schwingungen ausführen kann, solange er nicht durch eine äußere Kraft gespannt wird. Die Membran ist somit das zweidimensionale Analogon zur Saite und verhält sich zu dieser wie eine Platte zu einem Stabe. Um der theoretischen Forderung, daß keine Biegungselastizität vorhanden sein soll, möglichst nahe zu kommen, werden die Membranen so dünn wie möglich gemacht. Als Material eignen sich beispielsweise Kautschuk, Tierhäute, Papier; auch dünne Metallfolien werden vielfach benutzt. Feine Häutchen aus Glyzerinseifenlösung haben leider den Nachteil der Unbeständigkeit. Es ist kaum möglich, jegliche „Steifigkeit" des Materials auszuschließen. Deshalb ist eine strenge Grenze zwischen Membran- und Plattenschwingungen schwer zu ziehen. Da die Membran ihrer Definition nach nur in gespanntem Zustande Schwingungen ausführen kann, muß ihr Rand wenigstens zum großen Teil eingespannt sein. Die Größe der Spannung ist neben den Dimensionen, der Form und dem Material für die Eigenschwingungszahlen maßgebend. Wir beschäftigen uns hauptsächlich mit den Transversalschwingungen, da die longitudinalen Verrückungen der Teilchen nur eine untergeordnete Rolle spielen; ferner nehmen wir an, daß die Membranen gleichmäßig gespannt und im Ruhezustand eben sind. Besonders ausführlich sind kreisförmige und rechteckige, namentlich quadratische Membranen untersucht worden.

Für die Eigenschwingungszahlen n einer quadratischen Membran von der Kantenlänge a gilt die Formel

$$n_{hk} = \frac{1}{2a}\sqrt{(h^2+k^2)\frac{P'}{d'}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (1)$$

wo P' die Flächenspannung, d. h. die spannende Kraft pro Längeneinheit irgend einer Kurve in der Membran und d' die Flächendichte, d. h. die Masse pro Flächeneinheit bedeuten. h und k können sämtliche ganzen Zahlen $1, 2, 3 \ldots$ durchlaufen. Es sind also doppelt unendlich viele, aber diskrete Eigentöne möglich. Ihre Schwingungszahlen sind unter sonst gleichen Bedingungen proportional der Wurzel aus der Spannung und umgekehrt proportional der Kantenlänge der quadratischen Membran (bei kreisförmiger Membran umgekehrt proportional der Länge des Radius). Diese Aussagen der Theorie sind von Melde experimentell bestätigt worden. Die einzelnen Partialtöne liegen in der Mehrzahl unharmonisch zum Grundton. Zwar treten speziell bei der quadratischen Membran auch die ganzzahligen Vielfachen der Grund-

schwingung auf, daneben aber — in viel größerer Anzahl — unharmonische Obertöne. Bei der kreisförmigen Membran sind überhaupt nur unharmonische Obertöne vorhanden. Wird die Schwingungszahl des Grundtons der Membran gleich 1 gesetzt, so beginnt die theoretische Reihe der Partialtöne bei der quadratischen Membran mit den Zahlen 1,00 — 1,58 — 2,00 — 2,24 — 2,55 — 2,92 — 3,00 — 3,16 — 3,54 — 3,61 — 3,81 — 4,00 und bei der kreisförmigen Membran mit den Zahlen 1,00 — 1,59 — 2,13 — 2,29 — 2,65 — 2,92 — 3,15 — 3,50 — 3,60 — 3,65 — 4,06 — 4,15. Die Grundtöne gleich großer Membranen von den Formen eines Kreises, eines Quadrates, eines Rechteckes 3×2 und eines Rechteckes 3×1 verhalten sich wie: 1,000 : 1,043 : 1,085 : 1,346.

In Fig. 23 sind die Knotenlinien für die ersten 12 Partialschwingungen einer kreisförmigen Membran nach Lord Rayleigh dargestellt. Unter jedem Bilde steht die relative Schwingungszahl; ferner sind für die Knotenkreise ihre Radien in Bruchteilen des Membranradius angegeben.

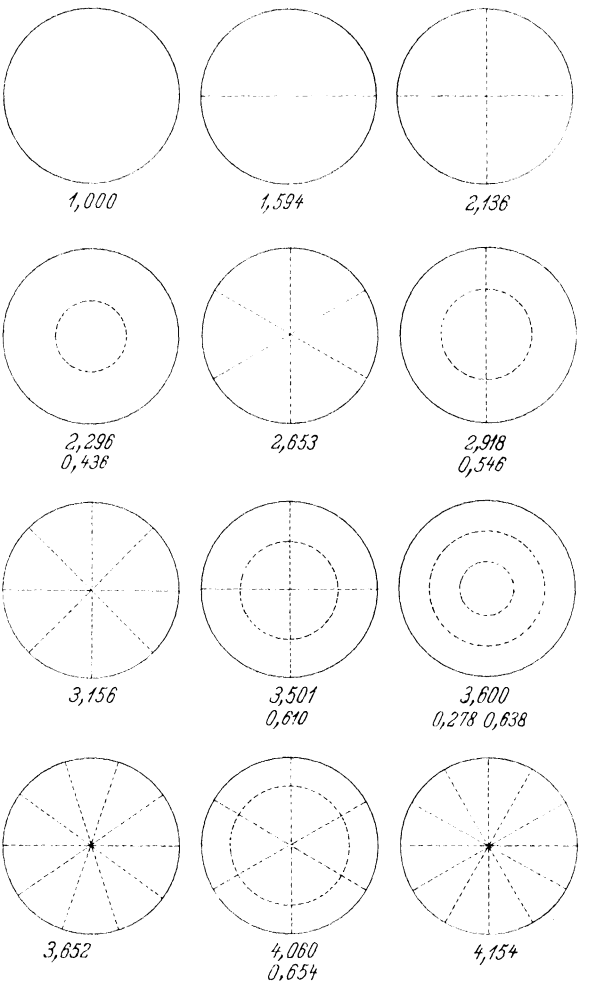
Sehr hübsch lassen sich Membranschwingungen an Glyzerinseifenlamellen im reflektierten Licht demonstrieren [1]). Über die horizontal stehende Öffnung eines Königschen Resonators (Kap. II, § 8) wird eine Membran aus Glyzerinseifenlösung gespannt. Ein zunächst horizontal verlaufendes Lichtbündel wird durch einen schräg stehenden Spiegel auf die Membran, von dieser auf einen zweiten schräg stehenden Spiegel und von hier auf den Projektionsschirm reflektiert. Mit einer in den Strahlengang geschalteten Linse wird die Membran auf dem Projektionsschirm scharf abgebildet. Wird die Membran durch Stimmgabeln auf Resonanzkästen erregt — namentlich in der Eigenperiode des Königschen Resonators — so unterteilt sie sich, und ihre Dicke variiert von den Schwingungsbäuchen zu den Kanten hin. Infolgedessen sind die entstehenden Interferenzfarben (Optikband, erste Hälfte. Kap. XIV, § 6) an den Knoten und Bäuchen verschieden, und in dem Moment, in dem die erregende Stimmgabel angehalten wird, sieht man ein farbenprächtiges Bild der Schwingungsform, das eine Weile erhalten bleibt, bis die Farben wieder durcheinander geflossen sind. Vorbedingung für gutes Gelingen des Versuches ist eine sehr gute Glyzerinseifenlösung.

Systematische Untersuchungen von Membranschwingungen haben unter anderen Savart, Bourget und Benard, Elsass und Antolik ausgeführt. Wird die Membran einmalig erregt (etwa durch kurzes Anschlagen) und dann sich selbst überlassen, so daß sie also freie Schwingungen ausführt, so können nur die oben angegebenen Klangfiguren (eventuell modifiziert durch die verschiedensten Nebeneinflüsse) entstehen. Wird die Membran dagegen in erzwungene Schwingungen versetzt, etwa durch eine in ihre Nähe gebrachte Tonquelle, deren Periode kontinuierlich geändert wird, so entstehen Figuren, die einen stetigen Übergang von einer Eigenschwingungsform zur anderen erkennen lassen. Die Schwingungsform empfindlicher Membranen, die in Luft schwingen, ändert sich gegenüber der von der Theorie geforderten Form, weil die mitzuführende Luftmasse eine Belastung der Membran darstellt.

[1]) E. Waetzmann, Zeitschr. f. physikal. u. chem. Unterricht **19**, 290, 1906.

Savart stellte sich Membranen aus Papier, Pergament oder Goldschlägerhaut her, indem er ihre Ränder auf einen Holzrahmen oder auf den Rand einer Glasglocke klebte; sie wurden dann mehr oder weniger angefeuchtet, um ihnen eine größere oder geringere Spannung zu erteilen. In Fig. 24 ist eine Probe der

Fig. 23.

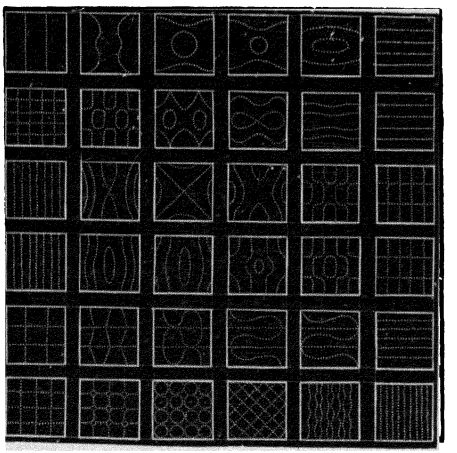


Knotenlinien kreisförmiger Membranen.

mannigfachen an quadratischen Membranen auftretenden Klangfiguren wiedergegeben. Jede Horizontale enthält Modifikationen einer Eigenschwingungsform (erste Figur jeder Reihe), wie sie auftreten, wenn die Höhe des erregenden Tones allmählich geändert wird. Elsass versetzte bei ähnlichen Versuchen die Membran in erzwungene Schwingungen, indem er Stimmgabeln mit der Membran-

mitte durch angekittete Fäden verband. K. Antolik erzeugte durch geeignete Erregungsart neben den Transversalschwingungen auch kräftige longitudinale Verrückungen. Diese treten um so mehr in den Vordergrund, je höher die Töne werden. Sie bewirken nicht, wie die Transversalschwingungen, ein heftiges Hochspringen des aufgestreuten Sandes, sondern ein sanftes Gleiten desselben. Die Dimensionen und Wellenlängen der bei den Longitudinalschwingungen auftretenden Klangfiguren scheinen nach Antolik weitgehend unabhängig zu

Fig. 24.



Knotenlinien quadratischer Membranen.

sein von Spannung, Größe und Gestalt der Membran, sowie von einer etwaigen Belastung. Bei Transversalschwingungen spielt eine Belastung eine große Rolle.

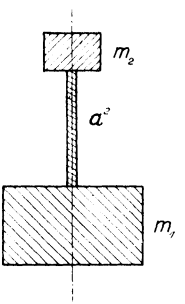
Infolge ihrer großen Empfindlichkeit gegen Luftschall stellen Membranen und dünne Platten äußerst einfache und bequem zu handhabende Aufnahmeapparate für Schallwellen dar. Da sie auf der anderen Seite ihre Schwingungsenergie leicht an das umgebende Medium abgeben, spielen sie auch bei der Schallwiedergabe eine hervorragende Rolle. Freilich sind in beiden Fällen besondere Vorsichtsmaßnahmen erforderlich, wenn eine Verzerrung der Klänge nach Möglichkeit vermieden werden soll. Wir kommen hierauf noch mehrfach zurück.

§ 7. Schwingungsgebilde mit getrennter Masse und Elastizität; die Kolbenmembran. Die stetige Verteilung von Masse und Elastizität über den ganzen Schwingungskörper (Membran, Platte usw.) hin hat zur Folge, daß sich der Schwingungskörper während der Schwingungen deformiert, Knotenlinien bildet, also Obertöne gibt und auch theoretisch schwer zu behandeln ist. Im Gegensatz hierzu sind beim „elastischen Massenpunkt" Masse und Elastizität, Trägheit und wirkende Kraft räumlich voneinander getrennt. Eine Masse, die in der Mitte einer Saite oder an dem einen Ende einer Spiralfeder,

deren anderes Ende festliegt, befestigt wird, stellt in erster Annäherung einen elastischen Massenpunkt dar; dabei muß die Masse der Spiralfeder bzw. der Saite klein gegen die Schwingungsmasse sein. Die Befestigung des freien Endes der Spiralfeder und der Saitenenden kann als das Vorhandensein unendlich großer Massen an diesen Stellen aufgefaßt werden. Als „Kolbenmembran" bezeichnet man eine starre Platte, die wiederum durch eine von ihr getrennte Elastizität an die Ruhelage gebunden ist. Sie bewegt sich nicht wie eine gewöhnliche Membran, sondern wie ein starrer Kolben, der als Ganzes hin und her geht. Steht die Größe der elastischen Kraft in linearer Beziehung zu der Elongation des Kolbens, so führt er rein sinusförmige Schwingungen aus.

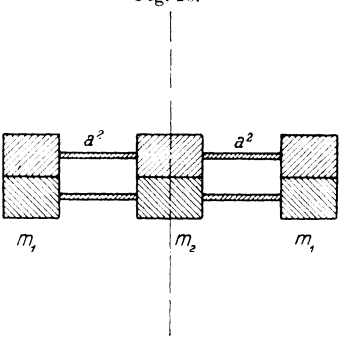
Um hohe Eigenschwingungszahlen von etwa 1000 Hertz zu erzielen, wie sie namentlich für technische Zwecke gebraucht werden, ersetzen Hahnemann und Hecht[1]) die Spiralfeder durch einen longitudinal beanspruchten Stab. Fig. 25 zeigt die Grundform ihres Schwingungsgebildes, das sie „Tonpilz"

Fig. 25.



Tonpilz nach Hahnemann und Hecht.

Fig. 26.



Akustischer Schwinger nach Gerdien.

nennen. Es besteht aus den (starren) Massen m_1 und m_2 und aus der (praktisch massefreien) Elastizität a^2. Die Schwingungen erfolgen in der Längsrichtung des Stabes. Seine Länge und die Dimensionen von m_1 und m_2 müssen klein gegen die Viertelwellenlänge des Eigentones sein, weil sonst Phasenunterschiede auftreten, die die Schwingungen wieder komplizieren. Der Schwerpunkt des Gebildes muß während der Schwingungen in Ruhe bleiben (Mechanikband). Aus dieser Forderung läßt sich leicht ableiten, daß die Amplituden der beiden Massen und ihre Schwingungsenergien sich umgekehrt wie die Massen selbst verhalten. Macht man also m_1 sehr groß gegen m_2, so steckt die gesamte Schwingungsenergie praktisch in m_2, und man kann sich bei der Untersuchung der Schwingungen auf die Betrachtung dieser kleineren Masse beschränken. Der Extremfall ist der, daß das eine Ende des Stabes absolut festliegt (benachbarte Masse unendlich groß). Die Elastizität a^2 ist folgendermaßen definiert: Die elastische Kraft soll der Elongation x proportional, und zwar gleich

[1]) W. Hahnemann und H. Hecht, Physikal. Zeitschr. **21**, 187, 1920; vgl. auch den Artikel „Akustik" von Hahnemann und Hecht in Gehlhoffs Lehrbuch der techn. Physik, Bd. I.

$a^2 x$ sein. Dann ist a^2 die elastische Kraft, die bei der Elongation 1 wirkt. Die Verlängerung x des Stabes von der Länge l, dem Querschnitt q und dem Elastizitätsmodul E ergibt sich aus dem Hookeschen Gesetz (Kap. VII, § 1) zu

$$x = \frac{1}{E}\frac{l}{q} a^2 x,$$

also ist $a^2 = E\frac{q}{l}$. Aus a^2 und aus m_1 und m_2 läßt sich auch der Eigenton des Gebildes berechnen. Seine Kreisfrequenz ω ist gleich $\sqrt{a^2 \frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2}}$, die also für $m_1 = \infty$ in die Formel für den einfachen elastischen Massenpunkt übergeht. Beispielsweise ist für einen von Hahnemann und Hecht als Unterwasserschallsender ausgebildeten Tonpilz $m_1 = 10$ kg; $m_2 = 3$ kg; $q = 2$ cm²; $l = 50$ cm; $E = 2{,}15 \cdot 10^6$-kg-Gewicht cm², woraus sich ω zu rund 6000 errechnet. Gerdien[1]) benutzt als Elastizität (a^2) an Stelle des longitudinal schwingenden Stabes dünne, ringförmige Platten, an deren Rändern innen eine zylinderförmige Masse m_2 und außen eine größere ringförmige Masse m_1 befestigt ist. Die erste schwingt in Richtung ihrer Achse. Fig. 26 zeigt einen Schnitt durch die Symmetrieachse des von Gerdien als „akustischer Schwinger" bezeichneten Gebildes. Es soll weitgehend obertonfrei sein und ist auch verhältnismäßig schwach gedämpft, so daß es als Ersatz für Stimmgabeln dienen kann. Seine Kreisfrequenz ω ist, wie bei dem Tonpilz, durch den Ausdruck $\sqrt{a^2 \frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2}}$ gegeben. Technisch wird die Ausführungsform nach Fig. 26 in der Weise hergestellt, daß zwei kreisförmige Platten mit stark verdickter Mitte und stark verdicktem Rande zusammengeschraubt werden.

Die Schwingungsgebilde mit getrennter Masse und Elastizität lassen sich — als punktförmige Gebilde — theoretisch besonders einfach behandeln und lassen sich weitgehend in Analogie setzen (Kap. VII, § 12) zu elektromagnetischen Schwingungskreisen mit getrennter Selbstinduktion und Kapazität, was für die Begriffsbildung und Rechnung oft vorteilhaft ist. Sie vermitteln ferner, wie Rayleigh gezeigt hat, den Übergang von der Theorie der Massenpunkte zu der Theorie komplizierterer Gebilde wie Saiten und Membranen. Endlich lassen sich umgekehrt für viele Fragestellungen Gebilde mit stetig verteilter Masse und Elastizität auf sie zurückführen. Beispielsweise kann eine in einen Ring eingespannte Membran, soweit es sich um ihre Grundschwingung handelt, für die Rechnung ersetzt werden durch eine Kolbenmembran nach der Art des Gerdienschen Gebildes, wobei sich die der wirklichen Membran äquivalente Schwingungsmasse der Kolbenmembran aus den Daten der ersten errechnen läßt.

§ 8. Schwingungen von Platten[2]). Die Platte oder Scheibe besitzt im Gegensatz zur Membran auch Biegungselastizität, so daß sie im natürlichen Zustand eine ganz bestimmte Gestalt hat und Transversalschwingungen aus-

[1]) H. Gerdien, Physikal. Zeitschr. **22**, 679, 1921.

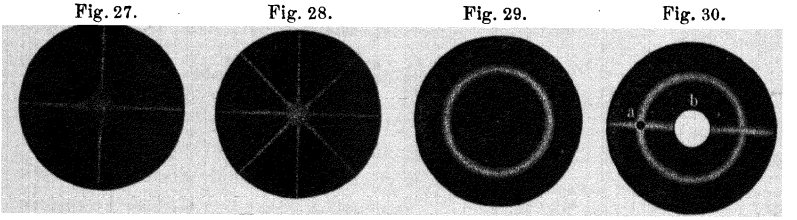
[2]) Die Darstellung in diesem und dem nächsten Paragraphen lehnt sich stark an die L. Pfaundlers in der vorigen Auflage an.

führen kann. Sie sei ebenflächig. Die äußere Umgrenzung kann beliebige Form haben, das Material kann sehr verschieden gewählt sein (Holz, Glas, Metall). Wird die irgendwie befestigte Platte z. B. durch Streichen mit dem Violinbogen über eine Stelle ihres Randes in (Transversal-) Schwingungen versetzt, so teilt sie sich in mehrere schwingende Teile, die durch Stellen der Ruhe (Knotenlinien) voneinander getrennt sind. Die beiden in einer Knotenlinie zusammenstoßenden Abschnitte schwingen immer in entgegengesetzter Richtung. Die Mannigfaltigkeit der möglichen Schwingungsformen ist sehr groß, und die Schwingungsform wird im allgemeinen um so komplizierter, je komplizierter die Form der Platte ist und je kompliziertere Grenzbedingungen ihr durch Festhalten einzelner Punkte usw. auferlegt werden.

Ebenso wie die theoretische Behandlung der transversalen Stabschwingungen schwieriger als die der transversalen Saitenschwingungen ist, so auch die theoretische Behandlung der Plattenschwingungen gegenüber derjenigen der Membranschwingungen.

Besondere Schwierigkeiten bieten sich der Theorie in dem sehr wichtigen Falle, daß der Rand der Platte frei ist. Bisher ist es nur für die Kreisplatte gelungen (Kirchhoff), die Schwingungen exakt abzuleiten. Hier können die

Fig. 27. Fig. 28. Fig. 29. Fig. 30.



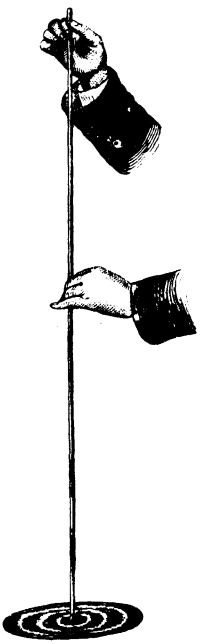
Knotenlinien kreisförmiger Platten.

Knotenlinien Durchmesser oder konzentrische Kreise sein. Man unterscheidet demgemäß diametrale, konzentrische und gemischte Systeme. Die von Kirchhoff berechneten Radien der kreisförmigen Knotenlinien stimmen mit den experimentell bestimmten (Savart und namentlich Strehlke) bis auf etwa Eins pro Mille überein. Das diametrale System ist nur aus Durchmessern zusammengesetzt (Fig. 27 und 28), die den Umfang in eine (gerade) Anzahl von gleichlangen Strecken aufteilen. Man erhält derartige Figuren, wenn man die Platte in ihrem Mittelpunkt befestigt und am Rande anstreicht. Fig. 27 entsteht, wenn ein Punkt des Randes mit dem Finger berührt wird, der 45° von der angestrichenen Stelle absteht. Um Fig. 28 zu erhalten, müssen zwei Punkte des Randes berührt werden, die um 45° voneinander abstehen und zwischen denen die Platte gestrichen wird. An Metallscheiben von 3 bis 4 dm Durchmesser beobachtet man oft 36 bis 40 Abteilungen. Es ist leicht, einzusehen, warum bei dieser Teilungsart durch Radien stets eine gerade Anzahl von gleichen Abteilungen entstehen muß. Erstens müssen die Schwingungen aller Abteilungen im Einklang sein, und da sie gleiche Länge (Radius) haben, muß auch ihre Ausdehnung die gleiche sein; zweitens müssen die nebeneinander

liegenden Abteilungen entgegengesetzte Bewegungen ausführen, was bei einer ungeraden Anzahl nicht möglich wäre.

Um konzentrische Knotenlinien zu erhalten, wovon Fig. 29 die einfachste Form zeigt, muß die Platte vom Mittelpunkt aus in Schwingungen versetzt werden. Zu diesem Zwecke schneidet man beispielsweise in die Mitte ein Loch (Fig. 30), das so groß ist, daß man mit einem Violinbogen hineinkommt. Nachdem die Platte exzentrisch in eine Schraubklemme eingespannt oder sonstwie befestigt ist, wird eine Stelle des inneren Randes angestrichen. Ist z. B. der Punkt a (Fig. 30) eingeklemmt, so entsteht die hier abgebildete Figur, wenn man bei b streicht. Man kann sich auch einer Platte bedienen, in deren Mitte ein etwa 4 mm dicker und etwa 1 m langer Stab gut befestigt ist. Wenn man den Stab in der Mitte seiner Längsrichtung mit zwei Fingern der linken Hand festhält und dann am oberen Ende mit den Fingern der rechten Hand, zwischen denen vorher etwas Kolophonium zerrieben ist, herabstreicht, so gibt der Stab seinen Longitudinalton, und der auf die Platte gestreute Sand ordnet sich in mehreren konzentrischen Ringen an (Fig. 31). R. Schulze hat nach dieser Methode über 500 verschiedene Klangfiguren beobachtet.

Fig. 31.



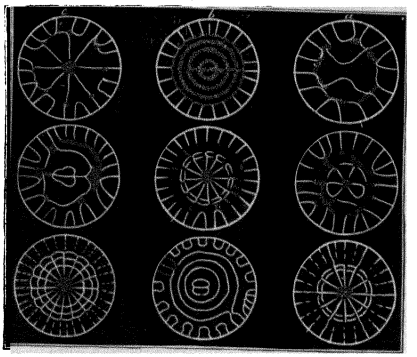
Erregung einer kreisförmigen Platte von der Mitte aus.

Das gemischte System von Knotenlinien besteht aus Durchmessern, die im allgemeinen mehr oder weniger gebogen sind, und aus Kreisen, die ebenfalls mehr oder weniger verändert sind. Um solche Figuren zu erhalten, ist einige Übung nötig. Man muß (mit den Fingern) gleichzeitig auf mehrere Punkte der Platte drücken, durch welche die Knotenlinien gehen sollen. In Fig. 32 sind einige Typen gemischter Klangfiguren dargestellt.

Savart hat gefunden, daß die diametralen Knotenlinien sich nicht bis zur Mitte fortsetzen, wenn ihre Anzahl etwas groß wird. Nach Strehlke sind alle Knotenlinien gekrümmt; die scheinbar geraden Linien sind nur Zweige hyperbolischer Kurven. Eine merkwürdige, von Savart aufgefundene Tatsache ist die Verrückung der Knotenlinien. Eine sorgfältig gearbeitete Messingplatte von etwa 4 dm Durchmesser und 2 bis 3 mm Dicke wird in der Weise befestigt, wie es Fig. 33 zeigt. Statt Sand wird Lykopodiumsamen, der viel leichter als Sand ist, aufgestreut, und die Platte wird mit dem Violinbogen am Rande angestrichen. Für gewisse tiefe, volle Töne, die einer diametralen Figur von 4, 6 oder 8 Durchmessern entsprechen, bleiben die Knotenlinien nicht fest, sondern erleiden eine entschiedene Oszillationsbewegung. Es kann sogar eine kontinuierliche Rotationsbewegung zustande kommen, so daß das Pulver eine Art Wirbel bildet, der in einer bestimmten Entfernung vom

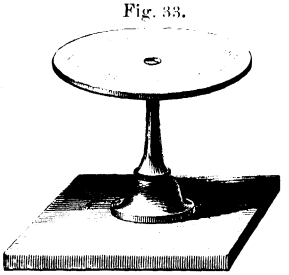
Rande der Scheibe, dem er parallel bleibt, die Ebene der Scheibe durchläuft Savart erklärt diese Erscheinung folgendermaßen: In den Scheiben ist die Elastizität nicht nach allen Richtungen genau die gleiche; es gibt zwei Durchmesser, von denen einer der größten, ein anderer der kleinsten Elastizität entspricht. Wenn man nun an einer derart gelegenen Stelle streicht, daß die Knotenlinien auf diese Durchmesser fallen, so bleiben sie unbeweglich. Wird aber an einem anderen Punkte angestrichen, so sind die Bewegungen, welche der Bogen an dem Rande der Scheibe hervorbringt, unsymmetrisch. Infolgedessen haben die entstehenden Knotenlinien ein Bestreben, in die erste Lage zurückzukehren; sie oszillieren um diese Lage oder sie drehen sich kontinuierlich, wenn die Schwingungsamplituden genügend groß werden.

Fig. 32.



Komplizierte Knotenlinien an kreisförmigen Platten.

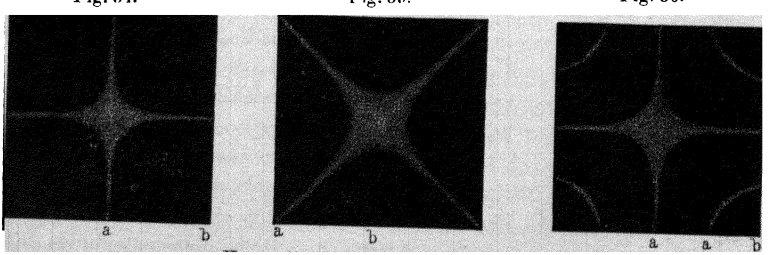
Fig. 33.



Kreisförmige Platte zur Demonstration Chladnischer Klangfiguren.

Neben den kreisförmigen Platten sind bisher namentlich quadratische Platten genauer untersucht worden. Die Schwingungszahlen der Töne zweier quadratischen Platten bei gleicher Teilungsart verhalten sich wie die Dicken und umgekehrt wie die Quadrate der Kantenlängen. Die Fig. 34 bis 37 stellen vier bei zentraler Befestigung der Platte erhaltene Klangfiguren dar. Sie entstehen, wenn man an den mit *a*

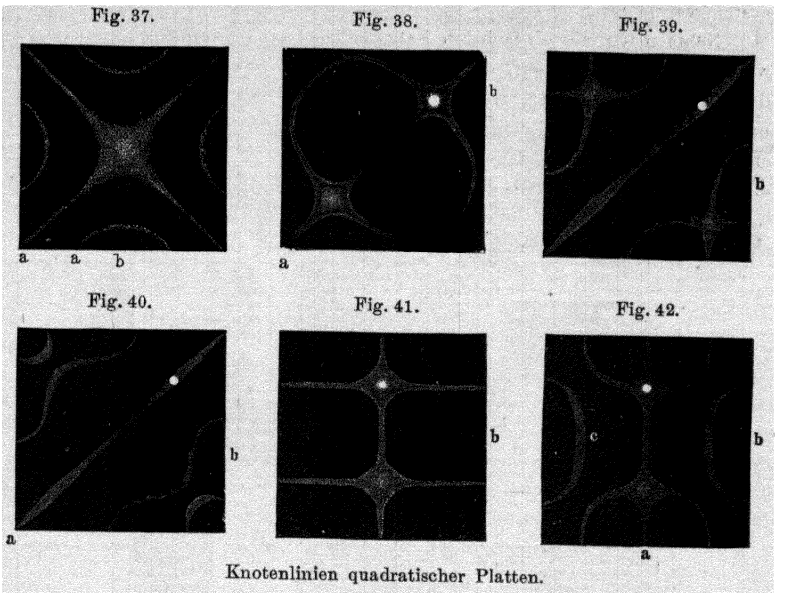
Fig. 34. Fig. 35. Fig. 36.



Knotenlinien quadratischer Platten.

bezeichneten Stellen des Randes einen Finger anlegt und dann an den mit *b* bezeichneten Stellen streicht. Die Fig. 38 bis 42 sind Beispiele für Klang-

figuren, wie sie bei exzentrisch liegendem Befestigungspunkt der Platte erhalten werden; die Befestigungsstelle ist als weißer Fleck in den Figuren markiert. Nicht alle Platten von gleichen Dimensionen geben bei gleichem Verfahren die gleiche Figur, sondern es kommen Abweichungen vor, die man als Varietäten desselben Grundtypus bezeichnen kann. So sind die Fig. 39 und 40 Klangfiguren, die bei gleichem Verfahren mit zwei verschiedenen, aber gleich großen



Knotenlinien quadratischer Platten.

Glasplatten erhalten wurden. Häufig beobachtet man auch mehr oder weniger bedeutende Abweichungen vom regelmäßigen Verlauf der Klangfiguren, die durch Inhomogenitäten in dem Plattenmaterial zu erklären sind.

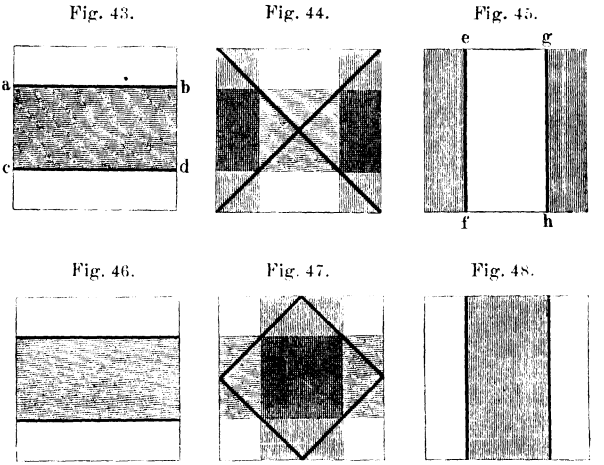
Eine besonders wichtige Anwendung der Plattenschwingungen bilden die Resonnazböden der Klaviere.

§ 9. Die Chladnischen Klangfiguren. Die Methode, Knotenlinien in schwingenden Platten u. dgl. durch aufgestreuten Sand sichtbar zu machen, verdanken wir Chladni. Der Sand wird von der schwingenden Platte in die Höhe geworfen, und zwar um so kräftiger, je größer die Amplitude und je höher die Schwingungsanzahl ist. Da die Schwingungen nicht genau senkrecht zur Plattenoberfläche erfolgen, erhält der Sand eine vom Maximum der Schwingungsbewegung fortgerichtete, seitliche Bewegungskomponente, so daß er allmählich nach den Knotenlinien hingetrieben wird. Wie wir in § 26 des zweiten Kapitels bereits besprochen haben, treten hierbei auch Luftströmungen auf, und ebenso können Wirbel entstehen. Infolgedessen werden sehr leichte Pulver nicht zu den Knoten hingetrieben, sondern bilden an den Bäuchen kleine Häufchen. Diese zuerst von Savart beobachtete Erscheinung wurde

von Faraday auf die Luftströmungen zurückgeführt; sie bleibt aus, wenn man die Platte im luftleeren Raume schwingen läßt.

Wir verdanken Wheatstone die erste in der Hauptsache befriedigende Erklärung der Chladnischen Klangfiguren [1]). Sie beruht auf der Annahme, daß sich auf der Platte zwei (oder auch vier) Systeme von Schwingungen, deren Knotenlinien sich durchkreuzen, zu einem resultierenden Schwingungssystem vereinigen.

Nehmen wir als einfachsten Fall den der quadratischen Platte. Fassen wir sie als einen Stab auf, der in der Weise zum Schwingen gebracht werde, daß sich, wie in Fig. 43, Knotenlinien nach ab und cd und, wie in Fig. 45, nach ef und gh ausbilden, während die dazwischen liegenden Felder nach entgegengesetzten Richtungen schwingen. Wir können uns denken, daß in einem gegebenen Moment die schattierten Stellen nach aufwärts, die nicht



Schematische Ableitung Chladnischer Klangfiguren.

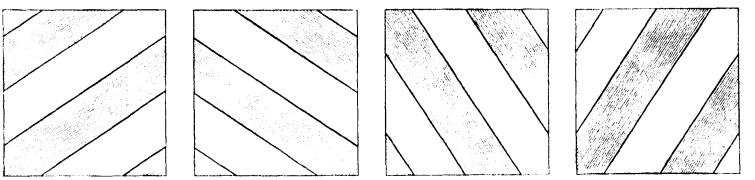
schattierten nach abwärts in Bewegung seien. Wirken nun die Anregungen zu beiden Schwingungssystemen in einer und derselben Platte zusammen, so wird man das resultierende Schwingungssystem ableiten können, indem man sich die Fig. 43 und 45 übereinander gelegt denkt, wie es in Fig. 44 ausgeführt erscheint. Dabei ist fürs erste sicher, daß die doppelt schattierten Stellen entgegengesetzt mit jenen schwingen, wo keine Schattierung hintrifft. Ferner ist einleuchtend, daß die Stellen, die an den Durchschneidungsstellen der ursprünglichen Knoten liegen, auch hier in Ruhe bleiben werden. Da ferner die Richtungen nach unten und nach oben durchaus gleichwertig sind und daher keine von beiden überwiegen kann, so werden die Knotenlinien zwischen den Grenzen der doppelt schattierten und der hell gebliebenen

[1]) Die folgende Darstellung ist fast wörtlich aus der vorigen Auflage (L. Pfaundler) übernommen.

Felder symmetrisch hindurchgehen müssen. Diese Schlüsse lassen uns einsehen, daß die resultierenden Knotenlinien mit den beiden Diagonalen des Quadrates zusammenfallen müssen.

Für den anderen Fall, daß in beiden ursprünglichen Schwingungssystemen die mittleren Felder gleiche Schwingungsrichtung hatten, wie in Fig. 46 und 48 angedeutet ist, führt eine ganz ähnliche Betrachtungsweise zu der resultierenden Fig. 47. Die Knotenlinien haben in diesem Falle die Lage von Geraden, welche die Mitten der benachbarten Quadratseiten verbinden.

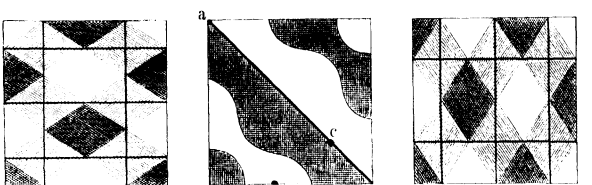
Fig. 49. Fig. 50. Fig. 51. Fig. 52.



Schematische Ableitung Chladnischer Klangfiguren.

In ähnlicher Weise hat Wheatstone Schwingungssysteme mit Knotenlinien von verschiedener Anzahl und von verschiedener Neigung gegen die Seiten der Platten zusammengesetzt und dadurch eine größere Anzahl von Chladnischen Figuren erklärt. Wir müssen uns aus Raummangel versagen, hierauf näher einzugehen. Dagegen gibt es noch eine Anzahl von Chladnischen Figuren, nämlich alle mit krummen Knotenlinien, die sich nur durch Übereinanderlagerung von vier einfachen Figuren ableiten lassen.

Fig. 53. Fig. 54. Fig. 55.

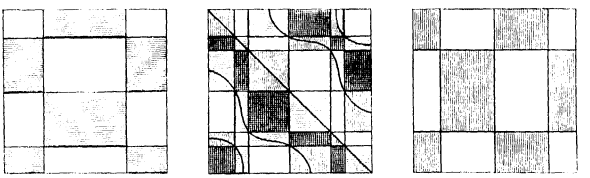


Schematische Ableitung Chladnischer Klangfiguren.

Es seien als Beispiel die vier schwingenden Platten in den Fig. 49 bis 52 mit den ursprünglichen Knotenlinien gegeben, und es sollen wiederum die schattierten Felder jene Punkte der Platte darstellen, die gleichzeitig momentan nach aufwärts schwingen. Durch Übereinanderlegung von Fig. 49 und 50 sowie von Fig. 51 und 52 entstehen zunächst die Fig. 53 und 55. Zeichnet man in diese nach den oben entwickelten Grundsätzen die resultierenden Knotenlinien ein, so erhält man hierfür Gerade, die parallel den Quadratseiten verlaufen. Die Fig. 56 und 58 stellen die nämlichen Knotenlinien dar, wobei jedoch die Felder so mit Schattierung ausgefüllt sind, daß wiederum die momentan nach aufwärts bewegten dunkel erscheinen.

Legt man nun diese beiden Figuren übereinander, so erhält man die Fig. 57, in der man wiederum nach denselben Grundsätzen die Knotenlinien erhält, von denen die eine die Diagonale des Quadrates, die übrigen aber kompliziertere Kurven sind. Fig. 54 stellt den resultierenden Schwingungszustand der Platte dar; c ist der Befestigungspunkt, bei b wird der Bogen, bei a der Finger angesetzt. Siehe auch Fig. 40.

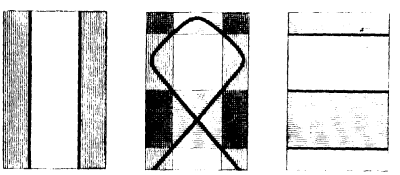
Fig. 56. Fig. 57. Fig. 58.



Schematische Ableitung Chladnischer Klangfiguren.

Die Erklärungsweise von Wheatstone wird unterstützt durch die früheren Versuche der Gebrüder Weber, die durch Interferenz von Flüssigkeitswellen in quadratischen Gefäßen dieselben Ruhelinien erhalten hatten. Ferner sprechen dafür die Versuche Savarts mit ungleichartig elastischen Platten sowie die Versuche von Wheatstone mit rechteckigen Holzplatten, an denen nur dann die Klangfigur mit Diagonalen sich ausbildet, wenn die Seiten des Rechtecks sich wie die Größen der Elastizitätsachsen verhalten, da nur dann die Töne der kombinierenden Schwingungen gleiche Höhe haben.

Fig. 59. Fig. 60. Fig. 61.



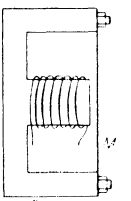
Schematische Ableitung Chladnischer Klangfiguren.

Eine Erweiterung der Wheatstoneschen Theorie wurde dann durch Versuche von R. König mit rechteckigen Platten von Messing angebahnt. Die Dimensionen waren so gewählt, daß diejenigen Töne nahe gleiche Höhe hatten, die entstanden, wenn sich die Platte nach Knotenlinien parallel zu der einen oder zu der anderen Seite des Rechtecks abteilte. Dabei war jedoch die Anzahl der Knotenlinien nach beiden Richtungen verschieden. Die Fig. 59 bis 61 geben hierfür ein Beispiel. Die Platte (Fig. 59) gibt, in drei Teilen schwingend, nahe denselben Ton wie die Platte Fig. 61, die in vier Abteilungen schwingt. Ihre Kombination führt zu der in Fig. 60 eingetragenen Knotenlinie, die analoge Form hat wie die dem gleichen Zahlenverhältnis entsprechende Lissajoussche Figur.

§ 10. Elektrische Erregung von Membranen und Platten. Das bekannteste Modell eines elektrischen Schallgebers ist das Telephon (Reis 1861, Bell 1875). Deshalb soll es schon an dieser Stelle besprochen werden, obwohl es in erster Linie als sekundärer Schallgeber (Schallwiedergabeapparat) gebraucht wird. Natürlich können wir hier auf die rein elektrischen Vorgänge

nur andeutungsweise eingehen und müssen im übrigen auf den Elektrizitätsband verweisen. In der üblichen Ausführungsform besteht das Telephon (Fig. 62) aus einer dünnen Eisenplatte (nicht Membran) M von einigen Zehnteln mm Dicke, die die eine Abschlußwand eines niedrigen zylinderförmigen Gehäuses G bildet; der Mitte der Membran gegenüber ist in dem Gehäuse ein mit Draht umwickelter permanenter Magnet angebracht, so daß die Membranmitte den Anker des Magnets bildet. Der Magnet kann als Stabmagnet (einpoliges Telephon) oder als Hufeisenmagnet (zweipoliges Telephon) ausgebildet sein. Im letzten Falle muß die Wickelung um die beiden Pole in entgegengesetzter Richtung geführt werden, damit beide Pole durch den Wechselstrom gleichzeitig verstärkt oder gleichzeitig geschwächt werden. An Stelle des permanenten Magnets kann weiches Eisen benutzt werden, das dann noch mit einer zweiten Drahtwickelung zwecks Vormagnetisierung durch Gleichstrom versehen sein muß. Diese Anordnung hat den Vorteil, daß die Stärke der zeitlich konstanten Magnetisierung bequem geändert werden kann. Je stärker der permanente Magnet ist und je näher an der Platte er sich befindet, um so größere Steifigkeit muß die Platte besitzen, damit sie nicht ganz an den Magnet herangezogen wird und hier festklebt. Wird jetzt durch die Spule ein Wechselstrom von der Kreisfrequenz ω geschickt, so wird der permanente Magnet in der gleichen Periode moduliert, und die Membran führt entsprechende Schwingungen aus. Während der Verstärkungsphase des Magnetfeldes wird sie etwas stärker, während der Schwächungsphase etwas schwächer angezogen als durch den permanenten Magnet allein.

Fig. 62.



Schematische Darstellung eines Telephons.

Die auf die Membran wirkende Kraft K errechnet sich[1]) zu $const \cdot \frac{1}{q} M_g^2$, wobei die Konstante ein bloßer Zahlenfaktor, q der Querschnitt des Luftspaltes zwischen Magnetpol und Platte und M_g der gesamte magnetische Fluß ist. Dieser setzt sich zusammen aus dem zeitlich konstanten Fluß M, der von dem permanenten Felde herrührt, und aus dem Wechselfluß $m_0 \sin \omega t$. Also wird

$$K = \frac{const}{q} \left(M^2 + \frac{m_0^2}{2} + 2 M m_0 \sin \omega t - \frac{1}{2} m_0^2 \cos 2 \omega t \right).$$

An diesem Ausdruck interessiert natürlich in erster Linie der zeitlich veränderliche Teil. Wird M genügend groß gegen m_0 gemacht, so fällt das letzte Glied fort, und es resultiert eine rein sinusförmige Kraft von der Periode des in das Telephon hineingeschickten Wechselstromes. Besonders wichtig ist, daß diese Kraft nicht nur von der Stärke des periodischen Kraftflusses abhängt, sondern auch der Stärke des permanenten Kraftflusses proportional ist. Je stärker also der permanente Magnetismus ist, um so

[1]) H. Lichte, Elektr. Nachrichten-Technik (ENT) **3**, 183, 1926.

empfindlicher ist — unter sonst gleichen Bedingungen — das Telephon. Ist m_0 nicht mehr klein gegen M, so ist schon in der wirkenden Kraft die höhere Oktave 2ω des hineingeschickten sinusförmigen Wechselstromes enthalten. Wird M gleich Null gemacht, also weiches Eisen ohne jede Vormagnetisierung verwendet, so reduziert sich die Kraft auf den Wert $\frac{m_0^2}{2} - \frac{m_0^2}{2}\cos 2\omega t$; das Telephon gibt nur die höhere Oktave des primären Wechselstromes und ist im übrigen sehr unempfindlich. Daß ohne zeitlich konstante Magnetisierung nur die Oktave des Primärstromes als Plattenschwingung resultiert, ist unmittelbar einleuchtend. Das weiche Eisen wird sowohl in der positiven wie in der negativen Phase des Wechselstromes magnetisiert und zieht deshalb während einer Wechselstromperiode die Platte zweimal an. Für den Fall $M \gg m_0$, für den die Oktave in der erregenden Kraft praktisch nicht mehr enthalten ist, kann sie in der Plattenschwingung trotzdem auftreten, wenn die Platte — etwa infolge der einseitigen Beanspruchung durch den permanenten Magnet — nicht mehr symmetrisch an die Ruhelage gebunden ist (Kap. II, § 20). Allerdings scheint diese theoretisch mögliche Unsymmetrie nur in sehr geringem Grade wirklich vorhanden zu sein.

Wird die Platte auf eine Kolbenmembran umgerechnet mit der Schwingungsmasse m und der Elastizität a^2, so ist ihre (gedämpfte) Eigen(Kreis-)frequenz

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{a^2}{m} - \frac{k^2}{4m^2}},$$

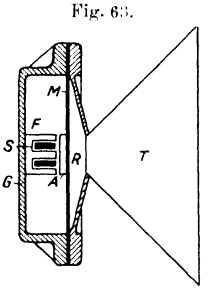
wo $\frac{k}{2m}$ der Dämpfungsfaktor ist. Das logarithmische Dekrement (Mechanikband, Kap. IV, § 50) ist $\frac{k\pi}{\omega_0 m}$. Die Platte besitzt schwache Dämpfung, d. h. scharf ausgeprägte Resonanz. Wird das Telephon als sekundärer Schallgeber benutzt, so hat die scharfe Resonanz große Nachteile, weil durch sie die wiederzugebenden Klänge stark verzerrt werden können. Um die Dämpfung zu vergrößern und damit die Naturtreue der Schallwiedergabe zu verbessern, kann man verschiedene Mittel anwenden. Zunächst kann die Masse der Membran, die ja im Nenner des logarithmischen Dekrements steht, verkleinert werden. k würde im wesentlichen konstant bleiben, wenn die Dämpfung vorwiegend Strahlungsdämpfung ist. Neben der „Verlustdämpfung", die durch innere Reibung bedingt ist, gibt es nämlich eine „Nutzdämpfung", die durch die Energieausstrahlung der Membran in das umgebende Medium verursacht wird. Der Strahlungswiderstand des Mediums ist schon von Lord Rayleigh für eine Kolbenmembran errechnet worden; er wächst, wie ohne weiteres einleuchtend ist, unter anderem mit der Dichte des umgebenden Mediums, und zwar ist er der Dichte proportional. Deshalb ist in Wasser die Dämpfung einer Membran von vornherein groß, während sie in Luft erst künstlich erhöht werden muß. Das kann durch die schon besprochene Verkleinerung der Masse geschehen oder durch Vergrößerung der Strahlungsdämpfung (Nutzdämpfung) oder durch Anbringung einer besonderen Hilfsdämpfung mittels Luftreibung (Verlust-

dämpfung). Zwecks Vergrößerung der Strahlungsdämpfung wird die Membran in passender Weise mit einem stark strahlenden Luftraum gekoppelt (Kap. V, § 2). Dämpfung durch Luftreibung wird in der Weise erzielt, daß die Membran auf der einen Seite durch einen ganz niedrigen Hohlraum abgeschlossen wird, der durch eine enge Öffnung mit der Außenluft in Verbindung steht [1]).

§ 11. Membransignalsender [2]). Die beiden wichtigsten Typen sind der elektromagnetische und der elektrodynamische Sender. Daneben scheint der piezoelektrische Sender berufen zu sein, namentlich als Unterwassersignalgerät, eine bedeutende Rolle zu spielen (Kap. II, § 5).

Fig. 63 stellt einen schematischen Schnitt durch einen elektromagnetischen Luftschallsender dar, der nach dem Prinzip des Telephons gebaut ist. Der Elektromagnet wird aus einem am Gehäuse G befestigten Eisenkern F (Feld), den Spulen S und der an der Membran M befestigten Eisenplatte A (Anker) gebildet. Der zunächst unmagnetische Eisenkern F wird durch eine mit Gleichstrom erregte Spule zu einem Magnet gemacht; durch eine zweite Spule wird der Wechselstrom geschickt. Die Leistung eines solchen Luftschallsenders ist durch die Zerreißfestigkeit der Membran begrenzt, während beim Wasserschallsender gewisse Druckamplituden im Wasser (etwa 1 kg-Gewicht cm^2) nicht überschritten werden dürfen, weil sich sonst zahlreiche Dampf- und Luftblasen bilden, die enorm starke Dämpfung geben. Als Normalton für elektromagnetisch erregte Luftschallsender ist der Ton von 525 Schw./sec gewählt worden. Die Membran wird auf diesen Ton abgestimmt. Zwecks guter Energieausstrahlung wird vor die Membran ein Luftraum R (Helmholtzscher Resonator; Kap. II, § 8) mit aufgesetztem Trichter T geschaltet (Kap. V, § 2). Die ausgestrahlte Schalleistung beträgt bei dieser Type etwa 100 Watt.

Fig. 63.



Elektromagnetischer Luftschallsender.

Bei Unterwasserschallsendern müssen zur Erzielung der nötigen Energie infolge der Kleinheit der Amplituden große Kräfte auf die Membran wirken. Die Kräfte sind im wesentlichen durch den Magnetfluß gegeben. Die Eisenverluste steigen aber mit dem Magnetfluß stark an, so daß der Wirkungsgrad ein schlechter wird, wenn der Elektromagnet die Membran unmittelbar betätigt. Deshalb hat die Signalgesellschaft in Kiel einen elektromagnetischen Unterwasserschallsender mit einer Art Hebelübertragung vom Anker des Elektromagnets zur Membran konstruiert. Die Kraft auf den Anker, also der Magnetfluß, wird verringert, während die Amplitude des Ankers entsprechend gesteigert wird.

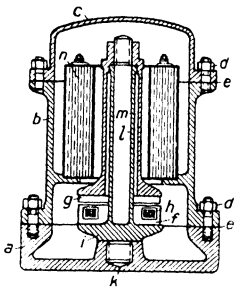
Fig. 64 stellt einen schematischen Schnitt durch einen derartigen Sender dar. Das Gehäuse besteht aus dem Membranstück a, der Haube b und dem

[1]) Über die Abstimmung eines Telephons auf einen bestimmten Ton (Monotelephon) vgl. R. Bauder und A. Ebinger, Zeitschr. f. techn. Physik 9, 65, 1928.

[2]) Vgl. H. Lichte, Elektrische Schallsender, im Handb. d. Phys. von Geiger-Scheel, Bd. VIII, Kap. 6. Ferner F. Aigner, Unterwasserschalltechnik, Berlin 1922.

Deckel c. Die einzelnen Teile sind durch Verschraubungen d und Gummiringe e wasserdicht miteinander verbunden. Die Prüfung auf Festigkeit und Abdichtung des Gehäuses geschieht bei einem Druck von 10 Atm. Der Elektromagnet besteht aus dem Eisenkern f, den Spulen h und dem Anker g. Der Eisenkern f sitzt auf dem Tische i, der mit der Schallplatte oder Membran k des Bodenstückes a verschraubt ist. Durch eine in der Mitte des Elektromagnets befindliche weite Bohrung läuft der Stab l, dessen unteres Ende mit dem Tische i fest verbunden ist. Über den Stab l ist ein Rohr m geschoben, dessen oberer Teil mit dem oberen Ende des Stabes l verschraubt ist, während sein unterer Fuß mit dem Anker g starr verbunden ist. Stab und Rohr stellen also eine elastische Verbindung zwischen Ankermasse und Membranmasse dar. Der Kondensator n, auf dessen Bedeutung wir hier nicht einzugehen haben, ist an einem mit dem Gehäuse verbundenen Flansch befestigt.

Fig. 64.



Elektromagnetischer Unterwasserschallsender.

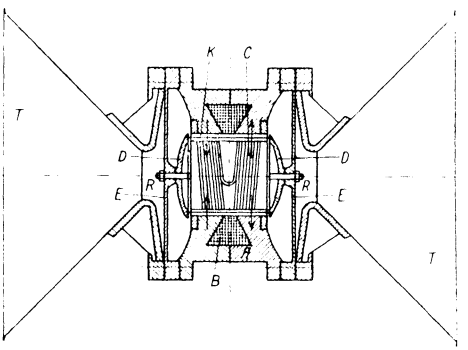
Die Membranmasse m_1 und die Ankermasse m_2 einerseits und das elastische Verbindungsstück Stab—Rohr andererseits stellen also einen Tonpilz nach Hahnemann und Hecht dar, und es soll gezeigt werden, daß die Einführung dieses Tonpilzes gegenüber einer direkt erregten Membran von der Eigenperiode des Tonpilzes und von der Masse m_1 den Wirkungsgrad steigert. Wie in § 7 dieses Kapitels besprochen wurde, verhalten sich die Amplituden und ebenso die kinetischen Energien der beiden Massen eines Tonpilzes umgekehrt wie die Massen selbst. Die für die Schwingungen des Tonpilzes wirksame Masse wurde zu $\frac{m_1 \cdot m_2}{m_1 + m_2}$ angegeben. Sie kann also, wenn m_2 klein gegenüber m_1 ist, als m_2 angesetzt werden. Nehmen wir an, daß $m_2 = \frac{1}{10} m_1$ sei; dann muß auch die Elastizität des Tonpilzes den 10. Teil der Elastizität der bloßen Membran betragen, da die Eigentöne gleich sind. Ebenso beträgt die Dämpfung des Tonpilzes nur den 10. Teil der Dämpfung der bloßen Membran, was schon dadurch anschaulich wird, daß in den Unterwasserschallsendern die Ankermasse m_2, in der der größte Teil der kinetischen Energie sitzt, praktisch nichts ausstrahlt. Da also sowohl die elastische Kraft als auch die Dämpfung beim Tonpilz zehnmal kleiner sind als bei der bloßen Membran, würde im Resonanzfalle die gleiche wirkende Kraft der Ankermasse des Tonpilzes eine hundertmal so große Amplitude erteilen wie der bloßen Membran. Die große Masse m_1 des Tonpilzes, die die Membran bildet, würde also gegenüber der bloßen Membran noch die zehnfache Amplitude erhalten. Infolgedessen wird für gleiche Amplituden der Membranen im Falle des Tonpilzes nur der 10. Teil der Kraft gebraucht. Das bedeutet natürlich noch keine Ersparnis an hineingesteckter Energie, da ja im Falle des Tonpilzes die Ankermasse, auf die die zehnmal kleinere Kraft wirkt, eine zehnmal größere Amplitude erhält. Trotzdem wird der Wirkungsgrad verbessert, weil sich mit abnehmender Kraft, also mit abnehmendem Magnetfluß, die Eisenverluste stark vermindern.

Die ausgestrahlte Schalleistung beträgt einige Hundert Watt. Wird dem Magnet keine konstante Vormagnetisierung gegeben, so erfolgen die elastischen Schwingungen in der doppelten Periode des Wechselstromes. Die Kraft ist dann dem Quadrat der Amplitude des Wechselflusses proportional (ds. Kap., § 10). Als Normalton für den unterseeischen Signalbetrieb ist der Ton von 1050 Schw./sec gewählt worden, da er sich von den meisten Schiffs- und Wassergeräuschen gut abhebt und da er in der Gegend größter Empfindlichkeit des Ohres (Kap. III, § 6) liegt.

Es sind auch elektrodynamische Membransender, sowohl für Luft wie für Wasser gebaut worden. Ein gewisser Nachteil des elektromagnetischen Luftsenders liegt z. B. darin, daß der Abstand Magnet — Membran verhältnismäßig groß gemacht werden muß, damit die Membran genügend große Amplituden ausführen kann. Damit wird aber der Widerstand für den magnetischen Kraftfluß erhöht.

Fig. 65 stellt einen schematischen Schnitt durch einen elektrodynamischen Luftschallsender nach dem Prinzip von Fessenden dar, wie er von den Atlaswerken[1]) in Bremen gebaut wird. Dabei ist eine Type mit zwei in entgegengesetzter Richtung strahlenden Membranen gewählt. In dem Eisenkern A wird durch die Gleichstromwickelung B ein Magnetfeld erzeugt, dessen Kraftlinien von A durch den Kupferzylinder K nach dem inneren Eisenkern C

Fig. 65.



Elektrodynamischer Luftschallsender.

und von dort wieder durch K hindurch nach A zurücklaufen. Durch die Pfeile ist die Richtung angegeben, in der die Kraftlinien den Kupferzylinder durchsetzen. Die Wechselstromwickelung über dem Eisenkern C ist in der oberen und unteren Hälfte im entgegengesetzten Sinne geführt, so daß die durch die Wechselströme in dem Kupferzylinder induzierten Ströme in beiden Hälften ebenfalls entgegengesetzte Richtung haben. Die auf die beiden Hälften wirkenden elektrodynamischen Kräfte addieren sich, und das Kupferrohr schwingt in der Achsenrichtung hin und her. Diese Schwingungen werden durch Zwischenglieder D auf die Stahlmembranen E übertragen, an die kleine Luftkammern R mit Trichtern T angeschlossen sind.

Der Signalton ist bei den elektrodynamischen Luftsendern etwa eine Oktave tiefer gehalten als bei den elektromagnetischen. Die Schalleistung beträgt etwa 500 bis 1000 Watt.

Die elektrischen Membransender haben für die Schiffahrt große Bedeutung gewonnen, und zwar nicht nur als Unterwasser-, sondern auch als Luftschallsender (Nautophone). Die letzten werden namentlich als Nebel-

[1]) Die Atlaswerke waren so freundlich, einige Skizzen und Beschreibungen elektrischer Schallsender zur Verfügung zu stellen.

signalgerät bei Hafeneinfahrten, auf Feuerschiffen und auch auf fahrenden Schiffen benutzt. Ihre Reichweite wird für ruhige Luft und See zu mehr als 10 km angegeben. Ein Apparat mit einem Trichter bedeckt einen Sektor von etwa 120° und strahlt den Schall in einer Hauptrichtung aus. Je nach dem Zwecke werden verschiedene Typen und ein oder mehrere Apparate eingesetzt.

§ 12. Die Glocke[1]. Sie stellt den wichtigsten Typ der gekrümmten Platte dar. Will man den Begriff der „glockenförmigen" Körper möglichst weit fassen, so kann man darunter sämtliche gekrümmten Körper vom zweidimensionalen Typus verstehen. Bei engerer Fassung würde man den Begriff „glockenförmig" etwa auf hohle Rotationskörper beschränken oder noch enger auf hohle Rotationskörper, die auf einer Seite geschlossen sind. Die eigentlichen Glocken (Kirchenglocken) sind akustisch derart komplizierte Körper, daß ihre Schwingungsweise sowohl experimentell als auch erst recht theoretisch bisher nur wenig geklärt ist. Man hat natürlich versucht, dem Problem der Glockenschwingungen durch die Untersuchung einfacherer Gebilde näher zu kommen. So sind die Schwingungen von Kreiszylindern, hohlen Halbkugeln usw. theoretisch untersucht worden. Ferner hat Rayleigh versucht, für die theoretische Behandlung die Glocke als die eine Hälfte eines Rotationshyperboloids anzusehen oder auch als einen aus einem einseitig geschlossenen Kreiszylinder und einem angesetzten konischen Stück zusammengesetzten Körper, aber alles ohne vollen Erfolg. Am ehesten ist noch eine Verwandtschaft der Glockenschwingungen mit den Schwingungen einer kreisförmigen Platte festzustellen. Den Knotendurchmessern der Platte entsprechen Knotenmeridiane (Schnitte durch die Achse) der Glocke und den Knotenkreisen der Platte Knotenkreise (Breitenkreise, Schnitte senkrecht zur Achse der Glocke).

Zur experimentellen Prüfung der Glockenschwingungen im Laboratorium benutzt man den Glocken ähnliche Körper wie Trichter, Schalen, Glasstülpen, Weingläser usw. Die Erregung dieser „Glocken" geschieht am besten, indem man mit dem Violinbogen senkrecht über ihren Rand streicht.

Zur Sichtbarmachung der Schwingungen einer Glocke hat Melde folgendes Verfahren angegeben: Die Innenfläche der aufrecht stehenden Glocke wird möglichst gleichmäßig mit verdünnter Kalkmilch bestrichen. Darüber streut man grobkörnigen, sorgfältig rein gewaschenen Quarzsand und streicht jetzt die Glocke kräftig an. Es werden dann nicht nur die Knotenlinien kenntlich, sondern man sieht auch, wie sich der Sand in bogenförmigen Bahnen durch die Kalkhaut nach den Knotenlinien hinarbeitet. Ein anderes Verfahren besteht darin, daß die Glocke bis zu passender Höhe mit Wasser gefüllt wird. Auf der Oberfläche des Wassers entstehen dann beim Anstreichen der Glocke an den Bäuchen Kräuselungen, deren Stärke von dem Rande der Glocke nach der Mitte hin abnimmt. Nimmt man nach Melde statt Wasser Alkohol, so lösen sich bei scharfem Anstreichen der Glocke von der Flüssigkeitsoberfläche Tropfen los, die nach den Knotenstellen getrieben werden und auf diese Weise schöne, sternförmige Figuren bilden. Da sich die Tropfen sehr rasch mit der übrigen Flüssigkeit wieder vereinigen, sind die Figuren nach kurzer Zeit verschwunden.

[1]) Fast wörtlich entnommen einem Artikel des Verfassers im Physikalischen Handwörterbuch von A. Berliner und K. Scheel. Berlin 1924.

Da mit den transversalen (normalen) Schwingungen der Glocke longitudinale (tangentiale) Schwingungen Hand in Hand gehen, so sind die Knotenlinien keine Stellen völliger Ruhe, sondern es sind nur Knoten in bezug auf die Normalbewegung, während die Tangentialbewegung hier ihre größten Werte hat. Gibt die Glocke ihren tiefsten Ton, so ist sie durch zwei Knotenmeridiane, die sich unter 90° schneiden, in vier schwingende Teile geteilt. Können sich keine Knotenkreise ausbilden, so gehören zu dem nächsten Teilton drei Knotenmeridiane (sechs schwingende Teile), zu dem übernächsten Teilton vier Knotenmeridiane (acht schwingende Teile) usw. Die Schwingungszahlen der Teiltöne sollten dann nach Chladni angenähert in dem Verhältnis der Quadrate von 2, 3, 4 ... stehen; jedoch stimmt diese Regel nicht allgemein. Das ist auch nicht verwunderlich, da selbst bei überall gleicher Dicke der Glockenwandung die Tonhöhen noch von der Form des axialen Durchschnittprofils abhängen müssen. Wird eine aufrecht stehende Glocke teilweise mit Wasser gefüllt, so werden ihre Eigentöne vertieft, da jetzt größere Massen mitzubewegen sind (Abstimmen von Weingläsern).

Bei den wirklichen (Kirchen-) Glocken gehören zu dem tiefsten Ton (ersten Teilton) zwei Knotenmeridiane als Knotenlinien, zu dem zweiten Teilton zwei Meridiane und ein Breitenkreis, zu dem dritten Teilton drei Meridiane, zu dem vierten Teilton drei Meridiane und ein Breitenkreis usw. Die einzelnen Töne stehen im allgemeinen in einem sehr verwickelten Verhältnis und sind nicht harmonisch zueinander. Ein einfaches Gesetz für das Verhältnis der Schwingungszahlen läßt sich um so weniger angeben, als jede Glocke ein Individuum für sich ist. Material, Größe, Form, Gewicht, dann besonders die Dimensionen des Schlagringes usw. bedingen große Verschiedenheiten. Man kann aber wenigstens theoretisch eine Art Idealtypus einer Glocke mit harmonischen Teiltönen konstruieren, dem sich die wirklichen Glocken nach Möglichkeit nähern sollen. Neben diesem idealen Typus unterscheidet Biehle[1]) auf Grund zahlreicher Glockenprüfungen unter den wirklichen Glocken einen normalen Typus, der sich dem idealen am meisten nähert, und zwei weitere Arten, die in extremer Weise von dem normalen Typus durch eine Zusammendrängung oder Auseinanderzerrung der einzelnen Teiltöne abweichen.

In der folgenden Tabelle 4 sind in der ersten Reihe die Teiltöne angegeben, in der zweiten die Intervalle der höheren Teiltöne des idealen Typus zu dem tiefsten, in der dritten die zugehörigen Schwingungszahlen des idealen und in der vierten die des normalen Typus. Für den tiefsten Ton ist die Schwingungszahl 100 angesetzt.

Der „Schlagton", der im Moment des Anschlagens das ganze übrige Tongebilde überdeckt und nach dem die Tonhöhe der Glocke benannt wird, ist in der Tabelle nicht als Teilton bezeichnet, sondern besonders hervorgehoben. Er unterscheidet sich nämlich von den übrigen Tönen nicht nur durch seine große Stärke im Moment des Anschlagens und durch sein

[1]) J. Biehle, Archiv für Musikwissenschaft I. Bückeburg 1924.

Tabelle 4.

Teilton	Intervall	Idealer Typus	Normaler Typus
1. Teilton (Unterton)	—	100	100
2. Teilton (Grund- oder Hilfston) .	Oktave	200	191
Schlagton	„	200	191
3. Teilton	große Terz	250	230
4. „	Quinte	300	294
5. „	2. Oktave	400	379
6. „	2. Terz	500	519
7. „	2. Quinte	600	563
8. „	3. Oktave	800	776

schnelles Abklingen, sondern vor allem auch dadurch, daß er durch Resonanz nicht erregbar und auch sonst durch objektiv-physikalische Methoden bisher nicht nachweisbar war. Eine Begründung dieser überraschenden Tatsache ist noch nicht gefunden worden. Die naheliegende Annahme, daß es ein Differenzton (Kap. II, § 17) ist, hat auch ihre Bedenken und ist jedenfalls nicht bestätigt. Fällt der Schlagton mit dem zweiten Teilton, dem Grundton der Glocke, völlig oder fast völlig zusammen, so täuscht dieser letztere ein langsames Abklingen des Schlagtones vor und gibt damit der Glocke den ruhigen, gleichmäßigen Klangcharakter. Deshalb wird der zweite Teilton von Blessing als Hilfston bezeichnet. Im allgemeinen ist der Schlagton ungefähr die tiefere Oktave des fünften Teiltones und weicht von dem zweiten Teilton wesentlich ab. Für eine große, besonders wohlklingende Glocke gibt Blessing als Teiltöne c, a, es′, g′, c″ und als Schlagton c′ an.

Bei den meisten Glocken hört man in der Regel einzelne Teiltöne nicht gleichmäßig abfließend, sondern schwebend. Diese Schwebungen (Kap. II, § 15 und 16) beruhen auf der Interferenz zweier verschieden hohen Töne, die an Stelle des einzelnen Teiltones entstehen, wenn die Masse der Glocke nicht symmetrisch zur Achse verteilt ist, teilweise auch auf dem Dopplerschen Prinzip (Kap. II, § 4). Zur Demonstration des Einflusses der unsymmetrischen Massenverteilung benutzt man eine gewöhnliche Tasse. Zunächst wird der Rand oberhalb des Henkels mit dem Finger festgehalten, während er an einer Stelle, die um 45° von dem Henkel absteht, angestrichen wird. Eine Knotenlinie geht dann durch die Henkelebene. Werden jetzt Streichstelle und festgehaltene Stelle miteinander vertauscht, so liegt der Henkel in der Nähe eines Schwingungsbauches; der Ton, den die Tasse gibt, ist vertieft, und man kann auch Schwebungen hören, weil die schwingenden Abteile der Tasse nicht mehr gleichwertig sind.

C. Luftmassen.

§ 13. Schwingungen zylindrischer Luftsäulen. Im achten Paragraphen des zweiten Kapitels haben wir die Schwingungen abgeschlossener Luftmassen unter der Voraussetzung besprochen, daß die Dimensionen der die Luft enthaltenden Hohlkörper klein gegen die Wellenlänge sind. Diese

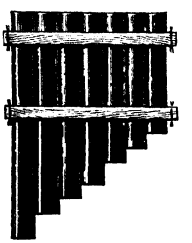
Luftresonatoren dienen im allgemeinen nicht zur Erzeugung von Schall, sondern zur Verstärkung bereits vorhandener Tonschwingungen. Man kann sie aber umgekehrt auch zur Tonerzeugung verwenden, indem man den Rand der Öffnung des Hohlkörpers mit einem gleichmäßigen Luftstrom anbläst. So wird die in einer Flasche enthaltene Luftmasse zum Tönen gebracht, wenn man in passender Weise mit dem Munde über die Öffnung hinbläst. Bequemer geschieht das Anblasen mittels einer kleinen Röhre, die an einem Ende zusammengedrückt ist, so daß sich hier ein schmaler Spalt befindet. Die Röhre kann an dem Flaschenhals fest montiert werden. Mit Flaschen verschiedener Größe, die durch Einfüllen von Wasser noch weiter abgestimmt werden, kann man sich leicht und billig ganze Sätze von (verhältnismäßig reinen) Tonquellen herstellen. Auch förmliche „Flaschenorgeln" sind konstruiert worden. Das Pfeifen auf dem Hausschlüssel (Fig. 66) und die Pansflöte (Fig. 67) gehören ebenfalls hierher. Wie die Umsetzung des gleichförmigen Luftstromes in Tonschwingungen zustande kommt, werden wir in § 16 dieses Kapitels besprechen.

Fig. 66.



Pfeifen auf einem Röhrchen.

Fig. 67.



Pansflöte.

Es bleiben hier zu untersuchen die Schwingungen zylindrischer Luftsäulen von überall gleichem (kreisförmigem) Querschnitt, deren Länge nicht klein gegen die Wellenlänge ist. Die Öffnungsquerschnitte sollen dabei gleich dem Röhrenquerschnitt sein. Da Transversal- und Torsionsschwingungen wegen des Fehlens der Gestaltselastizität nicht auftreten können, sind nur Longitudinalschwingungen zu besprechen, die den Longitudinalschwingungen von Stäben eng verwandt sind. Wie wir dort frei-freie, fest-feste und fest-freie Stäbe unterscheiden, so sind bei den Schwingungen von Luft in Röhren beiderseits offene, beiderseits geschlossene Röhren und solche Röhren zu unterscheiden, bei denen das eine Ende offen, das andere geschlossen ist. An den offenen Enden befinden sich Schwingungsbäuche, also Druckknoten, an den geschlossenen Enden Schwingungsknoten, also Druckbäuche. Schwingt die Luftsäule in ihrer Grundperiode, so ist demgemäß die Rohrlänge l beim einseitig offenen Rohr gleich einer Viertelwellenlänge, $\lambda/4$, beim beiderseitig offenen (und ebenso beim beiderseitig geschlossenen) Rohr gleich einer Halb-

wellenlänge, $\lambda/2$, des Grundtones. Die Reihe der Partialtöne hat im ersten Falle die relativen Schwingungszahlen 1, 3, 5, 7..., in den beiden letzten Fällen 1, 2, 3, 4 ...

Führt man mit der Handfläche einen kurzen Schlag gegen das eine Ende eines beiderseits offenen Rohres (von etwa 75 cm Länge und 3 cm Durchmesser) aus, und zwar so, daß das Ende durch die Handfläche möglichst gut abgeschlossen ist, so wird der Grundton des einseitig offenen Rohres erregt. Zieht man dagegen die Handfläche unmittelbar nach Ausführung des Schlages schnell wieder fort, so hört man die höhere Oktave des ersten Tones, da jetzt die Rohrlänge gleich λ 2 (vorher gleich $\lambda/4$) ist. Die schwingende Luftsäule wird bei diesem Versuch impulsartig erregt, bleibt dann sich selbst überlassen und klingt entsprechend schnell ab. Besonders deutlich wird der beschriebene Effekt, wenn man die beiden Versuche abwechselnd mehrmals hintereinander ausführt.

Bequemer lassen sich die Eigentöne von Luftsäulen demonstrieren, wenn man Dauererregung anwendet, also die Luftsäule beispielsweise durch tönende Stimmgabeln dauernd erregt und aus der Stärke des Mittönens feststellt, wann die Luftsäule mit der Stimmgabel in Resonanz ist. Man kann sich hierzu Röhren aus Pappe anfertigen. Für die Demonstration der Gesetze der einseitig geschlossenen Röhre sind Standzylinder aus Glas besonders geeignet, da hier die Länge der Luftsäule durch Zu- und Abgießen von Wasser leicht geändert werden kann. Auch durch Eintauchen des einen Endes einer Röhre in Wasser läßt sich die Länge einer Luftsäule bequem variieren. Ein besonders wichtiges Hilfsmittel zur Untersuchung der Schwingungen von Luftsäulen sind die Kundtschen Staubfiguren (Kap. VII, § 3).

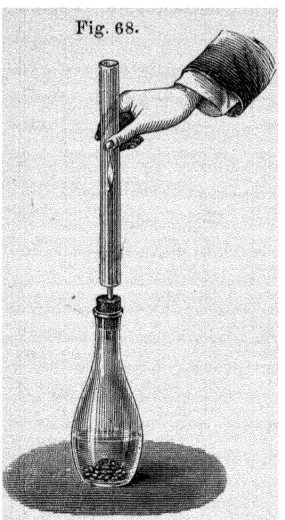
Das bisher Gesagte bedarf noch einer Ergänzung bzw. einer Korrektion. In der Öffnungsebene eines offenen Rohres sind die Druckschwankungen noch nicht ganz auf Null herabgesunken, sondern sie reichen in die umgebende Luft hinein, und zwar um so weiter, je größer der Durchmesser des Rohres im Verhältnis zu seiner Länge ist. Deshalb ist beispielsweise bei einem einseitig offenen Rohr die Viertelwellenlänge des Grundtones etwas größer als die Rohrlänge l, also gleich $l + s$, wobei s das Korrektionsglied darstellt und $l + s$ die „reduzierte Rohrlänge" genannt wird. Längs des Weges s findet die Umwandlung der ebenen Welle in eine Kugelwelle statt. Nach Helmholtz ist $s = \frac{\pi}{4} R$, wenn R den Radius der Röhre bedeutet. Er nimmt dabei an, daß die Pfeife in der Ebene ihrer Mündung durch ein unendlich ausgedehntes Brett seitlich begrenzt ist.

§ 14. Singende Flammen. Die Luftsäule in einer beiderseits offenen Röhre kann auch dadurch zum Tönen gebracht werden, daß in die vertikal stehende Röhre von unten eine Flamme eingeführt wird. Diese Erscheinung ist zuerst von Higgins (1777) mit einer Wasserstoffflamme beobachtet worden (Fig. 68). Chladni fand, daß der Ton der „singenden Flamme" dem Grundton der Röhre entspricht; jedoch ist er höher als der Grundton, den die Röhre

bei Abwesenheit der Flamme gibt. Diese Tonerhöhung führte man früher auf die Temperaturerhöhung der Luft durch die Flamme zurück; jedoch zeigte Würschmidt, daß in erster Linie die Anwesenheit der Verbrennungsprodukte die Schallgeschwindigkeit vergrößert und damit den Ton höher macht. Durch Änderung der Größe der Flamme und ihrer Stellung in der Röhre erhielt Chladni auch Obertöne, deren relative Lage zum Grundton mit derjenigen der Obertöne einer offenen Pfeife übereinstimmt.

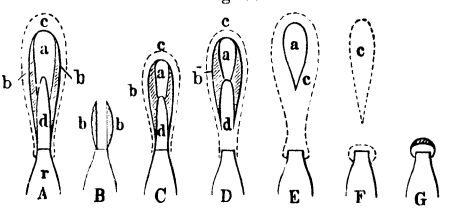
Durch Beobachten der Flamme im rotierenden Spiegel kam Wheatstone (ebenso wie Faraday) zu der Ansicht, daß die Entstehung des Tones auf periodisch erfolgende Explosionen des Gases zurückzuführen sei. Jedoch zeigte Toepler, daß die Flamme nie völlig erlischt. Während der Vibrationen besteht sie aus einzelnen Zonen, die sich in periodischer Bewegung befinden. Es gibt Zeitmomente, in denen sie von der Brenneröffnung völlig losgelöst ist. Fig. 69 gibt ein schematisches Bild für das Aussehen der Flamme in verschiedenen, aufeinanderfolgenden Zeitmomenten bei stroboskopischer Beobachtung. *A* zeigt den $2^1{}_2$mal vergrößerten Durchschnitt

Fig. 68.



Singende Flammen.

Fig. 69.



Verschiedene Schwingungsphasen der singenden Flamme.

einer Leuchtgasflamme, die aus einer 0,9 mm weiten Brennerspitze hervorbricht und in einem 623 mm langen Rohre singt, wenn sie mit bloßem Auge beobachtet wird. *a* ist die leuchtende Spitze der inneren Flamme; diese geht nach unten in die blaue Zone *bb* über, die in der Figur schraffiert angedeutet ist. Der innere Raum *d* ist wahrscheinlich ganz dunkel; endlich ist die ganze Flamme an ihrem äußeren Saume von einer Zone *c* umgeben, die in schwachem, rötlichgelbem Lichte schimmert. Die Bilder *B*, *C*, *D*, *E*, *F* und *G* zeigen die Auflösung dieser singenden Flamme durch das Stroboskop. Zu Anfang jeder Schwingung bricht aus der glühenden Brennerspitze *r* nur ein blaues Flämmchen hervor, das einen oben offenen Zylindermantel bildet. In der zweiten Phase *C* umschließt die Spitze des blauen Teiles bereits die Anfänge des leuchtenden Teiles *a*, und man bemerkt Spuren der äußeren Zone *c*. Bei *D* ist der leuchtende Teil *a* schon deutlich entwickelt, der blaue Teil ist von der Brennermündung losgerissen. In der Phase *E* ist die blaue Zone ganz verschwunden, die helle Spitze *a* sowie die Hülle *c* haben das Maximum ihrer

Größe erreicht. Hierauf verschwindet *a*, und es bleibt nur die Zone *c*, die als mattes gelbrotes Wölkchen in einiger Entfernung über dem Brenner schwebt, während sich unmittelbar an der Brennerspitze noch ein Restchen von *c* zeigt. Die sechste Phase (*f*) zeigt, wie das ganze obere Flammenbild verschwunden ist und nur auf der Ausflußöffnung ein kaum sichtbares Licht lagert, aus dem sich in der folgenden Schwingung die gleichen Erscheinungen wie vorher entwickeln. In etwas anderer Weise verläuft die Erscheinung bei Anwendung von Wasserstoffgas.

Sondhauss zeigte, daß auch das Gaszuführungsrohr von Einfluß ist. Die Klangröhre soll nur dann leicht und kräftig ansprechen, wenn sich auch im Zuleitungsrohr stationäre Schwingungen ausbilden. E. G. Richardson[1]) hat die Schwingungen im Zuleitungsrohr direkt untersucht und festgestellt, daß in ihm stehende Wellen mit ausgeprägten Knoten und Bäuchen vorhanden sein müssen, damit das Klangrohr gut anspricht. Nach Terquem findet eine gegenseitige, sich rasch verstärkende Beeinflussung zwischen der Flamme und den Luftschwingungen im Rohre statt, etwa in der Art, wie zwischen den „weichen" Zungen (ds. Kap., § 19) und den Luftschwingungen ihres Ansatzrohres. Lord Rayleigh geht bei einem Erklärungsversuch der Erscheinung davon aus, daß die Schwingungen durch periodische Wärmezufuhr unterhalten werden. Dabei muß die Wärmezufuhr in der Phase der größten Verdichtung im Klangrohr erfolgen, was nicht denkbar wäre, wenn die Gaszufuhr allein von den Schwingungen im Klangrohr abhinge. In der Tat geht aus den oben erwähnten Versuchen von Sondhauss und vor allem von Richardson hervor, daß auch das Gaszuführungsrohr eine erhebliche Rolle spielt, und zwar in dem Sinne, wie es die Rayleighsche Theorie verlangt.

Solange sich die Flamme noch nicht in dem für die Tonerzeugung geeigneten Abstand von dem unteren Ende der Röhre befindet, brennt sie ruhig. Sobald die Röhre anspricht, zeigt die Flamme Einschnürungen und eine unregelmäßige Gestalt. Graf Schaffgotsch wies nach, daß die „stumme" Flamme in einem Rohre sofort erregt wird, wenn in der Nähe des Rohres einer seiner Eigentöne angegeben wird. Während die Flamme singt, erregt ein Ton, der fast im Einklang mit ihr steht, Schwebungen, die so heftig werden können, daß die Flamme erlischt.

Mehrere nebeneinander aufgestellte, in der Regel in konsonanten Intervallen abgestimmte singende Flammen bezeichnet man als chemische Harmonika oder auch als Gasharmonika. Tiefe und sehr kräftige Töne erhält man mit Blechröhren von genügender Länge (1 bis 4 m) und großem Durchmesser (5 bis 10 cm), wobei praktisch ein Rundbrenner mit zahlreichen Öffnungen verwandt wird.

Rijke brachte in einem vertikal stehenden Rohre in einer Entfernung von der unteren Öffnung, die ein Viertel der Rohrlänge beträgt, Metallgaze an, die erhitzt wurde. Es entsteht dann ein Ton, der sehr kräftig wird, wenn das Drahtnetz dauernd durch einen elektrischen Strom geglüht wird (Netz-

[1]) E. G. Richardson, Proc. Phys. Soc. **35**, 47, 1923.

oder Drahttöne). Der von der Gaze aufsteigende warme Luftstrom wird am Rohrende reflektiert, und die so eingeleitete Schwingung wird erhalten bleiben, wenn die an der Gaze befindliche Luft in einer geeigneten Schwingungsphase Wärme aufnimmt. H. Pflaum [1]) bezeichnet die Anordnung als „elektrische Pfeife", wenn die Erhitzung des Drahtes auf elektrischem Wege geschieht. Er hat die Erscheinung eingehend untersucht.

Pinaud beobachtete (1837) die Entstehung von „Erhitzungstönen". Ein dünnes Glasrohr wird an einem Ende zu einer Kugel ausgeblasen. Wenn die Kugel erhitzt wird, so entsteht ein Ton, der, wie Sondhauss gezeigt hat, auf Schwingungen der Luftsäule in dem Rohre zurückzuführen ist. Statt Glas benutzt man besser Quarz. Früher nahm man an, daß zum Gelingen des Versuches die Anwesenheit von etwas Wasser bzw. Dampf erforderlich sei, der aus der Kugel in das Rohr ströme, sich hier wieder kondensiere usw. Jedoch dürfte die Entstehungsursache für die Erhitzungstöne die gleiche sein wie für die Töne der singenden Flamme. Die erhitzte Kugel ist das Wärmereservoir, aus dem die Luftsäule die zur Unterhaltung ihrer Schwingungen notwendige Energie entnimmt. Im Zeitmoment der größten Verdichtung, in dem sich viel Luft in der Kugel befindet, nimmt die Luft viel Wärme auf, so daß die Forderungen der Rayleighschen Theorie der singenden Flamme auch hier erfüllt sind.

Sogenannte Bestrahlungstöne können entstehen, wenn eine Gasmasse der intermittierenden Einwirkung von Wärmestrahlen ausgesetzt wird. Voraussetzung für gutes Gelingen des Versuches ist, daß das betreffende Gas die Wärmestrahlen kräftig absorbiert. Auch an festen Stoffen sind derartige Wirkungen beobachtet worden, die auch hier im wesentlichen auf Druckschwankungen der eingeschlossenen und anhaftenden Gasmassen zurückzuführen sein dürften.

§ 15. Thermophon; tönender Lichtbogen. Wir wollen in diesem Paragraphen noch einige andere thermische Methoden zur Erzeugung von Schall besprechen, in erster Linie das sogenannte Thermophon, das namentlich für Meßzwecke von Bedeutung ist, sodann den tönenden Lichtbogen.

1. Wird ein metallischer Leiter mit Wechselstrom von der Kreisfrequenz ω beschickt, so setzt sich die entstehende Joulesche Wärme aus einem zeitlich konstanten Anteil und aus einem periodisch veränderlichen Anteil zusammen. Da die Joulesche Wärme proportional dem Quadrat der Stromstärke ist und da $(J_1 \sin \omega t)^2 = \frac{J_1^2}{2} - \frac{J_1^2}{2} \cos 2\omega t$ ist, so ist die Periode der Temperaturschwankung die höhere Oktave der Wechselstromperiode. Die Temperaturschwankungen des Leiters werden durch Wärmeleitung auf die benachbarte Luft übertragen und erzeugen hier entsprechende Druckschwankungen und damit einen Ton von der Kreisfrequenz 2ω. Wird dem Wechselstrom noch ein Gleichstrom J_0 überlagert, so folgt aus der Formel

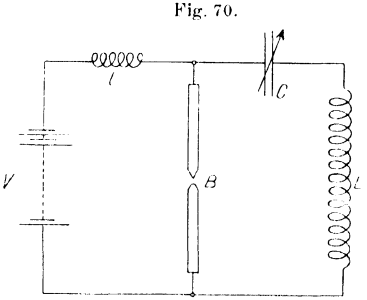
$$(J_0 + J_1 \sin \omega t)^2 = J_0^2 + \frac{J_1^2}{2} + 2 J_0 J_1 \sin \omega t - \frac{J_1^2}{2} \cos 2\omega t,$$

[1]) H. Pflaum, Dissert. Rostock, 1909.

daß jetzt in den Temperaturschwankungen neben der höheren Oktave der Wechselstromperiode auch die Grundperiode auftritt. Je stärker der Gleichstrom J_0 gegenüber der Wechselstromamplitude J_1 ist, um so größer ist in den Temperaturschwankungen die Amplitude des Grundtones relativ zu der der Oktave. Damit der metallische Leiter den raschen Temperaturschwankungen möglichst vollkommen folgt, muß seine Wärmekapazität möglichst klein gemacht werden. Deshalb werden Metallfolien (Platin, Gold) oder Drähte (Wollastondrähte) von möglichst geringer Dicke (Größenordnung etwa $1\,\mu$ oder Bruchteile von $1\,\mu$) verwendet.

Die im freien Luftraum durch die Temperaturschwankungen der Folie oder des Drahtes erzeugten Druckschwankungen sind äußerst klein. Deshalb wird die Folie (oder der Draht) in eine kleine Kapsel eingeschlossen, die auch den Schallempfänger enthält. Sollen die von dem Thermophon erzeugten Druckschwankungen (Schallschwingungen) dem Ohre direkt zugeführt werden, so wird die eine Wand der Kapsel mit einer Öffnung versehen, und diese Wand wird wie die Hörmuschel eines Telephons an das Ohr gedrückt. Der gesamte für die Druckschwankungen in Betracht kommende Hohlraum setzt sich dann aus dem Innenraum der Kapsel und aus dem Gehörgang zusammen. Aus der zugeführten Stromstärke, aus den elektrischen und thermischen Konstanten des Leiters und aus den Dimensionen des Hohlraumes läßt sich mit Hilfe der Theorie der Wärmeleitung die absolute Größe der Druckschwankungen berechnen [1]), so daß das Thermophon eine absolute Schallquelle darstellt. Je höher die Frequenz der Temperaturschwankungen in dem Leiter ist, um so weniger Schallenergie wird, wie die Theorie im einzelnen zeigt, in dem umgebenden gasförmigen Medium erzeugt. Das hat den Vorteil, daß das Thermophon verhältnismäßig obertonfrei ist. Es eignet sich besonders für Untersuchungen, bei denen nur kleine Schallenergien gebraucht werden, bei denen aber die Größe der Energien genau bekannt sein muß. So ist es zur Messung der Ohrempfindlichkeit (Kap. III, § 6) und zur Eichung von Schallempfängern benutzt worden.

Fig. 70.



Schaltskizze für den tönenden Lichtbogen.

2. Der „tönende Lichtbogen" oder die „singende Bogenlampe" kann sowohl als primärer wie als sekundärer Schallgeber wirken. Fig. 70 zeigt eine Schaltskizze für den ersten Fall. Der Lichtbogen B wird aus einer Gleichstromquelle V gespeist; parallel zu ihm liegt ein aus der Selbstinduktion L und der großen, veränderlichen Kapazität C gebildeter Schwingungskreis, dessen Eigenperioden in dem Hörbarkeitsbereich liegen; die Drosselspule l sperrt den Gleichstromkreis für den Wechselstrom. Die dem Gleichstrom überlagerten

[1]) E. C. Wente, Phys. Rev. (2) **19**, 333, 1922.

Wechselströme bringen den Bogen zum Tönen. Je schwächer der Gleichstrom relativ zum Wechselstrom ist, um so stärker tritt hierbei auch die Oktave der Wechselstromperiode hervor, was ohne weiteres verständlich sein dürfte, wenn wir an die analogen Vorgänge beim Thermophon denken. Der Mechanismus des Tönens ist von H. Th. Simon und seinen Schülern untersucht worden. Zunächst nahm man an, daß die mit den Stromschwankungen Hand in Hand gehenden periodischen Dichteänderungen der Lichtbogengase das Ausschlaggebende sind. Lichte[1]) kam aber auf Grund eingehender Untersuchungen zu dem Resultat, daß das Lichtbogenvolumen periodisch geändert wird.

Mit Hilfe des tönenden Lichtbogens lassen sich bequem sehr hohe Töne erzeugen; auch solche, die um viele Oktaven über die obere Grenze des Hörbarkeitsbereichs hinausgehen. Es wurden Frequenzen bis zu $2 \cdot 10^6$ Hertz erreicht[2]).

Um den Lichtbogen als sekundären Schallgeber zu verwenden, wird an Stelle des Schwingungskreises (Fig. 70) mittels eines Transformators ein Mikrophon an den Bogen gelegt, das mit dem zu reproduzierenden Schall erregt wird.

Die Erzeugung von Tönen durch Funkenentladung beruht ebenfalls auf den hierbei auftretenden Temperaturschwankungen.

3. Es sei gleich noch ein anderer Apparat zur thermischen Schallerzeugung erwähnt, der strenggenommen freilich nicht hierher gehört: das Trevelyaninstrument. Bei ihm wird ein fester Körper durch Wärmewirkung zum Tönen gebracht. Ein Dreikantprisma aus Metall, dessen eine Kante mit einer Rille versehen ist, der sogenannte Wackler, wird erhitzt und mit den beiden Rändern der Rille schräg gegen die Kante einer kalten Metall-(Blei-)Platte gelegt. Der Wackler gerät in Schwingungen (in der Regel bedarf es erst eines kleinen Anstoßes) und klingt. Nach Faraday kommt das Klingen dadurch zustande, daß die kalte Unterlage an der Berührungsstelle mit dem Wackler erwärmt wird, sich hierbei ausdehnt und dadurch den Wackler hochwirft. Durch kleine Unsymmetrien im Bau oder in der Lagerung des Wacklers oder durch einen seitlichen Anstoß wird erreicht, daß die beiden Ränder der Rille abwechselnd in Aktion treten. Der Effekt wird um so stärker sein, je größer der Wärmeausdehnungskoeffizient der Unterlage ist. Restlos ist die Wirkungsweise des Trevelyaninstruments noch nicht geklärt, obwohl eine größere Anzahl von Arbeiten hierüber vorliegt[3]). Das Phänomen ist ziemlich kompliziert und scheint im übrigen keine große Bedeutung zu besitzen.

§ 16. Die Lippenpfeife. 1. Ihre wichtigste Anwendung finden die Schwingungen von Luftsäulen in verschiedenen Musikinstrumenten wie Pfeifen, Flöten, Trompeten. Die Pfeifen, namentlich die Lippenpfeifen, werden vielfach auch als akustische Hilfsinstrumente benutzt, so daß wir sie schon an dieser Stelle besprechen wollen.

[1]) H. Lichte, Ann. d. Phys. **42**, 843, 1913.
[2]) K. Palaiologos, Zeitschr. f. Phys. **12**, 375, 1923.
[3]) E. G. Richardson, Phil. Mag. (6) **45**, 976, 1923.

Die Einrichtung der Lippen- oder Labialpfeife ist aus den Fig. 71 und 72 zu ersehen. Man unterscheidet an ihnen den Fuß, den Mund (das Maul) und die Röhre (den Körper). In Fig. 71, die eine Zinnpfeife darstellt, ist FF der Fuß, ab das Maul, RR die Röhre. Fuß und Röhre sind durch eine dünne Zinnplatte getrennt. Zwischen der vorderen Kante dieser Platte und der vorderen Wand des Fußes bleibt ein schmaler Spalt, durch den die unten in den Fuß eingeblasene Luft austritt, um dann auf eine darüberstehende Schneide, die Oberlippe, zu stoßen. Fig. 72 zeigt eine hölzerne, viereckige Pfeife, die an einer Seite offen ist. Die in den Fuß hineingeblasene Luft gelangt in die Luftkammer K, die oben durch den „Kern" begrenzt ist. Durch einen

Fig. 71.



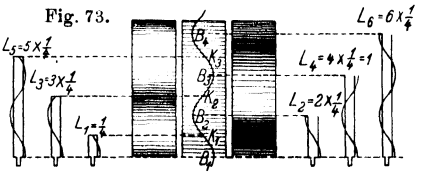
Lippenpfeife aus Zinn.

Fig. 72.



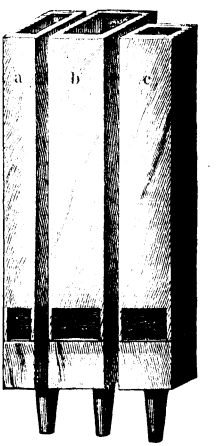
Lippenpfeife aus Holz.

Fig. 73.



Schematische Darstellung der Schwingungen in offenen und gedeckten Pfeifen.

Fig. 74.



Lippenpfeifen mit verschiedenen Querschnitten.

schmalen Spalt cd strömt sie gegen den scharfen Rand ab der Oberlippe. Der unter dem Maule $abcd$ gelegene Teil f der Pfeifenwand ist die Unterlippe. Der gegen die Schneide geblasene Luftstrom versetzt die Luftsäule der Röhre in Schwingungen, indem er um die Schneide hin und her pendelt. Diese Schwingungen des Luftbandes (weiche Zunge; ds. Kap., § 19) erfolgen innerhalb weiter Grenzen in einer Periode, die ihm rückwärts von der schwingenden Luftsäule der Röhre aufgedrückt wird. Wie die Schwingungen der Luftlamelle und die Tonerregung zustande kommen, werden wir im Zusammenhang mit den Hieb-, Spalt- und Schneidentönen im nächsten Paragraphen besprechen.

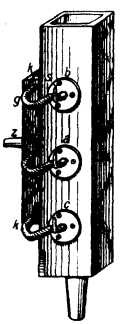
Man unterscheidet offene und gedeckte (gedackte) Pfeifen, je nachdem, ob das freie Röhrenende offen (Fig. 72) oder geschlossen (Fig. 71) ist. In der Nähe der Mundöffnung ist die Pfeife „offen", allerdings nicht vollständig, so daß hier noch gewisse Druckschwankungen stattfinden. Der Abstand des Mundes von dem nächstgelegenen Druckbauch (Schwingungsknoten) im Pfeifenrohr ist deshalb kleiner als eine Viertelwellenlänge des betreffenden Tones. Für die gedackte Pfeife ist somit die Wellenlänge des Grundtons größer als das Vierfache und für die offene größer als das Zweifache der Pfeifenlänge. Im letzten Falle kommt noch die Korrektion an dem offenen Ende (ds. Kap., § 13) hinzu. Allgemeingültige Korrektionszahlen lassen sich nicht angeben. Die Höhe des Grundtons hängt auch von der Stärke des Anblasestromes ab; je stärker dieser wird, um so höher wird der Ton, bis die Pfeife schließlich „überblasen" ist und der Grundton in den nächstgelegenen Oberton „umspringt". Bei noch stärkerem Anblasen weicht dieser dem folgenden Oberton usw. Da die gedackte Pfeife als einseitig offenes, die offene als beiderseits offenes Rohr angesehen werden darf, stehen die Schwingungszahlen der Partialtöne im ersten Falle in dem Verhältnis $1:3:5\ldots$ und im zweiten Falle in dem Verhältnis $1:2:3\ldots$ Die Korrektionen ändern an diesen Verhältnissen nichts. Fig. 73 gibt eine schematische Übersicht über verschiedene Schwingungsmöglichkeiten in gedackten und offenen Pfeifen. In dem mittleren Vertikalstreifen ist die Wellenbewegung als Transversalwelle mit den stehenden Bäuchen B und Knoten K angedeutet. Links und rechts davon ist die momentane Dichteanordnung der Luft durch Schattierung dargestellt. Seitwärts sind die Schwingungsformen in den Pfeifen als Transversalwellen angedeutet.

Da die Form und die Größe der Mundöffnung auf die Tonhöhe Einfluß haben, ist es nicht zu verwundern, daß sich bei Änderung des Querschnitts des Pfeifenrohrs die Tonhöhe ebenfalls ändert. Savart hat gezeigt, daß zwei Pfeifen a und b (Fig. 74), die von gleicher Länge und Tiefe sind, aber verschiedene Breite haben, den gleichen Ton geben, wenn in beiden der Mund die volle Breite der Röhre einnimmt. Der Ton der schmalen Pfeife ist nur schwächer. Ist aber bei gleicher Länge und Breite die Tiefe zweier Pfeifen verschieden, wie bei den Pfeifen b und c der Fig. 74, so ist ihr Ton nicht mehr gleich; er ist für die Röhre von geringerer Tiefe höher, also für die Pfeife c höher als für die Pfeife b. Größe und Stellung der Mundöffnung sind besonders wichtig. Wird die Weite des Maules, d. h. die Entfernung der Lippen, vergrößert, so gibt die Röhre leichter ihren Grundton; dagegen wird das Auftreten der Obertöne begünstigt, wenn man das Mundloch enger macht. Einen anderen Einfluß übt die Breite des Mundes aus. Nimmt beispielsweise in einer quadratischen Röhre der Mund die ganze Breite einer Seitenwand ein, so ist der Ton höher als wenn der Mund schmaler ist. Man kann infolgedessen die Tonhöhe stark ändern, wenn man die Breite des Mundes verändert. Zu diesem Zwecke können an beiden Seiten des Mundloches kleine Bleiplatten („Ohren") angebracht werden, die durch Biegen einander etwas genähert oder voneinander entfernt werden. Wenn zwei Orgelpfeifen einander ähnlich sind, d. h. wenn die entsprechenden Dimensionen in gleichem Verhältnis stehen

und wenn der Mund in beiden Pfeifen die gleiche Stellung hat, so verhalten sich die Schwingungszahlen ihrer Töne umgekehrt wie die entsprechenden Dimensionen. Eine Pfeife A gibt z. B. einen Ton, der die nächst niedere Oktave des von einer Pfeife B gegebenen Tones ist, wenn A doppelt so lang, doppelt so breit und doppelt so tief ist wie B.

Auch das Material der Röhren spielt eine wichtige Rolle, nicht nur für die Klangfarbe, sondern auch für die Höhe des Grundtons. Namentlich macht sich hierfür eine etwaige Nachgiebigkeit der Wände stark bemerkbar. Schon Savart hat hierüber Versuche angestellt, indem er die Rohrwände aus Pergament, das mehr oder weniger gespannt wurde, oder aus Papier, das mehr oder weniger angefeuchtet wurde, herstellte. Durch Entspannung bzw. Anfeuchtung läßt sich der Ton um eine Oktave und mehr herabstimmen, und zwar um so leichter, je kürzer die Pfeife ist. Bei der gedackten Pfeife spielt auch die Endwand eine entsprechende Rolle. Eine gründliche Untersuchung hierüber hat Cermak [1]) angestellt. Ist die Endwand nicht starr, so kommt sie zum Mitschwingen und bewirkt Frequenzänderungen gegenüber den normalen Tönen festgeschlossener Pfeifen. Der Grundton wird im allgemeinen vertieft, und zwar um so mehr, je dünner die Endwand ist und je geringer ihre Dichte und ihre Steifigkeit sind. Die Obertöne werden in der Regel erhöht.

Fig. 75.



Pfeifen mit Membranflammen.

2. Zur Demonstration des Schwingungszustandes in den Pfeifenröhren werden vielfach Königsche Membrankapseln (Kap. II, § 11) verwendet. An eine offene Orgelpfeife, die in Fig. 75 so dargestellt ist, daß ihre Querschnittsdimensionen in $^1/_5$, die Längsdimensionen in $^1/_{10}$ der natürlichen Größe angegeben sind, ist seitlich ein Kästchen kk aufgeschraubt, in das durch einen an das Röhrchen s anzusteckenden Gummischlauch Leuchtgas einströmt. Aus dem Kästchen kk wird das Gas durch drei gebogene Röhrchen in die Membrankapseln a, b und c geleitet, aus denen es durch kleine Brenner ausströmt. In die Pfeifenwand sind an den Stellen a, b und c kreisförmige Löcher eingeschnitten, die durch die Membranen der Kapseln verschlossen sind. Die Mitte von a befindet sich an der Stelle, an der sich ein Schwingungsknoten bildet, wenn die Pfeife ihren Grundton gibt. An den Stellen der Schwingungsknoten, die der Oktave des Grundtones zukommen, sind die Kapseln b und c angeordnet. Solange die Pfeife nicht tönt, sind die Flammen der drei Brenner gleich. Gibt sie ihren Grundton, so geraten alle drei Flammen in oszillatorische Bewegung, die für die mittlere Flamme am stärksten ist, weil sich bei a ein Schwingungsknoten, also ein Druckbauch befindet. Hat man den Gaszufluß entsprechend geregelt, so erlischt die mittlere Flamme ganz. Für die Oktave des Grundtones brennt sie ruhig, weil sie sich jetzt an der Stelle eines Druckknotens befindet, während die beiden anderen Flammen lebhaft

[1]) P. Cermak, Physikal. Zeitschr. 28, 701, 1927.

erzittern oder ausgelöscht werden. Die Oszillationen der Flammen lassen sich in einem kleinen Auditorium mit Hilfe eines rotierenden Spiegels gut sichtbar machen.

Um auch die Größe der Druckschwankungen in dem Druckbauch einer tönenden Pfeife festzustellen, hat Kundt ein „Ventilmanometer" konstruiert, das bei Druckschwankungen je nach der Stellung des Ventils nur die Druckerhöhung oder nur die Druckerniedrigung anzeigt. In seiner einfachsten Form besteht das Ventil aus einer auf das eine Ende eines Rohrstutzens gekitteten Metallplatte, in der sich ein schmaler Spalt befindet. Über diesen ist eine Membran (z. B. Kautschuk) gespannt, die an den beiden Enden auf die Platte aufgeklebt ist. Das andere Ende des Rohres steht mit dem einen Schenkel eines Wassermanometers in Verbindung. Die Ventilplatte sei in die Pfeifenwand an der Stelle eines Druckbauches eingesetzt. Ist dann die Membran auf der der Pfeife zugewandten Seite der Metallplatte befestigt, so öffnet sie den Spalt nur während der Druckverminderungen, ist sie auf der anderen Seite befestigt, so öffnet sie ihn bei Druckerhöhungen. Am Ende einer gedackten Pfeife von 30 cm Länge fand Kundt bei starkem Tönen Über- und Unterdrucke von je 25 und 30 cm Wasserhöhe. In den Druckbäuchen einer offenen Pfeife waren die Druckdifferenzen etwa nur halb so groß. Beim Gebrauch des Ventilmanometers ist aber größte Vorsicht geboten. Durch Nebeneinflüsse können seine Anzeigen völlig gefälscht werden. So kann die Länge des Verbindungsrohres zwischen der Ventilplatte und dem Wassermanometer die Größe des Manometerausschlages stark beeinflussen. Exakte Methoden zur Messung der Druckamplitude im Druckbauch einer stehenden Luftwelle werden in Kap. VI besprochen. Hier sei nur noch erwähnt, daß Raps in einer gedackten Pfeife von 46 cm Länge im Maximum Druckschwankungen von etwa $^1/_{20}$ Atm. feststellte.

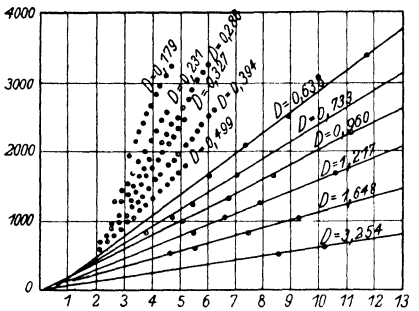
§ 17. Hieb-, Spalt- und Schneidentöne. 1. Hiebtöne[1]) nennt man die Töne, die beim Schlagen eines Stabes durch die Luft oder beim Vorbeiströmen von Luft an Stäben oder Drähten entstehen. Sie sind schon 1878 von V. Strouhal genau untersucht worden. Strouhal ließ Stäbe oder Drähte, die parallel zu einer senkrecht stehenden Achse durch Querstäbe mit ihr verbunden waren, mit gleichmäßiger Geschwindigkeit um diese Achse rotieren. Er fand, daß die Schwingungszahl n des entstehenden Tones bei einem zylindrischen Stabe vom Durchmesser D, der mit der Geschwindigkeit U bewegt wird, gegeben ist durch den Ausdruck $n = const\ U\ D$. Die Schwingungszahl ist also proportional der Geschwindigkeit und umgekehrt proportional der Dicke des Stabes. Merkliche Abweichungen von diesem Verhalten zeigen nur sehr dünne Drähte von etwa 0,4 mm an abwärts. Fig. 76 zeigt die Resultate der Strouhalschen Beobachtungen in Kurvenform. Als Ordinaten sind die Schwingungszahlen in Hertz, als Abszissen die Drahtgeschwindigkeiten in m/sec aufgetragen. Die einzelnen Kurven beziehen sich auf verschiedene Drahtdicken (in Millimetern gemessen). Für große Geschwindigkeiten herrscht auch

[1]) F. Krüger und A. Lauth, Ann. d. Phys. **44**, 801, 1914.

noch bei den dünnen Drähten Proportionalität zwischen n und U. Für kleinere Geschwindigkeiten sind aber die n-U-Kurven gekrümmt.

Strouhal führte die Entstehung der Hiebtöne darauf zurück, daß die Luftverdichtung, die sich vor dem Stabe bildet, infolge der Reibung an den Rändern sich nicht kontinuierlich, sondern ruckweise periodisch mit der Luftverdünnung hinter dem Stabe ausgleicht. Diese Periode ist die Periode des entstehenden Tones, der Reibungston oder Luftton genannt wird. Fällt die Periode eines Eigentones des Drahtes mit ihr zusammen, so kommt der Draht durch Resonanz zu starkem Mitschwingen (Drahtton), und der vorher schwache Ton schwillt mächtig an.

Fig. 76.



Schwingungszahlen der Hiebtöne in Abhängigkeit von der Drahtgeschwindigkeit bei verschiedenen Drahtdicken.

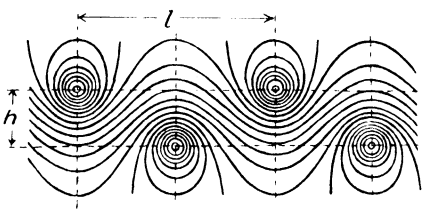
Die exakte Theorie der Hiebtöne (sowie der Spalt- und Schneidentöne), die von F. Krüger und seinen Schülern gegeben wurde, beruht auf einer hydrodynamisch sehr wichtigen Arbeit von v. Kármán über die Stabilität von Systemen geradliniger Wirbel. An der Grenze zwischen zwei verschieden schnell bewegten Gas- oder Flüssigkeitsschichten bilden sich in periodischer Folge Wirbel aus. Wird ein Stab senkrecht zu seiner Längsachse durch die Luft bewegt, so zieht er einen Luftstreifen hinter sich her, der zur umgebenden ruhenden Luft eine gewisse Relativgeschwindigkeit u hat, die kleiner als die Stabgeschwindigkeit U ist. Es bilden sich also zwei Unstetigkeitsflächen aus. Zu Beginn der Stabbewegung rollen sich die Unstetigkeitsflächen hinter dem Stabe symmetrisch zu zwei Wirbeln mit entgegengesetztem Drehsinn zusammen. Infolge irgend einer kleinen Störung löst sich zunächst auf der einen Seite ein Wirbel ab, dann ein Wirbel auf der anderen Seite usw., so daß sich zwei parallele Reihen von Wirbeln ausbilden, zwischen denen der Luft- oder Flüssigkeitsstreifen hin und her pendelt. v. Kármán hat nun (unter Beschränkung auf das Problem der ebenen Strömung) gezeigt, daß das Wirbelsystem hinter dem Stabe nur dann stabil ist, wenn die einzelnen Wirbel der beiden parallelen Reihen um die Hälfte des Abstandes l je zweier benachbarten Wirbel einer Reihe gegeneinander versetzt sind und wenn das Verhältnis von l zu dem Abstande h der beiden Wirbelreihen einen ganz bestimmten Wert hat (Fig. 77). Der Wert von h/l berechnet sich (für Gase und für Flüssigkeiten) zu 0,283, in guter Übereinstimmung mit der Beobachtung. Infolge der Reibung wird das Wirbelsystem nicht unendlich lang, sondern es bildet sich ein Wirbelschwanz von endlicher Länge. Da seine Geschwindigkeit u kleiner als die Geschwindigkeit U des Stabes ist, so entfernt sich jeder Wirbel mehr und mehr von dem Stabe. Betrachten wir den Vorgang von dem Zeitmoment ab, in dem sich ein Wirbel auf einer Seite ablöst. Sobald er um den

Betrag $l/2$ hinter dem Stab zurückgeblieben ist, löst sich auf der anderen Seite ein neuer Wirbel ab. Hat der erste Wirbel den Abstand l erreicht, so hat der Wirbelschwanz eine volle Pendelung ausgeführt, und das Spiel beginnt von neuem. Infolgedessen ist die Schwingungszahl $n = \frac{U-u}{l}$. Führen wir noch die Dicke des Stabes D ein und setzen $u/U = a$, also $U - u = U(1-a)$ und $l/D = b$, so wird

$$n = \frac{U(1-a)}{D\,b} = const\,\frac{U}{D},$$

da a und b für einen vorgegebenen Körper konstant sind. Sie lassen sich experimentell bestimmen; für einen zylindrischen Stab, der durch Wasser bewegt wurde, fand v. Kármán $\frac{1-a}{b} = 0{,}20$. Die gleiche Konstante gilt für Luft. Wenn also die Entstehung der Hiebtöne auf die periodische Wirbelablösung zurückzuführen ist, so muß der Zahlenwert von $n\,D/U$, der sich aus

Fig. 77.



Stabiles Wirbelsystem nach v. Kármán.

den Strouhalschen Messungen der drei Einzelgrößen n, D und U errechnet, ebenfalls gleich 0,20 sein. Innerhalb der Fehlergrenzen ist das tatsächlich der Fall, wenn man von den dünnsten benutzten Drähten absieht. Die Abweichungen bei sehr dünnen Drähten dürften nach Krüger darauf zurückzuführen sein, daß die Kleinheit des Abstandes der beiden parallelen Wirbelreihen und vielleicht auch der einzelnen Wirbel einer Reihe die Entstehungsbedingungen der Wirbel beeinflußt.

Tritt Resonanz zwischen dem Luftton und einem der Eigentöne des Stabes oder Drahtes ein, so kommt dieser zu kräftigem Mitschwingen (Summen der Telegraphendrähte, Äolsharfe). Übrigens erfolgen hierbei die Schwingungen des Drahtes nicht in Richtung der Luftströmung, sondern im allgemeinen in einer Ellipse, deren längere Achse senkrecht zur Strömungsrichtung liegt, weil bei der Ablösung der Wirbel der Draht auch seitliche Impulse erhält. Nach E. G. Richardson [1]) entstehen an einer Saite überhaupt nur solche Hiebtöne, die einem der harmonischen Eigentöne der Saite entsprechen, woraus folgen würde, daß die periodisch sich ablösenden Wirbel zwar die Saite zum Mitschwingen bringen, nicht aber einen selbständigen Ton geben können. Hier dürfte die Intensitätsfrage eine entscheidende Rolle spielen.

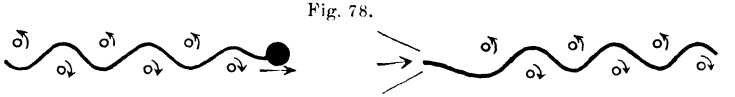
[1]) E. G. Richardson, Proc. Phys. Soc. London **36**, 153, 1924.

Nimmt man einen schmalen Streifen Papier oder einen Grashalm lose zwischen die Lippen und pustet Luft zwischen dem Papierstreifen und den Lippen hindurch, so entsteht ein starker Ton, der um so höher und schriller wird, je kräftiger man pustet. An dem Kitzelgefühl an den Lippen spürt man aufs deutlichste daß die Schwingungen des Papierstreifens in der Tat senkrecht zur Luftströmung erfolgen. Dieser Versuch ist allerdings dadurch besonders kompliziert, daß sich zu beiden Seiten des Papierstreifens schmale Spalte (begrenzt von der Ober- bzw. Unterlippe) bilden, die infolge der Schwingungen des Papierstreifens abwechselnd mehr oder weniger verschlossen werden. Infolgedessen dürften für die Tonentstehung in erster Linie, vielleicht sogar ausschließlich, Vorgänge maßgebend sein, wie wir sie in Kap. II, § 26 besprochen haben. Der Versuch ist an dieser Stelle nur erwähnt, um ein Beispiel dafür zu geben, wie ein Körper senkrecht zu dem erregenden Luftstrom in Schwingungen geraten kann.

Ein alltägliches Beispiel für das Auftreten von Hiebtönen ist das Rauschen der Bäume im Winde.

2. Spalttöne[1]) entstehen, wenn ein Luftstrom aus einem schmalen Spalt oder auch aus einem anders gestalteten Loch mit einer gewissen Relativgeschwindigkeit gegen die umgebende Luftmasse austritt. Statt Luft kann natürlich auch ein anderes Gas genommen werden, und ebenso gelten für Flüssigkeiten wieder die gleichen Gesetzmäßigkeiten wie für Gase. Nachdem schon C. Sondhauss die Entstehung von Tönen beim Ausströmen von Luft aus kleinen kreisförmigen Öffnungen in dicken Platten beobachtet hatte, wurden die eigentlichen Spalttöne zuerst von W. Kohlrausch genauer untersucht. Kohlrausch hat auch schon darauf hingewiesen, daß ihre Entstehungsursache eine ganz ähnliche sein müsse wie die der Hiebtöne. In der Tat haben wir es in beiden Fällen mit periodischer Wirbelbildung zweier parallelen Unstetigkeitsflächen zu tun. In der Ausdrucksweise von Krüger können wir sagen, daß im Falle der Hiebtöne das Gas- oder Flüssigkeitsband „gezogen", im Falle der Spalttöne „geschoben" wird. Im ersten Falle rollen sich die Grenzschichten nach innen, im zweiten nach außen auf. Fig. 78 gibt eine schematische Dar-

Fig. 78.



„Gezogene" und „geschobene" Wirbel.

stellung für die beiden Vorgänge. Die v. Kármánsche Stabilitätsbedingung, daß das Verhältnis des Abstandes h beider Wirbelreihen zu dem Abstande l zweier Wirbel der gleichen Reihe den konstanten Wert 0,283 haben muß, gilt auch für die Spalttöne. Ist U die Strömungsgeschwindigkeit und u die Geschwindigkeit der Wirbel, so gilt jetzt für die Schwingungszahl n die Formel

$$n = \frac{u}{l},$$

da der Spalt nicht (wie der Stab) bewegt wird, sondern ruht. Führen wir noch die gleichen Bezeichnungen wie bei den Hiebtönen ein, wobei D jetzt die Spaltbreite bedeutet, so wird

$$n = \frac{aU}{bD} = const \cdot \frac{U}{D}.$$

[1]) F. Krüger und E. Schmidtke, Ann. d. Phys. **60**, 701, 1919.

Die Schwingungszahl ist also wieder proportional der Strömungsgeschwindigkeit und umgekehrt proportional der Spaltbreite. Für sehr schmale Spalte, mit denen Kohlrausch hauptsächlich gearbeitet hat, treten genau wie für sehr dünne Drähte Abweichungen von dieser Formel auf, während sie für breite Spalte wieder gut erfüllt ist. Die Konstante $n\,D/U$ ergibt sich für breite Spalte aus den Kohlrauschschen Messungen zu 0,044, während Krüger und Schmidtke aus hydrodynamischen Messungen an Flüssigkeiten 0,046 finden. Damit ist auch die Entstehung der Spalttöne quantitativ auf die Bildung und Ablösung von Wirbeln zurückgeführt. Für Hiebtöne war die Konstante 0,20. Unter sonst gleichen Bedingungen (Stabdurchmesser = Spaltbreite und Stabgeschwindigkeit = Strömungsgeschwindigkeit) ist also die Schwingungszahl eines Hiebtones etwa 4,5 mal so groß wie die eines Spalttones.

Spalttöne entstehen beim Pfeifen „durch die Zähne"; ebenso beim Pfeifen „mit dem Munde", nur daß der „Spalt" hier kreisförmig ist, daß Resonanz in der Mundhöhle hinzukommt und daß ein schwaches Mitschwingen der Lippenränder noch eine gewisse Rolle spielen dürfte. Bei der sogenannten Vogelpfeife, einem linsenförmigen Hohlkörper mit zwei einander gegenüberstehenden kreisförmigen Löchern in den Seitenwänden, spielen die Ränder der Löcher die Hauptrolle, indem sie als „Schneiden" wirken.

3. Schneidentöne[1]) entstehen, wenn dem Spalt, durch den die Luft ausströmt, noch eine mehr oder weniger scharfkantige Schneide parallel gegenübergestellt wird. Auch ihre Entstehung läßt sich quantitativ auf Wirbelbildung zurückführen. Gegenüber den Spalttönen tritt aber die Komplikation hinzu, daß neben der Strömungsgeschwindigkeit in erster Linie der Abstand f Schneide-Spalt maßgebend ist. Der Einfluß des Schneidenabstandes auf die Tonbildung ist namentlich von Wachsmuth und seinen Schülern sowie von W. König und seinen Schülern und neuerdings von W. Benton[2]) untersucht worden. Ein Ton entsteht überhaupt erst dann, wenn die Schneide einen gewissen minimalen Abstand f_0 von dem Spalt hat. Dieser kritische Wert des Abstandes hängt von der Ausströmungsgeschwindigkeit der Luft und von dem Schneidenwinkel ab. Bei Vergrößerung des Schneidenabstandes sinkt die Tonfrequenz kontinuierlich, und zwar ist sie dem Abstande umgekehrt proportional. Hat dieser ungefähr den Wert $2\,f_0$ erreicht, so springt der Ton plötzlich — um eine Oktave, also auf den ursprünglichen Ton — in die Höhe, um bei weiterer Vergrößerung des Abstandes wieder tiefer zu werden und bei $3\,f_0$ von neuem auf den ursprünglichen Ton zurückzuspringen. In der Umgebung der Sprungstellen können beide Töne gleichzeitig vorhanden sein.

Die aus dem Spalt austretende Luftlamelle pendelt unter Wirbelbildung zwischen beiden Seiten der Schneide hin und her. Fig. 79 zeigt ein Momentbild, wie es von Z. Carrière[3]) auf Grund stroboskopischer Beobachtung (die Luft war mit Nebel angefüllt) gezeichnet ist. Das Zustandekommen des

[1]) E. Schmidtke, Ann. d. Phys. **60**, 715, 1919; F. Krüger, ebenda **62**, 677, 1920.
[2]) W. E. Benton, Proc. Phys. Soc. London **38**, 109, 1926.
[3]) Z. Carrière, Journ. de phys. et de Radium (6) **6**, 52, 1925; **7**, 7, 1926.

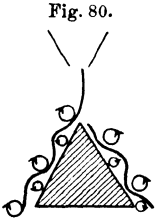
Pendelns und die Rolle, die der Abstand Schneide-Spalt bei der Tonbildung spielt, sind erst durch die Untersuchungen Krügers an Flüssigkeiten auf Grund der v. Kármánschen Theorie restlos geklärt worden, obwohl die Tatsachen als solche längst bekannt waren. Der „freie" Wirbelabstand l, wie er sich bei Abwesenheit der Schneide aus Spaltbreite und Strömungsgeschwindigkeit ergibt, wird geändert, sobald die Wirbellamelle auf ein Hindernis (Schneide) auftrifft. Die Reihe der rechtsdrehenden Wirbel läuft — in der Bewegungsrichtung gesehen — an der rechten Seite der Schneide entlang, die der links drehenden an der linken Seite. Fig. 80 zeigt ein schematisches Bild hierfür. Zwischen den Hauptwirbeln jeder Reihe bilden sich infolge der Reibung an den Schneidenwänden entgegengesetzt drehende kleine Zwischenwirbel aus und vervollständigen damit jede Primärreihe zu einem stabilen Wirbelsystem. Diese Zwischenwirbel sind von Krüger in Flüssigkeiten, dann auch von Carrière in Luft beobachtet worden. Für unsere augenblickliche Fragestellung sind sie nur von nebensächlicher Bedeutung. Jedesmal wenn ein Wirbel an der Schneide ankommt, findet eine Stauung statt, und es läuft ein Druckimpuls mit Schallgeschwindigkeit nach rückwärts zur Spaltöffnung und löst durch seinen Stoß hier einen neuen Wirbel ab. Da die Schallgeschwindigkeit sehr groß gegenüber der Fortschreitungsgeschwindigkeit der Wirbel ist, so erfolgt die Ablösung eines neuen Wirbels am Spalte praktisch immer im Moment des Auftreffens des vorangegangenen Wirbels auf die Schneide. Der durch die Anwesenheit der Schneide erzwungene „Wirbelabstand" ist also gleich dem Abstande f Schneide-Spalt. Demgemäß ist die Schwingungszahl n des Schneidentones $n = \frac{u}{f}$. Allerdings gilt diese Formel nur innerhalb gewisser Werte von f. Die mit der Wirbelbildung verbundene Pendelung der Luftlamelle ist am stärksten, wenn f gleich dem freien Wirbelabstand l wird, da dann eine Art Resonanz eintritt. Die erzwungene Wirbelbildung bleibt aber auch noch bei starken Unterschieden zwischen f und l bestehen, weil die Dämpfung außerordentlich stark ist. Wird $f = 2\,l$, so ändert sich das Wirbelbild plötzlich. In der Mitte des Abstandes Schneide-Spalt tritt noch ein neuer Wirbel auf, so daß wieder Resonanz mit dem freiem Spaltton vorhanden ist. Demgemäß wird $n = \frac{2u}{f}$, der Ton springt um eine Oktave in die Höhe und wird gleichzeitig lauter. Wird f weiter vergrößert, so wächst der Abstand des Mittelwirbels von dem Spalt und von der Schneide kontinuierlich an, bis für $f = 3\,l$ wieder

Fig. 79.



Luftlamelle an der Oberlippe (Schneide) einer großen Orgelpfeife.

Fig. 80.



Wirbellamelle beim Auftreffen auf eine Schneide.

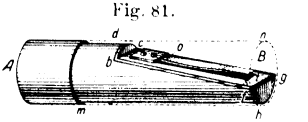
der Resonanzfall eintritt und der Abstand f in drei Teile mit zwei Zwischenwirbeln unterteilt wird. Damit ist auch das Zustandekommen der Schneidentöne in allen Einzelheiten geklärt.

§ 18. Die Tonerzeugung bei der Lippenpfeife. Die aus dem Spalt austretende und zwischen den beiden Seiten der Lippe (Schneide) hin und her schwingende Luftlamelle kann einen Resonator, der mit ihr gekoppelt wird, zum Mitschwingen bringen. Wegen der geringen Energie der Luftlamelle und aus Gründen möglichst günstiger Kopplung eignen sich als Resonatoren in erster Linie Luftsäulen. Die primär von der Luftlamelle erregten Schwingungen im Pfeifenrohr wirken ihrerseits steuernd auf die Schwingungen der Lamelle zurück. Deshalb ist es jetzt ohne weiteres einleuchtend, daß für gutes Funktionieren einer Pfeife der „Maulton“ [1]), der ohne angesetztes Rohr entstehen würde, und der Eigenton der Luftsäule im Rohre aufeinander abgestimmt sein müssen. Für ein vorgegebenes Rohr müssen also Spaltbreite, Lippenabstand und Anblasedruck in bestimmter Weise gewählt werden. Infolge der starken Dämpfung der Luftschwingungen ist dabei aber ein ziemlich großer Spielraum gelassen. Mit dem Gesagten ist nicht nur die Wirkung der Lippenpfeife im engeren Sinne des Wortes erklärt, sondern auch die der Querpfeife, der Pansflöte, das Anblasen von Flaschen, das Pfeifen auf dem Hausschlüssel usw.

Wenn wir uns klarmachen, daß die schwingende Luftlamelle einer „Lippenpfeife“ eine extrem „weiche“ Zunge darstellt, so ist damit auch sofort der Übergang zu den „Zungenpfeifen“ gegeben. Jede Pfeife stellt ein aus mindestens zwei Teilsystemen gekoppeltes System dar. M. Wien [2]) und einer seiner Schüler haben in grundlegender Weise die Zungenpfeife als gekoppeltes System behandelt. Wenn noch gewisse Lücken in unseren Kenntnissen von dem Mechanismus der Pfeifentöne vorhanden sind, so dürfte das daran liegen, daß die Teilsysteme der Einfachheit halber bisher stets als punktförmig angenommen wurden. Ein erster Schritt zur Behandlung der Koppelschwingungen kontinuierlicher Teilsysteme ist von E. Waetzmann und K. Schuster gemacht worden [3]).

§ 19. Die Zungenpfeife. Eine besonders einfache Form der Zungenpfeife ist in Fig. 81 dargestellt. Von einem bei A offenen Messingrohre ist durch einen schrägen Schnitt ein Stück abgeschnitten, und auf die Schnittfläche ist die Messingplatte $bcfg$ aufgelötet; außerdem ist das Rohr durch die Messingstücke bdc und fhg auf der rechten Seite vollständig geschlossen. In die Messingplatte ist eine rechteckige Öffnung ost eingeschnitten, über der ein federnder Metallstreifen, die („harte“) Zunge, angebracht ist, die ein wenig kürzer und schmaler als die Öffnung ist.

Fig. 81.



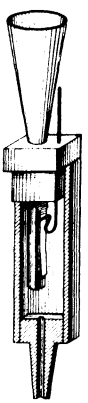
Modell einer Zungenpfeife.

[1]) Karl L. Schaefer, Beiträge zur Anatom., Physiol. usw. **12**, 255, 1919; P. Lutz, ebenda **17**, 1, 1921.
[2]) M. Wien und H. Vogel, Ann. d. Phys. **62**, 649, 1920; H. Vogel, ebenda **62**, 247, 1920.
[3]) E. Waetzmann und K. Schuster, Ann. d. Phys. **84**, 507, 1927.

Man nennt sie „durchschlagende" Zunge, im Gegensatz zu den „aufschlagenden", die länger und breiter als die Öffnung sind. Die letzten werden wegen ihres schnarrenden oder klirrenden Klangcharakters selten verwendet. „Doppelzungen" wie die Stimmbänder oder Stimmlippen des menschlichen Kehlkopfes bestehen aus zwei in der Regel gegeneinander geneigten Zungen, deren freie Enden sich fast berühren und damit den Spalt für den Luftstrom bilden. Helmholtz unterscheidet noch ein- und ausschlagende Zungen, je nachdem ob sich der Spalt gegen oder mit dem Luftstrom öffnet.

Über die rechte Seite des Messingrohres (Fig. 81) wird ein zweites Rohr mn geschoben (punktiert angedeutet). Wird bei B Luft eingeblasen, so gerät die Zunge in Schwingungen. So oft die Öffnung ost teilweise frei wird, dringt ein Luftstrom hindurch, der sogleich wieder unterbrochen wird, wenn die Zunge die Öffnungsebene passiert. Der Klang wird also nicht unmittelbar durch die schwingende Zunge erzeugt, sondern sie drückt dem Luftstrom ihre Periodizität und Schwingungsform in ähnlicher Weise auf, wie etwa die rotierende Scheibe einer Lochsirene oder das schwingende Gitter eines Auxetophons (Kap. II, § 7). Die Bewegung der Zungen beruht hauptsächlich auf einer saugenden Wirkung des Luftstromes beim Durchtritt durch den von der Zunge und ihrem Rahmen gebildeten Spalt (Kap. II, § 26). Für ihre Schwingungen gelten im wesentlichen die Gesetze ebener Platten von rechteckiger Gestalt mit drei freien und einer festen Randseite. Die Tonhöhe der isolierten Zunge hängt von dem Material und von den Dimensionen ab. Je größer der Elastizitätsmodul und die Dicke (in der Schwingungsrichtung) und je kleiner die Länge der Zunge ist, um so höher ist ihr Eigenton.

Fig. 82.



Zungenpfeife mit Schallbecher und Stimmdraht.

Fig. 82 zeigt eine (auf der Vorderseite geöffnete) Zungenpfeife, wie sie in Orgeln eingebaut werden. Auf der oberen Öffnung (entsprechend der Öffnung bei A in Fig. 81) ist ein „Schallbecher" aufgesetzt. Außerdem ist ein unten gebogener, gegen die Zunge drückender Draht, der „Stimmdraht", zu sehen, durch dessen Hochziehen oder Niederstoßen die wirksame Länge der Zunge vergrößert bzw. verkleinert werden kann. Durch das Aufsetzen des Schallbechers wird die Grundperiode der schwingenden Zunge geändert, und der Klangcharakter wird stark beeinflußt, indem jetzt diejenigen Partialtöne besonders hervortreten, die mit irgendwelchen Eigentönen der Luftmasse des Schallbechers übereinstimmen. Der einfachste Fall ist der, daß der Schallbecher ein zylinderförmiges Rohr ist (in Fig. 81 bei A aufzusetzen). In der Umgebung der Zunge finden die stärksten Druckschwankungen statt, so daß hier ein Schwingungsknoten liegt; analog wie die schwingende Korkplatte, die die Luftsäule eines Kundtschen Rohres in Resonanzschwingungen versetzt, ungefähr in einem Schwingungsknoten des Rohres steht. Resonanz zwischen der Zunge und der Luftsäule des (einerseits offenen) Klangrohres findet also immer dann statt, wenn die Rohrlänge eine Viertelwellenlänge oder ein ungerades Vielfaches der Viertelwellenlänge des

Eigentones der freien Zunge beträgt. Hat die Klangröhre die Form eines nach außen erweiterten Kegels, so werden sämtliche harmonischen Teiltöne verstärkt. Ein Schallbecher, der aus zwei mit ihren großen Öffnungen aneinandergesetzten Kegelstumpfen besteht (Fig. 83), wird zur Nachahmung der Klangfarbe der menschlichen Stimme benutzt. Zur Klarstellung der grundsätzlich wichtigen Vorgänge genügt es aber, zylinderförmige Klangröhren ins Auge zu fassen.

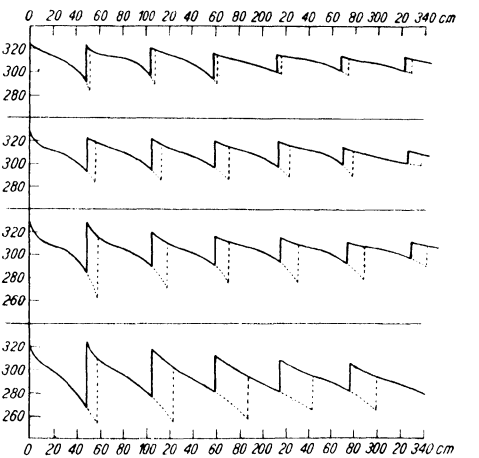
Fig. 83.



Schallbecher besonderer Art.

Die beiden Teilsysteme Zunge und Klangröhre sind miteinander gekoppelt. Der eigentliche Pfeifenton stimmt also weder mit dem Eigenton der freien Zunge noch mit dem der freien Klangröhre überein, sondern ist ein Kopplungston, und zwar ist es der schwächer gedämpfte Kopplungston. Wird die Länge der Klangröhre, mit ganz kleinen Werten beginnend, kontinuierlich vergrößert, so wird der Pfeifenton zunächst kontinuierlich tiefer. Ist die erste Resonanzstelle erreicht, so geht der Ton plötzlich in die Höhe, und zwar um so sprunghafter, je enger die Kopplung zwischen beiden Teilsystemen ist; bei weiterer Verlängerung des Rohres wird er wieder tiefer, um bei der nächsten Resonanzstelle erneut in die Höhe zu springen usw. Resonanz tritt immer dann ein, wenn die Länge der Klangröhre eine solche ist, daß einer ihrer Eigentöne mit dem Eigenton der freien Zunge übereinstimmt. Bei offenen Röhren unterscheiden sich zwei benachbarte Resonanzlängen um eine halbe Wellenlänge; gegen diese Resonanzstellen sind die bei gedackten Röhren um eine Viertelwellenlänge verschoben. Jedoch ist hierbei sorgfältig auf die Dimensionierung der Röhren zu achten, damit keine ungewollten, teilweisen Dackungen erfolgen. Auf derartige Komplikationen sind abweichende, teilweise einander widersprechende Angaben zurückzuführen. Die Kurven in Fig. 84 zeigen die Abhängigkeit der Frequenz des Pfeifentones (Ordinate) von der Rohrlänge (Abszisse) nach einer Beobachtungsreihe von H. Vogel. Bei der Aufnahme der obersten Kurve war die Kopplung zwischen Zunge und Rohr am losesten, in den folgenden Kurven wird sie immer enger. Die gestrichelten Kurven wurden bei allmählicher Verlängerung, die ausgezogenen bei allmählicher Verkürzung der Klangröhre erhalten. Je nach dem Richtungssinn der Veränderung

Fig. 84.



Tonhöhe einer Zungenpfeife in Abhängigkeit von der Rohrlänge.

der Rohrlänge findet der in der Nähe der Resonanzstelle erfolgende Tonsprung etwas früher oder später statt. Diese auch sonst bei gekoppelten Systemen beobachtete Erscheinung wird als „Ziehen" des Tones bezeichnet. Bei sehr fester Kopplung kann in der Nähe der Resonanzstelle die Energieübertragung nach der Klangröhre hin so groß werden, daß der Winddruck nicht ausreicht, um die nötige Energie nachzuliefern. Der Pfeifenton setzt dann ganz aus, bzw. die Pfeife spricht nicht an.

Die verschiedenen Zungeninstrumente werden im nächsten Abschnitt dieses Kapitels besprochen.

D. Musikinstrumente [1]).

§ 20. Einteilung nach physikalischen Gesichtspunkten. Als Musikinstrumente in weiterem Sinne oder Tonwerkzeuge bezeichnet man alle Vorrichtungen zur Erzeugung von Tönen oder, genauer gesprochen, von Klängen, da nur in den seltensten Fällen reine Töne mit einfach sinusartiger Schwingungsform entstehen.

Musikinstrumente in engerem Sinne sind nur diejenigen von ihnen, die musikalisch verwertet werden, sei es als Einzelinstrumente in selbständigem Vortrag oder zur Begleitung der menschlichen Stimme wie auch anderer Instrumente, sei es im gleichberechtigten Zusammenspiel mit anderen Instrumenten (chorische oder Orchesterverwendung). Ihre Anzahl ist selbst bei Beschränkung auf die Instrumente der Musik des europäischen Kulturkreises so groß, daß sie nur in besonderen Musiklehrbüchern eingehend behandelt werden können. Dabei kommt es dann in erster Linie auf die Darstellung ihres besonderen musikalischen Charakters und ihrer Verwendbarkeit in musikalischer Beziehung an, und danach richtet sich dann auch die übliche Einteilung in die verschiedenen Arten der Musikinstrumente, die übrigens leicht auch auf die außereuropäischen sowie auf die außer Gebrauch gekommenen Instrumente älterer Zeiten ausgedehnt werden kann.

Auch die besondere Art und Weise der Tonerzeugung, rein äußerlich genommen, d. h. also die Art, wie diese Instrumente gespielt werden, ist für diese Einteilung maßgebend. Man gelangt so zu folgender Anordnung:

1. Streichinstrumente, 2. Holzblasinstrumente, 3. Blechblasinstrumente, 4. Schlaginstrumente, 5. Zupfinstrumente, 6. Tasteninstrumente, die noch weiter in Klavier und Orgel zu unterteilen sind. Die ersten fünf Arten bilden zugleich die Gruppe der modernen Orchesterinstrumente.

Für die physikalische Behandlung empfiehlt sich statt dessen eine andere Einteilung, die sich auf die physikalischen Besonderheiten der Klangerzeugung stützt und bei der auch sämtliche Tonwerkzeuge, nicht bloß die Instrumente der modernen europäischen Musik, berücksichtigt werden können. Danach gibt es:

---

[1]) Bearbeitet von Prof. Dr. A. Kalähne in Danzig-Oliva.

I. Instrumente mit Saiten. Dabei sind zu unterscheiden:
   a) gestrichene Saiten (Streichinstrumente wie Geige. Violoncello usw. mit transversal schwingenden Saiten, Schulze-Hegenersches Monochord mit longitudinal schwingender Saite);
   b) angeblasene Saiten (Äolsharfe);
   c) gezupfte oder gerissene Saiten (Zupfinstrumente wie Harfe, Gitarre, Laute, Mandoline, Zither usw.);
   d) geschlagene Saiten (Tasteninstrumente wie Klavier und Flügel).

II. Instrumente mit Stäben oder Zungen (massiv oder hohl) (Stimmgabel, Triangel, Uhrspirale, Glockenklavier oder Celesta, Xylophon, Stabharmonika, Spieluhr, Harmonium, Drehorgel oder Leierkasten, Ziehharmonika, Mundharmonika).

III. Instrumente mit Membranen oder Fellinstrumente (Pauke, Trommel).

IV. Instrumente mit Platten (Becken, Gong, Glocken).

V. Instrumente mit schwingenden Luftmassen (Pfeifen in ihren verschiedenen Abarten, Trompeten, Hörner, Flöten usw.).

VI. Sireneninstrumente (Luftsirenen, Zungensirenen, Grammophon)

I. Saiteninstrumente.

A. Allgemeine Eigenschaften.

§ 21. Form und gemeinsame Eigenschaften. Alle Saiteninstrumente – ausgenommen vielleicht nur die mehr oder weniger eine merkwürdige Spielerei bildende Äolsharfe und das wissenschaftlichen Zwecken dienende Schulze-Hegenersche Monochord der Ohrenärzte, die beide ohne Resonanzkörper sind — bestehen aus einem Resonanzkörper und den daran befestigten Saiten, dem sogenannten „Bezug". Bei dem Klavier und Flügel ist der Resonanzkörper plattenförmig (Metallrahmen und Holzplatte). Bei den übrigen Instrumenten ist er ein aus dünnen Holzplatten gebildeter Hohlkörper (Korpus) von besonderer, jede Gattung kennzeichnender eigenartiger Form; bei der Geige oder Violine und den ihr verwandten Streichinstrumenten z. B. ein flacher länglicher Kasten von eigenartigem Umriß mit gewölbtem Boden und gewölbter Decke, die durch die Zarge, eine am Außenrand beider herumlaufende und sie auseinanderhaltende dünne hölzerne Seitenwand, verbunden sind. Bei der Gitarre und Zither sind Boden und Decke nicht gewölbt; bei der Laute und Mandoline ist die Decke eben, der Boden sehr stark gewölbt. Zur Verbindung der Luft im Innenraum dieses Korpus mit der Außenluft dienen Öffnungen in der Decke, die gewisse charakteristische Formen haben, bei Gitarre, Mandoline, Laute eine runde Öffnung, bei der Geige und ihren Verwandten die zwei *f*-Löcher, nach ihrer besonderen Form so genannt.

Bei Klavier, Flügel und Zither sind die Saiten, die hier in größerer Zahl vorhanden sind, nur über die Länge des Resonanzbodens bzw. der Korpusdecke ausgespannt; bei den übrigen eben genannten Instrumenten ist der Körper durch einen annähernd ebenso langen Hals verlängert, und die

Saiten — meist nur vier, bei der Gitarre, Laute und Mailänder Mandoline sechs, nur bei großen Konzertlauten mehr — laufen über den Hals und die ganze Länge des Körpers hinweg. Bei der Harfe sind sie frei auf einen großen Rahmen gespannt, dessen Fuß von einem hölzernen Hohlkörper gebildet wird. Bei allen Instrumenten sind sie an beiden Enden durch Stege oder Leisten begrenzt, über die sie geführt sind und die teils fest mit dem Instrumentenkörper verbunden, teils verschiebbar sind.

Die Instrumente mit Hals bieten die Möglichkeit, die wirksame Saitenlänge beim Spiel willkürlich zu verändern, indem die Saite mit dem Finger fest auf das am Hals befestigte Griffbrett niedergedrückt wird. Bei Gitarre, Laute, Mandoline geschieht die Verkürzung in bestimmten, durch Querleisten (die sogenannten Bünde) festgelegten Stufen, die der Tonleiter entsprechen sollen; bei den übrigen Instrumenten ist die Wahl der Länge, und damit der Tonhöhe, ganz beliebig der Kunst des Spielers überlassen. Auch bei einem Teil der Zithersaiten läßt sich übrigens die Saitenlänge so verkürzen (Spielsaiten), während die Begleitsaiten immer in voller Länge benutzt werden.

Damit sind die gemeinsamen Eigenschaften der Saiteninstrumente erschöpft; die unterscheidenden Merkmale liegen in den verschiedenen Formen des Körpers und der Saitenbefestigung, die wesentlichen Unterschiede der Tongebung aber in der Spielweise. Ausschlaggebend ist dabei, ob die Saiten gezupft (gerissen, gekniffen), geschlagen oder gestrichen oder noch anders erregt werden.

§ 22. Klang der Saiteninstrumente. Einfluß des Resonanzkörpers.

Wird eine an beiden Enden starr und unbeweglich befestigte Saite durch irgend eine Anregung in Bewegung versetzt, so führt sie stehende Schwingungen aus, bei der die Endpunkte vollkommen in Ruhe bleiben. Möglich sind drei Arten von Schwingungen: 1. longitudinale oder Längsschwingungen, 2. Torsions- oder Dreh- (Drillungs-) Schwingungen und 3. transversale oder Quer- (Biegungs-) Schwingungen. Die beiden ersten Arten kommen für Musikinstrumente im engeren Sinne gar nicht, die longitudinalen nur bei dem Schulze-Hegenerschen Monochord als wissenschaftlichem Tonwerkzeug in Betracht. Sie können hier also unberücksichtigt bleiben, und die Betrachtung kann auf transversale Schwingungen beschränkt werden.

Vollkommene stehende Schwingungen in idealem Sinne mit absoluter Ruhe der Saitenenden sind übrigens niemals verwirklicht, da sowohl die Befestigungsstellen der Saitenenden als auch die Stege, welche den schwingenden Teil der Saite abgrenzen, immer eine gewisse Nachgiebigkeit und Beweglichkeit besitzen. Diese ist sogar erforderlich, um die Saitenschwingungen auf den Instrumentenkörper zu übertragen, der sie dann weiter an die umgebende Luft abgibt. Ohne das Zwischenglied des Resonanzkörpers mit seiner großen Oberfläche würde die Energieabgabe sehr klein, d. h. der Ton sehr schwach sein, wie Versuche mit starrer Befestigung ohne Resonanzkörper zeigen. Die unmittelbare Abgabe von Schwingungsenergie an die Luft durch die Saite selbst erweist sich als sehr gering. Erst die Kopplung der schwingenden Saite mit einem

schwingungsfähigen Resonanzkörper schafft ein klangfähiges, brauchbares Musikinstrument. Die Nachgiebigkeit der Befestigungsstellen (Stege usw.) bewirkt, daß sich über die reine stehende Wellenbewegung eine fortschreitende überlagert, welche Energie von der Erregungsstelle aus — z. B. von der Angriffsstelle des Bogens bei Streichinstrumenten — über die Saite hin und durch die mitschwingenden Stege auf den Resonanzkörper überträgt. Das Vorhandensein dieser fortschreitenden Welle hat jedoch unmittelbar nur auf die Dämpfung, also auf das mehr oder weniger schnelle Abklingen einer einmal eingeleiteten Schwingung Einfluß, nicht auf die Klangfarbe. Diese wird vielmehr nur durch die besondere räumliche Schwingungsform der Saite bedingt.

Die theoretisch einfachste Schwingungsform, welche eine Saite annehmen kann, ist die Sinusform; d. h. die Gestalt der Saite bei einer Schwingung ist in jedem Augenblick eine Sinuskurve, wie in Abschnitt A dieses Kapitels, § 2 näher ausgeführt ist. Die Erregung einer einzelnen einfachen Sinusschwingung, d. h. eines in physikalischem Sinne einfachen reinen Tones ist freilich schwierig und nur mit besonderen Hilfsmitteln möglich. Die gebräuchlichen Erregungsarten geben stets ein Gemisch von Teiltönen, also einen Klang in der zuerst von Helmholtz eingeführten Bezeichnungsweise. Sein Charakter wird bestimmt durch die Anzahl und die relative Stärke der in ihm enthaltenen Teiltöne, und diese wieder einerseits durch die Erregungsart und andererseits durch die Form des Resonanzkörpers und seine Kopplung mit den Saiten. Daraus erklärt sich die im Instrumentenbau übliche Formgebung der verschiedenen Gattungen und Familien von Saiteninstrumenten. Eine Anzahl Arbeiten, zuerst hauptsächlich solche von Helmholtz und seinen Schülern über den Einfluß der Erregungsart, dann in neuerer Zeit auch viele über den Einfluß des Resonanzkörpers usw., haben über dieses Gebiet so weit aufgeklärt, daß man gewisse allgemeine Gesetzmäßigkeiten angeben kann.

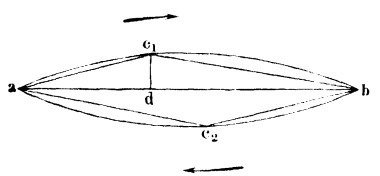
§ 23. Besonderheiten der gestrichenen, der angeblasenen, der gezupften (gerissenen) und der angeschlagenen Saite. Jede der hier genannten vier Erregungsarten gibt bei ein und derselben Saite eine besondere Schwingungsform mit charakteristischer Klangfarbe (ds. Kap., § 2). Die beiden ersten sind Dauererregung, die beiden letzten Momentanerregung. Bei diesen erhält die Saite durch die Ausbiegung unter der Wirkung des zupfenden Fingers oder Stiftes oder des drückenden Hammers einen gewissen Energievorrat, den sie nach dem Aufhören der erregenden Wirkung als Schwingungsenergie in Form eines verklingenden (gedämpften) Klanges ausstrahlt. Bei jenen wird der infolge Ausstrahlung stattfindende Energieverlust gedeckt durch dauernden Nachschub aus der an sich stetigen — nicht schwingenden — Bewegung des streichenden Bogens oder der bewegten Luft (Wind). In beiden Fällen erfolgt die nötige Energiezufuhr unter Selbststeuerung des aus schwingender Saite (nebst Resonanzkörper) und bewegtem Bogen bzw. Wind bestehenden Systems, gerade so wie bei einer Dampfmaschine oder einem anderen Kolbenmotor die Zufuhr des Dampfes oder des Verbrennungsgemisches automatisch

durch Selbststeuerung der Maschinen in den richtigen Zeitpunkten erfolgt. Einzelheiten über diese Anregungsformen sind an der oben genannten Stelle nachzusehen. Im folgenden werden nur ihre Hauptzüge angeführt, soweit sie für das Verständnis des Verhaltens der verschiedenen Instrumente in Betracht kommen.

§ 24. Gestrichene und angeblasene Saite. a) Die gestrichene Saite wird vom gleichförmig bewegten Bogen mitgenommen, bis ihre durch die vergrößerte Ausbiegung erhöhte Spannung sie vom Bogen losreißen und zurückschnellen läßt, um dann neuerdings von ihm erfaßt und wieder mitgenommen zu werden. Die Saitenbewegung vollzieht sich hierbei also in einzelnen Sprüngen oder Schritten mit jeweils konstanter Geschwindigkeit, die sich ziemlich plötzlich und unvermittelt aneinanderreihen. Vollzieht sich der Hin- und Hergang eines Saitenpunktes in nur je einem einzigen Schritte, so hat man die von Helmholtz[1]) so genannte Hauptbewegung vor sich, die anfangs allein berücksichtigt und theoretisch zuerst von Helmholtz behandelt worden ist. Neuerdings haben weitere Forschungen[2]) gezeigt, daß sowohl der Hingang wie auch der Hergang des Saitenpunktes in mehreren Schritten mit jeweils veränderter Geschwindigkeit erfolgen kann.

Die Form der gestrichenen Saite bei einer „Hauptbewegung" nach der Helmholtzschen Theorie zu zwei verschiedenen, um eine Halbperiode auseinanderliegenden Zeiten zeigt die aus dem angegebenen Helmholtzschen Buche entnommene Fig. 85. Die Saite bildet nach der Theorie in jedem Augenblick eine gebrochene gerade Linie. Die Knickstelle derselben bewegt sich während einer Halbperiode auf dem oberen Parabelbogen von links nach rechts, während der folgenden dann auf dem unteren von rechts nach links zurück.

Fig. 85.



Schwingungsbild einer gestrichenen Saite bei der „Hauptbewegung" nach Helmholtz.

b) Durch Anblasen (Wind) erregte Saite. Bei der Erregung durch strömende Luft (Wind), die nur bei der Äolsharfe (Windharfe) vorkommt, findet der Anstoß durch periodische Ablösung von Wirbeln in der an der Saite anliegenden Grenzschicht der Luft statt, die abwechselnd rechts und links erfolgt und so periodische Stöße an die Saite erteilt. Diese periodische Wirbelablösung an der als Hindernis im Luftstrom stehenden Saite liefert die von Strouhal[3]) zuerst genauer untersuchten Hiebtöne, die z. B. auftreten,

[1]) H. v. Helmholtz, Die Lehre von den Tonempfindungen, 6. Ausg., Braunschweig 1913, S. 137—149 und Beilage VI, S. 615—619.

[2]) Besonders englische, amerikanische und indische Physiker haben dieses Gebiet in neuer Zeit behandelt. Eine ausführliche Zusammenstellung der Beobachtungen und der Theorie ist im Handbuch der Physik, Bd. VIII (Akustik), Berlin, J. Springer, 1927 enthalten in den Artikeln „Schallerzeugung mit mechanischen Mitteln" von Kalähne und „Musikinstrumente und ihre Klänge" von dem indischen Physiker Raman, der selbst auf diesem Gebiet gearbeitet hat.

[3]) V. Strouhal, Wied. Ann. **5**, 216, 1878; Habilitationsschr. Würzburg 1878.

wenn man mit einem Draht oder einer dünnen Gerte oder Schnur (Peitsche) schnell durch die Luft hindurchfährt. Wenn nun zufällig eine Eigenschwingung einer so angeblasenen Saite mit einem der dabei erzeugten Hiebtöne übereinstimmt oder auch eine tiefere Oktave eines derselben ist, so gerät die Saite infolge Resonanz in transversale Schwingungen senkrecht zur Richtung des Luftstromes und unterstützt ihrerseits die regelmäßige Ausbildung und Pendelung der Luftlamelle mit ihren Wirbeln, so daß ein einigermaßen lauter Ton entsteht. Als eigentliches Musikinstrument kommt die Äolsharfe nicht in Betracht, sie hat immer mehr als eine Merkwürdigkeit gegolten. Sie ist wohl auch gelegentlich unbeabsichtigt durch Ausspannen von Drähten oder dünnen Eisenstangen an windigen Stellen von Gebäuden (z. B. in Kaminen und Schornsteinen) entstanden und hat dann zuweilen durch ihre eigentümlich klagenden Töne, deren Herkunft nicht bekannt war, spukhaft gewirkt. Die Anregung durch den Luftstrom ist sehr weich, daher wird die Saitenschwingung annähernd sinusförmig, der entstehende Klang also nahezu ein einfacher Ton ohne Obertöne.

Weiteres über die Tonerzeugung durch Wirbelbildung findet sich in § 17 dieses Kapitels.

§ 25. Gezupfte (gerissene, gekniffene) und angeschlagene Saite.

a) Die gezupfte Saite stellt den theoretisch einfachsten Fall der Momentanerregung einer Saite dar. Die durch den Finger oder einen Stift seitwärts gezogene Saite bildet vor dem Loslassen eine aus zwei geraden Strecken bestehende dachförmige, gebrochene Linie. Im Augenblick des Loslassens sinkt die Spitze ein; das Dach fällt gewissermaßen infolge der in der Saite wirksamen Spannung in sich zusammen. Bei dem ganzen weiteren Bewegungsvorgang besteht die Saite in jedem Augenblick aus mehreren geraden Stücken, die in scharfem Knick aneinandergrenzen. Das bedeutet, die Schwingung setzt sich aus zahlreichen Teiltönen zusammen, der Klang ist sehr obertonreich, gerade so wie der der gestrichenen Saite. Die relative Amplitude der einzelnen Teilschwingungen und damit die relative Stärke der Teiltöne hängt von der Lage der Zupfstelle ab. Am vollsten ist erfahrungsgemäß der Klang, wenn die Zupfstelle ungefähr um $^1/_8$ der Saitenlänge vom Ende entfernt liegt.

In § 2 dieses Kapitels ist der Schwingungsvorgang beim Zupfen der Saite eingehender beschrieben.

b) Angeschlagene Saite. Die angeschlagene Saite ist physikalisch am schwierigsten zu behandeln, weil die Mechanik des Anschlags ein recht verwickelter Vorgang ist. Der Anschlag erfolgt mit einem schmalen Hammer, der bei dem Klavier und Flügel — um diese Instrumente handelt es sich hier — mit einem weichen Filzüberzug versehen ist. Die Lage der Anschlagstelle — auf Grund der Erfahrung wird sie von den Klavierbauern in der Gegend von $^1/_7$ bis $^1/_9$ der Saitenlänge vom Ende entfernt genommen —, die Dauer des Anschlags, die Masse des Hammers im Verhältnis zur Saitenmasse, die Hammergeschwindigkeit, also seine Kraft im Augenblick des Auftreffens auf die Saite, die Härte oder Weichheit des Hammerfilzes beeinflussen die Stärke

der Teiltöne. Zahlreiche Theorien — die erste stammt von Helmholtz — suchen die Wirkung zu berechnen. Dabei wird der Hammer entweder als starr und hart oder als weich und nachgiebig (elastisch) angenommen. Die Ergebnisse dieser Theorien und der Versuche, soweit sie allgemeinen Wert haben, sind in Abschnitt A, § 2 mitgeteilt [1]). Über die Praxis des Klavierbaues geben Sonderdarstellungen der Instrumentenbauliteratur Aufschluß.

§ 26. Verhalten des Resonanzkörpers. Einfluß der Kopplung. Tonwölfe. Ebenso wie die Schwingungen der Saiten sind auch die Schwingungen des mit ihnen verbundenen Resonanzkörpers und der Übertragungsstücke (Stege) untersucht worden, meist indem man kleine leichte Spiegelchen an ihnen befestigt hat, die ein an ihnen reflektiertes Lichtstrahlenbündel (Lichtzeiger) auf eine photographische Registriervorrichtung werfen. Die Schwingungen, die ja von den Saiten erzwungen sind, haben dieselbe Frequenz, aber eine etwas andere Phase. Je stärker sie sind, desto größer ist die Energieabgabe, also auch die Dämpfung der betreffenden Schwingung. Sie sind aber im allgemeinen lediglich ein Abbild der Saitenschwingungen, nämlich immer dann, wenn diese nicht gerade eine Frequenz haben, die mit einer Eigenfrequenz des Resonanzkörpers ganz oder nahezu übereinstimmt. Tritt dieser Sonderfall ein, den man leicht an Instrumenten mit stetig veränderlicher Tonhöhe (z. B. Geige, Cello usw.) verwirklichen kann, so kommt eine besondere Eigentümlichkeit der gekoppelten Schwingungssysteme zur Geltung. Sie besteht darin, daß die Eigentöne eines solchen Systems nicht völlig mit den Eigentönen der Teilsysteme übereinstimmen, welche diese ohne Kopplung haben. Im allgemeinen liegen die Frequenzen (Töne) des gekoppelten Systems weiter auseinander, als die ursprünglichen Frequenzen der freien Teilsysteme. Ja, auch wenn diese genau übereinstimmten (Unisono der Teilsysteme), so hat das im einfachsten Falle aus zwei Teilsystemen bestehende Kopplungssystem zwei verschiedene Eigenfrequenzen (Kopplungsfrequenzen bzw. Kopplungstöne), die meist nur wenig voneinander abweichen, aber gerade dadurch sehr charakteristische Erscheinungen verursachen. Diese beiden oder bei n Teilsystemen n Koppelschwingungen können nämlich gleichzeitig nebeneinander bestehen, was wegen der Nähe ihrer Frequenzen zu Schwebungen Anlaß gibt; meist aber tritt der Fall ein, daß nur eine der beiden Schwingungen (Töne) mit größerer Energie ausgestattet ist, daß also praktisch nur einer der Kopplungstöne gehört wird. Aber beide Töne wechseln in mehr oder minder rascher Folge ab; der gehörte Ton springt also in seiner Höhe hin und her, und die Folge ist in jedem Falle eine Unstetigkeit und Rauhigkeit des Tones.

Dazu kommt noch folgendes. Wenn die Saite mit der Frequenz erregt wird, die gerade einer dieser Eigenschwingungen des Gesamtsystems entspricht, so gerät infolge Resonanz das andere Teilsystem, der Resonanzkörper, in sehr kräftiges Mitschwingen, nimmt also viel Energie auf und gibt diese als starken Ton an die Umgebung ab. Zur Erzeugung und Aufrechterhaltung

[1]) Hierfür sind auch die in Anm. 2 auf S. 230 angeführten Artikel aus dem Handbuch der Physik, Bd. VIII (Akustik) mit Vorteil zu benutzen.

eines solchen Tones muß also mehr Energie aufgewandt werden, als sonst im allgemeinen für die einzelnen Töne nötig ist; er läßt sich deshalb schwer mit der gleichen Sicherheit und Reinheit erzeugen. Wegen des vielfach rauhen, heulenden Klanges wird er „Wolf" genannt. Solche Tonwölfe treten bei allen Streichinstrumenten auf und werden von den Spielern unangenehm empfunden; die guten und edlen Instrumente zeichnen sich vor den anderen übrigens dadurch aus, daß Wölfe bei ihnen nur in geringer Zahl und wenig ausgeprägt vorhanden sind.

Wenn es Instrumente mit angeblasenen Saiten und Resonanzkörper gäbe, würden sie auch Wölfe aufweisen. Bei Instrumenten mit gezupften Saiten (Gitarre usw.) tritt die Resonanzerscheinung in der Form auf, daß die betreffenden Töne sehr laut, lauter als die anderen herauskommen, aber schneller verhallen und deshalb matt und stumpf klingen [1]).

B. Einzelne Saiteninstrumente.

§ 27. Einteilung in Gattungen und Familien. Die Saiteninstrumente lassen sich außer nach ihrer Spielweise (Zupf-, Schlag- und Streichinstrumente) auch nach ihren besonderen äußeren Formen und ihrer Entwicklungsgeschichte in Familien einteilen. Ausführliche Angaben darüber finden sich in Musiklexiken und in Werken über Musikinstrumente und Musikgeschichte [2]). Hier werden im wesentlichen nur die Hauptvertreter der jetzt gebräuchlichen Instrumente aufgeführt werden.

Zuweilen werden sämtliche nicht mit Bogen angestrichenen Saiteninstrumente als Harfeninstrumente [3]) bezeichnet und den Streichinstrumenten gegenübergestellt, wobei also auch die Schlaginstrumente Klavier und Flügel zu jenen gerechnet würden. Es empfiehlt sich aber zweifellos, diese Bezeichnung nicht so umfassend gelten zu lassen und von vornherein abzuteilen in 1. Streichinstrumente, 2. Harfen und harfenähnliche Instrumente, 3. Lauten und lautenähnliche Instrumente, 4. Hammer-Klavier und Flügel.

[1]) Über die Methoden zur Untersuchung des Klanges und der Schwingungsvorgänge bei Streichinstrumenten, besonders der Geige, finden sich ausführliche Angaben z. B. in den S. 230, Anm. 2 angeführten Artikeln des Handbuchs der Physik, Bd. VIII (Akustik), Berlin, J. Springer, 1927 von Raman über „Musikinstrumente und ihre Klänge" und von Kalähne über „Schallerzeugung mit mechanischen Mitteln". Raman hat dort auch eine Theorie der Tonwölfe mitgeteilt. Eine sehr eingehende Arbeit über Geigenklänge hat H. Backhaus, Zeitschr. f. techn. Phys. 8, 509, 1927, ganz neuerdings veröffentlicht, aus der hervorzugehen scheint, daß für den Klang der Saiteninstrumente überhaupt die Lage der Eigentongebiete des Resonanzkörpers große Bedeutung hat. Sie spielen die gleiche Rolle wie die „Formanten" bei der Bildung der Vokale.

[2]) Zum Beispiel H. Riemann, Musiklexikon, 9. Aufl., Leipzig 1919; Derselbe, Katechismus der Musikinstrumente, 3. Aufl., Leipzig 1903; H. Abert, Illustriertes Musiklexikon, Stuttgart 1927; Fr. Volbach, Handbuch der Musikwissenschaften, 1. Bd., Münster i. W. 1926; G. Adler, Handbuch der Musikgeschichte, Frankfurt a. M. und Berlin 1924; E. Waetzmann, Physikalisches Handwörterbuch von Berliner-Scheel, Berlin 1924; A. Jonquière, Grundriß der musikalischen Akustik, Leipzig 1898; K. L. Schaefer, Musikalische Akustik, 2. Aufl., Sammlung Göschen, Leipzig 1912; C. Sachs, Handbuch der Musikinstrumentenkunde, Leipzig 1920; Derselbe, Die Musikinstrumente, Breslau 1923; G. Kinsky, Katalog der Sammlung alter Musikinstrumente des musikhistorischen Museums von W. Heyer in Köln a. Rh., Köln und Leipzig 1913.

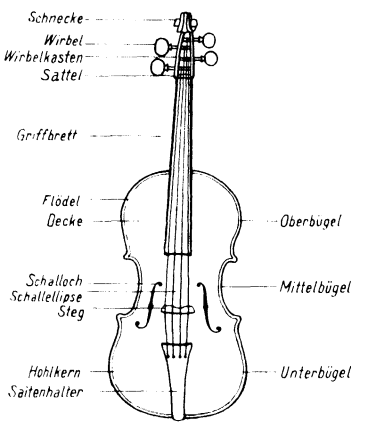
[3]) Das alte Wort „harfen" bedeutet: Eine Saite zupfen oder reißen.

Die letzte Gattung enthält die Instrumente mit geschlagenen Saiten, die beiden mittleren jene mit gezupften oder gerissenen Saiten; dabei unterscheiden sich die Lauteninstrumente von den Harfeninstrumenten durch das Griffbrett, das als Verlängerung des Resonanzkörpers dient. Instrumente mit angeblasenen Saiten kommen praktisch nicht in Betracht.

In jeder dieser Gattungen gibt es verschiedene Familien und Abarten. Gemeinsame Bestandteile sind bei allen der Instrumentenkörper und der darauf befestigte Saitenbezug, der als n-chörig bezeichnet wird, wenn er mindestens n verschieden gestimmte Saiten enthält [1]).

§ 28. Streichinstrumente. Die modernen Streichinstrumente gehören alle zur Familie der Violinen oder Geigen; beide Namen werden heute vollkommen gleichbedeutend gebraucht, während die Geige in früheren Zeiten ein anderes, weniger edles Instrument war. Die Familie umfaßt die Violine (Geige), die Bratsche, das Violoncello (Cello) und den Kontrabaß (Baß). Sie haben alle, in größeren oder kleineren Ausmaßen, die gleiche äußere Form; nur beim Kontrabaß ist teilweise Anlehnung an die Form der jetzt nicht mehr gebräuchlichen Violen oder Gamben (ds. Kap., § 30) zu spüren.

Fig. 86.



Schematisches Bild der Geige mit Bezeichnung einzelner Teile.

Der Körper der Geige (Fig. 86) besitzt eine flachgewölbte Decke aus Tannenholz, ebensolchen Boden aus Fichtenholz, beide durch die niedrige Zarge voneinander getrennt.

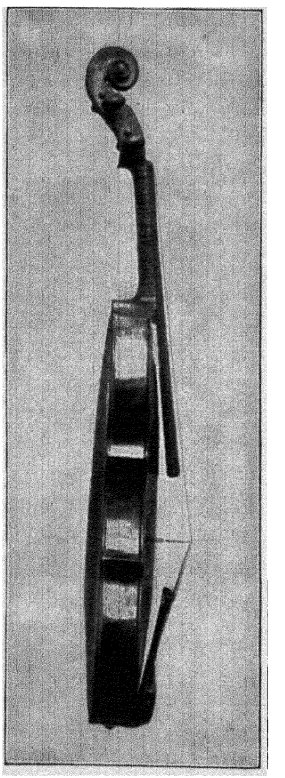
Die Teilung in Oberbügel, Mittelbügel und Unterbügel ergibt die charakteristische Form dieser Instrumente. Die im Mittelbügel vorhandene Einschnürung hat sich aus dem Bedürfnis ergeben, den Bogen ungehemmt auch auf der tiefsten und höchsten Saite spielen zu lassen. Die in die Decke eingefügten Schallöcher haben die bekannte f-Form. Zur Verstärkung und Versteifung des Körpers sind innen einige Leisten und Streben angebracht, der Baßbalken und die sogenannten „Stöcke", und unter dem einen Fuß (Diskantfuß) des zweifüßigen Steges ist zwischen Decke und Boden als Druckstab der sogenannte „Stimmstock" oder die „Stimme" eingeklemmt.

Der Hals ist scharf gegen den Körper abgesetzt, indem der obere Bogen des Oberbügels senkrecht auf den Hals stößt, im Gegensatz zur Bauart der Gamben, wo dieser Bogen sich aufwärts biegt und eine kleine Strecke am Hals hinaufläuft. Der vierchörige Bezug — im allgemeinen Darmsaiten, die tieferen davon (bei der Geige nur eine) zur Beschwerung mit Draht um-

[1]) Vgl. dazu aber auch ds. Kap., § 33, S. 242.

sponnen, nur die höchsten zuweilen Metallsaiten — ist unten am Saitenhalter befestigt, einem nahezu spitzwinklig dreieckigen Holzbrettchen, das mit seiner Spitze am tiefsten Punkt der Zarge (Sattelknopf) angeheftet ist. Die Saiten laufen über den brückenartig geformten „Steg", ein dünnes, mit zwei Füßen und mehreren eigenartigen Ausschnitten versehenes Holztäfelchen, dann das Griffbrett entlang und über dessen oberes, von einer kleinen Querleiste, dem „Sattel", gebildetes Ende in den Wirbelkasten, den oberen Abschluß des Halses. Seine Krönung ist die „Schnecke", ein charakteristisches Kennzeichen der Geigenfamilie, das nur selten durch einen anderen Zierat (z. B. Löwenkopf) ersetzt wird. Die vier Wirbel sind seitenständig.

Fig. 87 [1]).



Moderne Geige.

Gespielt werden die Streichinstrumente mit dem „Bogen". Er besteht aus einer Strähne Roßhaar, die an einem schwach gebogenen elastischen Holzstab von etwa 70 cm Länge ausgespannt ist, oben an der Spitze des Bogens fest, unten am Handende durch ein bewegliches, feststellbares Gleitstück, den „Frosch", mit dem Holzstab verbunden. Die Bogen sind für die vier Glieder der Geigenfamilie verschieden in der Größe und etwas verschieden geformt.

§ 29. Besondere Eigenschaften der vier Glieder der Geigenfamilie. a) Die Violine oder Geige (ital. il violino, engl. the violin, franz. le violon). Sie ist das höchst gestimmte (Diskant oder Sopran) der vier genannten Instrumente. Die Stimmung der vier Saiten ist $g\, d_1\, a_1\, e_2$ in Quintenschritten. Der Tonumfang[2]) ist etwa g bis a_3 oder sogar e_4, je nach der Geschicklichkeit des Spielers. Außer den Grundtönen, bei denen die leere oder die mit Fingeraufsatz verkürzte Saite in der Grundschwingung (1. Teilschwingung) schwingt, werden auch die Flageolettöne benutzt, d. h. die höheren Obertöne der leeren oder verkürzten Saiten. Erzeugt werden diese durch leises Gegendrücken des Fingers gegen die Saite an einer Stelle, wo der betreffende Teilton einen Bewegungsknoten hat, und Anstreichen mit dem Bogen. Die Geige ist sowohl Soloinstrument als auch Orchesterinstrument, und zwar das zurzeit bevorzugte, als eines der edelsten und vornehmsten geltende, was seinen Grund in dem schönen Ton und der Ausdrucksfähigkeit des Spieles hat (Fig. 87).

[1]) Fig. 87 und 88 aus Adler, Handbuch der Musikgeschichte, mit frdl. Erlaubnis des Verlages Heinrich Keller, Berlin.

[2]) Vgl. die Zusammenstellung des Tonumfangs der Hauptinstrumente bei E. Waetzmann, Die Resonanztheorie des Hörens, S. 25. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1912.

b) Die Bratsche [ital. viola (di braccio), engl. bass viol, franz. violon à bras oder alto]. Sie ist gewissermaßen die Altstimme der Streichinstrumente. In der Form gleicht sie ganz der Geige, nur sind ihre Maße alle etwas größer, so daß die Eigenresonanzen ihres Körpers tiefer liegen, jedoch nicht so viel wie die Stimmung der Saiten. Diese ist um eine Quinte tiefer, also $c\ g\ d_1\ a_1$. Daher ist der Klang etwas gequetscht, teilweise leicht näselnd. Als Soloinstrument wird sie selten benutzt. Tonumfang c bis etwa c_3. Der deutsche Name erklärt sich aus dem italienischen (Armviola).

c) Das Violoncello, abgekürzt Cello (ital. violoncello, engl. violoncello, franz. violoncelle). Es stellt die Tenorstimme dar und steht eine Oktave tiefer als die Bratsche, also $C\ G\ d\ a$. Tonumfang C bis etwa g_2, virtuosenmäßig noch höher hinauf. Sein Körper ist wesentlich größer; er wird beim Spielen mittels des unten eingesetzten „Stachels" auf den Boden gestellt und zwischen den Knien gehalten. Der Ton ist besonders auf der a-Saite weich und singend, teilweise der menschlichen Stimme ähnlich und von hohem Reiz. Es wird deshalb auch als Soloinstrument geschätzt.

d) Der Kontrabaß, abgekürzt auch Baß genannt (ital. contrabasso oder violone, franz. contrebasse, engl. counter bass oder double bass). Seine gegenwärtige Form schwankt etwas; die Italiener bauen ihn in vollkommener Violinform, die deutsche Form zeigt mit verhältnismäßig kurzem Hals und spitz an ihm hinauflaufendem Oberbügel Anlehnung an die Gambenfamilie. Der Bezug besteht aus vier Saiten, die aber nicht im Quinten-, sondern im Quartenverhältnis gestimmt sind, weil bei Quinten die Abstände der Griffe für die einzelnen Töne unbequem groß werden. Die Stimmung ist jetzt $E_1\ A_1\ D\ G$. Der Tonumfang reicht vom Kontra E bis etwa zum eingestrichenen a (a_1). Früher — etwa vor 1800 — stand die Stimmung in Quintenschritten einfach eine Oktave tiefer als beim Cello.

Der Baß ist nur Begleit- und Orchesterinstrument. Violine, Bratsche, Cello werden auch gemeinsam in der Kammermusik (Streichtrio und bei Besetzung mit zwei Geigen als Streichquartett) verwandt.

§ 30. Streichinstrumente älterer und besonderer Form. Die mehrfach erwähnten Violen oder Gamben bilden eine Familie von Streichinstrumenten, die gleich der Violinenfamilie Vertreter mehrerer Stimmlagen hat. Ihr Urbild ist die dem Cello entsprechende Viola da gamba (Kniegeige), von der die Bezeichnung Gamben auch für diejenigen Vertreter der Familie übernommen ist, die nicht mit den Knien, sondern mit dem Arm gehalten werden. Sie hatten flache Böden und Decken, etwas andere Form der Bügel, der Schallöcher und des Halses, und nicht vier, sondern sechs Saiten (Fig. 88). Die Oberkante des Steges war nicht eine nach außen stark konvexe Kurve, sondern ganz oder nahezu eine Gerade. Diese flache Stegform ermöglichte bequemes Akkordspiel auf mehreren Saiten zugleich. Der Klang der Gamben ist aber wegen ungünstiger Form des Resonanzkörpers weniger edel, und deshalb sind sie wie noch einige andere Formen — Baryton, Viola d'amour usw. — heute vollkommen von der Violinfamilie verdrängt.

Neben den Instrumenten der eigentlichen Geigenform werden zuweilen, besonders von ausländischen Musikkapellen, noch einige andere Formen benutzt, so z. B. die sogenannte Teufelsgeige, die einen viel längeren Körper und Hals hat und mehr als Kuriosum zu bewerten ist.

Fig. 88.



Viola da Gamba (Kniegeige).

Fig. 89[1]).



Moderne Harfe mit Pedalen zur Umstimmung.

§ 31. Harfen und harfenähnliche Instrumente. a) Eigentliche Harfen im engeren Sinne. Die Harfe [ital. arpa, engl. harp, franz. la harpe (Fig. 89)] ist ein sehr altes Instrument, im wesentlichen in ihrer jetzigen Gestalt schon bei den alten Ägyptern im Gebrauch. Der Resonanzkörper (Schallkasten) der modernen Harfe hat annähernd die Form eines hohlen Pyramiden- oder Kegelstumpfes, dessen spitzer Teil nach oben weist. An das obere Ende setzt sich horizontal der etwas schlangenförmig gekrümmte Hals an, der die oberen Befestigungspunkte der Saiten in Form von Stiften oder Wirbeln enthält, während die unteren Enden auf der Oberseite (Decke) des schräg stehenden Schallkastens befestigt sind. Zwischen dem äußeren Halsende und dem unteren Schallkastenende ist bei der modernen europäischen Harfe ein Versteifungsstab (Vorderstange) angebracht, der den Zug der Saiten auszuhalten hat. Die Höhe des Schallkastens sowie der Vorderstange und damit auch die Länge der tiefsten Saite ist etwa 1,5 m; Tonumfang der

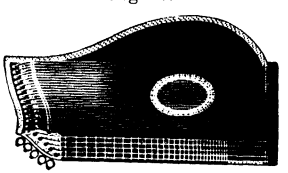
[1]) Die Figuren 89, 90, 91, 92, 96, 102, 103, 106, 107, 108, 109, 110, 111, 113, 114 aus Meyers Konversationslexikon 7. Aufl., mit freundl. Erlaubnis des Bibl. Inst., Leipzig.

modernen Konzertharfe mit 46 Saiten $6^1/_2$ Oktaven vom Kontra-*Ces* bis zum viergestrichenen *ges* (oder gleichbedeutend H_2 bis fis_4), jedoch nicht in chromatischen Halbtonstufen, sondern in siebenstufiger diatonischer Leiter. Der Versuch, chromatische Harfen einzuführen, scheiterte an der Unhandlichkeit infolge zu großer Saitenzahl. Die moderne Pedalharfe erlaubt, mittels eines Pedalmechanismus zusammengehörige Saiten der verschiedenen Oktaven entweder um einen halben oder einen ganzen Ton zu erhöhen, so daß in beschränktem Maße eine Chromatisierung erreicht ist. In früheren Zeiten waren auch kleinere Harfen im Gebrauch, insbesondere bei den Stämmen des germanischen Altertums, wo das Spiel auf der Harfe zur vornehmen Erziehung gehörte.

Der Harfe in mancher Hinsicht ähnlich (frei durch die Luft geführte Saiten) waren die hauptsächlichsten Saiteninstrumente des alten Griechenland, die Phorminx, die Lyra (Leier) und die Kithara, sowie das Nabla genannte Instrument der alten Ägypter. Doch sind Lyra und Kithara andererseits wegen der Form des Resonanzkörpers und der Befestigung der Saiten an ihm den Lauten ähnlich, es sind sogenannte Jochlauten, d. h. Lauten, bei denen die oberen Saitenenden von einem am Lautenkörper befestigten Joch aus Antilopenhörnern (später aus Holz) getragen wurden. Die Saiten laufen also mit einem Teil ihrer Länge über den Resonanzkörper hinweg, wie bei den eigentlichen Lauten.

b) Zither (Schlagzither, Gebirgszither). Bei der Zither (Fig. 90) sind die Saiten nicht frei durch die Luft gespannt, sondern dicht oberhalb der Decke eines flachen Resonanzkastens. Die meistbenutzte Form besitzt 41 bis 47 Saiten, von denen fünf über Bünde laufen und durch Fingeraufsatz verkürzt werden können (Spielsaiten), während die übrigen (Begleitsaiten) stets in voller Länge als „leere" Saiten benutzt werden. Es sind teils Darmsaiten, teils solche von Seide mit Draht besponnen, teils Metallsaiten. Der Ton ist nicht stark, die höheren Saiten haben einen spitzen, klimpernden Klang. Dieser Charakter wird durch die Spielweise — mehrfaches schnell aufeinanderfolgendes Anreißen mit dem am Spielfinger befestigten Metallstift (Plektron) — noch hervorgehoben. Zwei etwas verschiedene Formen des Resonanzkörpers werden als „Salzburger" und „Mittenwalder" Zither bezeichnet. Der Tonumfang ist bei 36 Saiten meist H_1 bis ais_3. Die fünf Melodiesaiten haben wie die Bratsche die Stimmung $c\,g\,d_1\,a_1$; die höchste von ihnen, a_1, ist doppelt.

Fig. 90.



Zither.

Abarten der griffbrettlosen Zither, die zugleich als Vorläufer des modernen Hammerklaviers zu gelten haben, sind der Kielflügel oder das Klavicembalo (Cembalo) des 17. und 18. Jahrhunderts, bei dem die Saiten mittels eines durch Tastenanschlag bewegten Federkiels (von einer Rabenfeder) gerissen werden, und das Klavichord, das sich bis etwa 1800 hielt und bei dem der Tastendruck eine Art Hammer, die sogenannte „Tangente", gegen die Saite drückte, zugleich ihre Länge abgrenzend und die längere Abteilung zum Tönen anregend. Beide gehören also nach anderer Einteilung zu den Tasten-

instrumenten. Eine andere Form der Zither ist das Hackbrett, das vom 12. bis 16. Jahrhundert häufiger, später bis Ende des 17. Jahrhunderts noch gelegentlich unter anderem Namen (Pantaleon) und in etwas veränderter Form (Cimbalon) heute noch manchmal von Zigeunerkapellen benutzt wird. Seine zahlreichen Saiten werden mit zwei kleinen Klöppeln geschlagen, die der Spieler in den Händen hält. Es ist daher ein sehr einfacher Vorläufer des modernen Hammerklaviers.

Ein zitherähnliches Instrument mit sehr schmalem Schallkasten (nur aus einem hohlen Bambusstab bestehend), ist die indische Vina.

§ 32. Lauten und lautenähnliche Instrumente. Unterscheidungsmerkmal gegen die Zitherinstrumente ist der zusammengesetzte Bau, indem an den hohlen Resonanzkörper als Verlängerung ein massiver Hals angesetzt ist, der mit als Träger der Saiten dient; seine Oberseite bildet das ziemlich lange Griffbrett. Die verschiedene Formung des Resonanzkörpers hat mehrere Familien dieser Instrumente ergeben.

a) Lauten im engeren Sinne. Der Schallkasten der Laute [ital. liuto, engl. lute, franz. luth (Fig. 91)] hat einen fast halbkugelig gewölbten Boden und eine flache ebene Decke, in der Mitte mit einer kreisrunden Gitterrose als Schallöffnung versehen. Die heutigen Vertreter sind die gewöhnliche Laute und die größere Konzertlaute; eine ältere Form war die Mandola (sprich mandóla) mit keulenförmigem Resonanzkörper und nicht scharf abgesetztem Hals. Die Saiten — bei der Laute jetzt meist sechs einfache Saiten wie bei der Gitarre, bei der Konzertlaute vermehrt um eine Anzahl Baßsaiten (Bordunsaiten) — sind unten an einer auf der Korpusdecke aufgeleimten Leiste (Querriegel) befestigt, oben über Wirbel geführt, die in einem Wirbelbrett (Wirbelkasten) sagittal, d. h. mit ihrer Achse von vorn nach hinten gehend, angebracht sind. Stimmung und Tonumfang ist bei der gewöhnlichen Laute $E\,A\,d\,g\,h\,e_1$, womit der Tonumfang drei Oktaven von E bis e_2 wird. Gespielt wird sie mit dem Daumen der rechten Hand. Der Name Laute soll vom arabischen Worte al' ûd, das Holz, herstammen, das sich im Spanischen in la-úd umwandelte.

Fig. 91.



Moderne Laute.

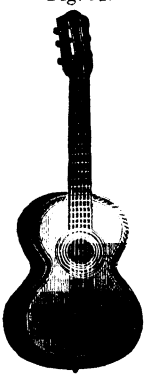
b) Mandoline (ital. mandolino). Die Mandoline ist kleiner als die Laute, in der äußeren Gestalt — halbkugelförmiger bzw. halbbirnen- oder mandelförmiger Resonanzkörper mit Hals- und Griffbrett — ihr ähnlich. Jedoch sind die Saiten unterständig, d. h. nicht an einem Querriegel auf der Decke, sondern am Boden des Resonanzkörpers mittels Saitenhalter befestigt. Die meist gebrauchte „neapolitanische Mandoline" ist vierchörig mit vier Doppelsaiten in der Stimmung $g\,d\,a_1\,e_1$ der Violine. Gespielt wird sie vibrierend mit einem Stäbchen (Penna).

Die „Mailänder Mandoline" ist eigentlich eine Laute mit sechs Saiten; sie hat die Stimmung $g\,h\,c_1\,a_1\,d_2\,e_2$. Der Name Mandóla (mandóra) und

Mandoline soll nicht von der Mandelform des Resonanzkörpers abzuleiten sein, sondern mit der Bezeichnung pandura (bandura) eines indischen Saiteninstruments zusammenhängen.

c) Gitarre (Zupfgeige) (Fig. 92). Die moderne Gitarre (ital. chitarra, engl. guitar, franz. guitare) hat einen äußerlich der Geige etwas ähnlichen Resonanzkörper mit durch Zarge getrennter Decke und Boden, beide jedoch flach; einen Bezug von sechs einfachen Saiten, mit der Stimmung $EAdghe_1$ wie die gewöhnliche Laute, oberständige (Querriegel) Befestigung der Saiten und einen Wirbelkasten mit Sagittalwirbeln, die jedoch meist zur feineren Einstellung durch Schneckentrieb mit Seitenwirbeln gedreht werden. Sie soll sich aus der Fiedel, einer uralten Vorgängerin der modernen Geige oder Violine, entwickelt haben. Der Name stammt — ebenso wie „Zither" — aus dem griechischen Kithara (κίθαρα), soll aber auf dem Umweg über das Arabische seine jetzige Form erhalten haben.

Fig. 92.



Moderne Gitarre.

Der Gitarre und Laute ähnlich ist die aus der Ukraine stammende, heute von russischen Konzertkapellen oft gebrauchte Balalaika.

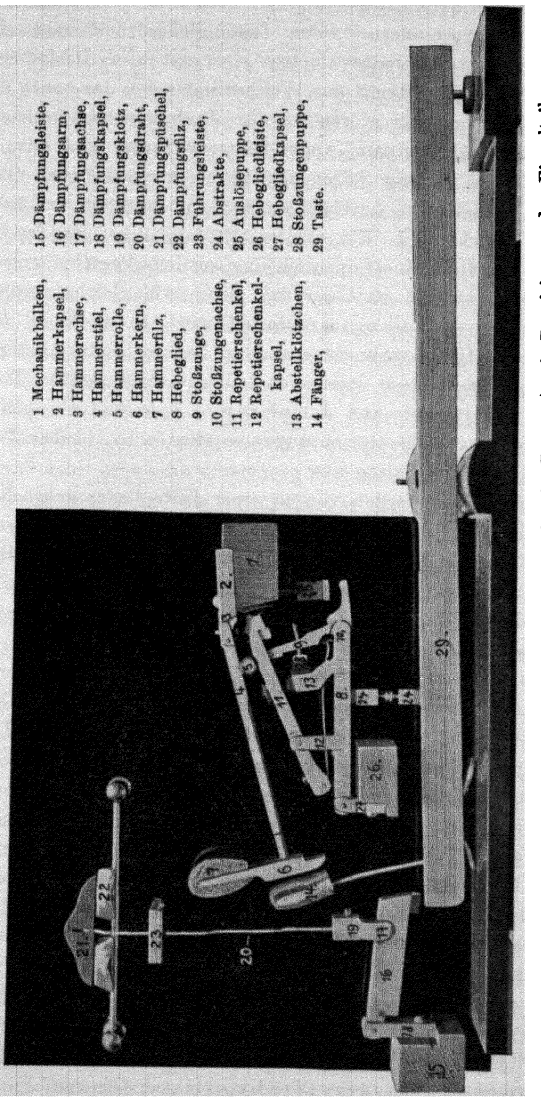
§ 33. Hammerklavier und Flügel. Diese beiden Instrumente werden wegen der Tastenmechanik, die zum Anschlagen der Saiten dient, auch als Tasteninstrumente bezeichnet. Die gleiche Bezeichnung gilt aber aus ähnlichem Grunde auch für Orgel und Harmonium. Vom physikalischen Gesichtspunkt aus müssen sie als Instrumente mit geschlagenen Saiten angesehen werden.

Der ursprüngliche Vertreter dieser Familie, der für die Konzertmusik die Hauptrolle spielt, ist der Flügel, bei dem die Saiten horizontal liegen; der Name Klavier, der eigentlich auch ihm zukam und im Grunde nur die Spielart, nämlich mit Tasten (vom lat. clavis), angibt, ist heute auf die andere Form mit vertikal stehenden Saiten übergangen, die zunächst — und auch jetzt noch — als Pianoforte oder Pianino bezeichnet wurde. In früherer Zeit, bis zum Beginn des 19. Jahrhunderts, hießen die damals gebräuchlichen Instrumente, Klavichord und Kielklavier (Kielflügel, Klavicembalo) — vgl. das in § 31b Gesagte —, Klavier, das jetzige Klavier zum Unterschied davon Hammerklavier.

Der Anschlag mit Hammer ermöglicht Hervorbringung verschieden starker Töne je nach der Stärke des Hammeranschlags, und dieser wieder wird durch die Stärke des Fingerdruckes auf die Taste bedingt. Durch diesen Vorzug hat das Hammerklavier seine eben genannten Vorgänger verdrängt. Zur getreuen Übertragung jeder Feinheit des Tastendruckes auf den Hammer dient ein ziemlich komplizierter Hebelmechanismus, Mechanik genannt (Fig. 93, Ibach), der von den zahlreichen Klavierbauern in verschiedenen Formen ausgeführt wird. Es gibt drei Grundtypen: Die Wiener, die englische und die Pariser, von Erard erfundene Mechanik, welch letztere jetzt wohl am häufigsten gebaut wird. Sie wird auch als Repetitionsmechanik bezeichnet.

Bei ihr wird der nach dem Schlag von der Saite zurückfallende Hammer auf halbem Wege aufgehalten, und schon ein ganz leiser neuer Tastendruck läßt ihn dann wieder gegen die Saite schnellen, wodurch ein schnelles Neuerklingen bzw. ein verlängertes Klingen bewirkt wird.

Fig. 93.



Mechanik eines modernen Konzertflügels (von R. Ibach, Barmen) mit Bezeichnung der Einzelteile.

Die Hämmer sind aus Holz und ihre Köpfe mit Filz überzogen, um den Anschlag weicher zu gestalten und die Entstehung höherer Obertöne zu hindern. Bei zu großer Weichheit des Filzes wird der Klang freilich zu sehr gedämpft

und etwas dumpf. Der Anschlagpunkt liegt um $^1/_7$ bis $^1/_9$ vom Saitenende entfernt.

Als wichtige Einrichtungen sind noch zu nennen: Die Dämpfung und die Verschiebung. Erstere besteht aus Filzleisten, für jeden Ton eine, die dauernd auf den Saiten aufliegen und ihr unerwünschtes Klingen, z. B. durch Resonanzwirkung, verhindern. Beim Tastenniederdruck hebt sich die betreffende Leiste von der Saite ab, legt sich erst beim Loslassen der Taste wieder an und schneidet damit das Weiterklingen ab, das sonst insbesondere bei schneller Tonfolge sehr stören würde. In besonderen Fällen kann aber das Weiterklingen aller einmal angeschlagenen Saiten und auch eventuelles Resonanzmitklingen anderer Saiten absichtlich durch Abheben aller Dämpfer herbeigeführt werden, was durch einen mit dem rechten Fuß auszulösenden Hebel (Pedal) bewirkt wird. Ein zweites mit dem linken Fuß zu betätigendes Pedal bewirkt bei vielen Instrumenten eine seitliche Verschiebung der ganzen Hammermechanik, so daß statt der drei oder zwei gleichgestimmten Saiten, die einen Ton geben, nur eine getroffen wird, wodurch die Klangfülle vermindert wird. Bei Instrumenten anderer Bauart bewirkt das zweite Pedal keine Verschiebung, sondern dauerndes Anliegen einer zweiten Dämpferleiste, wodurch der Klang weich und dumpf wird. Zuweilen ist noch ein drittes Pedal vorhanden, das Sondereinrichtungen betätigt (z. B. Abheben der Dämpfung nur von einem Teil der Saiten usw.).

Die tiefsten Töne werden von je einer Saite hervorgebracht, die tiefen von je zwei und die mittleren und hohen von je drei, zuweilen sogar vier Saiten; der Bezug ist also einchörig bis dreichörig (bzw. vierchörig), wobei die Bezeichnung chörig in etwas anderem Sinne gebraucht wird als bei den vorher behandelten Zupf- und Streichinstrumenten (§ 27 am Schluß). Der Tonumfang des modernen Klaviers reicht von A_2 (Subkontra A) bis a_4 (viergestrichenes a), und zwar in chromatischer Folge. Das Klavier mit seiner festen Stimmung hat ganz besonders die Einführung der „gleichschwebenden Temperatur“ (Kap. II, § 32) begünstigt, die bei den normalen Instrumenten jetzt seit langem allgemein angenommen ist. Nur Sonderkonstruktionen für besondere Zwecke werden gelegentlich anders gestimmt, wozu dann aber meist auch eine komplizierte Klaviatur gehört. Die gewöhnliche Klaviatur besteht aus sieben weißen Tasten (Untertasten) *c*, *d*, *e*, *f*, *g*, *a*, *h* für die Töne der diatonischen *C*-Durskala und fünf schwarzen Obertasten für die erhöhten bzw. vertieften Töne *cis* (*des*), *dis* (*es*), *fis* (*ges*), *gis* (*as*), *ais* (*b*); (Kap. II, § 32, Fig. 59). Gestimmt werden Flügel und Klavier immer in internationaler Kammertonstimmung mit $a_1 = 435$ Schw./sec.

II. Instrumente mit schwingenden Stäben (Zungen).

§ 34. Stab- oder Zungeninstrumente. Einteilung. Gruppe der Schlaginstrumente. Massive Stäbe, bei sehr flacher Form auch als Zungen bezeichnet, und hohle Stäbe (Röhren) werden als klanggebende Bestandteile in verschiedenen Instrumenten benutzt. Diese selbst sind sehr verschiedenartig sowohl nach Form wie Spielart. Die Art der Klangerregung

bietet hier das geeignete Mittel zur Einteilung. In Frage kommt Anschlag mit Hammer, Anreißen (Zupfen), Anreiben (Anstreichen) mit feuchtem oder klebrig gemachten Reibzeug (Finger, Hand, Tuchlappen usw.) und Anblasen mit Luftstrom. Die so gebildeten Instrumente gelten mit ganz wenigen Ausnahmen (Harmonium und vielleicht noch Glockenklavier oder Celesta) musikalisch als weniger edel.

a) Stabschlaginstrumente sind: Stimmgabel, Triangel, Uhrspirale, Xylophon oder Stabklavier, Glockenklavier oder Celesta. Die dabei benutzten schwingenden Stäbe sind teils gerade, teils gekrümmt. Ihre Befestigung ist sehr verschieden; teils werden sie an einem Ende eingespannt (Klangspirale der Uhren), teils an einem oder zwei inneren Knotenpunkten aufgelegt oder aufgehängt (Xylophon und Celesta, sowie Triangel), teils mit Haltegriff oder Stiel versehen (Stimmgabel).

Die Schwingungsform der geraden und der schwach gekrümmten Stäbe ist derjenigen der Saiten ähnlich, doch sind die Längen der schwingenden Abteilungen zwischen den Knoten verschieden groß, was besonders bei den tieferen Teiltönen hervortritt. Auch sind die Teiltöne nicht harmonisch zum Grundton. Der Gesamtklang hat etwas weniger Ausgeglichenes, er ist schärfer, manchmal sogar schrill und unharmonisch, besonders bei stärkerem Hervortreten der Obertöne. Manche Formen (z. B. Stimmgabeln) geben bei geeignetem Anschlag nur sehr schwache Obertöne; der fast nur aus dem Grundton bestehende Klang erscheint vom musikalischen Standpunkt aus dumpf, leer, wesenlos. Bei anderen (Triangel) ist er wegen zahlreicher kräftiger Obertöne sehr scharf. Die Schwingungsform des Triangels nähert sich übrigens wegen seiner besonderen Gestalt derjenigen des an einer Stelle aufgeschnittenen Ringes.

Näheres über die Stimmgabel, die im wesentlichen ein Normaltoninstrument ist, findet sich in § 5, über die Stabschwingungen im allgemeinen in § 3 und 4 dieses Kapitels.

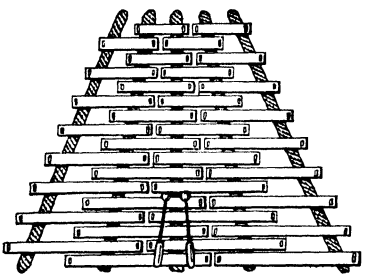
Das Triangel ist ein zu einem annähernd gleichseitigen Dreieck von etwa 30 cm oder mehr Seitenlänge gebogener Stahl- oder Messingstab. Das Dreieck ist an einer Spitze offen und wird dort von einem Faden oder Lederband freischwebend gehalten. Es wird mit einem kleinen Stab geschlagen und gibt in der Orchestermusik in besonderen Fällen die höchsten Glanzlichter.

Die Uhrenklangspirale wird bei vielen Wand- und Standuhren mit Schlagwerk zum Stundenschlagen benutzt. Sie ist lediglich ein längerer Draht, also Metallstab, der durch die Biegung zur flachen Spirale genügende Festigkeit erhält, um freitragend an seinem einen (inneren) Ende aufgehängt zu werden und beim Anschlagen zu tönen. Die durch die Krümmung erhöhte Eigenelastizität erhöht zugleich den Ton, der bei gestrecktem Draht von gleicher Länge sehr tief sein würde.

Das Xylophon (Stabklavier, Strohfidel, Holzharmonika) oder, wenn die Stäbe aus Metall sind, auch Metallophon oder Stahlspiel genannt (Fig. 94), ist teils Kinderspielzeug, teils Sonderinstrument. Es besteht aus flachen

Holz- oder Metallstäben verschiedener Länge und beliebiger, meist bei allen gleicher Breite und Dicke. Die Längen, nötigenfalls auch die Dicken, sind so abgeglichen, daß die aufeinanderfolgenden Stäbe die Tonleiter geben. Die Stäbe liegen auf zwei schräg gegeneinanderlaufenden Strohseilen oder Filzleisten mit ihren Schwingungsknoten auf, so daß sie mit zwei freien Enden schwingen. Das in Asien viel gebrauchte und in mannigfaltigen Formen gebaute, vielleicht auch dort ursprünglich heimische Instrument hat bei uns keine größere künstlerische Bedeutung, auch dann nicht, wenn das Anschlagen der Hämmer durch eine Klaviatur besorgt wird.

Fig. 94.



Xylophon (Stabklavier) mit flachen Metallstäben.

In der Anordnung als Glockenklavier ist es etwas veredelt worden, indem die Hinzufügung von abgestimmten zylindrischen Luftresonatoren die Grundtöne hervorhebt, die unharmonischen Obertöne unterdrückt und damit den Klang verbessert. Besonders schön und glockenartig wird der Klang in der „Celesta" genannten Form, bei der die massiven Stäbe durch hohle dünnwandige Rohre ersetzt sind.

Das Metallophon (Stahlspiel) des Orchesters hat etwa einen Tonumfang von b_2 bis c_5, das in Tirol noch gebräuchliche Xylophon einen solchen von etwa c_1 bis c_4. Beide werden chromatisch gestimmt.

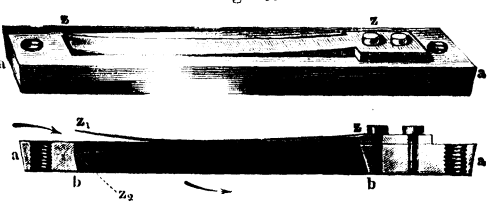
§ 35. Stabinstrumente (Fortsetzung). Gruppe der Reiß- oder Zupf- und der Reibe- oder Streichinstrumente. b) Stab-Reißinstrumente (Zupfinstrumente). Das Anreißen oder Zupfen durch Ausbiegen und Wiederloslassen des Stabes kommt in der Wirkung ziemlich auf dasselbe hinaus wie Anschlag mit Hammer. Es kann z. B. auch bei der Stimmgabel angewandt werden. Das eigentliche Musikinstrument dieser Art ist aber die Spieldose oder, wenn mechanisch bewegt, Spieluhr. Sie besteht aus einer Anzahl abgestimmter Zungen (Lamellen, dünne Stäbe), meist wie die Zähne eines Metallkammes angeordnet, die mit zahlreichen auf einer drehbaren Walze stehenden Stiften ausgebogen und so zum Schwingen gebracht werden. Bei der Kleinheit der ganzen Anordnung handelt es sich meist nur um höhere Töne, was dem Instrument dann einen charakteristischen klimpernden Klang verleiht.

c) Stab-Reibe-(Streich)-Instrumente. Die aus verschieden langen Metall- oder Glasstäben zusammengebauten Instrumente, bei denen die Stäbe durch Reiben mit nassem Finger oder angefeuchtetem bzw. mit Kolophonium klebrig gemachtem Tuch in Longitudinalschwingungen versetzt werden, haben im Anfang des 19. Jahrhunderts viel Aufsehen erregt. Heute haben sie nur historisches Interesse. Solche Streichstabspiele, in Verbindung mit einer

Klaviatur, die mechanisches Anreiben bewirkt, auch als Klavicylinder bezeichnet, sind beispielsweise von Chladni in mehreren Formen ersonnen und ausgeführt worden. Auch Verbindungen von längsschwingenden mit gleichgestimmten querschwingenden Stäben zur besseren Tonabgabe an die Luft sind versucht worden. Instrumente dieser Art hießen Euphone; auch sie haben nur historischen Wert. Alle diese Instrumente bewegen sich im wesentlichen in den höheren Tonlagen, wenn die Stablänge nicht übertrieben groß werden soll.

§ 36. Stabinstrumente (Fortsetzung). d) Gruppe der Stab-(Zungen)-Blasinstrumente (Harmonium, Drehorgel oder Leierkasten, Ziehharmonika und Mundharmonika). Instrumente, bei denen der Luftstrom nur zur Erregung der als dünne Zungen ausgebildeten Stäbe dient, gibt es unter den gebräuchlichen eigentlich nicht, da bei diesen auch der Luftstrom selbst in Schwingungen versetzt wird, die eine bedeutende Rolle bei der Tonerzeugung spielen. Die schwingenden Zungen dienen nämlich stets zugleich als Verschlüsse von Öffnungen in festen Wänden und steuern infolgedessen den Luftstrom, ihn periodisch verstärkend oder schwächend und zeitweise ganz abdrosselnd. Immerhin aber bestimmen Zungen aus festerem Stoffe (Metall), wenn sie nicht mit einer abgestimmten Luftsäule in einem Rohre (Pfeife) gekoppelt sind, ihre Schwingungsfrequenz, also die Tonhöhe, so weitgehend selbständig, daß man von der besonderen Mitwirkung der Schwingungen der Luft absehen kann und nur ihre Strömung zu beachten braucht, die die Anregung gibt. Das ist verwirklicht in den als Harmonium, Drehorgel oder Leierkasten, Ziehharmonika und Mundharmonika bekannten Instrumenten, während die Verbindung schwingender Zungen mit abgestimmten Luftsäulen bei den Zungenpfeifen der Orgel und bei gewissen Holzblasinstrumenten des Orchesters vorhanden ist, die bei den Instrumenten mit schwingenden Luftmassen behandelt werden (ds. Kap., § 41 ff.).

Fig. 95.



Freischwingende, durchschlagende Metallzunge des Harmoniums.

Das Harmonium ist ein Tasteninstrument mit Klaviatur, wie das Klavier sie hat. Zur Winderzeugung dienen zwei Blasebälge, die durch zwei den Klavierpedalen ähnliche Pedale abwechselnd von den beiden Füßen in Tätigkeit gesetzt werden. Sie liefern ihren Wind in den Magazinbalg, von wo er den durch Tastenniederdruck freigegebenen Zungen zugeführt wird. Durch einen besonderen Registerzug (Expressionszug) kann dieser Magazinbalg ausgeschaltet und der Wind von den Tretbälgen (Schöpfbälgen) unmittelbar zu den Zungen geleitet werden, wodurch beliebige Beeinflussung der Tonstärke seitens des Spielers ermöglicht wird. Die Zungen sind freischwingend durchschlagende (Fig. 95). Verschieden-

artige Form und Befestigung derselben bewirkt unterschiedliche Klangfarbe, was zur Herstellung mehrerer Register wie bei der Orgel benutzt wird. Die Klangunterschiede sind jedoch nicht so ausgeprägt wie bei dieser. Das Harmonium bildet einen leicht transportabeln, in seiner äußeren Gestalt dem Klavier gleichenden Ersatz der Orgel, der sich für kleinere Räume eignet. Es ist von den angeführten Zungeninstrumenten das edelste.

Nach den gleichen Grundsätzen (durch Wind, der aus Bälgen gewonnen wird, bewegte Zungen) ist auch die Drehorgel oder der Leierkasten (leiern = drehen) in der gegenwärtigen Form gebaut. Nur ist das ganze Instrument kleiner, in einen Tragekasten eingebaut, und die Klaviatur ist durch eine auswechselbare Stiftwalze ersetzt, die mit einer Handkurbel gedreht wird. Die gleiche Kurbel setzt auch die Bälge in Bewegung. Wegen seiner Kleinheit umfaßt es meist nur wenige Oktaven und läßt gewöhnlich besonders die tiefsten Baßtöne als Begleitung vermissen.

An ähnlichem Mangel leiden auch die beiden folgenden Instrumente, die jedoch als frei zu spielende über jenem mechanischen Musikinstrument stehen. Es sind die Ziehharmonika, auch Trecksack (= Ziehsack) oder Bandoneon genannt, und die Mundharmonika (Mundäoline).

Bei ersterer wird ein mit fester hölzerner Grund- und Deckplatte versehener, gefalteter Lederbalg mittels daran befestigter Griffe und Lederschlaufen mit beiden Händen abwechselnd auseinandergezogen und zusammengedrückt. Der so entstehende Wind bringt Metallzungen zum Schwingen, die in diese Abschlußplatten eingesetzt sind und die durch ebenfalls an den Platten befindliche druckknopfförmige Tasten freigegeben werden. Das Instrument ermöglicht bei geschicktem Spiel recht weitgehend ein harmonisches und melodisches Musizieren und ist besonders bei der seefahrenden Bevölkerung beliebt, worauf der dort gebräuchliche Name Schifferklavier hinweist.

Bei der Mundharmonika werden die Zungen direkt mit dem Munde angeblasen. Sie sitzen nebeneinander auf einer oder meist zwei parallel laufenden schmalen Leisten, die mit zwei seitlichen Abschlußleisten ein schmales langgestrecktes, durch Zwischenwände in kurze Windkanäle abgeteiltes Kästchen bilden, das man an den Lippen entlang führt. Es ist wohl das einfachste Instrument dieser Art und dient hauptsächlich als Kinderspielzeug.

III. Instrumente mit Membranen (Fellinstrumente).

§ 37. Allgemeines. Schwingungsform. Gespannte dünne Häute (Membranen) haben eine große Fülle von Eigenschwingungen. Ihre im allgemeinen unharmonischen Teiltöne liegen teilweise sehr dicht beieinander, was für ihre Verwendung als resonierende Aufnahmesysteme wichtig ist. Bei der Tonerzeugung, also bei ihrer Anwendung an Musikinstrumenten, ist diese große Fülle von — noch dazu unharmonischen — Teiltönen eher störend, weil der Gesamtklang dadurch beeinträchtigt wird. Er ist wegen der starken Dämpfung, die durch die geringe Membranmasse bedingt ist,

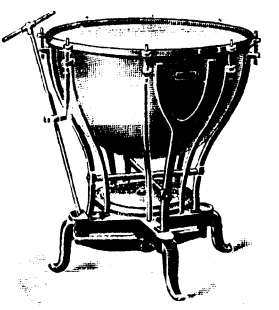
sonnen verklingend und wenig ausgeprägt; manchmal ist seine Höhe nur schwer bestimmbar. Im allgemeinen wird der tiefste erregte Teilton für die Höhe des gehörten Klanges maßgebend sein.

Die Schwingungsformen der bei Musikinstrumenten immer kreisrunden, ringsum eingespannten Membranen sind in § 6 dieses Kapitels beschrieben. Die Erregung geschieht durch Anschlag mit einem Schlägel, dessen Größe der Instrumentengröße angepaßt ist. Die Instrumente werden daher auch unter dem Sammelnamen „Schlagtrommeln" zusammengefaßt.

§ 38. Einzelne Fellinstrumente oder Schlagtrommeln. Fellinstrumente oder Schlagtrommeln der europäischen Musik sind Kesselpauke, große und kleine Trommel, Tamburin oder Schellentrommel, letzteres allerdings nur bedingt, da es in der Orchestermusik nicht als ordentliches Instrument, sondern nur gelegentlich zur Situationsschilderung benutzt wird und sonst nur als Begleitinstrument südländischer Tänze auftritt.

a) Pauke, franz. la timbale, ital. timpano, engl. kettel drum (Fig. 96). Bei der Kesselpauke ist das Fell (ein besonders festes, dünnes gegerbtes Leder) über die Öffnung eines nahezu halbkugeligen, kesselförmigen Resonanzkörpers aus Metallblech gespannt. Die Spannung kann durch Anziehen von Schnüren oder bei modernen Pauken durch Schrauben verändert und die Pauke dadurch gestimmt werden. Der Kessel schwingt als glockenförmiger Körper mit und wirkt dabei als Resonanzkörper, so daß bei geeigneter Dimensionierung desselben der gewünschte Ton gegenüber den anderen Tönen des Paukenfells so verstärkt wird, daß seine Höhe einigermaßen deutlich zutage tritt. Meist werden zwei verschieden große Pauken benutzt, die große oder G-Pauke mit einem Tonumfang von E oder F bis c und die kleine oder C-Pauke mit B oder c bis g. Physikalisch-akustisch hat Lord Rayleigh[1]) die Pauke untersucht.

Fig. 96.



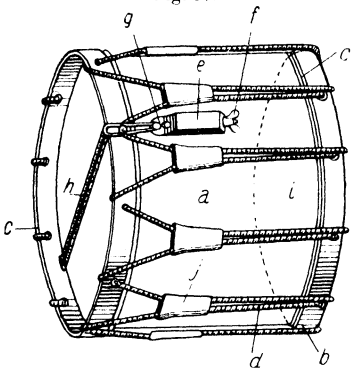
Pauke mit Spanneinrichtung zur schnellen Umstimmung.

b) Trommel (Fig. 97). Die Trommel oder genauer Röhrentrommel unterscheidet sich von der Pauke dadurch, daß der Resonanzkörper zylindrisch geformt ist. Er wird Zarge, fälschlich auch Kessel genannt. Je nach seiner Länge unterscheidet man Langtrommeln oder Flachtrommeln, die aber in verschiedenen Übergangsstufen vorkommen. Der Körper war früher vielfach aus Holz, jetzt ist er bei den europäischen Trommeln allgemein aus Metall, nur die ganz flache Schellentrommel (Tamburin) mit einem Fell hat den Holzreifen bewahrt. Die große Trommel (vielfach fälschlich Pauke genannt, engl. bass drum, franz. grande oder grosse caisse, ital. gran cassa) und die kleine Trommel (auch Wirbel-, Rollier- oder Rührtrommel, engl. tenor drum,

[1]) Lord Rayleigh, Phil. Mag. (5) 7, 161, 1879.

franz. tambour roulant, caisse sourde, ital. tamburo rullante genannt, oder in der modernen kleinen Ausführung Ordonanz-, Militär-, Turnertrommel engl. side drum, franz. caisse claire, ital. tamburo militare oder cassa genannt) haben an jedem Zylinderende ein Fell; das eine stärkere, das „Schlagfell", wird von dem Schlägel geschlagen, das andere schwächere „Saitenfell" dient als Resonanzorgan zur Erzeugung des eigenartigen Schnarrtons der Trommel mittels einer dicht über seiner Oberfläche querüber gespannten „Schnarrsaite", gegen die das schwingende Fell schlägt. Durch Wegnahme der Schnarrsaite wird der Klang dumpfer, „gedämpft". In allen Fällen ist der Klang kurz und schnell verhallend, aus Grundton und nicht-harmonischen Obertönen zusammengesetzt; die genaue Tonhöhe der Teiltöne ist schwer bestimmbar.

Fig. 97.



Kleine Trommel älterer Form mit Leinen oder Schnüren zum Spannen des Felles (Leinentrommel).

a Zarge, *b* Spannreifen, *c* Wickelreifen, *d* Leine, *e* Saitenschraube, *f* Schraubenflügel, *g* Anhängehaken, *h* Schnarrsaite, *i* Fell, *j* Schleife.

Große und kleine Trommel finden hauptsächlich bei Marsch- und Militärmusik Verwendung, seit altersher zusammen mit Pfeifen.

Die physikalischen Schwingungsgesetze homogener kreisförmiger Membranen sind wegen unvollkommener Homogenität (ungleichförmige Dicke, Elastizität und Spannung des Felles) nur sehr bedingt erfüllt. Die Chladnischen Klangfiguren (theoretisch Kreise und Durchmesser) sind meist stark verzerrt. Weiter sind auch die theoretisch aus Größe, Masse und Spannung unter Berücksichtigung der Form des Felles berechneten Schwingungszahlen infolge Vergrößerung der bewegten Masse durch Mitbewegung der anliegenden Luftschicht teilweise stark verändert. Das gilt natürlich ebenso für die Schwingungen der Pauke und des Tamburins. Wegen der außerordentlich geringen Ausprägung einer bestimmten Tonhöhe wird für die Trommel keine besondere Einstimmung gefordert; sie dient nur als rhythmisches Instrument. Beim Spielen wird die kleine Trommel so befestigt — auf einem Gestell oder bei Marschmusik am Körper der Spieler —, daß die Felle nahezu wagerecht stehen; die große Trommel so, daß die Felle senkrecht stehen. In außereuropäischen Ländern, z. B. Afrika, spielen die Trommeln und teilweise auch Pauken eine weit größere Rolle, sowohl als rhythmische Musikinstrumente, wie auch als Signalinstrumente zur Weitergabe von Nachrichten.

c) Das Tamburin (Schellentrommel), engl. timbrel, franz. tambour de basque, ital. tamburino, hat wegen Fehlens eines resonierenden Luftraumes den kürzesten, trockensten Klang. Es wird mit den Knöcheln oder Fingern der Hand geschlagen. Wenn sein Reifen mit Schellen (kleinen, kreisförmigen in der Mitte durchbohrten, auf kurzen Drahtenden sitzenden Messingscheibchen) versehen ist, klingen diese klirrend mit und verdecken den Fellton teilweise.

d) Indische Trommeln mit ungleichförmiger stetiger Massenverteilung. Durch künstliche Belastung[1]) des Felles, z. B. mit aufgeklebten Fellstreifen, kann man die Höhe der Teiltöne ändern. Bei gewissen indischen Trommeln geschieht dies durch Aufkleben einer Paste, in der auch Eisenfeilspäne zur Beschwerung enthalten sind. So gelingt es mehr oder weniger gut, die Teiltöne harmonisch zum Grundton (tiefsten Teilton) zu machen, wodurch der Wohlklang gehoben wird.

IV. Instrumente mit schwingenden Platten.

§ 39. Allgemeines. Feste Platten verschiedenster Form vermögen infolge ihrer Eigenelastizität zu schwingen, ohne daß bei ihnen künstlich durch Druck oder Zug eine Zusatzspannung erzeugt zu werden braucht, wie bei Membranen. Die Höhe der Eigentöne hängt außer von der Masse und Elastizität sehr stark von der besonderen Form des Klangkörpers ab. Vergrößerung der Masse bei gleichbleibender Form und Größe, d. h. also Wahl spezifisch schwererer (dichterer) Stoffe, vertieft den Ton, Verwendung von Stoffen mit größerer Elastizität erhöht ihn.

Die einfachste Form, auch für die theoretische Behandlung, ist die ebene Platte. Doch ergeben sich dabei schon recht große theoretische Schwierigkeiten. Lösungen sind gefunden für Platten mit kreisförmiger und mit rechteckiger, im besonderen auch quadratischer Begrenzung; ferner für einige andere Sonderformen, wie rhombische, dreieckige und elliptisch begrenzte. Die Plattenränder können frei oder fest eingespannt sein, sowohl der äußere als auch ein durch Aussparung eines Loches in der Plattenmitte entstehender innerer Rand. Auch können Teile derselben Berandung frei, andere fest sein. Alle diese Unterschiede bedingen Unterschiede der Eigenschwingungen, d. h. der Höhe der Teiltöne, die im allgemeinen unharmonische Reihen bilden. Ganz entsprechendes gilt für die nicht vollkommenen ebenen und für die durchweg gekrümmten Platten. Näheres siehe in § 8 dieses Kapitels.

Für Musikinstrumente kommen vollständig ebene Platten nicht in Betracht, sondern nur teilweise ebene (Becken, Gong oder Tamtam) und gekrümmte Platten (Glocken), bei denen wieder schalenförmige Klingel- und Uhrenglocken und die durch ihre besondere Form ausgezeichneten Kirchen- und Schiffsglocken unterschieden werden.

Als Orchestermusikinstrumente sind nur Becken und Gong im Gebrauch und diese auch nur in geringem Umfang; die Glocken haben eine Sonderstellung und können nur bedingt als Musikinstrumente bezeichnet werden.

§ 40. Einzelne Schlagplatteninstrumente. a) Die Becken (ital. piatti, franz. cymbale, engl. cymbal) sind zwei einander gleiche, dünne, runde Messingscheiben von 30 bis 40 cm Durchmesser, die in der Mitte eine buckelförmige Ausbuchtung besitzen, so daß angenähert Tellerform entsteht. Beim Aneinanderschlagen schwingt im wesentlichen der flache Rand, während der

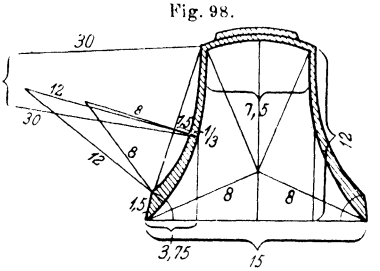
[1]) R. N. Ghosh, Phys. Rev. (2) **20**, 526, 1922; Phil. Mag. (6) **45**, 315, 1923; C. V. Raman und Sivakali-Kumar, Nature **104**, 500, 1920.

Buckel in Ruhe bleibt. Er kann daher unbeschadet des Klanges mit einem Halteriemen aus Leder versehen werden. Das Becken ist gewissermaßen das zweidimensionale Gegenstück der Stimmgabel. Der Klang ist schallend, wegen der unharmonischen Obertöne gellend. Benutzt wird es hauptsächlich bei Militärmusik.

b) Das Gong, häufig auch Tamtam genannt, ist eine ganz flach gewölbte Metallscheibe (meist aus Bronze) mit schmalem senkrecht umgebogenen Rande. Es stellt eine extrem flache Glocke dar, doch mit dem Unterschied, daß die Plattenmitte nicht zur Befestigung dient, sondern frei schwingt. Die Befestigung erfolgt durch Aufhängeschnüre, die durch zwei im umgebogenen Rande angebrachte Löcher gezogen sind; diese Stellen müssen also auf Knotenlinien der klingenden Teiltöne liegen. Das Instrument ist, wie seine beiden Namen, malaiischen Ursprungs und bei den asiatischen Völkern zu hoher Klangvollendung ausgebildet, wovon die bei uns vorhandenen und gelegentlich auch im Orchester verwendeten Stücke nur einen schwachen Begriff geben.

c) Die Glocke (franz. cloche, engl. bell, ital. campana für die große und nola für die kleine Glocke). Die Glocke ist ein schalenförmiger Klangkörper, in geometrischer Hinsicht ein Rotationskörper, dessen Querschnitt — Rippe genannt — verschieden gestaltet sein kann. Die geometrisch einfachste Form — Begrenzung durch zwei Kugelkalotten, die eine Schale von gleichmäßiger Dicke zwischen sich schließen — ist in der Uhrenglocke und Signalglocke elektrischer Läutewerke u. dgl. annähernd verwirklicht (Schalenglocke). Die Gestalt der jetzt üblichen Kirchenglocke[1]), die in kleinerer Form auch als Schiffsglocke gebraucht wird, ist weniger einfach; ihre Rippe (vgl. Fig. 98) zeigt die bekannte länglich gestreckte Glockenform mit verstärktem Oberteil (Haube) und verdicktem unteren Rand (Schlagring), der abgeschrägt scharfkantig ausläuft. Diese besondere Formgebung hat teils mechanische Gründe (erhöhte Festigkeit an der Stelle des Klöppelanschlags), teils akustische (Einstimmung der hauptsächlich erregten Teiltöne auf möglichste Harmonie miteinander). Eine ältere Form ist die Bienenkorbform. Theoretisch lassen sich die Schwingungen aller Glockenformen nur äußerst unvollkommen be-

Fig. 98.



Querschnitt (Rippe) einer Kirchenglocke nach Zamminer.
Die Zahlen geben die Maße, bei gekrümmten Linien den Krümmungsradius an.

[1]) Lord Rayleigh, Phil. Mag. (5) **29**, 1, 1890; Theory of Sound, Bd. I, § 235a, S. 389 ff. — A. vas Nunes, Experimenteel Onderzoek van Klokken van F. Hemony (Diss. Amsterdam, 1909). — J. Biehle, Phys. Zeitschr. **20**, 429, 1919; **22**, 337, 1921; **23**, 80, 1922. — Zusammenstellung der Hauptergebnisse dieser und anderer Arbeiten im Handbuch der Physik Bd. VIII (Akustik), Kap. 5, S. 243 ff, 1927. — Über die Schwingungsfiguren und besonders die Lage der Knotenlinien, sowie die Beobachtungsmethode: F. Melde, Pogg. Ann. d. Phys. u. Chem. **109**, 43 u. 147, 1860. — Lord Rayleigh, Theory of Sound, Bd. I, § 235, S. 388. — J. Zenneck, Wied. Ann. d. Phys. u. Chem. (N. F.) **66**, 170, 1898; **67**, 165, 1899.

handeln, am besten noch die musikalisch weniger wertvollen einfachen Schalenglocken (Näheres siehe dieses Kapitel, § 12).

Die Größe der Glocken schwankt in weiten Grenzen und mit ihr die Tonhöhe. Die größte überhaupt ist die im Kreml zu Moskau befindliche mit 201 900 kg, 18 m Umfang am Rande und 5,8 m Höhe. Die nächst größte ist die Kaiserglocke im Kölner Dom mit 26 250 kg, 3,42 m Durchmesser am Schallrand und 3,25 m Höhe. Ihr Ton ist *D*. Vielfach sind Glocken verschiedener Größe zu Glockenspielen zusammengestellt worden, die mittels einer von Hand oder mechanisch betriebenen Tastatur gespielt werden und Choräle und andere Melodien vom Kirchturm her zu Gehör bringen. Als Material zur Herstellung wird meist eine Bronzelegierung (Glockengut oder Glockenspeise genannt) benutzt, in neuer Zeit auch mit sehr gutem Erfolg Gußstahl.

Glocken mit glattem Rand, besonders Glasglocken, lassen sich auch durch Reiben des Randes mit feuchtem Finger zum Tönen bringen. Diatonisch oder sogar chromatisch abgestimmte, auf einen stabförmigen Halter aufgereihte Sätze solcher Glocken sind in der ersten Hälfte des 19. Jahrhunderts als Musikinstrumente unter dem Namen „Glasharmonika" benutzt worden.

V. Instrumente mit schwingenden Luftmassen (Blasinstrumente).

A. Allgemeine Eigenschaften.

§ 41. Einteilung der Blasinstrumente. Schwingende Luftmassen werden als Träger und Regler der periodischen Bewegung in außerordentlich vielen Musikinstrumenten gebraucht, abgesehen von den in § 36 angeführten Zungeninstrumenten eigentlich bei allen Blasinstrumenten. Die Form der schwingenden Luftmasse, die durch feste Wände abgegrenzt sein muß, ist meist eine gestreckte, pfeifen- oder säulenförmige; man kann daher von Luftsäulen reden und die zugehörigen Instrumente allgemein als Pfeifen bezeichnen. Nur bei einigen von ihnen, den sogenannten kubischen Pfeifen, ist die Ausdehnung der Luftmasse nach allen drei Raumdimensionen annähernd gleich, bei den meisten Pfeifen hat man aber eine wesentlich in einer Dimension — linear — ausgedehnte Luftsäule. Diese kann gerade gestreckt oder in beliebiger Form gekrümmt sein, sie kann von überall gleichem Querschnitt sein oder kann wechselnden, sich trompetenförmig oder konisch erweiternden Querschnitt haben. Die Erweiterung kann über die ganze Länge gleichmäßig stattfinden oder nur am Ende. So entstehen die verschiedenen Formen, die eine Einteilungsgrundlage abgeben, vgl. z. B. Hörner und Trompeten. Eine andere Einteilungsgrundlage liefert das Wandmaterial, nämlich Einteilung in Holz- und Blechblasinstrumente; doch ist diese Grundlage wenig sicher, da Instrumente derselben Art schließlich aus verschiedenen Stoffen hergestellt werden können und vielfach heute auch hergestellt werden.

Eine dritte, und zwar die physikalisch wertvollste Einteilungsgrundlage liefert die Art der Tonerregung in diesen Instrumenten und die Art der Verbindung (Kopplung) der schwingenden Luftsäule mit dem Tonerzeugungsmechanismus. Dabei gelangt man zur Unterscheidung der Lippen- und Zungenpfeifen mit ihren verschiedenen Abarten. Auf Grund dieser Ein-

teilung, bei der sich die Wirkungsweise der Blasinstrumente am zwanglosesten erklären und am deutlichsten erkennen läßt, werden in den folgenden Paragraphen die allgemeinen Eigenschaften der Blasinstrumente besprochen werden, soweit sie nicht schon an anderer Stelle (ds. Kap., Abschnitt C) behandelt sind. Bei der dann folgenden Beschreibung einzelner Instrumente lassen sich allerdings die anderen Einteilungsarten nicht ganz vermeiden.

§ 42. Die Blasinstrumente als gekoppelte Systeme. Die neueren Forschungen haben gezeigt, daß die Erzeugung der Töne der Blasinstrumente zunächst unabhängig von den in den Instrumenten vorhandenen Luftsäulen erfolgt und daß diese nur regelnd, d. h. je nach ihrer Länge den erzeugten Ton begünstigend, daher verstärkend, oder hemmend, daher schwächend oder ganz unterdrückend wirken. Vollkommen unabhängig ist die Tonerzeugung jedoch überhaupt nicht, da das tonerzeugende System (Luftstrahl und Zunge bzw. Luftstrahl und Lippe) und das tonregelnde (Luftsäule in der Pfeife) zusammen ein gekoppeltes System bilden, bei dem infolge der Kopplung jedes auf das andere zurückwirkt. Diese Rückwirkung äußert sich in der Beeinflussung der Tonhöhe; die Eigenschwingungen des gekoppelten Gesamtsystems haben andere Frequenzen als die der ungekoppelten Teilsysteme, wenn auch die Unterschiede unter Umständen nur gering sind. Sie können aber gerade bei den hier in Frage kommenden, wegen ihrer geringen Masse zum Teil stark gedämpften Teilsystemen auch recht groß werden.

Die strenge Behandlung der Pfeifenschwingungen erfordert Betrachtung des Gesamtsystems ohne Rücksicht auf die Möglichkeit der Zerteilung in Einzelsysteme. So hat z. B. Helmholtz[1]) das Problem der Zungenpfeifen der Orgel theoretisch behandelt. Es ergibt sich dabei, daß zwischen den Schwingungen der Zunge (Tonerzeugungssystem) und denen der Luftsäule (Tonregelungssystem) eine bestimmte, von den Dämpfungskoeffizienten beider und dem Kopplungsgrade abhängige Phasendifferenz bestehen muß, damit die Schwingungen von dem gleichmäßig zufließenden Luftstrom aufrechterhalten werden. Im übrigen ist diese Art der theoretischen Behandlung sehr schwierig und bisher nur im Falle ziemlich starrer Zungen (Metallzungen der Orgelpfeifen) möglich gewesen.

Leichter zu übersehen und dabei doch das allgemeine Verhalten dieser Systeme genügend kennzeichnend ist das andere Verfahren, bei dem man zunächst die Teilsysteme für sich behandelt und dann unter Berücksichtigung der allgemeinen Gesetze der Kopplung miteinander verbindet.

Man betrachtet also nacheinander 1. das Tonregelungssystem, 2. das Tonerzeugungssystem, 3. das Gesamtsystem der Pfeife, mit welchem Sammelnamen hier kurz alle zusammengesetzten Blasinstrumente bezeichnet werden sollen. Die gewählte Reihenfolge empfiehlt sich deswegen, weil die Tonregelungssysteme, nämlich die Luftsäulen, allen Pfeifen gemeinsam sind, während die Tonerzeugung verschiedenartige Systeme benutzt.

---

[1]) H. v. Helmholtz, Pogg. Ann. **114**, 321, 1861; Lehre von d. Tonempfindungen, 6. Ausg., S. 159 und 619, 1913.

§ 43. Zylindrische und nichtzylindrische (konische, hyperbolische, kubische) Luftsäulen. Die Eigenschwingungen linearer, d. h. überwiegend in einer Dimension ausgedehnter Luftsäulen sind in § 13 ff. dieses Kapitels besprochen worden.

Festzuhalten ist immer, daß an einem geschlossenen Ende ein Knoten der Verschiebung und Geschwindigkeit, zugleich Bauch der Druck- und Dichteschwankung liegt, dagegen an einem offenen Ende ein Bauch der Verschiebung und Geschwindigkeit, zugleich Knoten der Druck- und Dichteschwankung. Die offene Stelle, an der das Pfeifeninnere mit der äußeren Atmosphäre in Verbindung steht, braucht nicht gerade das Ende des Pfeifenrohres zu sein; ein hinreichend weites Seitenloch in der Pfeifenwand bewirkt dasselbe. Je kleiner aber die Öffnung ist, um so weniger vollkommen wirkt sie als freie Öffnung. Das gleiche gilt übrigens für die Endöffnung, wenn sie mehr oder weniger zugedeckt wird. Ein solches teilweises Zudecken, „Stopfen" genannt, führt der blasende Musiker bei gewissen älteren Instrumenten durch Vorhalten der Faust vor den Schallbecher aus, wodurch der Ton mehr oder weniger vertieft wird.

Bei dem Mechanismus der Luftbewegung, die in linearen Pfeifen als stehende longitudinale Schwingung mit darübergelagerter fortschreitender Welle erfolgt, ist noch zu beachten, daß die Fläche der Röhrenöffnung — auch bei einem Seitenloch gilt das — nicht genau die Lage des Bauches bzw. Knotens ist. Erfahrungsgemäß ist nämlich noch die in § 13 dieses Kapitels besprochene „Mündungskorrektion" s zu berücksichtigen, durch deren Hinzufügung die Pfeifenlänge zur „reduzierten Pfeifenlänge" wird, die dann zur Berechnung der Schwingungsfrequenz (Tonhöhe) benutzt werden muß, nach den Formeln

$$\omega_h = 2\pi N_h = \frac{h\pi c}{l} \qquad (h = 1, 2, 3 \ldots) \quad \ldots\ldots (1)$$

und

$$\omega_h = 2\pi N_h = \frac{(2h-1)\pi c}{2l} \qquad (h = 1, 2, 3 \ldots) \quad \ldots\ldots (2)$$

Die erste gilt für beiderseits offene, die zweite für einseitig geschlossene, anderseitig offene Röhren. Der Index h ist die Ordnungszahl des Teiltones, $h = 1$ bedeutet den tiefsten Ton (Grundton); weiter ist N die Schwingungszahl in der Sekunde (sekundliche Frequenz), ω die Kreisfrequenz der Schwingung, c die Schallgeschwindigkeit der Luft in der Röhre (die von der Röhrenweite abhängt und etwas kleiner als im freien Raum ist), l die reduzierte Pfeifenlänge, wobei nötigenfalls die Korrektionen an zwei offenen Enden zu berücksichtigen sind.

Die für lineare, rein zylindrische Luftsäulen gleichmäßigen Querschnittes angegebenen Gesetze gelten im wesentlichen auch für Luftsäulen mit stetig veränderlichem Querschnitt, in erster Linie für kegelförmige Luftsäulen in den „konischen Pfeifen", und weiterhin angenähert auch für anders geformte, z. B. solche mit hyperbelförmiger oder ähnlicher Krümmung der Leitlinie. Derartige Gestalten finden sich nun gerade bei vielen Blasinstrumenten, z. B.

haben Oboe und Fagott im wesentlichen konische Rohre, das Waldhorn ist annähernd hyperbolisch geformt; bei der Flöte wird teilweise konische Bohrung benutzt, gewisse Register der Orgel haben ausgesprochen konische Pfeifen. Aber auch die Instrumente mit zylindrischen Rohren haben vielfach am Ende weiter ausladende Schallbecher, so daß Vereinigungen verschiedener Formen vorkommen. Ganz rein zylindrische Rohre sind eigentlich nur bei den Orgelpfeifen vorhanden. Für die systematische Behandlung aller dieser Instrumente ist daher die angeführte völlige oder genäherte Übereinstimmung der Schwingungsgesetze mit denen rein zylindrischer Rohre sehr wesentlich, insofern, als alle diese Instrumente gleiches Verhalten zeigen müssen. Die konischen und auch die Rohre mit gekrümmter Wandlinie verhalten sich bei allen praktisch gebrauchten Blasinstrumenten fast genau wie zylindrische Rohre, sie haben dieselben Teilschwingungen mit ihren Knoten und Bäuchen.

Ganz verschieden verhält sich nur die schon in § 41 genannte Klasse von Pfeifen, die als kubische bezeichnet werden, weil ihr Luftraum keine bevorzugte Ausdehnungsrichtung hat, sondern nach allen drei Raumdimensionen nahezu gleich entwickelt ist. Bei ihm kommt es gar nicht auf die besondere äußere Form an, ob parallelepipedisch, würfelförmig, kugelig oder sonstwie gestaltet, sondern nur auf die Größe des Innenvolumens und die Größe einer das Innere mit dem Außenraum verbindenden Öffnung, wie in Abschnitt C weiter ausgeführt ist. Solche kubischen Pfeifen geben im allgemeinen besonders einfache obertonfreie oder wenigstens obertonarme Klänge. Als Musikinstrument kommt die kubische Pfeife allerdings — abgesehen von dem kaum als solches anzusehenden Brummkreisel oder Musikkreisel — eigentlich nur in einem Orgelregister vor, dort jedoch in Verbindung mit angesetzten kurzen Rohren statt der einfachen Öffnung, wonach dasselbe „Rohrflöte“ genannt wird. Dieses Schwingungssystem ist also ein gekoppeltes. Die kubische Pfeife allein hat eine sehr einfache Schwingungsform; die Luftmasse in ihr teilt sich nicht in Abteilungen, sondern schwingt als Ganzes, indem sie abwechselnd Verdichtungen und Verdünnungen erfährt.

§ 44. Die Wirkung von Seitenlöchern. Bei sehr vielen, nicht mechanisch wie die Orgelpfeifen, sondern als Einzelinstrumente gespielten Blasinstrumenten sind die in der Wand angebrachten Seitenlöcher von besonderer Wichtigkeit. Sie ermöglichen nämlich erst die Hervorbringung einer so großen Zahl von Tönen durch dasselbe Instrument, daß mindestens eine oder mehrere Oktaven vollständig mit Tönen der Tonleiter erfüllt sind. Wie hier in § 43 und in Abschnitt C, § 13 noch ausführlicher gezeigt ist, werden die Eigentöne einer „Pfeife“, die sogenannten „Naturtöne“ des Instrumentes, von der mehr oder weniger vollkommenen Reihe der harmonischen Teiltöne mit den relativen Frequenzen 1, 2, 3, 4 ... gebildet. Diese geben aber auch in den höheren Gliedern nur sehr unvollständig die Töne der Tonleiter (Dur- oder Moll), ja teilweise Töne, die gar nicht in die Leiter hineinpassen und erst künstlich durch Erhöhung oder Vertiefung z. B. durch das in § 43 erwähnte Mittel des „Stopfens“ brauchbar gemacht werden müssen. Die Erzeugung

dieser verschiedenen Töne durch geeignetes Anblasen ist teilweise, besonders bei den höheren, recht schwierig. Instrumente, die nur mit diesen Naturtönen arbeiten, sind daher unvollkommen und werden jetzt nur selten verwendet.

Zur Erweiterung der Tonreihe eines Instrumentes muß man seine Länge willkürlich verlängern und verkürzen können. Das läßt sich auf zwei Weisen erreichen: Entweder stetig durch wirkliche Längenänderung des Rohres mittels Auszugs, wie er bei der Posaune benutzt wird, oder sprungweise unstetig durch Öffnen bzw. Schließen von Seitenlöchern in der Wand. Dies kann unmittelbar durch die Finger geschehen oder auch mittelbar durch Verschlußklappen auf den Löchern, die durch den Fingerdruck gehoben werden (Klappeninstrumente). Eine dritte Möglichkeit, die auch praktisch angewandt worden ist, besteht in der zeitweiligen Einführung eines Rohrstückes durch mittels Fingerdruckes bewegte Ventile (Ventilinstrumente). Die Wirkung ist in allen Fällen die Erzeugung einer Pfeife von anderer Länge, somit anderer Teiltonreihe; geeignete Wahl der verschiedenen Längen ergibt die Möglichkeit, die Töne der chromatischen Tonleiter lückenlos über mehrere Oktaven hin hervorbringen zu können, manche von den Tönen sogar auf mehrfache Weise. In jedem Falle erfordert aber die Hervorbringung des in der Höhe genau richtigen Tones recht große Geschicklichkeit des Blasenden.

Physikalisch am interessantesten ist die Wirkung der Seitenlöcher; sowohl ihre Lage als auch ihre Größe spielt eine Rolle. Diese ist theoretisch und experimentell untersucht worden, und die Ergebnisse sind in recht guter Übereinstimmung[1]). Die Hauptergebnisse sind:

1. Ein Loch beliebiger Weite an einer Stelle, wo ein Bauch der Verschiebung und Geschwindigkeit, also ein Knoten der Verdichtung und Druckänderung liegt, hat keinen merkbaren Einfluß auf die Lage der Knoten, d. h. auf die Wellenlänge und damit die Schwingungszahl des betreffenden Tones.

2. Ein Loch an einer Stelle, wo ein Knoten der Verschiebung und Geschwindigkeit (Bauch der Dichte- und Druckänderung) sich befindet, bewirkt das Entstehen zweier neuer Verdichtungsbäuche zu beiden Seiten des Loches, also gewissermaßen Zerspaltung des vorhandenen Bauches. Mit der dadurch bewirkten Verschiebung der Knoten und Bäuche ändert sich auch die Wellenlänge und die Frequenz des Tones, und zwar tritt Verkürzung der Wellenlänge, also Tonerhöhung ein. Diese ist um so stärker, je größer der Durchmesser des eingefügten Loches ist; sie wird merkbar überhaupt erst von einer gewissen Lochgröße an, bei den genannten Versuchen an einer besonders gebauten flötenähnlichen Pfeife erst von einem Durchmesser von 1 mm an. Liegt das Loch an einer Zwischenstelle zwischen Bauch und Knoten, so treten dieselben Erscheinungen, aber weniger ausgeprägt auf.

Die Lage der zur Erzeugung bestimmter Töne nötigen Löcher wird von den Instrumentenbauern meist auf Grund erfahrungsmäßig gewonnener Regeln festgelegt. Auf Grund der Ratzschen und Steinhausenschen Arbeiten und

[1]) W. Steinhausen, Ann. d. Phys. (4) **48**, 693, 1915; E. Ratz, ebenda (4) **77**, 195, 1925; Inaug.-Diss. Gießen, 1924.

Rechnungen läßt sie sich jetzt auch berechnen. Z. B. findet man die Eigenfrequenz einer einseitig geschlossenen, anderseitig offenen Pfeife vom Querschnitt Q und der Länge $l_1 + l_2$, die an der Stelle, wo die beiden Pfeifenstücke l_1 (vom geschlossenen Ende bis zum Loch) und l_2 (vom offenen Ende bis zum Loch) zusammenstoßen, ein Seitenloch mit dem Radius R in der Wand von der Dicke L hat, aus der Formel

$$a = Q\,k\,(tg\,k\,l_1 - ctg\,k\,l_2) \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

wo

$$a = \frac{2\,\pi\,R^2}{2\,L + \pi\,R} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

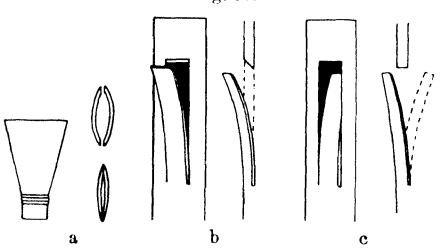
der „akustische Leitwert" oder reziproke „akustische Widerstand" des Loches ist; k ist die Frequenzkonstante, die mit der Wellenlänge λ, der Schallgeschwindigkeit c und der gesuchten sekundlichen Frequenz N zusammenhängt mittels der Gleichung

$$k = \frac{2\,\pi}{\lambda} = \frac{2\,\pi\,N}{c} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

Entsprechende Formeln lassen sich auch für Röhren mit zwei und mehr Seitenlöchern ableiten.

§ 45. Die Tonerzeugung, Pfeifen. In den Zungenpfeifen (in alter Bezeichnung Lingualpfeifen genannt) entsteht der Ton wie bei den Zungeninstrumenten ohne Pfeifen (vgl. Harmonium, Zieh- und Mundharmonika in § 36) infolge Hindurchschwingens der Zunge durch die Öffnung des Rahmens, an dem sie sitzt, oder infolge Gegenschlagens gegen den Rahmen, wodurch dem gleichmäßig fließenden Luftstrom eine periodische Bewegung überlagert wird. Diese ist keineswegs einfach sinusförmig, sondern enthält wegen der mehr oder weniger stoßweisen Bewegung auch harmonische Oberschwingungen. Besonders ausgesprochen ist dies bei der aufschlagenden Zunge, bei der im Gegensatz zur durchschlagenden die Zunge etwas größer ist als die Rahmenöffnung, so daß die Zungenränder auf den Rand aufschlagen. Die aufschlagende Zunge ist meist etwas gebogen und rollt sich zur Verringerung der Plötzlichkeit des Verschlusses mit der gewölbten Fläche auf dem Rahmen ab, die Öffnung allmählich verschließend. Die Ruhestellung liegt kurz vor der völligen Verschlußstellung. Bei der frei durchschlagenden ist sie nicht genau die Verschlußstellung, sondern liegt auch nach der einen oder anderen Seite hin verschoben. Fig. 99 zeigt rechts eine durchschlagende, in der Mitte eine aufschlagende Zunge und links eine Doppelzunge (Gegenschlagzunge).

Fig. 99.



Zungenformen in schematischer Darstellung.
a Gegenschlagzunge (Oboe, Fagott),
b aufschlagende Zunge (Klarinette, Saxophon),
c durchschlagende Zunge (Harmonium, Orgel).

Eine besondere Form bilden die Doppelzungen. Sie bedürfen keines Rahmens mit Öffnung, sondern sitzen mit ihren äußeren Rändern an der Pfeifenwand und schließen zwischen sich einen Luftspalt, den sie beim Schwingen abwechselnd frei geben und wieder schließen wie die Stimmbänder des menschlichen Kehlkopfes und die Lippen des Bläsermundes bei den Trompeten, Posaunen und Hörnern. Während die (einfachen) Rahmenzungen vielfach — nicht immer — aus Metall sind und eine bedeutende Steifigkeit besitzen, sind die Doppelzungen meist aus weichem Stoff (Schilfblatt u. dgl.); sie können auch an den inneren Rändern etwas wulstig gestaltet sein wie die menschlichen Lippen [Polsterpfeifen][1]).

Die Schwingungsfrequenz, also die Tonhöhe, wird — besonders bei den steifen Zungen — durch ihre Eigenelastizität und Masse bestimmt. Doch wird sie (ds. Kap., § 19) durch die Wirkung der mit ihr gekoppelten Luftsäule in der Pfeife verändert, teilweise sogar recht erheblich. Immerhin ist die Frequenz der Pfeife im wesentlichen als Eigenfrequenz der Zunge gegeben. Die von der schwingenden Zunge auf die durchströmende Luft übertragenen periodischen Anstöße erregen durch Resonanz die in der Pfeife eingeschlossene Luftsäule zum Mitschwingen.

Bei den Lippenpfeifen oder Labialpfeifen fehlt ein fester elastischer Körper, der als Tonerregungswerkzeug dienen könnte. Man hat statt dessen das flache Luftband, die Luftlamelle, die aus dem Kernspalt kommend gegen die Lippe (das Labium) bläst und dabei in pendelnde Bewegung gerät, als Ersatz dafür angesehen. Tatsächlich ist diese Luftlamelle auch der Entstehungsort für die Schwingungen, zu denen die Luftsäule in der Pfeife angeregt wird. Sie ist aber, da sie keine Biegungselastizität besitzt, nicht selbständiger Eigenschwingungen fähig, deren Frequenz aus den elastischen Eigenschaften der Lamelle zu bestimmen wäre. Die Anregung zum Pendeln erfolgt nach den neuen, jetzt wohl allgemein anerkannten theoretischen Untersuchungen auf ganz andere Weise, nämlich durch periodische Ausbildung von Luftwirbeln an den Rändern der Kernspalte, aus der die Lamelle austritt, Ablösung und Mitwandern derselben mit der strömenden Lamelle. Indem sich die Wirbel abwechselnd auf der einen und der anderen Seite der flachen Lamelle bilden, wird diese zu einem wellenförmig gewundenen Bande, das in seiner Form einer schwingenden elastischen Zunge entspricht. Die Zahl der in der Zeiteinheit gebildeten und gegen die Lippe wandernden Wirbel ist gleich der Schwingungszahl (Frequenz) des so erzeugten Lamellentones. Fig. 80 in § 17 dieses Kapitels zeigt das schematisch.

Bei der Art der Lamellenbildung, die in den Musikinstrumenten benutzt wird, nämlich Gegenblasen der Luft aus der Austrittsspalte gegen eine Schneide, Lippe genannt, ist die freie Länge der Lamelle begrenzt, und der Abstand zwischen Spalt und Schneide kommt als Bestimmungsstück zur Berechnung der Frequenz der Wirbelablösung, also der Tonhöhe, in Betracht. Diese früher als Lamellentöne oder, nach dem oben Gesagten

[1]) F. Wethlo, Beitr. z. Anat., Physiol. usw. des Ohres usw. **6**, 268 ff., 1913.

damit gleichbedeutend, auch als Schneidentöne (ds. Kap., § 17) bezeichneten Töne sind, ohne Hinzufügung der resonierenden Luftsäule erzeugt, nur schwach; musikalisch brauchbare Töne gibt erst die Vereinigung beider Elemente.

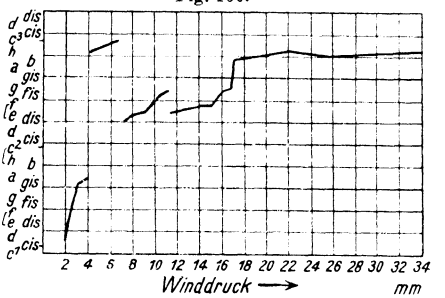
§ 46. Lippen- und Zungenpfeifen als gekoppelte Schwingungssysteme. Winddruck und Tonhöhe. Springen und Ziehen des Tones. Die Verbindung des tonerzeugenden Teilsystems (Zunge bzw. Luftwirbellamelle) mit dem tonregelnden der resonierenden Luftsäule hat verschiedene Wirkungen. Die auffälligste ist eine erhebliche Verstärkung des Tones. Eine andere Wirkung ist die Festigung der Höhe des erzeugten Tones, die bei Lippenpfeifen ohne resonierende Luftsäule außerordentlich mit dem Winddruck schwankt; denn gemäß ihrer Entstehung müssen die einfachen Schneidentöne mit steigendem Winddruck, also steigender Strömungsgeschwindigkeit der Luftlamelle, stetig in die Höhe gehen, weil dann auch die mitlaufenden Wirbel sich schneller bewegen und schneller durch neugebildete ersetzt werden. Sowie jedoch der so gebildete Schneidenton — wegen seiner Entstehung im Maul der Pfeife von K. L. Schaefer[1]) „Maulton" genannt — bei Steigerung des Winddruckes die Höhe eines Eigentones der Pfeifenluftsäule erreicht hat, bleibt dieser Ton über ein weites Bereich des Winddruckes hin fast vollkommen konstant in seiner Höhe, um erst bei sehr bedeutender weiterer Drucksteigerung (Überblasen) in die höhere Oktave bzw. (bei gedackten Pfeifen) in die Duodezime (Quinte der Oktave) umzuschlagen, wo er wieder über ein weiteres Druckbereich konstant bleibt.

Vor Erreichung des annähernd konstanten Resonanztones finden bei geringerem Winddruck in manchen Pfeifen Unterbrechungen des stetigen Höherwerdens des Tones statt, indem dieser bei gewissen Drucken plötzlich in die Höhe springt, nämlich auf den schon angeführten Resonanzton, der eigentlich erst bei höherem Winddruck erreicht wird. Das Hinaufspringen schon bei einem bestimmten geringeren Winddruck erfolgt immer dann, wenn diesem Druck ein Maulton, also Schneidenton, zugehört, der gerade die tiefere Oktave (bzw. auch Duodezime oder Doppeloktave) des Resonanztones ist. Schon bei geringer Überschreitung dieses Druckes springt der Ton wieder in die Tiefe zurück auf den dann zugehörigen Schneidenton. Unbeständig ist also der Ton immer nur bei denjenigen Drucken, bei denen die Frequenz des erzeugten Schneiden- oder Maultones in einfachem ganzzahligen Verhältnis zur Frequenz eines (an sich höheren) Resonanztones der Pfeife steht. Dies Verhalten wird am besten durch eine Kurvendarstellung aus der unten angeführten Arbeit von Lutz erläutert, die in Fig. 100 wiedergegeben ist. Die Höhe des Resonanztones wird daselbst vom Maulton erreicht bei einem Druck von 17 mm Wassersäule; von da an bleibt der Pfeifenton annähernd konstant. Vorher ist er von 2 mm Druck an, wo die Versuche beginnen, stetig angestiegen, jedoch mit der Unterbrechung bei 4 mm, wo der Ton aus

[1]) K. L. Schaefer, Beitr. z. Anat., Physiol. usw. **11**, 197, 1918; **12**, 255, 1919. — P. Lutz, Über die Tonbildung in den Lippenpfeifen. Inaug.-Diss. Berlin, 1921; Beitr. z. Anat., Physiol. usw. **17**, 1, 1921.

dem Maulton c_2 in dessen höhere Oktave c_3, den Pfeifenresonanzton, umschlägt. Das Zurückspringen findet bei etwa 7 mm statt. Der weitere stetige Anstieg wird nochmals von einem Zurücksinken bei etwa 11 mm unterbrochen. Das hier dargestellte Gebiet geht nur bis zum ersten Resonanzton (Grundton) der Pfeife. Der zweite wird (durch Überblasen) erst bei 190 mm Druck erreicht. In den Unstetigkeitsgebieten ertönen zuweilen zwei Töne gleichzeitig, das heißt in so schnellem Wechsel hintereinander, daß das Ohr sie als gleichzeitig wahrnimmt. So hier bei einem Druck von etwas über 6 mm die beiden Töne c_2 und c_3 in genauem Oktavenverhältnis.

Fig. 100.



Tonbildung in Lippenpfeifen. Stetiger Anstieg und Springen der Tonhöhe bei steigendem Winddruck.

Das soeben geschilderte Verhalten, das an einer Orgelpfeife beobachtet wurde, ist typisch für das Verhalten aller Blasinstrumente, bei denen die Tonerzeugungsbedingungen gleich oder ähnlich sind. Auch bei Zungenpfeifen treten Veränderungen der Tonhöhe mit dem Winddruck auf, jedoch der Natur der Tonerzeugung gemäß in viel geringerem Grade.

Die Regelung und Festigung der Tonhöhe über ein weites Druckintervall hin ist offenbar eine Rückwirkung der schwingenden Luftsäule auf die Luftlamelle mit ihren Wirbeln. Die Bildung und Ablösung der Wirbel erfolgt nicht mehr in der natürlichen Periode, die der Lamelle kraft der in ihr gerade herrschenden Strömungsgeschwindigkeit zukommen würde, sondern in einer durch die Luftsäule erzwungenen Periode. Die wirklich eintretende Frequenz ist übrigens nicht genau die Eigenfrequenz einer der freien Pfeifen-Eigenschwingungen, sondern es ist einer der „Kopplungstöne", und zwar nach der Kopplungstheorie derjenige, dessen Frequenz in der Nähe des Eigentones des schwächer gedämpften Teilsystems liegt. Als solches ist bei Lippenpfeifen stets die Luftsäule der Pfeife anzunehmen, bei Zungenpfeifen dagegen die Zunge, besonders wenn diese metallisch ist.

Die typische Erscheinung des Umschlagens oder Springens des Tones bei Veränderung des Winddruckes findet sich auch bei Veränderung der Pfeifenlänge, während der Winddruck konstant bleibt. In dieser Form ist die Erscheinung sogar ein noch ausgeprägteres Beispiel für die Wirkung der Kopplung zweier Systeme. Denn dabei werden die Konstanten des einen Teilsystems offensichtlich geändert. Die an Zungenpfeifen angestellten Versuche[1]) haben die Voraussagungen der Kopplungstheorie gut bestätigt und wichtige Aufschlüsse über die Tonbildung in Blasinstrumenten geliefert. Die

[1]) M. Wien und H. Vogel, Ann. d. Phys. (4) **62**, 649, 1920; H. Vogel, ebenda (4) **62**, 247, 1920; Inaug.-Diss. Jena, 1920.

physikalisch sehr interessanten Ergebnisse sind in § 19 dieses Kapitels besprochen und in Fig. 84 dort dargestellt. Es ist dabei auch die Erscheinung des „Ziehens" des Tones behandelt, einer Art Hysterese, die darin besteht, daß beim Verlängern des Rohres die Tonsprünge an etwas anderen Stellen (bei größeren Längen) erfolgen als die Rücksprünge beim Verkürzen. Für die praktische Anwendung der Musikinstrumente kommt dieses „Ziehen" nicht in Betracht, da bei diesen niemals während des Blasens die Länge verändert wird. Dagegen kann der entsprechende, bei Veränderung des Winddruckes auftretende, bisher noch nicht so genau untersuchte Vorgang gelegentlich in Erscheinung treten, wenn nämlich einer der oben besprochenen labilen Töne entweder bei wachsendem (crescendo) oder bei abnehmendem (decrescendo, diminuendo) Winddruck erzeugt wird. Doch sind das nur Ausnahmefälle.

B. Einzelne Blasinstrumente.

§ 47. Physikalische Einteilung. Die physikalische Einteilung auf der Grundlage der Tonerzeugungsart mag dem an andere Einteilung Gewöhnten, besonders dem Musiker etwas ungewöhnlich, ja sogar unpraktisch erscheinen. Sie schließt sich bei genauerem Zusehen aber doch viel enger an die musikalisch übliche in Holz- und Blechblasinstrumente mit ihren Unterarten an, als es zunächst den Anschein hat. Übrigens ist sie im wesentlichen schon von dem Musiktheoretiker Hugo Riemann befolgt worden. Wir haben demnach, wenn wir gleich die durch besondere Formen unterschiedenen Arten oder Familien mit aufführen:

Instrumente mit Lippen oder Schneiden (Labien)		Lippen- oder Labialpfeifen der Orgel	Holzblasinstrumente
		Flöte mit ihren Unterarten	
Instrumente mit Zungen	Metallzungen	Zungen- oder Lingualpfeifen der Orgel	
	Rohrblattzungen	Doppelzungen (Oboe, Fagott, Schalmei)	
		Einf. Zungen (Klarinette, Saxophon)	
	Membranöse Polsterzungen (Bläserlippen)	Trompete	Blechblasinstrumente
		Posaune	
		Horn und Tuba	

Die in dieser Aufstellung rechts aufgeführten zusammenfassenden Namen Blech- und Holzblasinstrumente zeigen, daß die physikalische Einteilung mit der üblichen musikalischen praktisch weitgehend zusammenfällt. Doch gehören auch die Flöten im allgemeinen zu den Holzbläsern und andererseits werden Klarinetteninstrumente wie das Saxophon aus Metall gemacht. Auch die Pfeifen der Orgel können aus verschiedenem Stoff, Holz, Messing- oder Eisenblech, Zinnlegierung, hergestellt werden, so daß die physikalische Einteilung bei weitem vorzuziehen ist. Es empfiehlt sich jedoch, mit einer kleinen Abweichung davon, die Lippen- und Zungenpfeifen der Orgel, da sie eben in diesem Instrument zusammengefaßt sind, gemeinsam zu behandeln. Die Orgel nimmt einen besonderen Platz ein, auch schon wegen ihrer Eigenschaft als Tasteninstrument mit kompliziertem Mechanismus.

α) Orgelpfeifen.

§ 48. Orgel. Bau und Tonumfang. Register oder Stimmen. Die Orgel als Gesamtmusikinstrument mit allen Einrichtungen zu beschreiben, ist hier nicht der Platz. Es sei dazu auf die früher genannten Werke über

Musikinstrumente verwiesen; außerdem besteht gerade über die Orgel und den Orgelbau eine sehr reiche Literatur. Der Name Orgel stammt von dem griechischen „Organon“ (ὄργανον). Seine Bedeutung ist Werkzeug, und zwar hier Tonwerkzeug im Sinne eines mechanischen Musikinstrumentes. Es bezeichnete die Zusammenfassung einer Anzahl von Lippenpfeifen zu einem Bündel wie bei der Panpfeife, aber unter Ersatz des von der menschlichen Lunge gelieferten Blasewindes durch mechanisch erzeugten. Das geschieht durch Anwendung von Blasebälgen, in den modernsten Orgeln auch durch mit Motorkraft getriebene Gebläse. Da Blasebälge, die natürlich immer mehrfach vorhanden sein müssen, stoßweise arbeiten, wird der Wind derselben (der Schöpfbälge) zunächst in einem Windkessel (Magazinbalg) gesammelt und von da erst den Pfeifen zugeführt. Die berühmte hydraulische oder Wasserorgel (Hydraulos), die Ktesibios in Alexandria um 300 bis 250 v. Chr. konstruiert haben soll, hat zweifellos als Windkessel einen durch Wassersäulen abgesperrten Raum benutzt, in den die Luft hineingepumpt wurde. Bei den neuzeitlichen Orgeln dienen dazu bewegliche, zum Teil aus Leder bestehende, gewichtbeschwerte Bälge.

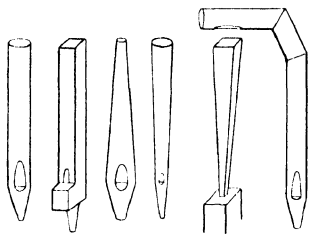
Das gesamte Orgelwerk besteht von altersher aus dem soeben beschriebenen Gebläse, dem Regierwerk mit Tastatur und Mechanik, das den Wind nach dem Belieben des Spielers den einzelnen Pfeifen zuführt, und dem Pfeifenwerk. Für die physikalische Akustik kommt nur das letztere in Betracht. Die ältesten Orgeln besaßen nur Lippenpfeifen (Labialpfeifen), später kamen andere Orgeln (Regale genannt, vielleicht vom französischen rigole hergenommen, das die Windzuführungskehle der Zungenpfeifen bedeutet) mit Zungenpfeifen auf. Und schließlich wurden Lippen- und Zungenpfeifen in der modernen Orgel vereinigt, und zwar mit Pfeifenrohren der verschiedensten Formen, von denen jede einen besonderen Klangcharakter hat. Jeder Ton der Tonleiter wird durch eine einzelne Pfeife hervorgebracht. Deshalb muß von jeder Pfeifenart immer die ganze Reihe vorhanden sein, die das gesamte dieser Art zu Gebote stehende und für sie geeignete Tonbereich umfaßt. Eine solche Pfeifenreihe gleicher Konstruktion und gleicher Klangfarbe heißt „Stimme“ oder „Register“. Große Orgeln haben sehr zahlreiche Register, die durch die Registerzüge nach Bedarf ein- oder ausgeschaltet werden.

Der Tonumfang der größten Orgeln reicht im ganzen von C_2 bis h_4 oder c_5, das heißt vom Subkontra-C mit 16 bzw. 16,17 Schw. sec bis zum viergestrichenen h oder fünfgestrichenen c mit 4096 bzw. 4138 Schw. sec. Die erste Zahl gilt für physikalische, die zweite für internationale Stimmung mit $a_1 = 435$ Schw./sec. Meist ist der Umfang geringer, etwa von C_1 oder gar erst von C an bis hinauf zu g_3. Aber nicht alle Stimmen haben den vollen Umfang, manche liegen ihrem Charakter nach nur in den tieferen, manche wieder nur in den höheren Lagen.

Die Namen der Register sind ebenso mannigfaltig wie die Formen der zugehörigen Pfeifen. Fig. 101 zeigt einige charakteristische Pfeifenformen. Zur Erzeugung der Grundlage der ganzen Klangmasse werden gewöhnlich weitmensurierte Lippenpfeifen gewählt, welche Klänge mit wenig Obertönen

liefern (Prinzipalstimmen oder -register). Als Grundregister gilt das 8füßige Prinzipalregister, d. h. eine Reihe offener zylindrischer Lippenpfeifen, deren tiefste die Länge von 8 Fuß = etwa 2,5 bis 2,6 m hat und den Ton C gibt. Die Unterscheidung der Pfeifen durch Angabe ihrer Länge in Fuß ist im Orgelbau und -spiel noch im Gebrauch, obwohl diese Maße für die jetzt geltende internationale Stimmung nicht mehr genau passen. Für C_1, das Kontra-C, würde eine 16füßige, für C_2, das Subkontra-C, eine 32füßige offene Pfeife nötig sein. Diese Töne werden aber vielfach von gedackten Pfeifen gegeben, die nur halb so lang zu sein brauchen. Neben den Prinzipalstimmen sind noch eine ganze Anzahl von Charakterstimmen durch Lippenpfeifen vertreten, die zum Teil nach den Instrumenten benannt werden, deren Klangfarbe sie nachahmen, z. B. Flöte, Geige, Klarinette usw. Dazu kommen weitere Charakterstimmen in Gestalt der Zungenpfeifen, z. B. Trompete, Posaune, Fagott und andere. Die Zusammenfassung von Pfeifen eventuell verschiedener Register, die verschiedene Obertöne eines Grundtones sind und zum gleichzeitigen Erklingen gebracht werden, ergibt die sogenannten Mixturen, d. h. aus harmonischen Teiltönen gemischte Klänge[1]).

Fig. 101.



Pfeifenformen (schematisch).

§ 49. Bau der Orgelpfeifen im besonderen. Aufbau und Verhalten der Pfeifen im allgemeinen ist schon in den § 13 ff. und 41 ff. dieses Kapitels besprochen. Die Orgelpfeifen sind ihrer Natur nach die einfachsten Vertreter der Pfeifen überhaupt, da sie nur für je einen Ton bestimmt sind. Die Konstruktion im einzelnen ist aus den Fig. 71, 72, 74 a bis c in § 16 ersichtlich.

Bei den Lippenpfeifen wird die seitliche Öffnung in der Wand, zwischen der Kernspalte im Pfeifenfuß und dem Oberlabium, Maul oder Aufschnitt genannt. Seine Weite, d. h. die Entfernung zwischen Rand der Kernspalte und Schneide des Oberlabiums ist zusammen mit der Windgeschwindigkeit maßgebend für die erzeugte Tonhöhe, muß also für jede Pfeife genau abgepaßt werden, was auf Grundlage der Erfahrung geschieht. Der Pfeifenkörper, d. h. die in ihm enthaltene Luftsäule, kann abgestimmt werden, indem man ihn zur Tonerhöhung passend verkürzt, zur Tonvertiefung die obere Öffnung mehr oder weniger zudeckt oder an der fertigen Pfeife die Breite der Maulöffnung ändert. Weiteres darüber in § 16 dieses Kapitels.

Bei den Zungenpfeifen führt der Windkanal (das Windrohr) im durchbohrten Pfeifenfuß in eine Vorkammer, in die von oben her ein am Kopfstück der Pfeife befestigtes Röhrchen hineinragt, dessen eine Hälfte der Länge nach weggeschnitten und mit der Zunge bedeckt ist, die von dem durch-

[1]) Über Orgelbau und Orgelregister vgl. z. B. A. Töpfer, Die Orgelbaukunst, 1856, neubearbeitet von Allihn; C. Locher, Erklärung der Orgelregister, Berlin 1887; H. Schmidt, Die Orgel unserer Zeit, 1904.

gehenden Wind bewegt wird. Die Abstimmung erfolgt hier an der Zunge durch Verkürzen ihres schwingenden Teiles mittels der sogenannten Krücke. Der Pfeifenkörper besteht aus einem meist konischen Rohr, das oben auf den Pfeifenkopf aufgesetzt wird. Seine Wirkung wird vielfach nur als die eines Schallbechers angesehen, der den Ton zusammenhalten und ihn verstärkt nach bestimmter Richtung lenken soll. In Wirklichkeit hat aber seine Länge und Weite doch größeren Einfluß auf die Tonbildung, wie die Darlegungen der § 18 und 46 dieses Kapitels gezeigt haben.

In allen Fällen, besonders aber bei den Lippenpfeifen, kommt es auch auf die Weite der Röhre, die sogenannte Mensur der Pfeife an. Im Verhältnis zur Länge große Weite der Röhre hemmt die Ausbildung der höheren Obertöne, begünstigt aber die tieferen und damit einen weichen, flötenartigen Klang, der bei zu großer Weite schließlich leer und charakterlos werden kann. Engmensurierte Pfeifen geben dagegen gut die hohen Obertöne, sprechen aber unter Umständen auf den eigentlichen Grundton nicht oder nur schlecht an, erfordern also von vornherein Überblasen durch stärkeren Wind. Die bei den Orgelpfeifen zu beobachtenden Klangeigenschaften finden sich bei den Orchesterblasinstrumenten wieder, die im Gegensatz zu den eintönig gebrauchten Orgelpfeifen als vieltönig bezeichnet werden können. Untersuchungen über den Klang der Orgelpfeifen, die auch über den Schwingungsvorgang im Pfeifeninnern Aufschluß geben, stammen insbesondere von Raps[1]).

β) Luftblattinstrumente.

§ 50. Holzblasinstrumente mit Lippe und Luftblatt. Flöten. Die als Flöten bezeichneten Instrumente haben alle das Gemeinsame, daß die Tonerzeugung mittels Luftlamelle (Luftblatt) erfolgt, die aus einer engen Öffnung (Kernspalte bei den Orgelpfeifen und den jetzt nur noch als Spielzeug gebrauchten Plock- oder Blockflöten, gespitztem Mund des Bläsers bei der Querflöte) gegen eine Schneide (Lippe) geblasen wird. Das Pfeifenrohr war ursprünglich im wesentlichen zylindrisch, wird jetzt aber — wie bei der von dem Instrumentenbauer Böhm konstruierten Böhmflöte und anderen Bauarten — zum Teil konisch gebohrt, um die Obertöne, die Töne der höheren Oktaven, die sonst nicht ganz rein sind, genau auf den Grundton abzustimmen. Die Mensur ist bei allen Flöten ziemlich weit; daher treten auch die tieferen Teiltöne hervor und geben dem Klang etwas Weiches, Süßes, zugleich aber auch Wesenloses. Das war besonders bei den Blockflöten der Fall und hat ihr Ausscheiden bewirkt.

Bei der modernen Querflöte (Querpfeife), italienisch flauto traverso, französisch flûte traversière, englisch traverse oder german flute, jetzt meist schlechthin Flöte genannt, wird der Wind von den gespitzten Bläserlippen gegen die scharfe Kante des Blasloches getrieben, das nahe dem oberen geschlossenen Ende der Pfeife liegt. Die Querflöte ist als große Flöte oder sogenannte *D*-Flöte, zuweilen auch in anderer Stimmung, im Orchester vertreten und hat einen Tonumfang von h oder c_1 bis c_4. Daneben gibt es die

[1]) A. Raps, Wied. Ann. **50**, 193, 1893.

kleine oder Piccoloflöte (Pickelflöte), italienisch flauto piccolo, die eine Oktave höher steht, also etwa von d_2 bis a_4, d. h. bis in die höchsten musikalisch noch zulässigen Lagen des Tonbereichs hinaufreicht (Fig. 102 und 103).

Die Flöten haben sämtlich Grifflöcher zur Herstellung einer lückenlosen chromatischen Skala, deren Töne übrigens zum größten Teil durch Überblasen erzeugt werden. Die Wirkung der Seitenlöcher und den Schwingungs-

Fig. 102.



Querflöte (Böhmflöte).

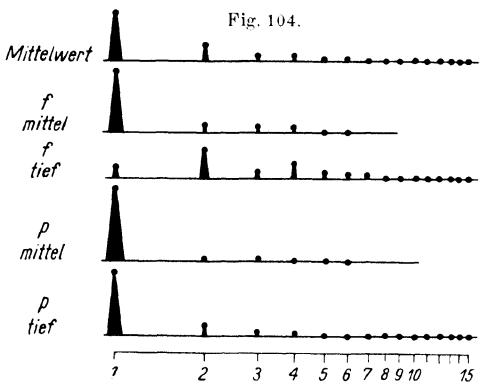
Fig. 103.



Piccoloflöte.

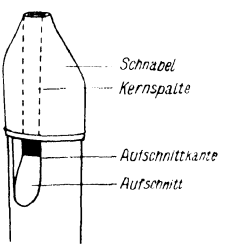
vorgang in der Röhre hat Steinhausen[1]) an einer wirklichen Flöte, Ratz[2]) an idealisierten Flötenpfeifen untersucht. Sehr genaue Klanganalysen hat Miller[3]) veröffentlicht, von denen Fig. 104 ein Beispiel gibt. Die Abszissenzahlen bedeuten die Teiltöne vom 1. bis zum 15.; die Ordinatenkegel geben ihre relative Stärke an. Mittel und tief bedeutet mittlere und tiefe Tonlage des Grundtones, p und f (piano und forte) geringe und große Tonstärke. Sehr

Fig. 104.



Klangbild der Flöte.

Fig. 105.



Schnabel einer Plockflöte (schematisch).

deutlich ist das Überwiegen des Grundtones bei schwacher Tongebung, dagegen das Hervortreten der Oktave und Doppeloktave bei starkem Ton in tiefer Lage. Die Kunst des Bläsers besteht darin, durch richtige Mundstellung die Breite und Länge des Luftstromes sowie seine Richtung und damit die Auftreffstelle an der Kante des Blasloches so zu wählen, daß der gewünschte Ton in günstigster Form angeregt wird. Daneben muß mit den Händen in oft schwieriger Grifftechnik die jeweils zugehörige richtige Rohrlänge hergestellt werden.

Bei der Schnabel-, Plock- oder Blockflöte (von dem in den Schnabel eingesetzten, die Kernspalte begrenzenden Holzpflock so genannt) ist das Blasen einfacher, nur die Stärke kann willkürlich geändert werden; dafür ist

[1]) W. Steinhausen, Ann. d. Phys. (4) **48**, 693, 1915.
[2]) E. Ratz, ebenda (4) **77**, 195, 1925; Inaug.-Diss. Gießen, 1924.
[3]) D. C. Miller, Science of Musical Sounds. London, Macmillan & Co., 1916; vgl. C. Raman, Musikinstrumente und ihre Klänge im Handb. d. Phys., Bd. VIII. Berlin, J. Springer, 1927.

der Klang einförmiger, es fehlt ihm die Ausdrucksfähigkeit der Querflöte. Fig. 105 zeigt schematisch das Schnabelstück einer Blockflöte. Als eine Abart der Blockflöte kann die als volkstümliches Instrument gebräuchliche Okarina angesehen werden. Sie hat einen sehr kurzen gedrungenen, konisch geformten Körper, der schon annähernd als kubischer Pfeifenraum gelten kann. Der Schnabel steht quer zum Körper, der Klang ist weich und melancholisch.

Die Flöte dient als Orchester- und auch als hervorragendes Soloinstrument, wozu sie sich als melodieführendes Diskant- (Sopran-) Instrument gut eignet. Flöten in tieferer Tonlage (Alt-, Tenor- und Baßflöten) haben sich nicht bewährt, da sie zuviel Wind und deshalb zu große Kraftanstrengung erfordern.

γ) Rohrblattinstrumente.

§ 51. Instrumente mit Doppelrohrblatt. Ein doppeltes Rohrblatt, bestehend aus zwei, oben gerade abgeschnittenen, Stücken Schilfblatt meist von Arundo donax, die nach Fig. 99a oben flach aneinandergelegt, unten rund zusammengebunden sind, wird mit dem Munde gefaßt und dient, zwischen den Lippen gehalten, als schwingende Zunge bei den schalmei- oder oboeartigen Instrumenten, von denen Oboe, Englisch Horn, Fagott, Saxophon besonders angeführt seien.

Fig. 106. Oboe.



Fig. 107. Fagott.



a) Die Oboe (französisch hautbois, englisch hautboy oder oboe, italienisch oboe) ist, wie der ursprüngliche französische Name sagt, ein Holzinstrument hoher Tonlage mit konischem Rohr. Der Tonumfang ist h oder b (kleines h oder b) bis etwa es_3, f_3 oder höchstens g_3 (dreigestrichenes g), in der Höhe also geringer als bei der Flöte. Die äußere Form ähnelt der älteren Blockflöte (Fig. 106). Die Spielbarkeit ist wegen Wegfalls der Flötenblastechnik leichter. Der Klang ist weniger weich, schalmeiartig.

b) Das Englische Horn (französisch cor anglais, englisch english horn, italienisch corno inglese) ist eine Altoboe, d. h. eine für tiefere Lage geeignete größerdimensionierte Oboe. Seine Stimmung ist eine Quinte tiefer, sie beginnt mit dem kleinen f und reicht bis etwa h_2. Der Ton ist in der Tiefe etwas blökend. Die weitere Fortsetzung nach tieferer Lage bildet

c) das Fagott (französisch basson, italienisch fagotto, engl. bassoon) mit dem noch tieferen Kontrafagott (italienisch Contrafagotto). Sie sind die zugehörigen Tenor- und Baßinstrumente. Die erforderliche große Länge wird durch U-förmige Gestalt des Rohres erreicht, dessen Schallöffnung hierbei nach oben zeigt (Fig. 107).

Der Tonumfang ist Kontra-*B* oder Kontra-*A* bis b_1 (eingestrichenes *b*); das Kontrafagott steht noch eine Oktave tiefer.

Die Mensur des Fagotts ist enger als die der Oboe; daher treten die höheren Teiltöne, vom dritten an, mehr hervor und die Klangfarbe wird weniger blökend und gesangvoller, doch ist sie bei den unter a) bis c) genannten Instrumenten immerhin noch ziemlich gleichartig.

Der alte deutsche Name für die oboeartigen Instrumente ist übrigens Schalmei, was wahrscheinlich vom griechischen Kalamai (*καλάμη* oder *κάλαμος* = Schilfrohr) abzuleiten ist. Die tieferen, dem heutigen Fagott entsprechenden, aber gerade gestreckten, unhandlichen Instrumente früherer Zeit hießen Bomhart oder Pomhart und schließlich ganz umgeformt Pommer, ein Wort, das wahrscheinlich von der romanischen Bezeichnung Bombarda stammt. Neben diesen sind noch verschiedene andere Formen im Gebrauch gewesen. In neuerer Zeit, seit 1863, sind oboeartige Instrumente aus Blech auf Veranlassung des französischen Militärkapellmeisters Sarrus hergestellt worden, die nach ihm Sarrusophone heißen und wegen ihres kräftigen Klanges für Militärmusik geeignet sind; sonst haben sie sich nicht weiter eingeführt.

Untersuchungen über den Klang der Rohrblattinstrumente sind in der in § 50 angeführten Millerschen Arbeit sowie in einer von Wachsmuth[1]) veröffentlichten Untersuchung des Physiologen G. Meissner zu finden.

§ 52. Instrumente mit einfachem Rohrblatt. Ein einfaches Rohrblatt, das als aufschlagende Zunge wirkt, ist der Tonerzeuger bei den Klarinetteninstrumenten, die in den Formen Klarinette, Bassetthorn und Baßklarinette sowie dem in Blech ausgeführten, mit Klarinettenschnabel, aber konischem Rohr versehenen Saxophon in der modernen Musik vorkommen. Das Mundstück ist flach schnabelförmig gestaltet und hat an der Oberseite eine viereckige Öffnung, auf die das Rohrblatt aufgepaßt ist. Es wird vom Luftstrom des Mundes schwingend geöffnet und geschlossen. Nach den in § 19 dieses Kapitels angeführten, aus der Helmholtzschen Theorie der Zungenpfeifen folgenden Gesetzen liegt an der Zunge ein Knoten der Bewegung; das Pfeifenrohr erscheint also dort geschlossen, es wirkt als gedackte Pfeife. Da die Klarinettenrohre bis auf einen kurzen Schalltrichter am Ende im wesentlichen zylindrische Bohrung haben, so fallen die geradzahligen Teiltöne weg oder sind in Wirklichkeit sehr schwach, wie die genaue Klanganalyse gezeigt hat. Die Folge ist, daß der Ton beim Überblasen nicht in die Oktave, sondern in die Duodezime (Quint der Oktave) umschlägt; die Klarinette oktaviert nicht, sondern quintiert. Die Lücken zwischen den Naturtönen sind also größer (18 chromatische Halbtöne zwischen Grundton und Duodezime statt 12 bis zur Oktave), und demgemäß ist die Zahl der erforderlichen Grifflöcher und Klappen größer, wodurch die Grifftechnik (Applikatur) erschwert wird. Nur das Saxophon mit seinem konischen Rohr

[1]) R. Wachsmuth, Klangaufnahmen an Blasinstrumenten usw. Nachgelassenes Manuskript von G. Meissner. Pflügers Archiv f. d. Physiol. **116**, 543, 1907.

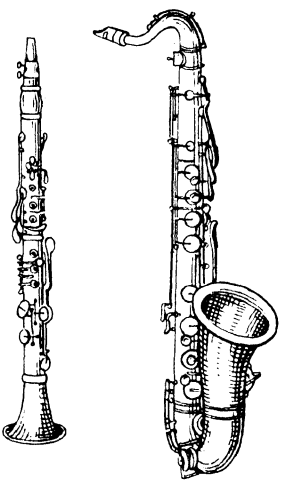
hat auch die geradzahligen Teiltöne stark ausgebildet; es gibt beim Überblasen zunächst die Oktave und braucht daher weniger Grifflöcher. Die „Applikatur" ist bei ihm ebenso einfach wie bei der Oboe. Für die Klanguntersuchungen kommen die schon bei den Oboen usw. angegebenen Arbeiten in Betracht. Der Klang ist edler und vornehmer als der der Oboen und Fagotte.

a) Die Klarinette (frz. la clarinette, engl. clarionet oder clarinet, ital. il clarinetto) ist das Sopraninstrument dieser Familie. Sie wird in mehreren, nach dem nicht benutzbaren Grundton benannten, Stimmungen gebaut als *C*-, *B*-, *A*-, *Es*-, *As*- und früher noch *F*-Klarinette. Die *C*-Klarinette wird wegen weniger edlen Tones sehr wenig gebraucht. Meist wird die *B*-Klarinette (unbedingt jedenfalls für die *b*-Tonarten) benutzt, für die Kreuztonarten meist die *A*-Klarinette. *Es*- und *As*-Klarinette finden in der Militärmusik, deren Haupttonart *Es*-Dur ist, Verwendung. Der Tonumfang ist bei der *B*-Klarinette d bis f_3 oder sogar b_3, bei der *Es*-Klarinette g bis b_3 (Fig. 108).

b) Altklarinette. Ihre Stimmung ist *F* oder auch *Es*. Ihr Tonumfang ist *A* oder *G* bis etwa c_3. Sie wird selten angewandt. Statt ihrer ist gebräuchlicher

c) das Bassetthorn (ital. corno di bassetto). Es ist eine Klarinette, auch in *F* mit ziemlich demselben Tonumfang; jedoch ist seine Mensur etwas enger und die Wandung dünner, wodurch die Wirkung der Löcher sich etwas ändert. Der Klang ist daher kälter als der der eigentlichen Klarinetten. Es unterscheidet sich von der Altklarinette weiter durch einige Zusatzklappen für tiefe Töne, wodurch der Tonumfang größer wird.

Fig. 108. Fig. 109.



Klarinette. Saxophon.

d) Die Baßklarinette (ital. clarinetto di basso). Sie steht eine Oktave tiefer als die eigentliche Klarinette und wird ebenfalls in verschiedenen Stimmungen, meist aber auch in *B* gebaut. Ihr tiefster Ton ist dann *Des*, Tonumfang *Des* bis f_2. Daneben kommen noch Kontrabaßklarinetten und ebenso Kontrabassetthörner vor, wie überhaupt bei den Blasinstrumenten eine viel größere Mannigfaltigkeit der Arten und Unterarten herrscht als bei den übrigen Instrumenten.

e) Das Saxophon. Das um 1840 von dem Instrumentenbauer Ad. Sax in Brüssel erfundene Saxophon schließt sich einerseits den Klarinetten (Rohrblatt), andererseits den Oboen (konisches Rohr) und in noch anderer Hinsicht den Blechinstrumenten wegen seines Wandmaterials an. Es hat alle Obertöne, oktaviert daher beim Überblasen. Das Rohr hat annähernd Tabakspfeifenform, sein Ton ist etwas näselnd. Es wird in mehreren Größen und Stimmungen gebaut und ist zurzeit das führende Instrument in der Jazzkapelle (Fig. 109).

Der Name Klarinette für die genannten, seit Ende des 17. Jahrhunderts sich entwickelnden Instrumente entstammt ihrer Eigenschaft, in hohen Lagen annähernd trompetenähnliche Töne zu geben, so daß sie das sehr schwierige Melodieblasen mit der Trompete in diesen Lagen, das sogenannte Klarinblasen, übernehmen konnten. Es ist die französische Form des eigentlich italienischen Wortes clarino mit Verkleinerungsform clarinetto. Der ältere französische Name für das allerdings einfachere Instrument war chalumeau, dem deutschen Schalmei entsprechend, welch letzteres aber die Oboe bedeutete. Nach jenem Namen wird die tiefste Lage der heutigen Klarinette noch immer als „chalumeau" bzw. „Schalmei" bezeichnet.

b) Blasinstrumente mit Polsterzungen (membranösen Zungen, Bläserlippen).

§ 53. Gemeinsame Eigenschaften. Einteilung in Posaunen, Trompeten, Hörner und Tuben. Die Instrumente mit Polsterzungen, d. h. mit zwei häutigen (membranösen) Zungen, die einander dicht gegenüberstehen und wulstig geformt sind wie die menschlichen Lippen, haben alle das eine gemeinsam, daß sie ein Kesselmundstück besitzen, d. h. einen kesselförmigen Trichter, in welchen der Bläser seine Lippen hineinpreßt. Die durch den Kesselrand abgegrenzten inneren Lippenstücke schwingen beim Durchgang der im Munde zusammengepreßten Luft und erregen den Ton, der dann von dem Resonanzrohr aufgenommen und verstärkt wird. Die Kesselmundstücke zeigen nur unwesentlich verschiedene Formen. Das Wandmaterial der Rohre ist heute fast durchweg Metallblech, so daß diese durch ihre Tonerregungsart ausgezeichneten und danach hier gruppierten Instrumente gleichzeitig auch als Blechblasinstrumente zusammengefaßt werden können. Nur einige ältere Holzblasinstrumente hat es gegeben, die ebenfalls mit Kesselmundstück und Bläserlippen arbeiteten. Es sind die als Zinken (Kornette) bezeichneten, schwach gekrümmten, hornartig geformten Instrumente, die in früherer Zeit eine große Rolle spielten und deren größte gewundene Formen Serpent benannt wurden. Sieht man von ihnen hier ab, so gliedern sich die verbleibenden Instrumente in Posaunen, Trompeten und Hörner mit der Untergruppe der Tuben.

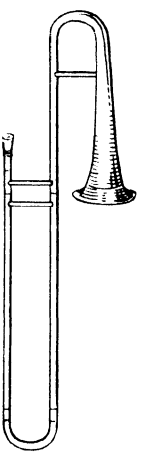
Die zur Abstimmung der Luftsäule auf den verlangten Ton notwendige Verlängerung oder Verkürzung wird bei den Posaunen durch direkte stetige Längenänderung des Rohres mittels der „Züge", ineinandergleitender Rohre, vorgenommen. Bei den modernen Trompeten und Hörnern erfolgt sie teilweise auch durch Zu- oder Abschaltung von Einsatzstücken, aber sprungweise, mittels Ventilen (Ventilinstrumente); im übrigen wie bei den Holzblasinstrumenten durch Öffnen und Schließen von Seitenlöchern mit Klappen. Bei den Posaunen muß der Natur der Sache nach die Rohrweite bis auf das kurze Stück, das auf den Schallbecher (die Stürze) entfällt, überall dieselbe sein; also zylindrisches Rohr. Bei den Trompeten, die im allgemeinen etwas weitere Mensur als die Posaunen haben, ist es ähnlich; fast auf der ganzen Länge gleiche Rohrweite. Bei den Hörnern im Gegensatz dazu

nahezu konisch oder hyperbolisch von dem Mundstück bis zur Stürze ansteigender Querschnitt des Rohres.

Zur Erreichung der nötigen Länge sind die Rohre gewunden, bei den Hörnern in Kreisspiralen, bei den Trompeten, Posaunen, den Bügel- und Flügelhörnern in langgestreckten Windungen mit geraden parallelen Schenkeln.

Wie bei allen Blasinstrumenten überhaupt hat man als mögliche Töne die zu einer gegebenen Rohrlänge gehörenden harmonischen Eigentöne, die in der Musik Naturtöne des Instrumentes genannt werden. Bei den älteren Formen der Hörner und Trompeten, die keine Seitenlöcher und Verlängerungsbogen usw. hatten, wurde nur diese Tonreihe benutzt. Damit hatte man aber nur eine sehr unvollkommene, lückenhafte Reihe, selbst in den höheren Oktaven; an eine chromatische Halbtonskala war gar nicht zu denken. Dieser Mangel ist teils durch Einführung der Seitenlöcher, die mit Klappen geschlossen werden, beseitigt worden (Klappenhörner), teils durch Anbringen von Verlängerungsstücken mittels Ventilen, die durch von den Fingern gesteuerte Druckknöpfe bedient werden (Ventilhörner und Ventiltrompeten). Die moderne Entwicklung hat die Entscheidung für die Ventile gebracht; Klappeninstrumente werden kaum mehr benutzt. Die Ventile sind entweder stempelförmige Pumpventile (pistons) oder drehbare Hähne mit weiter Bohrung (Drehventile oder Zylinder, frz. cylindres). Im übrigen sind die im Laufe der Zeit entstandenen Formen und Namen so zahlreich, daß sie hier auch nicht annähernd alle behandelt werden können. Nur die Haupttypen werden zu nennen sein.

Fig. 110.



Zugposaune.

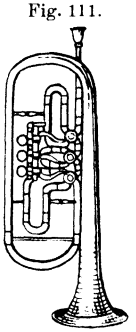
§ 54. Posaune und Trompete. a) Die Posaune (ital. trombone, frz. la trombone, engl. trombone). Das Instrument hat sich zusammen mit den Trompeten als eine Abart von ihnen aus der Form entwickelt, die der altrömischen tuba eigen war. Fig. 110 gibt eine moderne Zugposaune wieder. Das Instrument wird mit der linken Hand an dem einen Querarm gehalten; die rechte bewegt mittels des anderen Querarms den beweglichen U-förmigen Auszug. Neben der Zugposaune ist in neuerer Zeit auch eine Ventilposaune gebaut worden, die genau wie eine Ventiltrompete arbeitet, so daß das eigenartige Aus- und Einziehen des Posaunenrohres wegfällt; sie ist aber nicht recht aufgekommen. Charakteristisch ist in jedem Fall die langgestreckte engmensurierte Form mit fast durchgehend zylindrischem Rohre, nur die Stürze erweitert. Der Klang ist wuchtig, voll und edel und zeichnet sich durch besonderen Glanz aus, da die Posaunenform der Ausbildung der reinen harmonischen Teiltöne sehr förderlich ist. Sie gibt den tiefsten Teilton, den eigentlichen Grundton, nur sehr schwer und wenig klangvoll, dagegen alle übrigen (die überblasenen) Töne gut und rein. Man unterscheidet drei Größen: Die Altposaune mit Grundton *Es* (großes *Es*), die Tenorposaune mit

Grundton B_1 (Kontra-B) und die Baßposaune mit Grundton F_1 (Kontra-F). Die wirklich als tiefste Töne ohne Auszug benutzten sind die höheren Oktaven dieser Grundtöne. Mit Benutzung des Auszuges kommt man bis A bzw. E bzw. H_1 hinunter (sogenannte Pedaltöne). Nach oben gehen die drei Instrumente bis zum achten Naturton (Teilton), also bis es_2, b_1 und f_1 hinauf. Übrigens wird die Altposaune jetzt fast gar nicht mehr benutzt, das Hauptinstrument ist die Tenorposaune in B. Neben den genannten sind auch noch andere, insbesondere noch tiefere konstruiert worden.

Der Name Posaune soll vom altfranzösischen buisine stammen, das eine Trompete bedeutet, im Deutschen zu Busine (früher viel gebrauchtes Wort für Trompete) und schließlich Busune und Posaune wurde.

b) Die Trompete (ital. tromba, frz. trompe und trompette, engl. trumpet). Der deutsche Name ist also eigentlich die Verkleinerungsform. Die Trompete hat sich aus der Urform des gerade gestreckten, schlanken, hohlen Tierknochens allmählich bei größer werdender Länge zur gewundenen S-förmigen und schließlich zu der bügelförmigen Gestalt mit flachen, gestreckten Windungen entwickelt. Sie hat von Anfang an als vornehmes Instrument gegolten und wurde meist mit Pauken zusammen verwendet. Die Redensart „mit Pauken und Trompeten", der die andere „mit Trommeln und Pfeifen" gegenübersteht, beweist die Zusammengehörigkeit beider Instrumentenarten noch heute; unter Pfeifen sind die Flöten verstanden.

Fig. 111.



Ventiltrompete.

Die Trompete hat mehrfache Wandlungen ihrer Gestalt erfahren, kennzeichnend ist aber immer der fast vollkommen zylindrische Verlauf des langen Rohres; nur der Schallbecher, die Stürze, hebt sich ab, sich allmählich erweiternd. Die Mensur ist enger als bei den Posaunen und den Hörnern, daher treten die höheren Obertöne stark hervor und der Klang wird kräftig, durchdringend, schmetternd. Die lange Zeit allein herrschende „Naturtrompete" mit ihrer sehr lückenhaften Tonskala ist heute von der Ventiltrompete abgelöst. Fig. 111 gibt ein Bild von ihr. Die Ventiltrompete hat chromatische Tonskala, wobei die meisten Töne auf verschiedene Weise erzeugt werden können. Sie wird in mehreren Größen und Stimmungen hergestellt. Bevorzugt ist die B-Stimmung, daneben kommt C- und A-Stimmung vor sowie auch F und D, sowohl in hoher Lage (Sopran), als auch in tiefer (Bariton oder Baß). Der Tonumfang ist z. B. bei der F-Trompete f bis e_2.

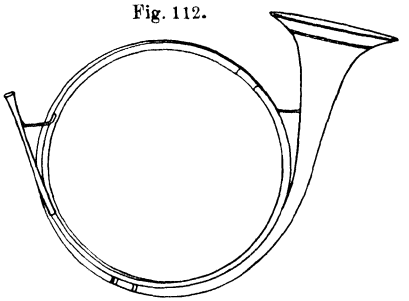
§ 55. Horn und Tuba. a) Das Horn (ital. corno, frz. cor, engl. horn); Waldhorn, Posthorn, Klappenhorn, Ventilhorn. Die große Familie der Hörner, hervorgegangen aus dem krummen Tierhorn (Rinderhorn und den gekrümmten Stoßzähnen des Mammuts und Elefanten), unterscheidet sich von Trompete und Posaune durch die vom Mundstück bis zur Stürze dauernd konisch verlaufende Form des Rohres. Dadurch werden, insbesondere wenn die Mensur etwas weit gewählt wird, die tiefen Teil-

töne mehr begünstigt als bei der Trompete; der Ton ist weniger schmetternd, sondern weicher, teilweise elegisch. Auch das Mundstück ist etwas anders geformt, rein trichterförmig im Gegensatz zum bauchig geformten der Trompeten.

Die früher nur mit ihren Naturtönen arbeitenden Hörner sind zu Anfang des 19. Jahrhunderts zunächst bei dem Klappenhorn mit Seitenlöchern und Klappen versehen worden. Das eigentliche Klappenhorn (engl. Key bugle oder Kenthorn), die Baßhörner und die Ophikleiden gehören zu dieser verbesserten Art. Dann sind sie sehr bald mit Ventilen und Verlängerungsstücken als Ventilhörner in vielen Abarten gebaut worden.

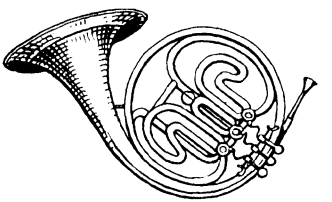
Als Naturhörner sind noch lange Zeit das Posthorn (kleines Signalhorn) und das Jagdhorn, das mit einigen Veränderungen zum Waldhorn (Fig. 112) wurde, im Gebrauch gewesen. Die mangelhafte Skala dieser Instrumente wird durch die Kunst des Blasens (Hinauftreiben des Tones

Fig. 112.



Waldhorn.

Fig. 113.



Modernes Ventilhorn
(Doppelhorn in B und F).

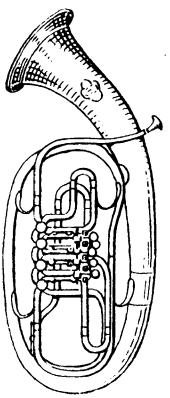
um etwa einen halben Ton durch stärkere Lippenspannung und verstärktes Blasen bzw. Vertiefung durch Abschwächung beider Faktoren) etwas ergänzt. In gleichem Sinne wirkt das Stopfen, d. h. Einführen der Hand in den Schallbecher. Im allgemeinen bewirkt es Tonvertiefung, weil die Röhre dadurch mehr und mehr zu einer gedackten Pfeife wird. Eine besondere Art des Stopfens (sehr weites Einführen der Faust) kann jedoch Tonerhöhung geben, vielleicht deshalb, weil dabei die Röhrenform wesentlich geändert wird. Die Stopftöne klingen jedoch weniger frei, teilweise etwas gequetscht, haben also ihren besonderen Klang. Für die modernen Ventilhörner (Fig. 113) kommen sie nur gelegentlich wegen dieses anderen Klanges in Betracht.

Die ursprüngliche Stimmung des Hornes war D. Moderne Ventilhörner werden aber meist in F-Stimmung gebaut, gelegentlich mit einem Zusatzbogen für E-Stimmung. Daneben wird ein höheres Horn in B benutzt. Der Umfang des F-Hornes mit Anwendung aller Hilfsmittel ist H_1 (Kontra-H) bis etwa f_2 (zweigestr. f), d. h. von der Quarte des nicht benutzten 1. Naturtones (1. Teiltons), der F_1 (Kontra-F) sein würde, bis zum 16. Teilton hinauf.

b) Die Tuba (Baßtuba, Wagnertuben, Helikon, Bombardon). Die als Tuben bezeichneten Instrumente sind, wenigstens ursprünglich und auch jetzt noch überwiegend, Instrumente der tiefen und tiefsten Lagen; sie sind die Baßinstrumente der vorher beschriebenen Familien, der Trompeten und der Hörner. Dementsprechend werden sie teils trompetenähnlich (mit wesentlich zylindrischem), teils hornähnlich (mit konischem Rohr) gebaut. Abweichend von beiden haben sie weitere Mensur, um den eigentlichen Grundton (1. Natur- oder Teilton) zum Ansprechen zu bringen. Sie werden wie ihre Verwandten mit Ventilen gebaut, zuweilen in riesiger Größe mit Rohren bis zu 16 m Länge und fast 1 m Durchmesser des Schalltrichters. Doch sind das Ausnahmen. Die größten und tiefsten mit wuchtigem Ton werden vielfach mit dem Namen Bombardon bezeichnet.

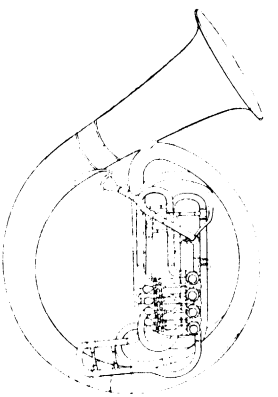
Die Baßtuben, die insbesondere in der Hornform als Waldhorntuben mit konischem Rohr gebräuchlich geworden sind (Richard Wagner hat für seine Opern Instrumente in Tubenform auch für höhere Lagen eingeführt,

Fig. 114.



Baßtuba.

Fig. 115.



Helikon.

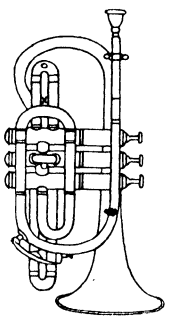
Wagnertuben genannt), haben meist die schlanke Form der Trompetenspirale, aber nach oben gerichtete Stürze mit Schallbecher (Fig. 114). Sie sind jedoch auch in Kreisspiralform ausgeführt worden und führen dann wegen der Schneckenform den Namen Helikon (Fig. 115).

Die Stimmung ist F oder Es und B oder C, der Umfang der F-Tuba Gis_1 bis f_1, der B-Tuba C_1 (Kontra-C) bis c_1.

§ 56. Kornett (Piston), Bügel- oder Flügelhorn, Lur. Im allgemeinen zeigen die Blechblasinstrumente (Polsterzungeninstrumente) so viel verschiedene Formen, Abarten und Übergänge, daß sie sich oft nur schwer eindeutig einordnen lassen. Vom physikalischen Standpunkt aus interessiert auch mehr das allen Gemeinsame als die unterscheidenden und trennenden Einzelheiten, die in musiktechnischen Werken zugleich mit den ebenso zahlreichen Namen dieser Instrumente zu behandeln sind. Erwähnt sei hier aber, da diese

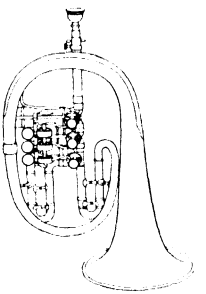
Instrumente gelegentlich bei akustischen Versuchen benutzt werden und dabei wenigstens eine allgemeine Kenntnis ihres Wesens nötig ist, daß das als Soloinstrument viel gebrauchte Ventilkornett (frz. cornet à pistons, daher vielfach Piston genannt) das erste Ventilinstrument war und daß es, aus dem Posthorn entstanden und die wesentlichen Merkmale der Hörner tragend, doch andererseits einen Übergang zur Trompetenfamilie bildet (gestreckte äußere Form und bauchiges Trompetenmundstück (Fig. 116). Der Ton in der Unterfamilie der Kornette ist nicht so edel wie der reine Hörnerklang, andererseits nicht so klar und schmetternd wie Trompetenton.

Fig. 116.



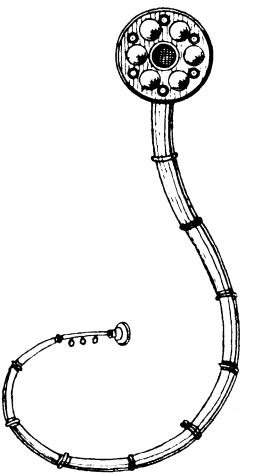
Ventilkornett (Piston).

Fig. 117.



Flügelhorn in *B*.

Fig. 118.



Lur (altnordisch).

Bei den Hörnern sind besonders viele verschiedene Namen, oft nebeneinander, im Gebrauch, die die Übersicht erschweren. Bekannt und leicht zu deuten ist der Name Hifthorn (nicht Hüfthorn) oder älter Hiefhorn für das einfache alte Jagdhorn (von hief, hift = Jagdsignal, Jagdruf), aus dem sich das edel klingende Waldhorn oder Horn schlechthin, ohne und schließlich mit Ventilen, entwickelt hat. Kennzeichnend für die Waldhorngruppe, die im vorigen Paragraphen besprochen wurde, ist das sehr lange, sich nur allmählich konisch erweiternde Rohr mit weiter Stürze, woraus sich das Zurücktreten der tieferen Teiltöne ergibt.

Die andere Gruppe der Hörner, die zunächst zum Klappenhorn und den Ophikleiden führte, später aber auch in Ventilinstrumente ausmündete, ist die Gruppe der Bügel- und Flügelhörner. Der erste Name ist nicht von einzuschaltenden Bügeln abzuleiten, sondern vom englischen bugle, das Horn bedeutet und mit einem alten germanischen Wort buhhil = Horn zusammenhängen soll. Der Name Flügelhorn ist bisher wohl überhaupt nicht gedeutet, vielleicht ist er nur im Gleichklang zu Bügelhorn gebildet worden. Die Bügel- und Flügelhörner, deren Stammvater das einfache Militärsignalhorn ist, zeichnen sich durch viel stärker konisch verlaufende, daher verhältnismäßig weitere Rohre aus, deren Stürze nicht sehr stark auslädt. Durch die weite Form werden die tieferen Teiltöne begünstigt und der Klang wird

weniger edel, teilweise sogar etwas blökend, aber die Töne sprechen besser an als beim Waldhorntyp; die Instrumente sind daher leicht zu spielen. Auch das Mundstück ist anders, trompetenähnlicher, als beim Waldhorn. Die hauptsächlich in der Militärmusik, der sogenannten Harmoniemusik, gebrauchten Typen sind das hohe Bügelhorn (Piccolo) in *Es*, das eigentliche Flügelhorn in *B* (Fig. 117), das Althorn in *Es* und das Tenorhorn (auch Baßflügelhorn genannt) in *B*, letztere beiden je eine Oktave tiefer stehend als die beiden erstgenannten. Das zugehörige Baßinstrument ist die in § 55 besprochene Baßtuba.

Zu den hornähnlichen Instrumenten gehören auch die aus dem nordischen Altertum stammenden Lurer oder Luren, in Form des Mammutzahns gewundene Bronzeinstrumente von ausgezeichneter Gußtechnik, die sehr schöne reine Naturtöne geben (Fig. 118).

VI. Sireneninstrumente.

§ 57. Sirenen und verwandte Instrumente. Während bei allen bisher besprochenen Instrumenten die Tonerzeugung und besonders die Bestimmung der Tonhöhe von den individuellen Eigenschaften des einzelnen Instrumentes abhängt, liegt bei den in Kap. II dieses Bandes ausführlich behandelten Sirenen (Lochsirenen, Wellensirenen, Zahnradsirenen usw.), auf die hier nur hingewiesen werden soll, ein ganz anderes Prinzip zugrunde. Die Tonerzeugung erfolgt durch Anstöße, deren Periode von außen zwangläufig bestimmt wird durch die Umdrehungsgeschwindigkeit einer Lochscheibe usw. Die Tonhöhe kann dabei also beliebig und stetig verändert werden. Die Klangfarbe hängt noch von der besonderen Art und Form des Instrumentes ab. Zu den eigentlichen Musikinstrumenten im engeren Sinne werden die Sirenen nicht gerechnet.

Eine gewisse Verwandtschaft mit ihnen haben die in Kap. V dieses Bandes ebenfalls eingehend behandelten Phonographen, Grammophone usw., da bei ihnen die Tonerzeugung und insbesondere die Festlegung der absoluten Tonhöhe ebenfalls zwangläufig mittels eines rotierenden Teiles (z. B. Grammophonplatte) erfolgt. Diese Instrumente sind jedoch zum Unterschied von den anderen hauptsächlich als sekundäre Schallgeber anzusehen und werden deshalb an der angegebenen Stelle besprochen.

E. Die menschliche Stimme.

§ 58. Das menschliche Stimmorgan. Das Stimmorgan ist aus mehreren Teilen zusammengesetzt, die ohne anatomische Betrachtung nicht vollständig studiert werden können. Wir müssen uns daher darauf beschränken, die allgemeine Anordnung der Teile kennenzulernen, die bei der Stimmbildung in erster Linie mitwirken.

Es ist bekannt, daß die Luftröhre eine Röhre ist, die mit dem einen Ende in dem Schlunde, mit dem anderen in den Lungen endigt. Sie ist fast zylindrisch und aus knorpeligen Ringen zusammengesetzt, die durch biegsame, häutige Ringe verbunden sind. Am unteren Ende teilt sie sich in zwei

Röhren, die Bronchien, von denen die eine nach rechts, die andere nach links geht. Jeder dieser Äste verzweigt sich weiter nach allen Seiten hin in das Gewebe der Lunge. Das obere Ende der Luftröhre wird durch den Kehlkopf gebildet, der das eigentliche Stimmorgan ist.

Der Kehlkopf besteht aus vier Knorpeln, die in späterem Alter mehr oder weniger verknöchern: dem Ringknorpel (Cartilago cricoidea), dem Schildknorpel (Cartilago thyreoidea) und den beiden Gießkannenknorpeln (Cartilagines arytaenoideae). Diese Knorpel sind unter sich und mit dem obersten Ringe der Luftröhre verbunden und können durch verschiedene Muskeln auf das mannigfaltigste bewegt werden. Die innere Wand des Kehlkopfes wird von einer Verlängerung der Luftröhre gebildet, die immer enger wird, bis zuletzt nur eine von vorn nach hinten gerichtete Spalte, die Stimmritze (Glottis), übrigbleibt. Die Ränder dieser Stimmritze sind durch die Stimmbänder gebildet. Nach vorn hin sind die Stimmbänder an dem Schildknorpel, am entgegengesetzten Ende aber ist das eine Stimmband an dem einen, das andere Stimmband an dem anderen Gießkannenknorpel angewachsen. Wenn die Knorpel durch die entsprechenden Muskeln einander genähert oder voneinander entfernt werden, so werden also die Stimmbänder mehr oder weniger gespannt, und die Stimmritze wird weiter oder enger. Die Stimmbänder selbst bestehen aus einem sehr elastischen Gewebe.

Über den Lippen der Stimmritze befinden sich zwei sackartige Höhlungen, die eine auf der rechten, die andere auf der linken Seite, welche sich 17 bis 20 mm weit seitwärts erstrecken; es sind dies die Ventriculi Morgagni. Die oberen Ränder dieser Ventrikel bilden mit ihren Rändern, den sogenannten falschen Stimmbändern, gleichsam eine zweite Stimmritze, die kaum 8 mm über der anderen liegt. Der Kehlkopfeingang kann durch den Kehldeckel (Epiglottis), der eine fast dreieckige Platte mit knorpeliger Grundlage ist, verdeckt werden; dieser Kehldeckel ist mit der einen Seite nach vorn hin angewachsen und verhindert, indem er beim Schlucken sich über den Kehlkopfeingang legt, daß Speisen und Getränke in die Luftröhre geraten.

Der Bau des Kehlkopfes wird durch die Fig. 119 und 120 veranschaulicht. Fig. 119 stellt die vordere Hälfte des durch einen senkrechten Schnitt geteilten Kehlkopfes, und zwar von rückwärts gesehen, dar.

Es ist *a* der Durchschnitt durch den Ringknorpel, *b* der Durchschnitt durch den Schildknorpel, *c* der Durchschnitt durch die wahren Stimmbänder, *d* der Durchschnitt durch die falschen Stimmbänder. Zwischen den wahren und den falschen Stimmbändern sieht man in Fig. 119 die Ventriculi Morgagni. Ferner sieht man aus dieser Figur, wie sich die Luftröhre gegen die unteren Stimmbänder hin verengt. Fig. 120 zeigt die Stimmritze von oben gesehen.

Der Physiologe Johannes Müller hat gezeigt, daß die Bildung von Tönen im Kehlkopf der in membranösen Zungenpfeifen analog ist. Die eigenartige Anbringung der schwingenden Stimmlippen auf elastisch-muskulären Unterlagen führte Ewald zu der Auffassung, daß der Stimmbildungsvorgang nach dem Vorbild einer Polsterpfeife erfolge. Die Wirkungsweise einer solchen Pfeife dürfte nach Fig. 121 ohne weiteres einleuchtend sein.

noch vorhanden sind, nur durch ihre geringere Stärke, indem die genannten Teile stark mitschwingen und resonieren. Bei gleicher Spannung der Stimmbänder hat die größere oder geringere Enge der Stimmritze keinen wesentlichen Einfluß auf die Höhe des Tones, nur spricht bei weiter Stimmritze der Ton schwerer an und ist weniger klangvoll.

Im Leben geschieht die Spannung der Stimmbänder hauptsächlich dadurch, daß die Musculi crico-thyreoidei den Ringknorpel vorn gegen den Schildknorpel heraufziehen und daß dadurch die hinten auf dem Ringknorpel durch ihre Muskulatur fixierten Gießkannenknorpel so gekippt werden, daß sich die hinteren Stimmbandenden von den vorderen Stimmbandansätzen entfernen. Dieser Vorgang kann an unserem Präparat dadurch nachgeahmt werden, daß man in dem Schildknorpel mittels eines Hakens eine Schnur x befestigt und diese mit Gewichten belastet. Indem Müller diese Gewichte von 8 bis 647 g vermehrte, konnte er alle Töne zwischen ais^0 und dis^3, also ungefähr $2^1/_2$ Oktaven, hervorbringen.

Wenn der Faden x auch nicht durch Gewichte belastet ist, so sind die Stimmbänder doch noch nicht völlig abgespannt; um eine stärkere Abspannung und noch tiefere Töne zu erhalten, bringt man eine Schnur y (Fig. 122) an, die über eine Rolle gehend mit den Gewichten belastet wird und dadurch den Schildknorpel gegen die Cartilagines arytaenoideae zieht, wodurch die Wirkung des Musculus thyreo-arytaenoideus nachgeahmt wird. Müller erhielt durch ein Gewicht von 5,25 g den Ton dis^1; durch Vermehrung des Gewichtes bis zu 66,5 g konnte der Ton bis h^{-1} vertieft werden. Durch eine solche Art Abspannung der Stimmbänder kann man also bei entsprechender Regelung des Anblasestromes sehr tiefe Töne hervorbringen.

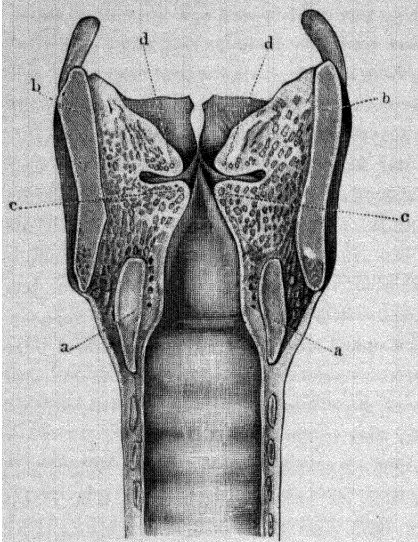
Falsett- und Brustton unterscheiden sich hauptsächlich durch den Schwingungsmechanismus. Das ist durch stroboskopische Beobachtungen vor allem von Oertel, Musehold und Réthi festgestellt worden. Bei den Falsetttönen zeigen die Stimmbänder stark zugeschärfte Ränder, schwingen nur in einem größeren, vorderen Abschnitt und lassen selbst im Augenblick größter Annäherung noch einen schmalen Spalt der Stimmritze frei. Bei Brusttönen führen sie in voller Länge gröbere Schwingungen von größerer Elongation aus, in deren Verlauf die Stimmbandränder während einer Schwingungsphase immer zur Berührung kommen. Geht der Mechanismus der beiden Register ineinander über, so entsteht die Mittelstimme. Auch kann eine Anzahl von Tönen sowohl im Brustton wie im Falsett gesungen werden.

Der Kehlkopf bzw. die Stimmlippen werden durch den von der Lunge gelieferten Luftstrom angeblasen. Das Ein- und Ausatmen geschieht durch Vergrößerung bzw. Verkleinerung des Brusthohlraumes, und zwar in erster Linie durch das Zwerchfell (Zwerchfell- oder Bauchatmung) und durch die Rippenbewegung (Rippen-, Flanken- oder Brustatmung). Gewöhnlich werden Brust- und Bauchatmung gleichzeitig benutzt. Die sogenannte Schlüsselbein- oder Schulteratmung besteht darin, daß beim Einatmen Schultern und Schulterblätter in die Höhe gezogen, beim Ausatmen wieder gesenkt werden.

Geräuschloses Ein- und Ausatmen geschieht bei weit geöffneter Stimmritze; beim Hauchen und Flüstern ist sie verengt. Strömt, wie beim Hauchlaut H, die Luft durch eine von vornherein etwas geöffnete Stimmritze, so ist der Einsatz unbestimmt. Bei bestimmtem Einsatz (scharfer Intonierung) hat die Klangbildung bei möglichst geschlossener Stimmritze zu beginnen. Also soll der Sänger und Redner nach jedem Einatmen, bevor er mit der Klangbildung beginnt, den Atem einen kurzen Moment anhalten. Unter welchen Bedingungen die eine oder andere Atmungsart mehr zu betonen ist, das gehört zu den schwierigen Fragen der Gesang- und Redetechnik und ist schwer in feste Regeln zu fassen.

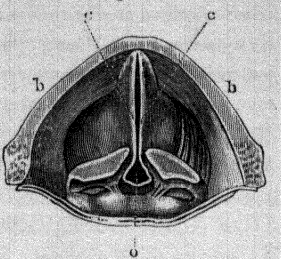
Sowohl Beobachtungen an lebenden Menschen und Tieren als auch Versuche an ausgeschnittenen Kehlköpfen menschlicher Leichen zeigen, daß die Töne in der Stimmritze und nicht über oder unter ihr gebildet werden. Befindet sich eine Öffnung in der Luftröhre (also unter der Stimmritze), so hört die Stimme auf, sie kehrt aber wieder, sobald diese Öffnung verschlossen wird; hingegen bringt eine Öffnung in den Luftwegen oberhalb der Stimmritze eine solche Wirkung nicht hervor.

Fig. 119.



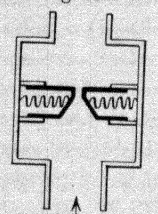
Senkrechter Schnitt durch den Kehlkopf.

Fig. 120.



Stimmritze von oben gesehen.

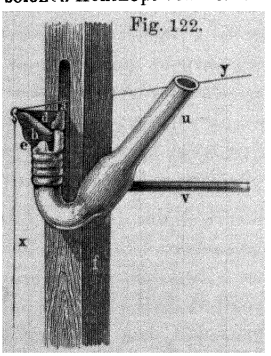
Fig. 121.



Polsterpfeife.

Die entscheidendsten Versuche stellte Müller mit ausgeschnittenen Kehlköpfen an, die er auf eine passende Weise auf einem Brettchen befestigte. Fig. 122 stellt einen solchen Kehlkopf von der Seite gesehen dar. *a* ist einer der Gießkannenknorpeln (der andere liegt hinter dem gezeichneten), *b* ist der untere Teil des Schildknorpels, *d* die innere Haut des Kehlkopfes, die in den Stimmbändern endigt, die zwischen den Knorpeln *a* und *b* ausgespannt sind. Der obere Teil des Schildknorpels bis zu der Stelle, wo die Stimmbänder angewachsen sind, die Ventriculi Morgagni, die oberen Stimmbänder und der Kehldeckel sind weggeschnitten, damit man die Ränder der Stimmritze besser sehen kann. Um den Kehlkopf gehörig zu befestigen, wird er mit seiner hinteren Wand auf das Brettchen gelegt und der Ringknorpel wird an das Brettchen angebunden; um die Cartilagines arytaenoideae zu befestigen, wird ein Pfriemen quer durch dieselben gesteckt, so daß sie nebeneinander auf dem Pfriemen fixiert sind und man sie nach Belieben voneinander entfernen oder dicht zusammenrücken kann; der Pfriemen selbst wird alsdann durch Schnüre ebenfalls an das Brettchen unbeweglich angezogen. Ist auf diese Art die hintere Wand des Kehlkopfes befestigt, so läßt sich den Stimmbändern durch Anziehen des Schildknorpels jede beliebige Spannung geben. Mit so präparierten Kehlköpfen machte Müller eine große Anzahl von Versuchen; wir können hier nur die wichtigsten seiner Resultate hervorheben.

Fig. 122.



Ausgeschnittener Kehlkopf für Versuchszwecke.

Die unteren Stimmbänder geben bei enger Stimmritze volle und reine Töne, wenn sie von der Luftröhre aus angeblasen werden. Diese Töne kommen denen der menschlichen Stimme sehr nahe; sie unterscheiden sich von denen, welche man erhält, wenn die Ventriculi Morgagni, die falschen Stimmbänder und der Kehldeckel

Zu dem Atmungsapparat und dem eigentlichen klangbildenden Teil des Stimmorgans, dem Kehlkopf mit den Stimmlippen, treten als dritter Teil des Stimmorgans die Mund-, Rachen- und Nasenhöhle als Resonanzräume hinzu. Sie entsprechen dem Ansatzrohr der Zungenpfeifen. So ist das gesamte Stimmorgan einer Zungenpfeife vergleichbar (ds. Kap., § 18). Die Stimmlippen werden als membranöse Zungen von dem aus der Lunge kommenden Luftstrom angeblasen, und aus der Fülle der von den Stimmlippen gebildeten Partialtöne werden einige durch die angeschlossenen Resonanzräume mehr oder weniger verstärkt. Jeder der bei der Klanggebung mitwirkenden Teile kann innerhalb weiter Grenzen variiert werden, so daß eine große Mannigfaltigkeit in Stärke, Höhe und Farbe erzielt werden kann.

Falscher Gebrauch der Resonanzhöhlen bringt einen unschönen Klang hervor, der entsprechend als näselnd, gaumig usw. bezeichnet wird. Kleinere Mundöffnung ergibt unter sonst gleichen Bedingungen tiefere Eigentöne des Mundhohlraumes als größere Öffnung (Kap. II, § 8). Noch tiefere Eigentöne entstehen bei völlig geschlossenem Munde, wobei der Luftstrom durch die Nasenlöcher entweicht. Weichere Innenwände dämpfen hohe Eigentöne stärker ab als härtere. Also wird der Klang obertonhaltiger und damit heller, wenn die Weichteile nach Möglichkeit von der Mitwirkung ausgeschlossen oder straffer gespannt werden.

Schon Wheatstone hat mit Hilfe von Stimmgabeln gezeigt, daß die Mundhöhle bei bestimmten Stellungen auf bestimmte Töne abgestimmt ist. Zur Demonstration hält man eine tönende Stimmgabel, die etwa den Hauptformanten (ds. Kap., § 61) des Vokals A gibt, vor die Mundöffnung und formt den Mund abwechselnd auf A und U. In der A-Stellung tönt die Mundhöhle mit, in der U-Stellung nicht. Infolgedessen hört man sehr deutlich ein abwechselndes Lauter- und Leiserwerden des Tones.

Für den Vokal Ü läßt sich der Resonanzton der Mundhöhle sehr hübsch dadurch demonstrieren, daß man diesen Vokal zunächst flüstert und aus dem Flüstern in Pfeifen übergeht. Beim Pfeifen wird die Mundhöhle angeblasen (ds. Kap., § 16) und gibt ihren Eigenton. Wenn die Aufgabe gestellt wird, „den Vokal Ü zu pfeifen", so erscheint als Pfeifton regelmäßig fast genau b^3; das ist aber der wichtigste Partialton, der im Ü enthalten ist. Kinder pfeifen das Ü in der gleichen Tonhöhe wie Erwachsene, indem die kleineren Dimensionen der Resonanzräume durch Verkleinerung der Mundöffnung und dergleichen ausgeglichen werden.

Bildet man die (kurzen) Flüstervokale nacheinander, indem man die Luft der Rachenmundhöhle explosionsartig durch einen die Stimmritze passierenden Luftstoß erregt, so wird auch hierdurch die Wirkung der Mundhöhlungen als Luftresonatoren demonstriert. Man übt das am besten, indem man zunächst die „Vokale hustet".

§ 59. Stimmorgane der Tiere. Bei den Säugetieren sind die Stimmorgane im wesentlichen ebenso konstruiert wie beim Menschen; auch bei ihnen wird der Ton durch die unteren Stimmbänder erzeugt. Bei den Wiederkäuern

fehlen die Ventriculi Morgagni und die falschen Stimmbänder sogar völlig. Bei den Affen sind die resonierenden Teile des Stimmorgans sehr eigentümlich; so findet sich z. B. beim Orang-Utan, dem Mandrill und dem Pavian ein häutiger Sack unter dem Zungenbein. Am größten ist dieser resonierende Apparat bei den Heulaffen.

Bei den Vögeln befindet sich das Stimmorgan nicht am oberen, sondern am unteren Ende der Luftröhre, nämlich da, wo sie sich in die Bronchien teilt. Cuvier zeigte, daß eine Amsel, eine Elster, eine Ente auch nach Durchschneidung der Luftröhre noch zu schreien vermögen. Die anatomische Untersuchung macht dieses Resultat verständlich. Man findet am oberen Ende der Luftröhre nur eine Verengung, eine Spalte, die zur Erzeugung von Tönen nicht geeignet ist, während man am unteren Ende einen wunderbar eingerichteten, zur Hervorbringung einer großen Reihe hoher und tiefer Töne geeigneten Apparat findet. Es ist nicht möglich, diesen Apparat zu beschreiben, ohne zu sehr auf anatomische Einzelheiten einzugehen. Besonders bei den Singvögeln ist der untere Kehlkopf sehr kompliziert gebaut. Er ist mit einer großen Zahl von Muskeln versehen und bei manchen Vogelmännchen (das männliche Geschlecht ist vor allem mit einer Stimme begabt) finden sich noch als Resonatoren wirkende, blasig aufgetriebene Nebenhöhlen der Luftröhre (Enten, Taucher).

Von den Reptilien seien die Krokodile genannt, die Stimmbänder besitzen.

Auch die Frösche haben Stimmbänder. Überhaupt entsteht die Stimme der Amphibien wie bei den Säugetieren im Kehlkopf. Beim männlichen Frosche treten beim Tongeben häutige Säcke am Halse nach außen, die zur Verstärkung des Tones dienen. Bei den Fröschen fehlt die Luftröhre; die Bronchien gehen unmittelbar aus dem Kehlkopf hervor.

Auch unter den Fischen, die sprichwörtlich als stumm gelten, gibt es mehrere Arten, die Töne oder wenigstens Geräusche hervorbringen. Gewisse Gattungen, wie z. B. die Knurrhähne (Trigla gurnardus), erzeugen ein knurrendes Geräusch, dessen Entstehungsweise noch nicht recht geklärt ist. Eine förmliche unterseeische Musik, die aus 40 m Tiefe noch bis zur Oberfläche des Meeres dringt, erzeugen die Umberfische (Sciaenoidei). Als tonerzeugendes Organ wird die Schwimmblase vermutet. Das feine, hohe Quieken, das die Schlammpeizger von sich geben, wenn sie aus dem Wasser herausgenommen werden, wird gewöhnlich als akzessorisches Geräusch aufgefaßt, dem keine biologische Bedeutung zukommt; es wird durch Saugbewegungen der Lippen hervorgebracht.

Insekten erzeugen Töne vielfach dadurch, daß sie mit Rauhigkeiten versehene Chitinteile (Flügeldecken, Beine) aneinanderreiben.

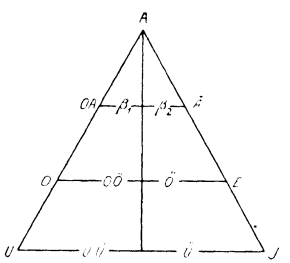
§ 60. Allgemeines über die Vokale. Das menschliche Stimmorgan übertrifft an Vielseitigkeit alle künstlichen Musikinstrumente. Es kann Klänge (stimmhafte Vokale) und Geräusche (Flüstervokale und Konsonanten) hervorbringen; die Tonhöhe kann stetig (beim Singen) oder sprunghaft (beim Sprechen) geändert werden; bei konstanter Tonhöhe können die Resonanz-

räume verschieden eingestellt werden (verschiedene Vokale), und bei konstanter Einstellung der Resonanzräume kann die Tonhöhe geändert werden (gleiche Vokale in verschiedener Höhenlage); auch verschiedene Register (Änderung der Klangfarbe) sind vorhanden. Den Grundstock der Stimme bilden die Vokale, die durch die Konsonanten miteinander verbunden werden.

C. Stumpf definiert Vokale als sprachlich herstellbare Klänge oder Geräusche mit ausgeprägter Färbung, Konsonanten als sprachlich herstellbare Geräusche ohne ausgesprochene Färbung. Aus dieser Definition folgt, daß der Unterschied zwischen Vokalen und Konsonanten kein ganz scharfer sein kann. Stellen wir statt der Schallempfindung das physikalische Schallbild in den Vordergrund, so haben wir drei Hauptgruppen von Sprachlauten zu unterscheiden. Gesungene Vokale werden durch rein periodische Klangbilder repräsentiert, Zischlaute u. dgl. durch Klangbilder, die keinerlei Periodizität zeigen. Zwischen beiden liegen Klangbilder, die eine mehrfache Periodizität besitzen, also durch mehrere Fourierreihen mit verschiedenen, voneinander unabhängigen Grundperioden dargestellt werden können. F. Trendelenburg hat hierfür den Namen „Klanggemisch" vorgeschlagen und hat gezeigt, daß stimmhafte Konsonanten Klanggemische sind.

Die Vokale sind vielfach in sogenannten Vokaldreiecken dargestellt worden, an deren Eckpunkten U A I stehen. Nach Stumpf hat bereits 1781 der junge Mediziner Hellwag ein Vokaldreieck aufgestellt, das auch modernen Ansprüchen vollauf genügt. Die Zahl der Zwischenstufen, die in jede Dreiecksseite eingetragen werden, ist willkürlich, da in Wirklichkeit der Übergang von einem Endpunkt zu einem anderen ein stetiger ist. Um Vollständigkeit der Darstellung zu erzielen, muß man auch in das Innere des Dreiecks hineingehen. So finden wir in Fig. 123 unser Ö auf der Verbindungslinie von O und E. Auf der Verbindungslinie von O A nach Ä liegen Blöklaute vom Typus O A Ä Ö; dabei bedeutet β_1 einen dunklen Blöklaut, etwa A O ä ö, β_2 einen hellen Blöklaut, etwa Ä ö a o. In einem solchen Vokaldreieck lassen sich alle Vokale, die von irgendwelchen Völkern in irgendwelchen Mundarten gebraucht werden, unterbringen.

Fig. 123.



Vokaldreieck.

Es sind die verschiedensten Vokaltheorien aufgestellt worden, die sich fast alle unter zwei Gesichtspunkten betrachten lassen. Die Klangfarbe vieler Musikinstrumente ist im wesentlichen durch die relative Lage der Partialtöne zum Grundton und durch ihr gegenseitiges Stärkeverhältnis gegeben. Auf der anderen Seite muß ein bestimmter Resonator einen Partialton ganz unabhängig von seiner Ordnungszahl verstärken. Da aber bei der Vokalbildung Mund- und Rachenhöhle als Resonatoren mitwirken und, wenn ein bestimmter Vokal gesungen wird, ziemlich unabhängig von der Tonhöhe immer auf eine bestimmte Form usw. eingestellt werden, so muß jeder Vokal in der Tonskala ziemlich fest liegende Partialtöne besitzen. Damit ist für die Klangfarbe eines Vokals ein absolutes Moment zum mindesten mit maßgebend. Es sind sowohl rein relative als auch rein absolute Theorien als auch Kombinationen von beiden vertreten worden. Eine etwas besondere

Stellung in der Reihe der Vokaltheorien nimmt die L. Hermannsche ein. Von der Tatsache ausgehend, daß gewisse Vokalkurven deutlichen Schwebungscharakter (Kap. II, § 15) zeigen, sieht Hermann das eigentliche Charakteristikum eines Vokals darin, daß die in bestimmter Weise eingestellte Mundhöhle durch den im Tempo der Stimmlippenschwingungen oszillierenden Luftstrom angeblasen wird, wodurch ein Mundton entstehe, dessen Amplitude im Tempo des Kehltones oszilliere. Gewisse Eigentümlichkeiten in manchen Lautbildungen lassen sich auf Grund der Hermannschen Auffassung gut verstehen; eine allgemeine Lösung der Frage enthält die Hermannsche Theorie aber nicht.

Nach Helmholtz ist an dem Zustandekommen eines Vokals das relative Moment in den Schwingungen der Stimmlippen beteiligt und das absolute in der Wirkung der Resonanzhöhlen. Als Resultat seiner Untersuchungen gibt er an: „Die Vokalklänge unterscheiden sich von den Klängen der meisten anderen musikalischen Instrumente also wesentlich dadurch, daß die Stärke ihrer Obertöne nicht nur von der Ordnungszahl derselben, sondern überwiegend von deren absoluter Tonhöhe abhängt.“ Die für einen Vokal charakteristischen Teiltöne von bestimmter absoluter Tonhöhe bezeichnet man nach L. Hermann als Formanten.

Die Richtigkeit der Helmholtzschen Theorie ist durch zahlreiche experimentelle Arbeiten erwiesen worden. Es seien namentlich die Untersuchungen von Auerbach[1]), D. C. Miller[2]) und C. Stumpf[3]) genannt.

§ 61. Analyse und Synthese von Sprachlauten. C. Stumpf hat zur Analyse gesungener Vokale zunächst eine Resonatorenmethode benutzt. Stimmgabeln, meist auf Resonanzkästen befindlich, werden kräftig angesungen, und es wird geprüft, ob sie mit- bzw. nachklingen. Die Methode erscheint auf den ersten Blick recht primitiv. Aber sie hat den großen Vorzug, daß das Verfahren weitgehend unabhängig vom Beobachter ist, indem die Analyse von den Gabeln selbst besorgt wird. In der Tat hat sie wertvolle Resultate gebracht. Die benutzten Gabeln reichen von c bis c^5 und umfassen fast sämtliche Obertöne von c, c^1 und c^2, soweit sie in dem angegebenen Bereiche liegen. Dementsprechend wurden die Vokale (vorzugsweise A E I O U) hauptsächlich auf den Grundtönen c, c^1 und c^2 gesungen. Bei starker Stimmgebung wurde eine überraschend große Zahl von Teiltönen gefunden; beispielsweise wurden in dem auf F gesungenen I einer kräftigen Baßstimme Obertöne bis zum 36. festgestellt, und zwar war in diesem Falle, soweit mit den zur Verfügung stehenden Gabeln verfolgt werden konnte, die Reihe der möglichen harmonischen Obertöne lückenlos vorhanden. In anderen Fällen treten Lücken auf. Es wurden nur Teiltöne gefunden, die harmonisch zum Grundton lagen, ein Resultat von großer, allgemeiner Bedeutung. Für jeden Vokal ergab sich eine gewisse charakteristische Intensitätsverteilung innerhalb der

[1]) F. Auerbach, Pogg. Ann., Ergänzungsbd. 8, 177, 1876.
[2]) D. C. Miller, The science of musical sounds. New York 1922.
[3]) C. Stumpf, Die Sprachlaute. Berlin 1926.

Teiltöne, wobei aber bei einem Wechsel des Grundtones — abgesehen vom U — die Maxima auf ihrer absoluten Höhe liegen bleiben [1]).

Die Hauptversuche Stumpfs wurden mit Hilfe einer Interferenzmethode ausgeführt, die schon 1891 von Grützner zur Vokalanalyse benutzt worden ist. Durch eine große Zahl seitlich an ein Hauptrohr angesetzter Interferenzröhren (Kap. VII, § 11) — es standen neun Röhren mit insgesamt 71 Seitenröhren zur Verfügung — können beliebige Teiltöne eines längs des Hauptrohres ablaufenden Vokals vernichtet werden.

Es wurden hauptsächlich Aufbauversuche durchgeführt. Hierbei wird zunächst der gesungene Vokal durch Einschalten zahlreicher (auf harmonische Teiltöne eingestellter) Seitenrohre völlig vernichtet. Sodann werden die Seitenrohre — mit dem auf Vernichtung des tiefsten Teiltones eingestellten beginnend — sukzessive ausgeschaltet, so daß das Ohr genau verfolgen kann, wie sich der Klangcharakter mit dem sukzessiven Hinzutreten immer höherer Teiltöne ändert.

Bei den Abbauversuchen, die mehr zur Vorbereitung durchgeführt wurden, wird der Vokal in der Weise abgebaut, daß die einzelnen Teiltöne — mit dem höchsten beginnend — nacheinander durch Interferenz vernichtet werden, bis schließlich nichts mehr übrig ist. Psychologisch bedingt ist es, daß alle Stadien der Wandlung des Vokalcharakters beim Aufbau etwas tiefer liegen als beim Abbau.

Das schon aus der Stimmgabelmethode erschlossene Resultat, daß gesungene Vokale ausschließlich aus harmonischen Teiltönen bestehen, wurde mit den Interferenzversuchen bestätigt. Von grundlegender Wichtigkeit ist die Intensitätsverteilung innerhalb der Teiltöne. Der spezifische Vokalcharakter wird durch die Formanten bestimmt, die Stumpf jetzt folgendermaßen definiert: Unter „Formant" wird (im allgemeinen) nicht ein einzelner Ton verstanden, sondern eine ganze Strecke des Tongebietes, und zwar eine solche Strecke, die zur Charakterisierung des Vokals in besonders hohem Maße beiträgt. Hauptformant wird die Strecke genannt, die den ausschlaggebendsten Teil des Lautes einschließt. Sie enthält ein Stärkemaximum, das nach beiden Seiten von stufenweise abfallenden Teiltonstärken umgeben ist. Die Nebenformanten sind weitere relative Maxima, die für den speziellen Vokalcharakter auch noch, wenn auch von geringerer Bedeutung sind. Die hellen Vokale von Ö bis I besitzen sämtlich untere Maxima (Unterformanten), die von den oberen durch eine leere Strecke getrennt sind, die um so breiter ist, je heller der Vokal ist.

Die Unterformanten, durch Abbau isoliert, besitzen selbst Vokalcharakter, wie überhaupt alle wesentlichen Umwandlungsprodukte beim Auf- und Abbau Vokalcharakter tragen. Nicht alle relativen Maxima innerhalb der Teiltonreihe sind für die Charakteristik des Vokals von Belang; die obersten Maxima der dunklen Vokale sind ohne merklichen Einfluß auf die Vokalfärbung. Sie werden demgemäß nicht zu den Formanten gezählt. Die untere Tongrenze, bei welcher beim Aufbau des Vokals die erste Spur des spezifischen Vokalcharakters bemerkbar ist, wird als Formantanfang bezeichnet. Das Formantende, die obere Grenze, ist schwerer fest-

[1]) Vgl. auch V. Engelhardt u. E. Gehrcke, Psychologische Forschung **10**, 32, 1927.

zulegen, weil es naturgemäß schwierig ist, zu bestimmen, ob z. B. ein A schon seine größte Deutlichkeit besitzt oder noch nicht. Es gibt auch einige Ausnahmen von der Regel, daß ein Formant aus mehreren Tönen besteht. Beispielsweise würde für O auf dem Grundton c^1 jeder weitere Teilton, der zum zweiten hinzutritt, die Region, welche die O-Färbung gibt, schon überschreiten.

In dem Schema 1 sind die Lagen des Hauptformanten für den Vokal A, wenn er auf verschiedenen Grundtönen gesungen wird, zusammengestellt:

Schema 1. Formanten für A.

Grundton	Formant
C	$c^2 - g^2 (e^3)$
Ges	$des^2 - as^2$
c	$e^2 - d^3$
ges	$des^2 - e^3$
c^1	$g^2 - e^3$
ges^1	$ges^2 - ges^3$
c^2	$c^3 - c^4$

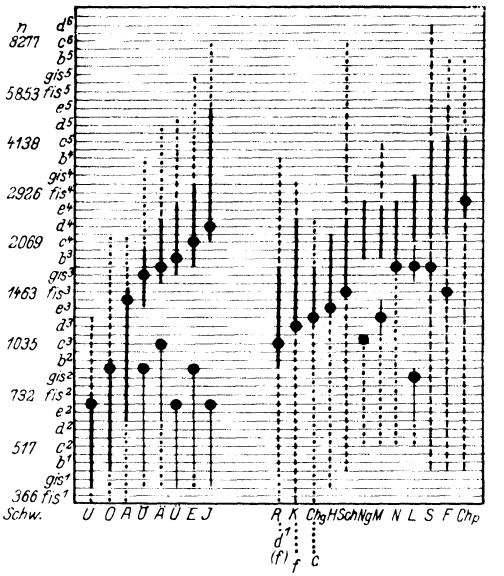
Gewisse kleine Verrückungen des Formantanfanges mit Änderung des Grundtones sind schon dadurch bedingt, daß die Vokale nur aus harmonischen Teiltönen bestehen. Daneben findet aber mit wachsender Höhe des Grundtones ein systematisches, wenn auch relativ sehr langsames Hinaufrücken des Formantanfanges statt. Das soll folgende Ursache haben: Da mit Höherrücken des Grundtones in den eigentlichen Formantbereich immer weniger Teiltöne hineinfallen — und da zu guter Vokalcharakterisierung innerhalb des Formantgebietes möglichst viele Teiltöne liegen sollen —, besteht die Tendenz, den Vokal mit steigender Grundtonhöhe immer heller, an hohen Obertönen reicher, zu intonieren, soweit es mit seiner Charakteristik noch irgend verträglich ist. Damit wird der Formant höher, nähert sich beispielsweise beim A dem des Ä (oder der angeblich gesungene Vokal A wird zum Ä?).

Die Interferenzmethode wurde auch zur Untersuchung gesprochener Vokale angewandt und führte hier — mutatis mutandis — im wesentlichen zu den gleichen Resultaten wie bei den gesungenen Vokalen.

Ebenso wurden Flüstervokale und ferner die Konsonanten untersucht. Sämtliche Flüstervokale liegen innerhalb des Tonbereiches von c^1 bis Mitte der fünfgestrichenen Oktave, d. h. von etwa 250 bis 6000 Hertz. Beim Abbau müssen ganze Regionen des Tongebietes durch zahlreiche Röhren von fein abgestuften Stempellängen ausgeschaltet werden, da sich Geräusche stetig oder in unmerklich kleinen Abständen wie ein „Tonstaub" über ziemlich große Strecken des Tongebietes hinziehen. Im übrigen sind die qualitativen Umwandlungen beim Abbau die gleichen wie bei den gesungenen Vokalen; die Umwandlungen treten im allgemeinen auch in den gleichen Tongegenden auf. Auch die Formanten wiederholen sich in analoger Weise, und zwar ist hier ihre feste Lage selbstverständlich, da kein wechselnder Grundton vorhanden ist, wie schon daraus hervorgeht, daß man auf ein und demselben Vokal nicht eine Melodie flüstern kann. In Schema 2 ist eine Übersicht über die Lage der Formanten in Flüstervokalen und Konsonanten gegeben. Die stark ausgezogenen Linien bedeuten die Hauptformantstrecken, die schwach ausgezogenen die Unterformantstrecken. Die gestrichelten und punktierten Linien markieren Gebiete, in denen sich die Vokale noch etwas vervollkommnen, ohne daß

diese Gebiete aber von besonderer Wichtigkeit für den Vokalcharakter sind. Die großen Punkte markieren die Flüstertonhöhen. Ch_g bzw. Ch_p bedeuten Ch gutturale bzw. Ch palatale.

Schema 2. Formanten stimmloser Vokale und Konsonanten.



Erwähnt seien noch die den Hauchtönen nahe verwandten Pfeiftöne, die bei der Prüfung am Interferenzapparat als völlig einfache Töne erscheinen. Der Umfang des menschlichen Pfeifregisters überschreitet den des Flüsterns oben und unten um etwa 1 bis 2 Töne. Bei Stumpf erstreckt er sich von a^1 bis fis^4 (bequem: c^2 bis c^4).

Die Ergebnisse der Analyse finden eine glänzende Bestätigung durch die synthetische Darstellung der stimmhaften Vokale. Es wurden hierzu Lippenpfeifen benutzt, die mit Hilfe der Interferenzanordnung sorgfältigst von Obertönen gereinigt waren. Die Intensität der einzelnen Töne wurde in der Weise reguliert, daß in die Rohrleitungen Schlauchstücke eingesetzt wurden, die durch Schrauben mehr oder weniger zusammengedrückt werden konnten.

D. C. Miller verwendete zur künstlichen Herstellung von Vokalen gedackte Pfeifen, deren Intensität durch die Anblasevorrichtung reguliert wurde.

Historisch sei bemerkt, daß die Versuche, die menschliche Stimme künstlich nachzubilden, weit zurückreichen. W. van Kempelen hat Ende des 18. Jahrhunderts durch aufschlagende Zungen in Verbindung mit Luftresonatoren Vokale nachgeahmt und hat eine förmliche Sprechmaschine konstruiert, die später von Faber verbessert und unter dessen Namen in Deutschland vorgeführt wurde. R. Willis arbeitete mit durchschlagenden Zungen und Resonatoren sowie mit Zahnrädern, gegen deren Zähne schwingende Federn schlugen. R. König suchte mit Hilfe seiner Wellensirene (Kap. II, § 7) Vokale nachzubilden. Berühmt geworden sind die Versuche von Helmholtz, der elektromagnetisch betriebene Stimmgabeln mit Luftresonatoren verwendete.

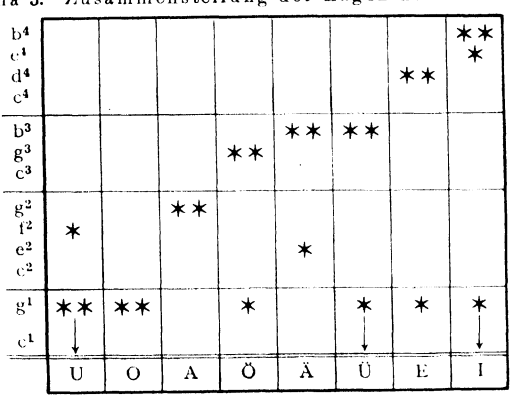
Sehr wichtig für gutes Gelingen der Synthese ist die Intensitätsverteilung innerhalb der einzelnen den Vokal bildenden Teiltöne. In Tabelle 1 sind nach Stumpf die relativen Intensitäten der Teiltöne (geschätzt nach einer subjektiven Intensitätsklasseneinteilung) für die wichtigsten Vokale (Grundton c) zusammengestellt. Es fällt auf, daß der Grundton selbst, als objektiver Ton, die Stärke Null haben, also nur subjektiv als Differenzton (Kap. II, § 17) zwischen höheren Teiltönen vorhanden sein kann.

Schema 3 enthält die Formanten der wichtigsten Vokale, wie sie sich aus den synthetischen in Übereinstimmung mit den analytischen Versuchen Stumpfs ergeben. Die Grundtöne der Vokale liegen dabei in den mittleren Oktaven. Die Hauptformantzentren sind durch zwei Sterne, die Nebenformantzentren durch einen Stern dargestellt. Die Sterne mit Pfeil bedeuten den nach unten beweglichen U-Formanten, der zugleich Unterformant für Ü und I ist.

Tabelle 1. Tonstärken der Partialtöne.

	c						
g^5							1
e^5							1
c^5							1
b^4							4
a^4						2	4
g^4			1		2	2	3
fis^4			4		3	4	4
f^4					3	2	0
e^4			4		3	6	0
dis^4					3	2 4	0
d^4			4		5	3 7	0
cis^4					5	2 6	0
c^4				5	5	3 6	0
h^3				5	5	3 0	0
b^3				5	5	4 0	0
a^3				6	4	3 0	0
g^3			5	8	1	3 0	0
fis^3			5	6	0	2 0	0
e^3			6	0	0	2 0	0
d^3			7	0	4	2 0	0
c^3			7	0	4	2 2	0
b^2			7	0	5	2 2	0
g^2	5		10	0	6	0 4	0
e^2	6		5	0	6	0 2	1
c^2	4	6	3	0	6	0 5	3
g^1	5	10	3	6	4	0 6	4
c^1	5	4	1	5	3	0 5	8
c	6	3	0	0	3	4 4	4
	U	O	A	Ö	Ä	Ü E	I

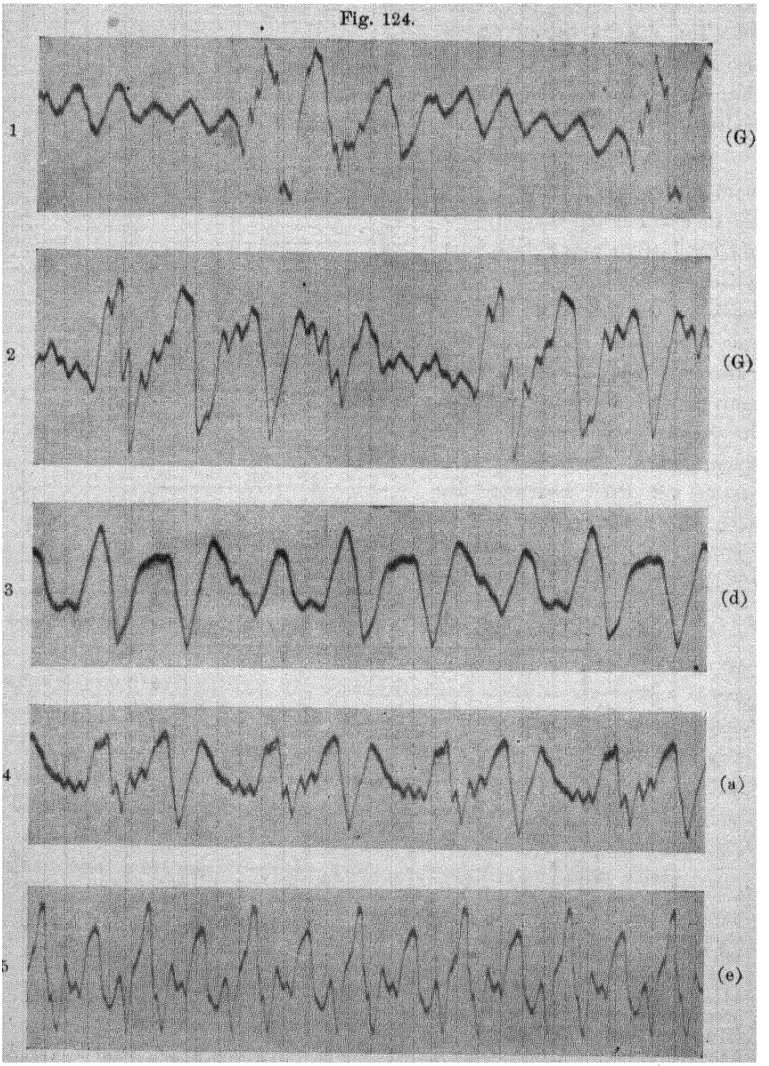
Schema 3. Zusammenstellung der Lagen der Formanten.



Während die Beobachtungen Stumpfs im wesentlichen subjektiver Art waren, hat D. C. Miller die Klangbilder der Sprachlaute in seinem „Phonodeik“

(Kap. V, § 10) aufgezeichnet und mittels mechanischer Hilfsapparate analysiert. Da das Phonodeik nicht verzerrungsfrei arbeitet, mußten erhebliche Korrektionen angebracht werden. Die Resultate der Analyse wurden dadurch kontrolliert, daß die gefundenen Partialschwingungen mittels einer besonders konstruierten Apparatur wieder zusammengesetzt wurden und daß das so entstehende Klangbild mit dem ursprünglichen Klangbild verglichen wurde. Schema 4 enthält eine Zusammenstellung der wichtigsten Ergebnisse Millers über die Lage der Formanten. Zu den Wortbeispielen, durch die die

Fig. 124.



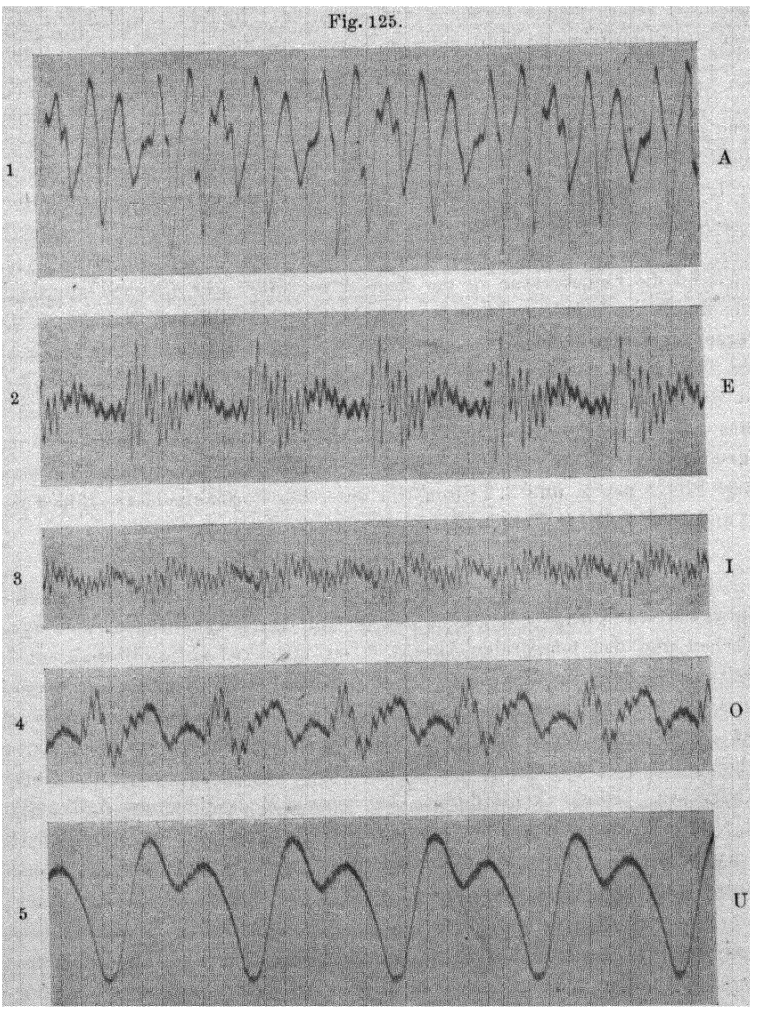
Vokal A in verschiedenen Tonhöhen.

englische bzw. amerikanische Aussprache der Vokale festgelegt ist, ist noch die deutsche Schreibweise der betreffenden Vokale nach Stumpf zugefügt. Die Millerschen Resultate stimmen mit den Stumpfschen gut überein.

Schema 4. Formanten nach Miller.

	Vokal	Schw./sec	Noten		Vokal	Schw./sec	Noten
1. moo, gloom	U	326	e^1	2. mat, pat	Aä	800, 1840	gis^2, b^3
mow, no	O	461	b^1	met, pet	Äe	691, 1953	f^2, b^3
maw, raw	Ao	732	fis^1	mate, they	E	468, 2461	h^1, dis^4
ma, father	A	922	b^2	meet, bee	I	308, 3100	dis^1, g^4

Fig. 125.



Die Hauptvokale in gleicher Tonhöhe (G).

F. Trendelenburg[1]) hat mit einer praktisch verzerrungsfreien elektroakustischen Anordnung zahlreiche Vokalbilder aufgenommen. Die Ergebnisse seiner Analyse stimmen mit den Resultaten Millers und Stumpfs ebenfalls gut überein. Trendelenburg fand für die Vokale U O A typische Teiltöne noch in der Gegend von 3000 Hertz. Diese Teiltöne sollen für die persönliche Klangfarbe von besonderer Bedeutung sein. Auf Veranlassung des Verfassers hatte Herr Trendelenburg die Freundlichkeit, einige systematische Aufnahmen von Vokalen zu machen und zur Verfügung zu stellen. Die Fig. 124 und 125 geben diese Aufnahmen wieder. Fig. 124 enthält den Vokal A in verschiedenen Tonhöhen. In der tiefsten Tonhöhe (G) wurde er außerdem bei zwei verschiedenen Personen aufgenommen. In Bild 1 und 2 tritt etwa der 8. Teilton (Gegend 800) deutlich hervor; in Bild 3 der 4. und 5. Teilton (Gegend 600 bis 700); in Bild 4 der 3. und 4. Teilton (Gegend 650 bis 800); in Bild 5 der 2., 3. und 4. Teilton (Gegend 600 bis 1200). Hierin spiegelt sich das Gesetz der absolut festliegenden Formantbereiche. Zählt man beispielsweise in Bild 2 die Zahl der kleinen Zacken innerhalb einer Periode aus, so findet man etwa 30, d. h. eine Komponente in der Gegend von 3000 Hertz. Fig. 125 enthält die fünf Hauptvokale A, E, I, O, U in der gleichen Tonhöhe (G). Bild 1 zeigt sehr deutlich den 5. Teilton (5 starke Zacken pro Periode), während die Feinstruktur in der Gegend von 3000 nur schwach angedeutet ist; das A hatte keinen besonders klaren oder metallischen Charakter. Dagegen zeigt Bild 2 eine gut ausgeprägte Komponente (etwa 17 bis 18 Zacken pro Periode) in der für E sehr hohen Gegend von 3000 Hertz. In Bild 3 (I) ist die Zahl der Zacken pro Periode noch größer, etwa 19 bis 20, und in Bild 4 (O) wieder kleiner, etwa 18. Bild 5 zeigt ein sehr dumpfes U mit nur außerordentlich schwachen höheren Komponenten. Von tieferen Teiltönen zeigt Bild 2 den 2. und 3. Teilton (im untersten Formantgebiet), Bild 3 den 2. und Bild 4 den 3. Teilton.

§ 62. Sprachakzente; Stimmumfang; Deutlichkeit der Sprache; Energiebetrachtung. 1. Man unterscheidet den musikalischen, den dynamischen und den temporalen Akzent. Der musikalische Silbenakzent ist die Tonhöhenbewegung innerhalb der einzelnen Silbe, während die Unterschiede der absoluten oder durchschnittlichen Tonhöhen der einzelnen Silben im Worte bzw. im Satze den Wort- bzw. Satzakzent ergeben. Der dynamische Akzent beruht in der Hervorhebung einer Silbe mittels eines intensiveren akustischen Eindruckes. Dieser kann durch kräftigere und bestimmtere Artikulation oder durch größere Intensität der Schallwellen hervorgerufen werden. Der temporale Akzent beruht in der Zeitdauer der einzelnen Vokale, Konsonanten und ihrer Übergänge.

In der deutschen Sprache beträgt die durchschnittliche Dauer eines gesprochenen Vokals etwa 0,2 sec, in der amerikanischen Sprache etwa 0,3 sec.

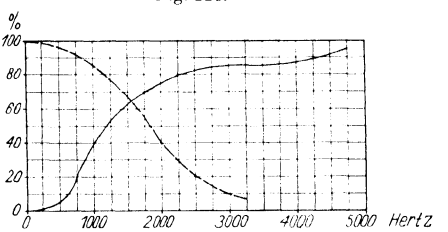
[1]) F. Trendelenburg, Wissenschaftl. Veröffentl. aus dem Siemens-Konzern, III/2, 42, 1924; IV/1, 1, 1925. Die Naturwissenschaften **15**, 297, 1927.

2. Die europäische Männerstimme bewegt sich bei ruhigem Sprechen durchschnittlich (besonders dunkle und besonders helle Stimmen ausgenommen) in der Oktave von G bis g, die Frauenstimme etwa eine Oktave höher. Für etwas akzentuiertes Sprechen werden die etwas höheren Lagen, etwa dicht über c bzw. c^1 bevorzugt. Säuglinge bevorzugen den Kammerton, das eingestrichene a. Der durchschnittliche Umfang der menschlichen Singstimme, wie er etwa im Chorgesang benutzt wird, beträgt für Baß F bis e^1, für Tenor c bis a^1, für Alt f bis e^2, für Sopran c^1 bis a^2.

3. Die charakteristischen Unterschiede der Vokale werden vom Grundton c^2 an mehr und mehr verwischt; oberhalb c^3 können Vokale überhaupt nicht mehr unterschieden werden. Zur vollkommenen Wiedergabe aller Feinheiten der Sprache sind die Schwingungen zwischen 100 und 10000 Hertz erforderlich, jedoch kann man auf den Tonbereich oberhalb 8000 Hertz verzichten, ohne daß eine merkliche Verschlechterung der Sprache eintritt, und selbst durch das Abschneiden aller Frequenzen oberhalb 5000 Hertz wird die Sprachgüte noch nicht wesentlich beeinflußt.

H. Fletcher[1]) hat geprüft, in welchem Grade die Verständlichkeit der Sprache abnimmt, wenn der Tonbereich oberhalb oder unterhalb gewisser Grenzfrequenzen abgeschnitten wird. Einem Hörer werden durch eine Leitung sinnlose Silben genannt, die er nachzusprechen hat. In die Leitung zwischen

Fig. 126.



Sprachverständlichkeit beim Abschneiden hoher (ausgezogene Kurve) bzw. tiefer (gestrichelte Kurve) Frequenzen.

Sprecher und Hörer sind geeignete Apparate (Interferenzröhren, Siebketten, Kap. VII, § 11 und 12) eingebaut, um beliebige Frequenzbereiche unterdrücken zu können. Die Zahl der richtigen Urteile wird in Prozenten der Gesamtzahl der dem Hörer dargebotenen Silben angegeben. In Fig. 126 sind die Ergebnisse dieser Untersuchungen dargestellt. Als Ordinaten sind die Prozentzahlen der richtigen Urteile aufgetragen, als Abszissen die Frequenzen. Greift man irgend einen Punkt einer Kurve heraus, so gibt die zugehörige Ordinate den Grad der Verständlichkeit an, wenn alle Frequenzen oberhalb (ausgezogene Kurve) oder unterhalb (gestrichelte Kurve) der durch den zugehörigen Abszissenwert angegebenen Frequenz abgeschnitten sind. Zur Demonstration der Veränderungen, die die Sprachlaute bei künstlicher Unterdrückung gewisser Frequenz-

[1]) H. Fletcher, Journ. of the Franklin Inst. S. 729, 1922.

gebiete erleiden, hat K. W. Wagner[1]) die von ihm konstruierten Drossel- und Kondensatorketten (Kap. VII, § 12) benutzt. Diese Wagnerschen Versuche eignen sich nicht nur vorzüglich zu Demonstrationszwecken, sondern geben gleichzeitig wichtige Fingerzeige für den Bau von Fernsprechleitungen.

4. Nach Untersuchungen von H. Fletcher[2]) und C. F. Sacia[3]) beträgt die mittlere normale Sprechleistung für Unterhaltungssprache etwa 10^{-5} Watt. Da 1 Watt $= 1{,}36 \cdot 10^{-3}$ P. S. ist, so leistet ein Sprecher $1{,}36 \cdot 10^{-8}$ P. S. Mithin würden etwa 75 Millionen Sprecher notwendig sein, um 1 P. S. zu leisten. Der mittleren Leistung von 10^{-5} Watt für einen einzelnen Sprecher entspricht eine sekundliche Energie von rund $2{,}4 \cdot 10^{-6}$ gcal. Für 1 Stunde ergibt das rund $^1/_{100}$ gcal. Ein ruhiger Sprecher könnte also durch eine einstündige Rede 1 g Wasser um etwa 0,01° C erwärmen.

[1]) K. W. Wagner, Elektrotechn. Zeitschr. **45**, 451, 1924.
[2]) H. Fletcher, Bell Syst. Techn. Journ. **1**, 129, 1922.
[3]) C. F. Sacia, ebenda **4**, 627, 1925.

Fünftes Kapitel.

Schallempfänger und sekundäre Schallgeber.

A. Schallaufnahme und Klanganalyse[1]).

§ 1. Einteilung. Die Leistungen der verschiedenen Schallempfänger sind sehr verschieden. Als erste Gruppe seien die Schalltrichter genannt, die dazu dienen, das Ohr bei der Aufnahme von Luftschall zu unterstützen. Die in manchen Beziehungen viel leistungsfähigeren Luftresonatoren sind bereits im zweiten Kapitel (§ 8) behandelt worden. Die Schalltrichter werden umgekehrt auch dazu benutzt, die Abstrahlung der Schallenergie eines Schallgebers in das umgebende Medium zu vergrößern. Diese Art ihrer Verwendung soll gleich mit berücksichtigt werden. Die zweite Gruppe umfaßt die Apparate, die den Schall in möglichster Stärke aus einem Medium in ein anderes überführen. Hierher gehört beispielsweise das Stethoskop, das den Schall aus dem menschlichen Körper aufnimmt und in Luftschall umwandelt, um ihn möglichst stark dem Ohre darzubieten. Eine dritte Gruppe bilden die Anzeigeapparate, die zunächst nur die primitive Aufgabe zu erfüllen haben, das Vorhandensein von Schall objektiv anzuzeigen. Soweit sie darüber hinaus wirklichen Meßzwecken nutzbar gemacht werden können, sind sie im nächsten, sechsten Kapitel zusammengestellt. Vielfach wirken die Anzeigeapparate mehr oder weniger selektiv, wie die Königsche Membrankapsel, die bereits beschrieben worden ist (Kap. II, § 11). In diesem Abschnitt muß vor allem noch die Wirkungsweise der „empfindlichen Flammen" besprochen werden. Als vierte Gruppe nennen wir die in der modernen Akustik besonders wichtigen elektro-akustischen Apparate, die die Umwandlung elastischer (Schall-) Schwingungen in elektrische Stromschwankungen besorgen: in erster Linie also die Mikrophone. Endlich wollen wir in der fünften und letzten Gruppe die Registrierapparate zusammenfassen, zunächst die rein mechanischen Schallschreiber, deren vollkommenster der Phonograph ist. Im Zusammenhang mit dem Phonographen wird gleich seine Umkehrung, das Grammophon, beschrieben. Im Anschluß hieran sollen die mechanisch-optischen und die elektro-optischen Registriermethoden dargestellt werden. Sie sind nicht nur für die Messung der Intensität, sondern auch für die quantitative Klanganalyse von größter Bedeutung. Ist die einem bestimmten Klange entsprechende Schwingungsform in allen Einzelheiten registriert, so können aus

[1]) Die Paragraphen 6, 7, 10 und 11 dieses Abschnitts sind von Dr. Erwin Meyer in Berlin bearbeitet.

dieser Klangkurve mit Hilfe der Fourierschen Zerlegung (Kap. II, § 10) die Amplituden der einzelnen Partialtöne quantitativ entnommen werden (Kap. II, § 11).

Wir haben der obigen Einteilung die Frage nach dem Zweck der Apparate zugrunde gelegt. Man könnte auch andere Gesichtspunkte geltend machen, vor allem die Art, wie der Empfangsapparat auf den auftreffenden Schall reagiert. Diese sehr wichtige Unterscheidung in Druck- und Bewegungsempfänger wird im nächsten Kapitel (§ 2) eingeführt werden.

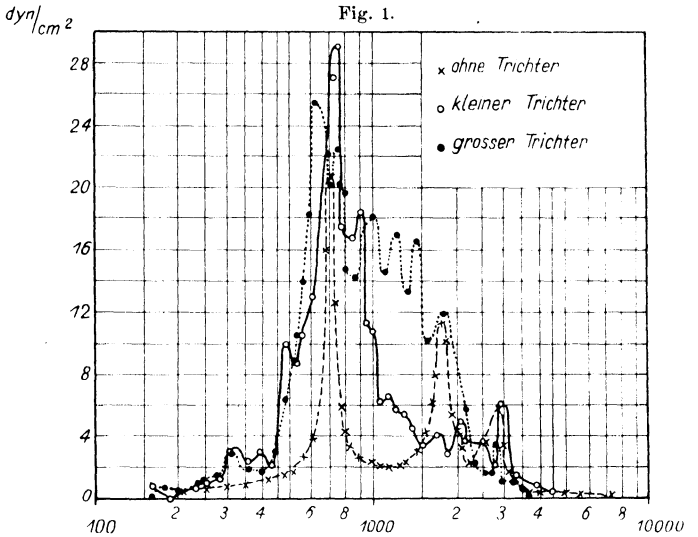
§ 2. Schalltrichter. Die ältesten und bekanntesten Apparate zur Unterstützung des Ohres in der Aufnahme von (Luft-) Schall sind die Trichter (Hörrohre). Ebenso bekannt ist ihre Verwendung zur Schallwiedergabe (Schalltrichter, Megaphone). Die primitivste und sicherlich älteste Form des Megaphons ist durch das Anlegen der hohlen Hände an die Mundöffnung beim Rufen gegeben und die primitivste Form des Hörrohres durch das Anlegen der hohlen Hand an die Ohrmuschel. Eine wirklich befriedigende Theorie der Trichterwirkung liegt noch nicht vor; auch in experimenteller Beziehung sind noch viele Fragen offen, obwohl die Verwendung von Horchtrichtern im Kriege und die Benutzung von Trichtern bei Grammophonen und Lautsprechern einen starken Anstoß zur Untersuchung der Trichterwirkung gegeben haben.

Hörrohre sind in den verschiedensten Formen und Größen und aus dem verschiedenartigsten Material hergestellt worden. Auf diese Weise kann die Klangfärbung, die das Hörrohr dem aufzunehmenden Schalle gibt, wesentlich geändert werden. Es empfiehlt sich, den Schwerhörenden eine große Zahl verschiedener Hörrohre durchprobieren zu lassen, damit er sich die Type heraussuchen kann, die der Art seiner Schwerhörigkeit am besten angepaßt ist. Die verstärkende Wirkung des Hörrohres beruht in erster Linie darauf, daß die von dem Öffnungsquerschnitt aufgenommene Schallenergie auf das Trommelfell konzentriert wird. Wird in die Aufnahmeöffnung des an das Ohr gehaltenen Rohres direkt hineingesprochen, so wird es bis zu einem gewissen Grade gleichzeitig als Hör- und als Sprechtrichter benutzt.

Die Wirkung des Sprachrohres (Megaphon) beruht einmal darauf, daß die gesamte erzeugte Schallenergie in einer bestimmten Richtung fortgeleitet wird. Zu diesem Zwecke ist das Ende des Trichters so geformt, daß der Mund des Sprechenden gut hineinpaßt. Ferner soll der Öffnungswinkel so gewählt sein, daß die Schallstrahlen untereinander möglichst parallel aus dem Trichter austreten. Allerdings ist das eine recht primitive Vorstellung. Einen extremen Fall (Öffnungswinkel 0^0) stellt das zylinderförmige Schallrohr dar, das beispielsweise verschiedene Räume eines Hauses miteinander verbindet und zum wechselseitigen Sprach- und Hörverkehr dient. Beim Grammophontrichter darf der Richteffekt naturgemäß nicht zu stark hervortreten. Deshalb gibt man diesem Trichter große Öffnungswinkel oder auch blumenkelchartige Form. Der Trichter kann zu Resonanzwirkungen Veranlassung geben, indem nicht nur die Luftmasse im Trichter, sondern auch die

Wände zum Mittönen kommen. Der Einfluß der Wände kann sich namentlich in bezug auf die Klangfarbe stark bemerkbar machen. Blechtrichter machen infolge der hohen Eigentöne ihrer Wände den Klang heller und schärfer als Holztrichter. Hierbei wirkt noch mit, daß die entsprechenden Eigenschwingungen von Wänden aus Holz, Papier u. dgl. stärker gedämpft sind, als die von dünnen Metallwänden. Auf der anderen Seite ist hervorzuheben, daß durch das Aufsetzen eines Trichters auf eine schwingende Membran vorher vorhandene Resonanzstellen stark abgeflacht werden können.

Fig. 1.



Schallausstrahlung eines Lautsprechers mit und ohne Trichter.

Horchtrichter wirken oft für Schalle, die an sich schon laut sind, sehr gut, während sie an der Grenze der Hörbarkeit leicht versagen. Soll z. B. von Schiff zu Schiff eine Verständigung erzielt werden, so werden Winde und sonstige Nebengeräusche leicht so störend, daß an der Grenze der Hörbarkeit das bloße Ohr dem Horchtrichter überlegen ist. Je nach der Art (Tonhöhe) des abzuhörenden oder wiederzugebenden Schalles müssen die Dimensionen des Trichters verschieden gewählt werden. Während für Schalle mit hohen Teiltönen schon kleine Trichter genügen, müssen zur Verstärkung tiefer Töne die Trichter sehr groß gemacht werden. Kegelförmige Trichter von 2 bis 4 m Seitenlänge und einem Öffnungsdurchmesser von 1 bis 2 m verstärken noch Töne von etwa 80 Schwingungen und darunter. Trichter von diesen Dimensionen können unter günstigen Bedingungen die Reichweite des bloßen Ohres außerordentlich vergrößern. Es kommen Vergrößerungen der Reichweite um das 5- bis 10fache vor. Auch als Geber wirken Trichter von diesen Dimensionen sehr günstig.

Von besonderer technischer Bedeutung ist die Verwendung von Trichtern bei Grammophonen und Lautsprechern. Die schallgebende Membran sei z. B.

eine Telephonmembran. Wird jetzt ein Trichter aufgesetzt, so wird die Lautstärke erheblich erhöht. Ferner tritt bei passender Wahl der Trichterform und -größe eine Verbesserung der Klangfarbe ein, indem z. B. vorher vorhandene scharfe Resonanzen weniger stark hervortreten. Endlich macht sich je nach der Art des Trichters eine mehr oder weniger ausgeprägte Richtwirkung bemerkbar. Fig. 1 zeigt die Wirkung von Trichtern bei einem Lautsprecher nach Messungen von E. Meyer für verschiedene Frequenzen. Als Abszissen sind die Frequenzen, als Ordinaten die Druckamplituden in dyn/cm² aufgetragen. Die gestrichelt gezeichnete Kurve gibt die Abhängigkeit der Druckamplituden von der Frequenz für den Lautsprecher ohne Trichter.

Fig. 2.

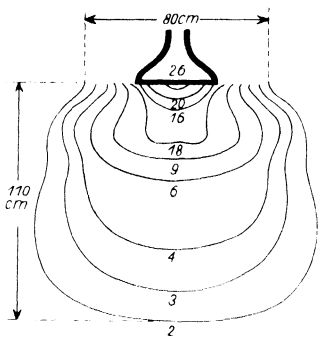
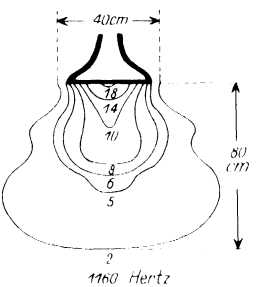


Fig. 3.



Richtwirkungen eines Trichterlautsprechers.

Die durchgezogene Kurve bezieht sich auf einen kleinen und die punktiert gezeichnete Kurve auf einen großen aufgesetzten Trichter. Mit der Vergrößerung der Lautstärke durch den Trichter muß naturgemäß eine Vergrößerung der Energieentnahme aus der Schallquelle Hand in Hand gehen, da die Vergrößerung der Lautstärke durchaus nicht allein durch die Richtwirkung bedingt ist. Fig. 2 und 3 geben ein Bild von der Richtwirkung eines Trichters für die Frequenzen 680 bzw. 1160, ebenfalls nach Messungen von E. Meyer. Die einzelnen Kurven in den Figuren geben Stellen gleicher Druckamplituden an. Man sieht, daß die Richtwirkung für die tiefere Frequenz, also die längere Welle, recht gering ist, während sie für die kürzere Welle schon gut ausgeprägt ist. Diese Tatsache, daß die Richtwirkung um so größer wird, je kleiner die Wellenlänge im Verhältnis zum Öffnungsdurchmesser des Trichters ist, wird aus der Theorie der Beugung und Interferenz (Kap. VII, § 6 und 11) verständlich.

Anknüpfend an Untersuchungen von Rayleigh haben sich unter anderen G. W. Stewart[1]), V. A. Hoersch[2]), sowie C. R. Hanna und J. Slepian[3]) mit der Theorie der Trichter beschäftigt, wobei sich aus Reziprozitätsgründen[4])

[1]) G. W. Stewart, Phys. Rev. **16**, 313, 1920; **25**, 230, 1925.
[2]) V. A. Hoersch, ebenda **21**, 706, 1923; **25**, 218, 1925.
[3]) C. R. Hanna und J. Slepian, Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. **43**, 250, 1924.
[4]) Lord Rayleigh, Theory of sound. Deutsch Braunschweig 1879.

die für Sender (Sprachrohre) abgeleiteten Gesetze leicht auf Empfänger (Hörrohre) übertragen lassen. Rayleigh hat gezeigt, daß der Energiebetrag, der in Form von Kugelwellen von einer punktförmigen Schallquelle ausgeht, ein ganz verschiedener ist, je nachdem, ob die Quelle im freien Raume, in unmittelbarer Nähe einer starren Wand oder etwa in der Spitze eines starren Kegels liegt. Die Anbringung einer starren Wand verdoppelt die Energieausstrahlung gegenüber dem freien Raume, und durch Aufsetzen eines Kegels (Trichters) wird die Ausstrahlung noch weiter gesteigert, und zwar um so mehr, je kleiner der Öffnungswinkel ist. Hierbei muß man sich die Amplitude des von der Quelle herrührenden „Mediumstromes" konstant gehalten denken. Denkt man sich um die Quelle eine Fläche von der Größe f gelegt, durch die die gesamte Energie hindurchwandert, so ist das Produkt aus f und der in dieser Fläche vorhandenen Geschwindigkeitsamplitude U die Amplitude des Mediumstromes. Die gesamte in der Zeiteinheit ausgestrahlte Energie errechnet sich zu $\frac{w}{2} U^2 f$, wobei w, der Nutz- oder Wattwiderstand, auf den wir nachher noch zu sprechen kommen, konstant gedacht sei. Schreibt man den obigen Ausdruck in der Form $\frac{w}{2} (fU) U$, so ist, da ja der Klammerausdruck konstant gehalten werden soll, sofort zu sehen, daß U und damit die ausgestrahlte Energie um so größer wird, je kleiner f gemacht wird.

Wenn keine Reibung vorhanden wäre, würde es durch Verkleinerung des Öffnungswinkels möglich sein, der Quelle jeden gewünschten Betrag an Energie zu entnehmen. Freilich wäre es noch nicht möglich, diese Energie nun auch voll aus dem Trichter auf den Außenraum zu übertragen, weil die Wellen in der Öffnungsebene reflektiert werden. Je größer der Durchmesser dieser Öffnungsebene im Verhältnis zur Wellenlänge, also je länger der Trichter bei gleichem Öffnungswinkel ist, um so mehr wird die Reflexion vermindert. Zur Klärung der Wirkungsweise der praktisch verwendeten Trichter, deren Dimensionen im allgemeinen nicht Vielfache der Wellenlängen sind, muß aber die Reflexion unbedingt berücksichtigt werden.

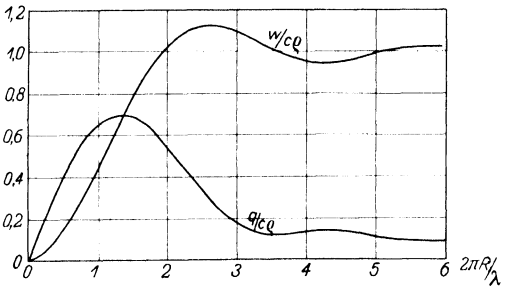
Eine Schallquelle, beispielsweise eine Telephonmembran, soll also mit aufgesetztem Trichter mehr Energie ausstrahlen als ohne Trichter. Von dieser Tatsache kann man sich ein ganz rohes Bild ungefähr in folgender Weise machen: Die Telephonmembran für sich besitzt eine geringe Strahlungsdämpfung, d. h. sie gibt nur wenig Energie nach außen ab. Dagegen besitzt ein Trichter eine große Strahlungsdämpfung. Wird also die Membran mit dem Trichter gekoppelt, so wird ihr mehr Energie entzogen. Hand in Hand hiermit geht natürlich, daß ihr im stationären Zustande von der primären Energiequelle, etwa einem Wechselstromgenerator, mehr Energie zugeführt werden muß. Die Rechnung ergibt, daß die im Mittel in einer Sekunde durch 1 cm² senkrecht zur Schallrichtung wandernde Energie $\overline{J} = \frac{1}{2} w U^2$ ist, wobei U die Geschwindigkeitsamplitude der sinusförmig angenommenen Schwingungen bedeutet und w den sogenannten Wattwiderstand, also den Nutzwiderstand (reellen Teil der Impedanz, Kap. VII, § 9 u. 13).

Es läßt sich ferner zeigen, daß für fortschreitende ebene Wellen die akustische Impedanz rein reell, der gesamte Widerstand also Wattwiderstand, d. h. Nutzwiderstand ist, der die Strahlung vergrößert. Für stehende ebene Wellen ist umgekehrt die Impedanz rein imaginär, so daß der Nutzwiderstand Null ist. Bei Kugelwellen sowie bei anderen Wellen mit gekrümmten Wellenflächen haben sowohl der reelle wie der imaginäre Teil der Impedanz einen endlichen Wert. Soll die Energieaus-

strahlung vergrößert werden, so muß also angestrebt werden, den imaginären Teil der Impedanz zugunsten des reellen Teiles möglichst klein zu machen, d. h. nach Möglichkeit eben fortschreitende Wellen herzustellen.

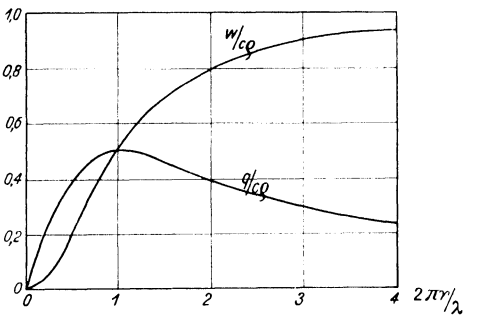
Der Wattwiderstand einer Kolbenmembran in der Membranebene ist verhältnismäßig klein, solange der Radius R der Membran klein ist. Je größer R im Vergleich zur Wellenlänge λ wird, um so mehr nähert man sich dem Fall der ebenen Welle mit großem Wattwiderstand. In Fig. 4 sind der Wattwiderstand und der

Fig. 4.



Wattwiderstand w und wattloser Widerstand q an einer Kolbenmembran in starrer Wand.

Fig. 5.



Wattwiderstand w und wattloser Widerstand q bei einer Kugelwelle.

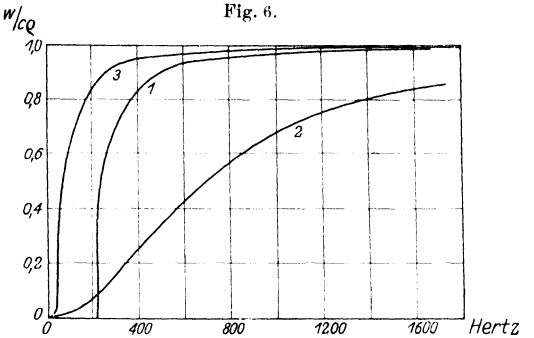
wattlose Widerstand einer in eine ebene Wand eingesetzten Kolbenmembran als Funktion von $2\pi \frac{R}{\lambda}$ dargestellt. Als Ordinaten sind nicht die Widerstände selbst, sondern die Widerstände dividiert durch $c\varrho$, den Wattwiderstand der ebenen fortschreitenden Welle, aufgetragen. Analog stellt Fig. 5 den Wattwiderstand und den wattlosen Widerstand einer Kugelwelle als Funktion von $2\pi \frac{r}{\lambda}$ dar, wobei r der Radius der Kugelwelle ist. Auch hier steigt der Wattwiderstand an, wenn der Radius relativ zur Wellenlänge immer größer wird, die Kugelwelle also mehr und mehr in eine ebene Welle übergeht. Wird nun auf eine schwingende Membran von kleinem Radius ein Trichter aufgesetzt, so wird die Wellenform in der Richtung geändert, daß die Kugelform mehr der ebenen Form genähert, bzw. der Krümmungsradius vergrößert wird. Damit geht aber, wie wir besprochen haben, eine Vergrößerung des Wattwiderstandes und damit — bei konstant gehaltener Geschwindigkeitsamplitude — eine Vergrößerung der Energieausstrahlung Hand in Hand. Es sei hier noch auf eine Arbeit von Schottky[1]) hingewiesen, die

[1]) W. Schottky, Elektr. Nachr.-Techn. **2**, 157, 1925.

durch die Einführung des „Divergenzradius“ die Schallausbreitung von Membranen mit Hilfe von Kugelwellen diskutiert.

Es ist auch die Frage untersucht worden, ob ein kegelförmiger Trichter oder ein Trichter mit gekrümmter Seitenwand besser wirkt. Für die Krümmung ist dabei ein exponentieller Verlauf vorausgesetzt. Bedeutet Q_0 den Anfangs- und Q den Endquerschnitt, so ist für den exponentiellen Trichter anzusetzen: $Q = Q_0 e^{2\alpha x}$, wobei x die Richtung der Trichterachse angibt. Wird die Reflexion an der Aus-

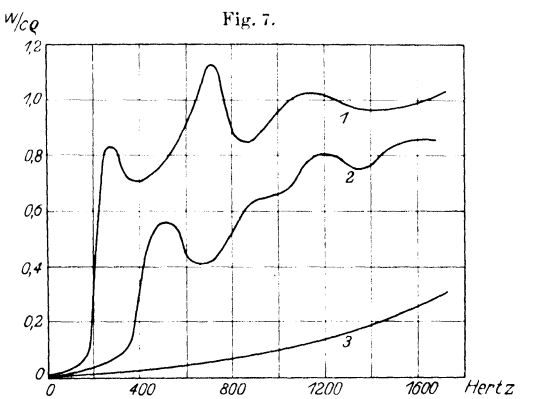
Fig. 6.



Wattwiderstände ohne Reflexion am offenen Ende.

1 Wattwiderstand eines exponentiellen Trichters mit der Steigung $\alpha = 0{,}01$.
2 Wattwiderstand eines konischen Trichters vom Öffnungswinkel 35,6°.
3 Wattwiderstand eines konischen Trichters vom Öffnungswinkel 4,6°.

Fig. 7.



Wattwiderstände mit Berücksichtigung der Reflexion.

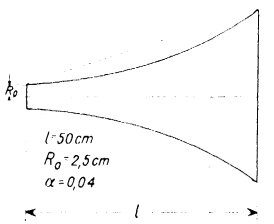
1 Wattwiderstand des exponentiellen Trichters nach Fig. 8.
2 Wattwiderstand des konischen Trichters nach Fig. 8.
3 Wattwiderstand der bloßen Kolbenmembran.

trittsöffnung vernachlässigt, der Trichter also als unendlich lang angenommen, so ergibt sich für den exponentiellen Trichter eine Grenzfrequenz ω_0, unterhalb deren er nichts mehr durchläßt, und zwar ist diese Grenzfrequenz durch den Exponenten α bestimmt, indem $\omega_0 = c \cdot \alpha$ wird (Fig. 6, Kurve 1). Von ω_0 an steigt dann aber der Wattwiderstand mit wachsender Frequenz sehr schnell an, um sich allmählich dem Maximalwert zu nähern, bei dem der wattlose Widerstand Null und $w = c \cdot \varrho$ wird. Für den unendlich langen konischen Trichter ist eine Grenzfrequenz nicht vorhanden. In Fig. 6 sind auch die Wattwiderstände für den unendlich langen konischen Trichter für zwei verschiedene Öffnungswinkel eingezeichnet. Kurve 2 gilt für einen Öffnungswinkel von 35,6° und Kurve 3 für einen Öffnungswinkel von

4,6°. Je kleiner der Öffnungswinkel ist, um so schneller nähert sich der Wattwiderstand dem für ebene Wellen geltenden Maximalwert.

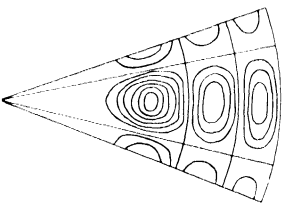
Wird nun die Reflexion berücksichtigt, werden also Trichter von endlicher Länge vorausgesetzt, so verschwindet auch beim exponentiellen Trichter die Grenzfrequenz. Fig. 7 gibt die Wattwiderstände bzw. das Verhältnis $\frac{w}{c \cdot \varrho}$ in Abhängigkeit von der Frequenz für einen exponentiellen Trichter (Kurve 1) und für einen konischen Trichter (Kurve 2) mit gleicher Anfangs- und Endöffnung an. Dabei ist $\alpha = 0{,}04$, die Länge $l = 50$ cm, der Radius der Anfangsöffnung gleich 2,5 cm und der Radius der Endöffnung gleich 18,5 cm angesetzt (Fig. 8). Kurve 3 gibt

Fig. 8.



Exponentieller und konischer Trichter

Fig. 9.

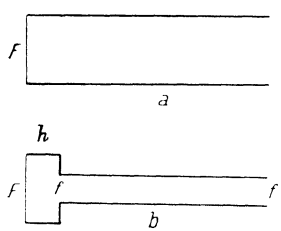


Klangfigur bei einem Trichtereigenton.

den Wattwiderstand für eine Kolbenmembran ohne Trichter an. Setzen wir für alle drei Kurven gleiche Geschwindigkeitsamplituden voraus, so geben sie gleichzeitig ein relatives Maß für die ausgestrahlten Energien. Beim Vergleich ist aber zu beachten, daß dann die Ordinaten nicht die subjektiven Lautstärken, sondern die objektiven Energien bedeuten, deren Unterschiede viel größer sind als die zugehörigen Lautstärkenunterschiede.

Die Hauptschwierigkeit bei der Entwicklung einer Trichtertheorie liegt in der Festlegung der richtigen Randbedingungen und sodann in der mathematischen Durchführung. Ein theoretisch besonders einfaches Beispiel stellt ein Kegeltrichter dar, dessen spitzes Ende fest abgeschlossen ist und für dessen Öffnungsebene der Druck als Null angesetzt wird. Bei diesen einfachen Randbedingungen lassen sich neben den bisher betrachteten Schwingungen in Richtung der Trichterachse auch die Querschwingungen berücksichtigen. Jedem Eigenton entspricht eine gewisse Eigenfunktion, d. h. eine bestimmte Geschwindigkeitsverteilung im Trichter nach Größe und Richtung. Fig. 9 gibt die Schwingungsverhältnisse im Trichter für einen bestimmten Eigenton nach Hoersch wieder. Die einzelnen Kurven verbinden Stellen gleicher Druckamplitude. Die Figur stellt einen Längsschnitt durch die Trichterachse dar. Für die Darstellung der wirklichen Verhältnisse hat man sich also die Figur um die Trichterachse rotiert zu denken.

Fig. 10.



Membran mit Zylinderrohr.

Um die Ausstrahlung einer Membran durch einen Trichter zu vergrößern, pflegt man zwischen Membran und Trichter noch eine kleine Luftkammer einzuschalten, wie es beispielsweise Fig. 63 in § 11 des vorigen Kapitels zeigt.

Wir denken uns, um mit ebenen Wellen operieren zu können, statt der Trichter Zylinderrohre. Ein Zylinderrohr sei einmal auf die Membran von

der Flächengröße F direkt aufgesetzt (Fig. 10, a), das andere Mal unter Zwischenschaltung einer kleinen Luftkammer von der Höhe h und dem Öffnungsquerschnitt f (Fig. 10, b). Die Membran sei in beiden Fällen durch den gleichen Ton erregt und habe die gleiche Amplitude. Die Höhe h sei sehr klein gegen die Wellenlänge, und die Größe f der Öffnung sei so gewählt, daß die gesamte, bei einer Einwärtsbewegung der Membran von ihr fortgeschobene Luftmasse durch die Öffnung austritt, daß also die Amplituden φU des Mediumstromes (φ Fläche, U Geschwindigkeitsamplitude) in den Ebenen F und f die gleichen sind. Da es sich in beiden Fällen um ebene Wellen handelt, sind auch die Wattwiderstände w die gleichen, und zwar gleich den Quotienten aus Druck- und Geschwindigkeitsamplitude. Die gesamte ausgestrahlte Energie haben wir bereits angegeben zu

$$\frac{w}{2}\,(FU_1)\,U_1 \text{ bzw. } \frac{w}{2}\,(fU_2)\,U_2.$$

Da $FU_1 = fU_2$ sein soll, sind die Geschwindigkeitsamplituden und damit die ausgestrahlten Energien im Falle der vorgeschalteten Luftkammer im Verhältnis F/f größer als im Falle der unmittelbar in das Zylinderrohr strahlenden Membran.

Da die Wattwiderstände in beiden Fällen die gleichen sind, müssen die Druckamplituden im gleichen Verhältnis wie die Geschwindigkeitsamplituden zugenommen haben. Da fernerhin die Höhe der Luftkammer sehr klein gegen die Wellenlänge ist, sind die Druckamplituden auch überall in der Kapsel entsprechend gesteigert (ds. Kap., § 4). Freilich können dann Geschwindigkeit und Druck nicht mehr in Phase miteinander sein.

Werden statt der Zylinderrohre wieder Trichter genommen, so ändert sich grundsätzlich nichts, nur werden die Verhältnisse noch weiter kompliziert.

§ 3. Das Abhören von Flugzeugschall mit Trichtern[1]. Es soll noch ein Beispiel für die Anwendung von Horchtrichtern besprochen werden. Wir wählen dazu das Abhören von Flugzeugschall, das für die rechtzeitige Feststellung des Herannahens von Flugzeugen von größter Wichtigkeit ist. Vor allem aber soll uns dieses Beispiel Gelegenheit bieten, das Zustandekommen und die Art komplizierter Maschinengeräusche zu besprechen, sowie einige allgemeine Gesichtspunkte zu erörtern, die für das Abhorchen von irgendwelchem Luftschall maßgebend sind.

1. Die Entstehung und die Art des Flugzeugschalles. Wer jemals versucht hat, aus der Art des Schalles den Typ eines Flugzeuges zu bestimmen, wird erstaunt gewesen sein, wie schwer es ist, den Flugzeugschall zu analysieren. Es ist oft kaum möglich, die Höhe eines Haupttones des Flugzeuges herauszufinden, geschweige denn genaue Angaben über die Zusammensetzung des Klanges bzw. Geräusches zu machen. Natürlich kommt es vor, daß ein Flugzeug längere Zeit hindurch auf einem konstanten Tone gehört wird; in der Regel enthält aber der Schallkomplex des Flugzeuges neben den Geräuschen, die in der Nähe oft jede Klangempfindung überdecken, eine ganze Anzahl starker Töne, von denen bald der eine, bald der andere vorherrschend ist, die fast dauernd ihre Höhe mehr oder weniger stark und mehr oder weniger plötzlich ändern und die teilweise noch von Schwebungen begleitet sind.

[1]) Wir folgen in diesem Paragraphen vielfach wörtlich zwei Arbeiten von E. Waetzmann, Zeitschr. f. techn. Phys. **2**, 166, 1921 und **2**, 191, 1921.

Die Geräusch- und Klangquellen des Flugzeuges sind in erster Linie Motor und Propeller, daneben spielt aber auch das Flugzeug als Ganzes eine wesentliche Rolle.

Je nachdem, ob es sich um einen Stand- oder um einen Rotationsmotor handelt, kommen nur die Explosions- und Auspuffgeräusche in Frage, oder es treten noch die infolge des Rotierens der Zylinder usw. entstehenden Töne und Geräusche hinzu. Die Zahl der Explosionen pro Umdrehung ist gleich der halben Zylinderzahl. Bei einem sechszylindrigen Standmotor finden hiernach bei einer normalen Umdrehungszahl von 1440 in der Minute $3 \cdot 24 = 72$ Explosionen in der Sekunde statt. Es können also neben den eigentlichen Explosionsgeräuschen Töne von den Schwingungszahlen 72 und ganzzahligen Vielfachen davon auftreten. Bei einem neunzylindrigen Drehmotor würde dann bei gleicher Umdrehungszahl neben den Tönen $4{,}5 \cdot 24$ und den ganzzahligen Vielfachen davon noch eine zweite Tonreihe $9 \cdot 24$ usw. entstehen. Im allgemeinen sind die tieferen Töne der beiden Reihen die stärkeren.

Manche Zylinder besitzen zwecks Kühlung sehr schmale Metallrippen, welche die Entstehung von Schneidentönen (Kap. IV, § 17) besonders begünstigen. Je nach der Drehgeschwindigkeit und dem Abstand der kreisenden Teile von der Achse sind diese Töne verschieden hoch. Wenn der Motor, wie es oft der Fall ist, nicht ganz gleichmäßig, sondern ruckweise läuft, so sind auch die entstehenden Töne nicht glatt abfließend, sondern schwanken in der Höhe und in der Stärke. Unsymmetrie in der Massenverteilung um die Drehachse führt zu stoßartigen Geräuschen, die um so stärker werden, je schlechter die Achsen gelagert sind.

Die bisherigen Erfolge in der Frage der Auspuffdämpfung sind recht dürftige. Selbst wenn es aber gelingen sollte, fast gänzlich schallfrei arbeitende Flugzeugmotore herzustellen, so wäre damit das Problem des schallfreien Flugzeuges längst noch nicht gelöst. Es bliebe der Propeller als starke Schallquelle übrig. Es kommt oft vor, daß gewisse Propellertöne lauter gehört werden als die stärksten Motortöne. Das hängt auch von der relativen Stellung des Beobachters zum Flugzeug sowie von dem akustischen Zustand der Atmosphäre ab.

Der Propeller erzeugt bei der Rotation a) Geräusche (Drehgeräusch), b) Töne, die zusammen einen verwickelten Klang (Drehklang) ergeben. In der Nähe des Propellers überwiegt das Drehgeräusch den Drehklang, in größerer Entfernung ist es umgekehrt. Der Klang ist auch auf weitere Entfernung zu hören als das Geräusch. Werden in die Nähe des Propellers irgendwelche Wände gebracht, so überwiegt der Drehklang auch in der Nähe das Drehgeräusch. Die Stärke von Drehklang und Geräusch wächst mit der Größe des Propellers und mit der Umdrehungszahl. Das Anwachsen ist nicht ganz gleichmäßig, sondern erfolgt bei manchen Drehzahlen mehr oder weniger ruckweise. Namentlich kann man immer wieder eine „kritische“ Drehzahl in der Gegend von 800 pro Minute beobachten, bei welcher der eigentliche Lärm erst beginnt.

Bei falscher Drehrichtung des Propellers wird der Drehklang schwächer, das Geräusch stärker. Das Drehgeräusch ist je nach den besonderen Verhältnissen (Propellerform usw.) als Flattern (wie Flügelschläge eines rasch fliegenden Vogels), Rauschen (Wind, und zwar f-artig oder auch sch-ähnlich), Zischen, Brausen, Klopfen (schlechte Propellerform) u. dgl. zu bezeichnen. Jeder Propeller besitzt Eigentöne, die durch Beklopfen und Zupfen erregt werden können. Gelegentlich können sie so stark auftreten, daß der gesamte Drehklang unharmonisch lärmend wird; in der Regel spielen sie aber eine untergeordnete Rolle.

Die Haupttöne des Drehklanges sind gegeben durch die Umdrehungszahl mal Anzahl der Propellerflügel und die zugehörigen harmonischen Obertöne. Bei etwa 1440 Umdrehungen in der Minute wurden Teiltöne bis zum 10. und

selbst bis zum 20. Oberton hinauf festgestellt. Hierbei sind die einzelnen Teiltöne aber sehr verschieden stark. Es hängt dies namentlich von der Form des Propellers und seinem mehr oder weniger gleichmäßigen Laufe ab. Oft findet auch ein dauernder Wechsel zwischen den vorherrschenden Tönen statt.

Die Klangart von Propeller und Motor ist verschieden, je nachdem, ob der Motor mit Propeller einen festen Stand hat oder in das Flugzeug eingebaut ist, und je nachdem, ob das Flugzeug auf der Erde steht oder sich in der Luft befindet. Einzelne Teile des Flugzeuges wirken noch als Resonanzböden, wodurch bestimmte Töne des Gesamtklanges verstärkt werden. Die Klangart kann sich also bedeutend ändern, wenn der gleiche Motor und Propeller in ein anderes Flugzeug eingebaut werden. Bei dem in Bewegung befindlichen Flugzeug spielt natürlich auch der Dopplereffekt eine große Rolle (Kap. II, § 4). Die relative Stellung des Flugzeuges zum Beobachter ist für die Art des gehörten Klanges aus mehreren, von Fall zu Fall leicht zu übersehenden Ursachen (Stellung der Auspuffvorrichtung, Reflexion an den Tragflächen usw.) von Wichtigkeit. Das Flugzeug als Ganzes gibt wiederum zur Entstehung von Schneidentönen an zahlreichen Stellen (Verspannvorrichtungen, Vorderkanten der Tragflächen usw.) Veranlassung. Ein Teil des Geräusches, das man im Flugzeug hört, erkennt man sofort beim schnellen Fahren im Automobil wieder, sobald ein Regendach der üblichen Form aufgespannt wird. Windstöße oder andere plötzliche Änderungen in der Relativbewegung zwischen Flugzeug und umgebender Luft ändern die Stärke und Art des Klanges auffällig. Man beobachtet das sogar im Flugzeug selbst, wenn es scharfe Kurven beschreibt. Es wirkt hierbei mit, daß der Propeller, weil immer Unsymmetrien vorhanden sind, praktisch wie eine Sirenenscheibe angeblasen wird.

Wird mit abgestelltem bzw. abgedrosseltem Motor Gleitflug ausgeführt, so ist der Flugzeugschall natürlich viel leiser und ein ganz anderer, als wenn mit voller Tourenzahl des Motors und Propellers geflogen wird. Das Tonartige ist jetzt fast verschwunden, und es sind in erster Linie hohe Geräusche zu hören, die fsch bis fss-artig oder f- bis chi- oder f- bis che-artig (das „ch“ wie im Worte „Loch“) klingen. Je flacher und langsamer der Gleitflug erfolgt, um so geringer ist das Geräusch.

In Tabelle 1 ist auf Grund von etwa 100 mit Hilfe von Luftresonatoren ausgeführten Beobachtungsreihen eine Zusammenstellung der hauptsächlich gehörten Töne gegeben, geordnet nach der Stärke und der Häufigkeit ihres Auftretens. Dabei sind für jeden Ton die ungefähren Grenzen angegeben, zwischen denen seine Höhe, sei es infolge Dopplereffektes oder infolge einer Änderung der Tourenzahl (gegenüber 1440 als Normalzahl), schwankt. Die Flugzeuge führten verabredete Flüge aus und konnten in Ruhe abgehört werden. Es wurden hierbei fast ausschließlich Flugzeuge mit sechszylindrigem Standmotor abgehört.

Tabelle 1.

Zusammenstellung der hauptsächlich gehörten Töne.

1. H^{-1}—A	= 60— 81, im Mittel etwa	D = 72	fast stets zu hören
2. Oktave zu 1.	121—161, „ „ „	d = 144	
3. Quarte zu 1.	80—108, „ „ „	G = 96	
4. Oktave zu 3.	160—216, „ „ „	g = 192	
5. Oktave zu 2.	242—323, „ „ „	d' = 288	oft zu hören
6. Oktave zu 4.	323—431, „ „ „	g' = 384	
7. Quinte zu 2.	181—242, „ „ „	a = 216	seltener zu hören
8. Oktave zu 7. bzw. kleine Terz zu 360.	362—483, „ „ „	a' = 432	
9. gr. Terz zu 4.	203—271, „ „ „	h = 242	

Aus der Tabelle ist zu ersehen, daß zwei Reihen von Tönen vorhanden sind: Die Motortonreihe, bestehend aus dem Ton 72 und seinen harmonischen Obertönen, und die Propellertonreihe, bestehend aus harmonischen Obertönen des Tones 48.

In Tabelle 2 sind einige charakteristische Beobachtungen angegeben, die an Flugzeugen von wesentlich anderem Klangcharakter angestellt worden sind. Der Typ des Flugzeuges war in der Regel unbekannt. Trotzdem konnten wiederum in dem Gesamtklange vielfach zwei Reihen von Tönen unterschieden werden. Von den bisher besprochenen Flugzeugen unterscheiden sich die der Tabelle 2 dadurch, daß sie viel „musikalischer" klingen als die ersten, daß die höheren Teiltöne mehr hervortreten, daß die vorherrschenden Tonhöhen auffallender wechseln und daß sie vielfach auch sehr schnelle Schwebungen und Triller hören lassen. Mehrfach wurde hierbei auch das Auftreten tiefer Differenztöne festgestellt. Die Angaben der Tabelle sind so zu verstehen, daß die in einer Reihe angegebenen Schwingungszahlen für einen bestimmten Moment gelten, während sie im nächsten schon wesentlich andere sein können.

Um die Anteile, die der Propeller bzw. der Motor für den gesamten Flugzeugschall liefern, sicher voneinander zu trennen, müssen neben Beobachtungen an fliegenden Flugzeugen Beobachtungen an Modellpropellern und auf Motor- und Propellerprüfständen angestellt werden.

Es müssen Propeller, die an verhältnismäßig geräuschfrei arbeitenden Elektromotoren befestigt sind, unter den verschiedensten Bedingungen abgehört werden. Ferner muß der gleiche Propeller abwechselnd auf einen Elektromotor und auf einen Flugzeugmotor aufgesetzt und untersucht werden, und endlich müssen Flugzeugmotore für sich (mit Wasserbremsung) abgehört werden. Durch derartige Versuche wurde die Richtigkeit der obigen Angaben erhärtet.

2. Das Abhören von Flugzeugschall. Ein guter Abhörapparat muß hauptsächlich folgendes leisten: Er soll einmal die Reichweite des bloßen Ohres für Flugzeugschall vergrößern („Hörverstärker"), und er soll zweitens ermöglichen, die Richtung, aus welcher der Schall kommt, möglichst genau zu bestimmen („Richtungshörer"). Wird ein einzelner Trichter benutzt, so beruht die Richtwirkung auf Intensitätsunterschieden. Wird mit zwei Trichtern beobachtet, die mit je einem Ohre verbunden sind (binaurales Hören), so hat man eine vergrößerte Ohrbasis und damit eine ausgezeichnete Richtwirkung (Kap. III, § 8).

Damit der Apparat als Hörverstärker brauchbar ist, müssen die Trichter in jedem Falle gewissen Bedingungen genügen, gleichgültig, ob sie als Einzeltrichter oder für binaurales Hören verwandt werden. Vor allem sind die Größenverhältnisse von ausschlaggebender Bedeutung, während die Form erst in zweiter Linie in Betracht kommt. Nach den Ausführungen in dem vorhergehenden Paragraphen ist es zwar klar, daß die exponentielle Form Vorzüge gegenüber der Kegelform besitzt. Trotzdem kann für praktische Zwecke infolge der einfacheren Bauweise und einfacherer Konstruktionsmöglichkeiten die Kegelform bevorzugt werden. Es wurden zunächst käufliche Trichter (Grammophontrichter u. dgl.) von allen möglichen Formen und Größen ausprobiert. An der Grenze der Hörbarkeit versagen sie für tiefe Töne völlig, während hohe Töne und Geräusche, wie Flüstersprache, durch alle Trichter mehr oder weniger gut verstärkt werden. Solange nur verhältnismäßig lauter Schall untersucht wird, in dem neben den tiefen Tönen auch die hohen Töne und die eigentlichen Geräusche schon mit bloßem Ohre zu hören sind, können diese Trichter also eine Verstärkung des Gesamtschalles vortäuschen.

Tabelle 2.

Flugzeugtype	Festgestellte Töne							Bemerkungen
Deutsches *G*-Flugzeug		**108** *100—108*	*134—144*	*216* **200—216**				Langsam schwebend, orgelähnlich.
Dieselbe		*108*	*134—144*		*268—288*	**432**		Summend wie Telegraphendrähte.
Dieselbe	90	108	**180**	**216**				Oft in andere Töne umspringend.
Dieselbe		*108*		**216**		*432*	*480—512*	480—512 nur manchmal vorhanden, trillernd.
Dieselbe	**89**		**178**			444		
Unbekannt	90		**180** **180**		360	*400*	*920*	Tonhöhe schwankt dauernd, 180 immer wieder vorherrschend.
Fremdes Flugzeug	**72** 72		*144* **144**				*576*	Flugzeug in der Nähe. Flugzeug weiter entfernt.
Fremdes Flugzeug	**90** 90—100	120—128 108—115	***180*** ***180—200***	216—230	**360** 288			Flugzg. kreist in der Nähe. Flugzg. kreist in der Nähe. Flugzeug geht.
Fremdes Flugzeug	< 85 *80*		**150**	192 **178**	**300** **320** *256*	< 320 ***1200***	***1363***	Tiefes langsam. Stampfen. 320 schnell schwebend. Schwebend, Flugz. kommt. Sehr lautes Pfeifen beim Überfliegen.
	80	*96*	160		256	***1200***		Flugzeug geht. 96 zuletzt gehört.
Fremdes Flugzeug	*75* *75* **60** *60*		*150* *150* **150** *150* **120** *120* 120	240 *300* 178	*300* **384** *300*	400 **384** **400** **356** *356*	*480*	Schwebend, Flugz. weit ab. Flugzeug weit ab. Flugzeug nahe. Flugzeug geht. 120 zuletzt hörbar.

Es wurden dann Kegeltrichter von großen Dimensionen gebaut, und zwar Trichter von 2, 3 und 5 m Seitenlänge und von verschiedenen Öffnungsdurchmessern. Wird der Öffnungswinkel zu groß, so verschwindet die Richtwirkung mehr und mehr; wird er zu klein, so wird die Richtwirkung zu ausgeprägt, das Auffinden der Schallquelle also zu sehr erschwert. Außerdem wird dann der Eigenton der Luftmasse im Trichter, der z. B. durch Wind erregt wird, gerade an der Grenze der Hörbarkeit sehr störend. Unter Berücksichtigung dieser Umstände ergab sich als günstiges Verhältnis von Seitenlänge zu Öffnungsdurchmesser ein Verhältnis von etwa 2 : 1.

Sehr störend für die Beobachtung namentlich sehr leiser Töne ist auch das Mitschwingen und Nachklingen der Wände, die durch Wind, Artillerieschießen u. dgl. erregt werden und ihrerseits wieder die Luftmasse im Trichter zum Mittönen bringen. Durch passende Bekleidung der Trichterwände kann dieses Mitschwingen aber weitgehend verhindert werden. Hierdurch wird eine sehr wesentliche Verbesserung der Wirkungsweise des Trichters erzielt. Auch das Nachhallen ist hiermit praktisch beseitigt, so daß selbst bei sehr starkem Lärm in den kürzesten Pausen gut beobachtet werden kann, was bei fehlender Dämpfung der Trichterwände unmöglich ist.

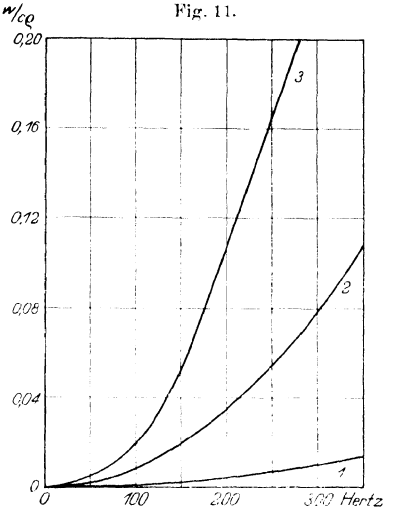
Das Trichterende hatte einen Öffnungsdurchmesser von etwa 6 cm. Die akustisch günstigste Verbindung des Trichters mit dem Ohr ist die, daß das Ohr unmittelbar an das Trichterende, das mit einem Gummiring versehen ist, angelegt wird. Im Interesse der bequemen Handhabung des Gerätes ist aber ein Zuleitungsrohr, und zwar ein gebogenes Zuleitungsrohr, notwendig. Die Versuche ergaben, daß ein gebogenes Ansatzstück schädlicher als ein gerades ist, ein scharf gebogenes oder eckig geführtes unvorteilhafter als ein leicht gebogenes und ein enges ungünstiger als ein weites. Die in der Regel übliche Zuführung des Schalles zum Ohre des Beobachters vermittelst Hörschlauch und Olive, hat also grundsätzliche Nachteile. Es wurde schließlich als günstiges Kompromiß zwischen den akustischen und den konstruktiven Anforderungen ein ganz kurzes, etwa 6 cm weites, leicht gebogenes Ansatzrohr gewählt, dessen Ränder einen Gummiring trugen. Es sei betont, daß die besprochenen, zunächst vielleicht nicht sehr wichtig erscheinenden akustischen Gesichtspunkte in ihrer Gesamtheit von ausschlaggebender Bedeutung für die Brauchbarkeit bzw. Unbrauchbarkeit des Horchapparates an der Grenze der Hörbarkeit sind. In erster Linie aber sind genügend große Dimensionen notwendig.

Um mit den Horchtrichtern gute Resultate zu erzielen, müssen sie möglichst geschützt vor Wind und Nebengeräuschen aufgestellt sein. Zu diesem Zwecke stellt man sie zum Abhören einer in größerer Höhe befindlichen Schallquelle in Erdmulden auf. Solche Mulden bieten nicht nur guten Windschutz, sondern halten auch Geräusche, die in der Nähe der Erdoberfläche oder auf dieser selbst entstehen, vorzüglich ab. In hügeligem Gelände ist die Aufstellung an sanften Bergabhängen im allgemeinen bedeutend günstiger als auf den Bergen selbst, und zwar auch dann, wenn die sonstigen Horchbedingungen in bezug auf Nebengeräusche usw. auf dem Berge ebenso günstig wie am Abhange sind.

Die übliche Annahme, daß die Atmosphäre des Nachts den Schall im allgemeinen besser trägt als bei Tage, fand sich bestätigt. Die Reichweite über Wasserflächen hin ergab sich ebenfalls als auffallend groß. Die größte gemessene Entfernung, auf die ein in 1000 bis 2000 m Höhe befindliches Flugzeug am Tage mit bloßem Ohr noch gehört wurde, betrug etwa 15 km. Der Durchschnittswert betrug aber bei Tage nur etwa 3 bis 7 km; noch größere Reichweiten, etwa bis zu 9 km, waren schon sehr seltene Ausnahmen. In vertikaler Richtung nimmt die Schallstärke sehr viel rascher ab als unter kleinerem Erhöhungswinkel. Wiederholt wurde beobachtet, daß beim Verschwinden des Flugzeuges in einer Wolke der Schall plötzlich ganz aussetzte.

Der 2 m lange Trichter verstärkte sämtliche Töne bis hinab zu den tiefsten in Betracht kommenden von etwa 60 Schwingungen pro Sekunde; allerdings war die Verstärkung für höhere Töne wesentlich größer als für die tiefen. Als roher Mittelwert kann angegeben werden, daß unter mittelguten äußeren Bedingungen die Reichweite dieses Trichters für Geräusche etwa das Doppelte, für tiefe Töne etwa das $1^1/_2$fache der Reichweite des bloßen Ohres betrug. Gelegentlich kamen aber auch viel größere Verstärkungen vor. Nicht nur die Witterungsverhältnisse, sondern auch die Art der Umgebung spielt hierbei eine Rolle. Für in der Luft in nicht zu großer Höhe befindliche Flugzeuge war die Reichweite des 2 m-Trichters bei Tage ebenfalls etwa $1^1{}_2$mal so groß wie die des bloßen Ohres. Der oben für das Ohr angegebene durchschnittliche Wert von 3 bis 7 km erhöhte sich für den Trichter auf etwa 5 bis 12 km; der Maximalwert von 15 km auf 22 bis 25 km.

Fig. 11.



1 Wattwiderstand der bloßen Kolbenmembran.
2 Wattwiderstand eines konischen Trichters nach Fig. 8.
3 Wattwiderstand eines konischen Trichters: Öffnungswinkel 29°, Länge 5 m, Öffnungsdurchmesser 1,5 m.

Der Verstärkungsfaktor (Verhältnis der Reichweite des Trichters zu der des bloßen Ohres) für den 3 m-Trichter war im allgemeinen etwas größer als der des 2 m-Trichters, aber noch kleiner als der des 5 m-Trichters. Gelegentlich übertraf aber bei einer bestimmten Klangfarbe des Flugzeuges der 2 m-Trichter den 3 m-Trichter, obwohl alle drei Trichter im Durchschnitt den Flugzeugschall naturgetreu wiedergaben.

Bei einer Variation des Öffnungsdurchmessers des 3 m-Trichters zwischen 1,3 und 1,8 m ergaben sich je nach der Klangfarbe der Schallquellen recht verschiedene Reichweiten. Die obigen vergleichenden Angaben beziehen sich auf Öffnungsdurchmesser von 1,0, 1,5 und 2,5 m für den 2 m-, 3 m- und 5 m-Trichter.

In Fig. 11 sind die Werte $\frac{w}{c \cdot \varrho}$ für eine Kolbenmembran ohne Trichter (Kurve 1), für einen aufgesetzten konischen Trichter (Öffnungswinkel 35,5°) von den in Fig. 8 angegebenen Maßen (Kurve 2) und für einen aufgesetzten konischen Trichter (Öffnungswinkel 29°) von etwa 5 m Länge und 1,5 m Öffnungsdurchmesser (Kurve 3) in einem gegenüber der Fig. 7 wesentlich vergrößerten Maßstabe als Funktionen der Frequenzen aufgetragen. Schon für die Frequenz 50 beträgt der Wattwiderstand und damit die ausgestrahlte Energie für den 3 m-Trichter ein Mehrfaches des Wattwiderstandes bei der bloßen Kolbenmembran. Damit sind die früheren Beobachtungen Waetzmanns über Verstärkung auch der ganz tiefen Frequenzen durch die 2 m- und 3 m-Trichter auch theoretisch bestätigt.

Der Wirkungsbereich des 2 m-Trichters umfaßte einen Winkel von angenähert 50°, d. h. der Verstärkungsfaktor fiel auf 1 erst gegenüber Schallzielen,

die 25° seitlich von der Trichterachse lagen. Bei einem Paraboltrichter von 3,2 m Öffnung und 0,8 m Tiefe war der entsprechende Seitenwinkel nur etwa 10°, was das Auffinden und Festhalten eines Zieles natürlich sehr erschwert. Die Richtgenauigkeit des 2 m-Trichters betrug für geübte Beobachter bei ortsfesten Schallzielen und bei Flugzeugen, die sich in so großer Nähe befanden, daß ihr Geräusch noch sehr kräftig zu hören war, etwa + 3°. Die Geräusche zweier solchen Flugzeuge wurden noch deutlich getrennt, wenn ihr Winkelabstand kleiner als 5° war.

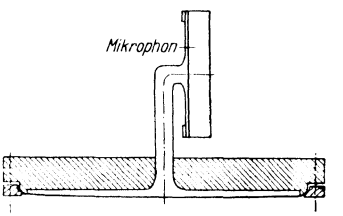
§ 4. Aufnahme von Körper- und Wasserschall. Wir bedienen uns dieser kurzen Bezeichnungsweise für Schall, der in festen Körpern bzw. in Flüssigkeiten (speziell in Wasser) entsteht und abläuft. Es ist oft erwünscht, ihn in möglichster Stärke in Luftschall umzuwandeln, bzw. dem Ohr oder einem sonstigen Empfangsapparat zuzuführen. Ein sehr altes hierher gehörendes Problem ist das Abhorchen der Geräusche des menschlichen Körpers, namentlich von Herz und Lunge; ein vielleicht noch älteres das der Signalgebung durch den Erdboden hindurch oder das des Abhorchens von Erdgeräuschen (Pferdegetrappel) auf möglichst große Entfernungen hin Auch die Aufnahme von Unterwasserschallsignalen (Kap. IV, § 11) gehört hierher; ebenso die Aufnahme von Geräuschen aus dem Erdboden, Mauerwerk oder dergleichen für die Zwecke der Bauakustik (Kap. VII, D). In Anbetracht der Wichtigkeit dieser Probleme ist es erstaunlich, daß sie nicht gründlicher bearbeitet worden sind, als es bisher geschehen ist.

Stethoskop nennt man das von Ärzten benutzte Instrument, das zum Abhören von Tönen und Geräuschen dient, die im Innern des menschlichen Körpers entstehen. Es besteht aus einer zylinderförmigen Kapsel von sehr geringer Höhe, deren Boden von einer dünnen elastischen Platte aus Hartgummi oder dergleichen gebildet wird. Die Gegenseite ist durch eine feste Wand verschlossen, die nur eine kleine Öffnung zum Einführen eines Hörschlauches besitzt. Der Abstand der elastischen Platte von der gegenüberliegenden festen Wand muß sehr klein sein, damit schon kleine Bewegungen der Platte verhältnismäßig große Druckänderungen erzeugen. Beim Gebrauch wird die elastische Platte unter mäßigem Druck an die abzuhörende Körperstelle angelegt.

Bei richtiger Handhabung und großer Übung im Hören (wegen der Änderung der „natürlichen" Klangfarbe) kann das Stethoskop dem bloßen Ohr, das an die betreffende Körperstelle angelegt wird, auch in rein akustischer Beziehung wesentlich überlegen sein. Allerdings ist das durchaus nicht immer der Fall. Schwer zu übersehende, scheinbare Kleinigkeiten (Spannung der Membran usw.) können die Leistungsfähigkeit des Stethoskops stark herabsetzen und plötzlich ändern. Oft wird der Arzt unter Andrücken des bloßen Ohres mehr hören als bei der Zwischenschaltung des Stethoskops. Benutzt er statt dessen ein gewöhnliches Hörrohr, so ist er von solchen Zufälligkeiten unabhängig, verzichtet aber auch auf die Ausnutzung aller Möglichkeiten, die ein gutes Stethoskop für die Schallaufnahme aus dem Körper bietet.

Grundsätzlich kann das gleiche Instrument auch zur Aufnahme von Schall aus dem Erdboden (Geophon) oder aus Flüssigkeiten benutzt werden Die Schwierigkeit, Körper- oder Wasserschall in Luftschall umzuwandeln, ist. in der großen Verschiedenheit der Schallwiderstände dieser Medien begründet. Der Schallwiderstand eines Mediums kann definiert werden als das Verhältnis der Druck- zur Geschwindigkeitsamplitude (Kap. VI, § 1) und errechnet sich (bis auf einen Phasenfaktor bei nicht ebenen Wellen) zu $c\varrho$, wenn c die Schallgeschwindigkeit und ϱ die Dichte des betreffenden Mediums ist. Trifft nun eine Schallwelle auf die Grenze zweier Medien, so ist bei senkrechter Inzidenz das Verhältnis der reflektierten zur auffallenden Energie (Kap. VII, § 9) gleich $\frac{(q-1)^2}{(q+1)^2}$, wenn q das Verhältnis der Schallwiderstände beider Medien bedeutet. Für Wasser Luft ist q rund 3300, woraus folgt, daß fast die gesamte auf die Trennungsfläche auffallende Energie reflektiert wird und nur ein verschwindend kleiner Bruchteil (etwa 1 Prom.) in das zweite Medium eindringt. Deshalb muß durch den Schallaufnahmeapparat das weichere Medium gewissermaßen härter gemacht werden. Das geschieht in dem oben besprochenen Apparat dadurch, daß die Druckamplitude in dem an die Aufnahmemembran grenzenden zylinderförmigen Luftraum bei vorgegebener Membranamplitude künstlich vergrößert wird. Diese Vergrößerung der Druckamplitude wird dadurch erreicht, daß das Volumen, also die Höhe des Luftraumes sehr klein gehalten wird. Durch das Vorhandensein der Öffnung in der der Membran gegenüberliegenden Kapselwand werden die Verhältnisse allerdings noch kompliziert (ds. Kap., § 2); jedoch wirkt diese Öffnung, wenn sie unmittelbar an den freien Luftraum grenzt oder wenn ein offenes Leitungsrohr angesetzt ist. im wesentlichen nur so, daß durch sie ein Teil der in der Kapsel vorhandenen Schwingungsenergie nach außen gelangen kann.

Fig. 12.

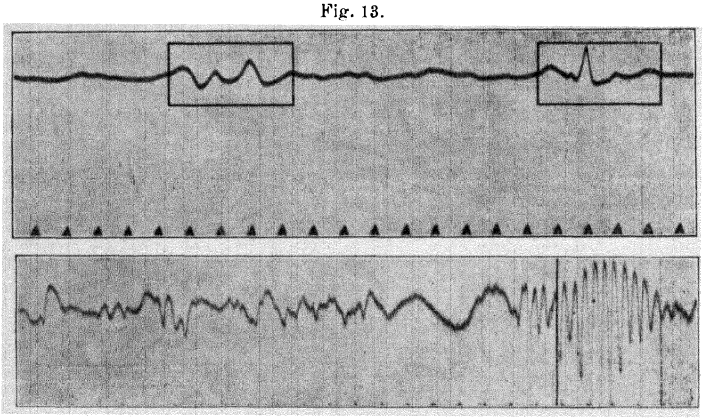


Geophon nach Waetzmann.

Es kann erwünscht sein, Körper- oder Wasserschall in größerer Entfernung von der Aufnahmestelle abzuhören. Man denke z. B. an das kriegsmäßige Abhorchen der Geräusche, die beim unterirdischen Minieren entstehen. Das Aufnahmegerät muß dann einen elektrischen Teil enthalten, der die aufgenommene Schallenergie in Form elektrischer Stromschwankungen weiterzuleiten gestattet. Fig. 12 gibt eine schematische Darstellung eines derartigen Horchgerätes nach Waetzmann. Eine schwere Grundplatte von etwa 15 cm Durchmesser ist unten ganz wenig ausgehöhlt und beispielsweise mit einer vernickelten Weißblechmembran verschlossen. Von dem so gebildeten Hohlraum führt eine Bohrung durch die Platte und durch einen kleinen Aufsatz zu einem zweiten, ebenfalls sehr niedrigen Hohlraum, der durch die Membran eines Mikrophons besonderer Konstruktion verschlossen ist. Ist, wie in dem vorliegenden Falle, die Leitung sehr kurz gegen die Wellenlänge und am

Ende (durch das Mikrophon) verschlossen, so entstehen bei vorgegebener Membranamplitude in dem gesamten Luftraum verhältnismäßig starke Druckschwankungen und damit ein guter Wirkungsgrad. Beim Aufstellen des Apparates ist darauf zu achten, daß die Grundmembran guten Schluß mit dem Erdboden hat; ferner muß bei schräger und senkrechter Lage der Grundmembran (Abhören an Wänden) die Mikrophonmembran in angenähert senkrechter Ebene bleiben. Drückt man den Apparat leicht gegen das Herz, so müssen die aus dem Telephon kommenden Herzgeräusche in einem etwa 50 Personen fassenden Auditorium überall deutlich zu hören sein. Die ersten erfolgreichen Versuche, die Herztöne elektroakustisch aufzunehmen und dann radiotelegraphisch weiterzugeben, sind — sicherlich wenigstens in Deutschland — mit dem beschriebenen Apparat ausgeführt worden. Der Apparat

Fig. 13.



Klangbild der Herztöne.

hat sich beim Abhören von Miniergeräuschen gut bewährt. Seine Reichweite kann bei Bedarf noch stark gesteigert werden; namentlich dadurch, daß er auf eine Platte gesetzt wird, die in einem Gehäuse größerer Masse und größerer Oberfläche etwas federnd befestigt wird.

Man hat versucht, den aus festen Körpern oder aus Flüssigkeiten aufgenommenen Schall mit Hilfe von Elektronenröhren zu verstärken. Leider bringt das den großen Nachteil mit sich, daß die wohl stets vorhandenen Nebengeräusche mit verstärkt werden. Durch verschiedene Hilfsmittel, wie Resonanz, Siebketten (Kap. VII, § 12) usw., läßt sich diesen Übelständen mit Erfolg entgegenarbeiten; allerdings nur auf Kosten der Einfachheit der Apparatur. Für bestimmte Zwecke sind sehr empfindliche Apparaturen ausgearbeitet und zusammengestellt worden. So scheint eine im Forschungslaboratorium von Siemens & Halske von F. Trendelenburg [1]) ausgearbeitete Anordnung für die Untersuchung der Herz- und Atmungsgeräusche bereits gewisse Erfolge gebracht zu haben. In Fig. 13 ist die obere Kurve das Klangbild

[1]) F. Trendelenburg, Wissensch. Veröffentl. a. d. Siemens-Konzern VI, 2, 184, 1928.

der Herztöne eines gesunden Menschen über der Aorta. Die untere Kurve ist das Klangbild der Herztöne eines Kranken (Arteriosklerose). Der Toncharakter des zweiten Tones tritt auffallend hervor (was bereits durch subjektive Beobachtungen von Bittorf festgestellt worden war), und es sind starke Geräusche zu erkennen.

§ 5. Empfindliche Flammen; empfindliche Gas- und Flüssigkeitsstrahlen. Dem Aussehen nach lassen sich zwei Hauptarten der empfindlichen Gasflammen (Leconte 1857) unterscheiden: Erstens schmale, lange Flammen bei denen das Gas aus einer kleinen kreisförmigen Öffnung eines Rohres heraus brennt (Fig. 14, I) und die beim Auftreffen gewisser Töne und Geräusche zusammenzucken und sich verkürzen (Fig. 14, II) zweitens breite, niedrige Flammen, die aus einem schmalen Spalt heraus brennen (Fig. 15) und beim

Fig. 14.

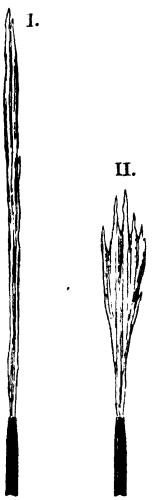
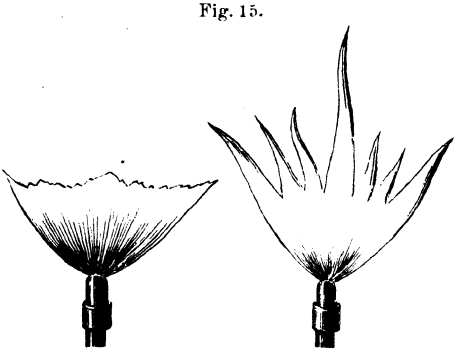


Fig. 15.



Empfindliche Flammen.

Auftreffen geeigneten Schalles einzelne flackernde Zungen emporschießen lassen. Der erste Typ ist im allgemeinen vorzuziehen.

Brennt die Flamme zunächst ruhig und verstärkt man allmählich den Gasdruck, so tritt schließlich der Moment ein, in dem die Flamme anfängt zu flackern oder zu brausen und zu rauschen. Dieses Flackern und Brausen dürfte von Schwingungen herrühren, in die das Gas an der Brenneröffnung gerät, wenn der Druck genügend stark ist (Spalttöne; Kap. IV, § 17). Bei einem Druck, der ein wenig niedriger ist als derjenige, bei dem die Erscheinungen des Brausens und der Gestaltsänderung auch ohne stärkere äußere Einwirkungen beginnen, ist die Flamme „empfindlich". In diesem Zustande reagiert sie sehr stark auf äußeren Schall, vorausgesetzt, daß in dem Schall solche Töne enthalten sind, die die Flamme selbst beim Rauschen hervorbringt. Das sind im allgemeinen sehr hohe Töne. Singt man abwechselnd dumpfe und helle Vokale, z. B. U und A, so bleibt die Flamme bei U ruhig, bei A zuckt sie wegen der in diesem Vokal enthaltenen hohen Teiltöne lebhaft zusammen. Ebenso reagiert sie auf Zischlaute, Schlüsselrasseln und andere Geräusche mit hohen Obertönen.

Kleine, unter sehr schwachem Druck brennende Flammen reagieren gut auf ganz tiefe Töne, die auch unterhalb der Hörbarkeitsgrenze liegen können. Sie sind benutzt worden, um leisen, dumpfen Kanonendonner oder die von Sprengungen oder dgl. herrührenden Luftstöße anzuzeigen. Man erinnere sich in diesem Zusammenhang daran, daß die Abnahme des Luftdrucks mit der Höhe an Gasflämmchen demonstriert wird (Behn), die aus kleinen Öffnungen eines horizontalen Messingrohres heraus brennen. Wird das Rohr um wenige Meter gehoben, so werden die Flämmchen größer.

Tyndall gibt an, daß eine Flamme von etwa 40 cm Höhe, bei der das Gas unter einem Druck von etwa 25 cm Wasser aus einer feinen Öffnung ausströmt, besonders empfindlich ist. Man kann die Flamme oft in ihrer Reaktionsfähigkeit dadurch steigern, daß man mit einer Dreikantfeile in den Rand der Ausflußöffnung zwei einander gegenüberstehende Kerben einfeilt.

Rayleigh hat bei stehenden Schallwellen gezeigt, daß die Flamme am stärksten reagiert, wenn sie sich in einem Schwingungsbauch befindet, während das Ohr am stärksten reagiert, wenn es sich in einem Druckbauch befindet. Hiernach ist ein Hin- und Herbiegen der Flamme bei der Einwirkung äußerer Töne zu erwarten, was auch beobachtet worden ist. Der Schall muß auf den unteren Teil der Flamme in der Nähe der Brenneröffnung auftreffen, um wirksam zu sein. Im einzelnen ist das Phänomen der empfindlichen Flamme immer noch nicht genügend geklärt, obwohl sich eine ganze Anzahl hervorragender Physiker mit ihm beschäftigt haben.

Eine empfindliche Flamme erhält man nach Govi auch dadurch, daß man einige Zentimeter über der engen Öffnung eines Brenners ein Stück Metallgaze horizontal anbringt und das Gas über der Gaze entzündet. Bei passender Einregulierung, namentlich des Gasdruckes, reagiert auch diese Anordnung auf hohe Töne sehr gut.

Tyndall zeigte, daß man die gleichen Erscheinungen, die an empfindlichen Flammen beobachtet werden, auch an nicht entzündeten Gasen erhalten kann. Macht man diese Gasströme mittels beigemischten Rauches sichtbar, so ergeben sich die verschiedenartigsten, sehr hübsch aussehenden Konfigurationen (empfindliche Gasstrahlen).

Es lassen sich auch schallempfindliche Flüssigkeitsstrahlen herstellen. Läuft aus einem Hahn Wasser in einem dünnen Strahl unter passendem Druck aus, so ist der obere Teil des Strahles klar und ruhig, während weiter unten Schwellungen und Einschnürungen vorhanden sind. Bei genauerer Untersuchung (z. B. mit Hilfe der stroboskopischen Scheibe) zeigt sich, daß der Strahl hier aus einzelnen Tropfen zusammengesetzt ist, die an den Stellen der Schwellungen abgeplattet und an den Stellen der Einschnürungen in die Länge gezogen sind. Setzt man eine schwingende Stimmgabel auf die Wandung des Gefäßes bzw. des Rohres, aus dem die Flüssigkeit ausströmt, auf, so wird der klare Teil des Strahles verkürzt, d. h. die Aufteilung der Tropfen beginnt schon weiter oben.

Der Flüssigkeitsstrahl reagiert aber in gleicher Weise auch dann noch, wenn ein Ton in der Nähe erzeugt wird, so daß die Schallwellen nur durch die Luft hindurch auf den Strahl wirken. Wie Savart bemerkte, wird hierbei auch die Regelmäßigkeit der Tropfenbildung wesentlich erhöht. Belas fand, daß die Abstände der Tropfen, in die sich der Strahl auflöst, umgekehrt proportional den Schwingungszahlen der einwirkenden Töne sind (Fig. 44, Kap. II, § 20).

Der Effekt dürfte darauf zurückzuführen sein, daß die Geschwindigkeit der ausströmenden Flüssigkeit an der Ausflußöffnung durch die Luftschwingungen abwechselnd vergrößert und verkleinert wird. Im übrigen ist die ganze Erscheinung in vielen Beziehungen den Erscheinungen an empfindlichen Gasstrahlen analog.

§ 6. Kohlemikrophone. Eine sehr wichtige Gruppe unter den Schallempfängern bilden die Mikrophone; im Gegensatz zu den bisher besprochenen Empfängern bringen sie den Schall nicht unmittelbar zur Wahrnehmung, sondern sie formen ihn erst in die entsprechenden elektrischen Schwingungen, in Wechselströme, um, zu deren Nachweis und Messung man dann die aus der Elektrizitätslehre her bekannten Instrumente verwenden muß. Auf solche Anwendungen wird noch in Kap. VI näher einzugehen sein. Die große Bedeutung des Mikrophons liegt aber nicht in dieser meßtechnischen Verwendungsfähigkeit, sondern darin, daß es in Verbindung mit einem elektrischen Schallwiedergabeapparat, z. B. mit dem Telephon, die Sprache auf große Entfernungen zu übermitteln gestattet, also das „Fernsprechen" ermöglicht. Die Übertragung der vom Mikrophon erzeugten elektrischen Ströme kann dabei sowohl auf Leitungen (mit Draht) als auch drahtlos erfolgen, wobei nach dem heutigen Stande der Kabel- und der drahtlosen Technik hinsichtlich der Länge der Fernsprechverbindung kaum noch Beschränkungen existieren.

Der wichtigste Vertreter der Mikrophone ist das Kohlemikrophon, das in allen Ländern als Fernsprechmikrophon in vielen Millionen von Exemplaren Verwendung findet und das darum auch eine große wirtschaftliche Bedeutung besitzt. Wir wollen zunächst kurz seine historische Entwicklung [1]) betrachten.

Sprache mit Hilfe der Elektrizität von einem Orte nach einem anderen zu übertragen, gelang als erstem dem deutschen Physiker Philipp Reis, der darüber im Jahre 1861 im physikalischen Verein zu Frankfurt a. M. vortrug. Sein Schallaufnahmeapparat, sein Mikrophon, bestand aus einer Membran aus tierischer Blase, später aus dünnem Schweinsdarm oder Kollodium, die durch die auftreffende Sprache in Schwingungen versetzt wurde; im Rhythmus dieser Schwingungen öffneten oder schlossen zwei federnde Metallstreifen, die unmittelbar an der Membran angebracht waren, einen Stromkreis. Die so erzeugten Stromimpulse flossen in den ersten Anordnungen von Reis durch eine Spule, in deren Mitte sich ein dünner Eisendraht befand, der durch den Strom in Schwingungen versetzt wurde; später ging Reis dazu über, eine Art Wagnerschen Hammer als Telephon zu benutzen. Das erste Mikrophon von Reis zeigt schon das dem Kohlemikrophon eigene Prinzip der Relaiswirkung; die schwachen Membranschwingungen betätigen einen Kontakt, der seinerseits einen starken Strom aus einer Lokalbatterie steuert. Im Gegensatz dazu steht die Anwendung des elektromagnetischen Telephons als Mikrophon, die einige Jahre später (1876) in einem amerikanischen Patent von Bell angegeben wurde. Hier verwendet man die Induktionsströme, die eine durch

[1]) Ausführliche Darstellung: W. Mönch, Mikrophon und Telephon. Berlin 1925; A. Rotth, Das Telephon und sein Werden. Berlin 1927.

den Schall in Schwingung versetzte Eisenmembran in einer Spule hervorruft, wenn Membran und Spule sich im Felde eines Magnets befinden; das Telephon ist in dieser Benutzungsart ein elektrischer Generator, und die Sprachenergie selbst, nicht eine Stromquelle, eine Batterie oder dergleichen, erzeugt die elektrische Energie. Hierin liegt auch der Grund, daß das elektromagnetische Mikrophon wesentlich unempfindlicher als das vorher genannte Kontaktmikrophon ist.

Die Kontaktanordnung, wie sie Reis angab, war sehr unsicher; verbesserte Ausführungen stammten von Gray und vor allem von Hughes, dem Erfinder des Drucktelegraphen (1878). Von dem letzten rührt die erste Form des Kohlemikrophons, eines zwischen zwei Kohleplatten sehr locker gelagerten Kohlestiftes, her. Hughes fand nämlich bei seinen Untersuchungen über unvollkommene Kontakte, daß zwischen zwei leitenden Körpern, die sich berühren, ein verhältnismäßig hoher Übergangswiderstand besteht, der sich schon bei schwachem Druck merklich ändert, eine Erscheinung, die weniger die Metalle als vor allem Kohle zeigen. Das Mikrophon von Hughes besaß nur zwei in Reihe liegende Kontaktstellen, die beiden Enden des Kohlestiftes; es war dadurch zwar sehr empfindlich, aber auch sehr vielen Störungen ausgesetzt, da durch Beschädigung einer einzigen Kontaktstelle der ganze Stromkreis unterbrochen wurde. Man baute deswegen sehr bald (Hunnings) vielkontaktige Mikrophone, zu denen auch unsere modernen Fernsprechmikrophone gehören.

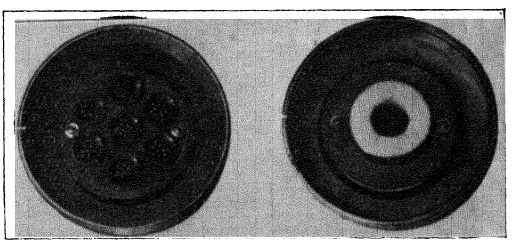
Wir unterscheiden Kohlekörner- und Kohlegrießmikrophone. Die ersten, die nur eine kleine Zahl von Kohlekugeln enthalten und einen verhältnismäßig kleinen Widerstand (50 Ω) haben, werden in Fernsprechanlagen benutzt, bei denen die Speisebatterie, bestehend aus wenigen Trockenbatterien, unmittelbar beim Mikrophon am Orte des Teilnehmers sich befindet. Man pflegt diese Mikrophone daher auch als OB-Mikrophone (Ortsbatterie) zu bezeichnen. Kohlegrießmikrophone besitzen bei größerer Kontaktzahl auch einen größeren Widerstand (bis 500 Ω) und werden direkt über die Teilnehmerleitung von einer größeren Gleichstrombatterie (Zentralbatterie) vom Fernsprechamt aus gespeist; technisch führen sie deswegen den Namen ZB-Mikrophone. Die Mehrzahl aller Fernsprechverbindungen ist nach dem letzten System ausgeführt.

Fig. 16 zeigt einen Schnitt durch ein OB- und durch ein ZB-Mikrophon. Die Membran (in der Figur entfernt) ist in beiden Fällen eine Kohlemembran und dient zugleich als die eine Stromzuführung. Das ZB-Mikrophon enthält den Kohlegrieß in einer von einem Filzring umgebenen Vertiefung, die auf der hinteren Elektrode gegenüber der Membranmitte angebracht ist; der Kohlegrieß liegt also an der Stelle der stärksten Membranelongation. Entsprechend der größeren Anzahl der Kontakte ist das ZB-Mikrophon unempfindlicher als die OB-Type, dafür ist seine Sprechgüte besser. Die Kohlekörner, ebenso wie der Kohlegrieß, werden bei der Herstellung einem besonderen Reinigungsprozeß unterworfen.

Das Kohlemikrophon hat als relaisartig wirkendes Mikrophon vor allen anderen Mikrophonen den Vorzug der großen Empfindlichkeit und ist darum

zu einem unentbehrlichen Bestandteil der Fernsprechtechnik geworden, obwohl es physikalisch als eine „Summe unsauberer Kontakte" eine Menge unangenehmer Eigenschaften besitzt und obwohl seine Wirkungsweise noch nicht genügend geklärt ist[1]). Von jeher ist es als ein sehr inkonstanter und zu Schallmessungen nicht geeigneter Apparat bekannt, dessen Empfindlichkeit von irgendwelchen Zufällen abhängt. So hängt der Gleichstromwiderstand eines Kohlemikrophons von der jeweiligen Konstellation der Kontakte ab und kann je nach der Lage der Mikrophonkapsel in weiten Grenzen schwanken. Auch die Größe des Speisestromes und die Zeit, die seit dem Einschalten des Stromes verflossen ist, spielen eine Rolle. Zu Beginn des Einschaltvorgangs ist im allgemeinen ein kleinerer Widerstand vorhanden, der sehr rasch auf größere Werte ansteigt, um dann wiederum seinem endgültigen kleineren

Fig. 16.



Schnitt durch ein OB- und ein ZB-Mikrophon.

Werte zuzustreben. Die Abhängigkeit von der Speisestromstärke ist so, daß der Widerstand für größere Ströme geringer wird. Nach längerer Einschaltzeit tritt sowohl bei den ZB- wie bei den OB-Mikrophonen, wie G. Schubert[2]) gefunden hat, ein sehr merkwürdiges, bis jetzt noch nicht geklärtes Verhalten ein; die Mikrophone „schwingen", d. h. sie verändern periodisch ihre Eigenschaften, insbesondere ihren Widerstand. Voraussetzung hierfür sind meist ein mehrstündiger Gebrauch und eine gewisse Mindeststromstärke. Die Schwingungen treten nur ein, wenn die Mikrophone mit konstanter oder annähernd konstanter Stromstärke betrieben werden; bei konstanter Spannung sind sie nicht vorhanden. Der Schwingungsvorgang bleibt auch bei Besprechung des Mikrophons bestehen und verläuft konstant weiter, wenn die auftreffende Schallintensität konstant ist. In Fig. 17 ist ein Beispiel einer solchen Schwingungskurve gegeben, das zeigt, wie eine Reihe von Eigenschaften des Kohlemikrophons sich gemeinsam periodisch ändert. Das Mikrophon (ZB) ist dabei mit einem konstanten Ton von 800 Hertz betönt worden; infolge des auftreffenden Tones ändert sich der Gleichstromwiderstand R in der erregenden Frequenz (800 Hertz) um den Betrag r; r/R wird als „Aussteuerung des Mikrophons" bezeichnet. Außerdem sind in Fig. 17 noch die Gleichspannung P,

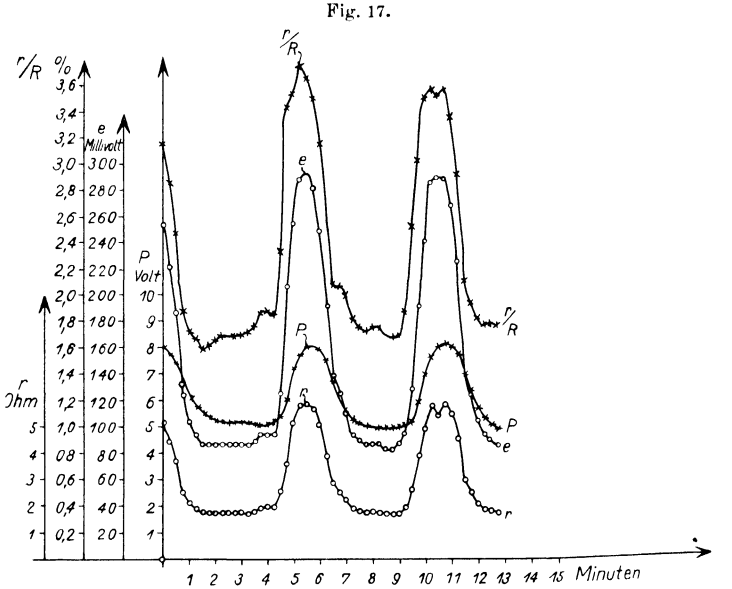
[1]) P. O. Pedersen, Jahrb. d. drahtlosen Telegraphie und Telephonie **11**, 384, 1917; W. Schottky, Zeitschr. f. Phys. **14**, 95, 1923; R. Holm, Zeitschr. f. techn. Phys. **3**, 290, 320, 349, 1922 und **8**, 141, 1927.

[2]) G. Schubert, Elektr. Nachr.-Techn. (ENT) **4**, 139, 1927.

die am Mikrophon liegt, und die unter der Einwirkung des Schalles erzeugte Wechsel-EMK e aufgetragen. Der Versuch erfolgte mit einer konstanten Speisestromstärke (50 mA), so daß die Spannung P auch ein unmittelbares Maß für den Widerstand R ist. Als Abszisse ist die Zeit in Minuten gewählt. Die Figur zeigt, wie alle Größen sich gleichzeitig in einer Periode von etwa fünf Minuten ändern. Zu den Zeitpunkten, an denen der Gleichstromwiderstand (vgl. P) sein Maximum hat, steigt auch die Empfindlichkeit (vgl. e). In diesen Zeitpunkten soll eine gewisse Auflockerung der Kohle vorhanden sein, und man hört gleichzeitig beim Einschalten eines Telephons in den Stromkreis ein lautes Zischen und Brodeln.

Eine weitere Eigenschaft des Kohlemikrophons, die zu starken Verzerrungen der übertragenen Sprache oder Musik Anlaß gibt, ist von E. Waetzmann [1])

Fig. 17.



Das „Schwingen" von Kohlemikrophonen.

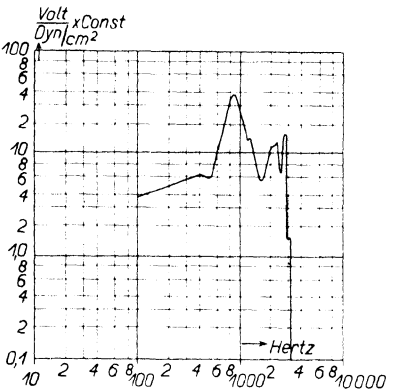
erstmalig erkannt worden und besteht in folgendem: Läßt man Schall auf das Mikrophon auftreffen, so bleibt der Ruhewiderstand R_0 nicht erhalten, sondern es stellt sich ein anderer Widerstand, der sogenannte mittlere Schwingungswiderstand R ein, der im allgemeinen größere Werte besitzt und um den die eigentlichen, den Schallschwingungen entsprechenden Widerstandsschwankungen r erfolgen. Man kann sich dies Verhalten etwa so erklären, daß durch die Bewegung die Kohleteilchen infolge der Schallerregung die Kontakte, die im Ruhezustand mehr oder weniger fest sind, aufgelockert werden und daß dadurch der Widerstand des Mikrophons größer wird.

[1]) E. Waetzmann, Ann. d. Phys. **42**, 729, 1913.

R weicht um so mehr von R_0 ab, je stärker der auffallende Schall ist. Hieraus resultiert, wie in Kap. II, § 19 besprochen worden ist, eine starke nichtlineare Verzerrung, auf deren Messung bei Kohlemikrophonen wir noch zurückkommen.

Außer der nichtlinearen Verzerrung eines Mikrophons ist noch seine Frequenzkurve von Bedeutung. Sie wird folgendermaßen erhalten: Man erregt das betreffende Mikrophon mit reinen Tönen verschiedener Tonhöhe, deren Schallenergien konstant oder wenigstens bekannt sind, und mißt die jeweils abgegebene Wechselspannung. Die Frequenzkurve gibt dann, auf konstante Schallenergie umgerechnet, die Wechselspannung in Abhängigkeit von der Frequenz an. Die meisten Mikrophone sind Druckempfänger (Kap. VI, § 2), d. h. sie reagieren auf die in den Schallwellen enthaltene Druckamplitude. Auch die Kohlemikrophone gehören zu dieser Art von Empfängern. Infolgedessen wird für sie die Frequenzkurve in Volt pro Einheit der auftreffenden Druckamplitude (dyn cm²) angegeben. Das gewöhnliche Kohlemikrophon besitzt mitten im Übertragungsbereich erhebliche Resonanzstellen und fällt in seiner Wirksamkeit für die höheren Frequenzen rasch ab[1]). Fig. 18 kennzeichnet ungefähr die durchschnittliche Frequenzabhängigkeit eines Fernsprechmikrophons; Ordinaten- und Abszissenmaßstab sind logarithmisch. Auf der Abszisse sind die Schwingungszahlen in Hertz aufgetragen; die Ordinate gibt ebenso wie in Fig. 20 nicht absolute, sondern nur relative Werte an. Die Frequenzkurve in Fig. 18 genügt für die kommerzielle Verständigung, zumal aus wirtschaftlichen Gründen auch der Frequenzbereich der Fernleitungen nur so groß, wie unbedingt notwendig, d. h. nur etwa von 300 bis 2500 Hertz, gehalten wird. Sie reicht dagegen nicht mehr hin, wenn es sich um hochwertige Sprach- oder Musikübertragungen handelt, wie sie beispielsweise im Rundfunk verlangt werden. Für diese Zwecke hat sich das von Eugen Reisz entwickelte Kohlemikrophon, das sogenannte Reisssche Mikrophon, sehr gut bewährt. Es ist in Fig. 19 schematisch dargestellt. Eine kleine, nur wenige Millimeter tiefe Kammer in einem Marmorblock ist dicht mit Kohlepulver gefüllt und durch eine Gummi- oder Glimmermembran verschlossen; die Elektroden führen von der Rückseite in die Kohlekammer hinein; die Stromlinien des hindurchfließenden Gleichstroms sind also, abweichend vom gewöhnlichen Mikrophon, senkrecht zur Bewegung der Membran orientiert.

Fig. 18.

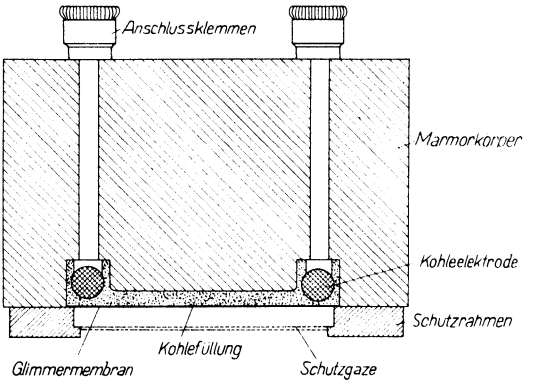


Frequenzkurve eines Fernsprechmikrophons.

[1]) Über Fernsprechmikrophone mit höherer Eigenperiode vgl. Ph. Broemser, Telegraphen- und Fernsprechtechnik (TFT) 8, 6, 1919/20.

Die Frequenzkurve eines Reiszschen Mikrophons gibt Fig. 20; sie zeigt, daß es weitgehend frequenzunabhängig ist. Das Reiszmikrophon ist übrigens erheblich unempfindlicher als das normale Fernsprechmikrophon.

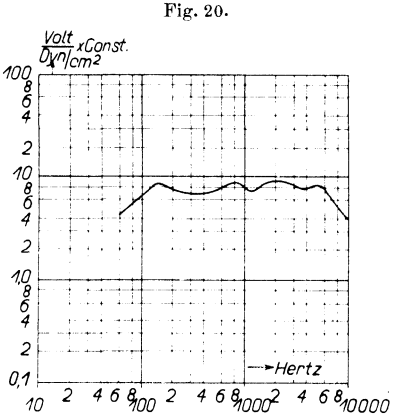
Fig. 19.



Schematische Skizze des Reiszmikrophons.

Noch eine weitere Eigenschaft des Kohlemikrophons, die zur Verschlechterung der Schallübertragung beiträgt, sei hier kurz erwähnt, das ist die Tatsache, daß das Kohlemikrophon ähnlich wie das menschliche Ohr einen Schwellenwert besitzt. Dies bedeutet, daß seine Wirksamkeit unterhalb einer gewissen Schallstärke stark nachläßt oder sogar ganz aufhört. Lange Zeit war das Vorhandensein einer solchen Schwelle fraglich; nach neueren Messungen von Hartmann[1]) dürfte diese Erscheinung jedoch sichergestellt sein. Mit abnehmender Schallstärke ist von einem gewissen Wert ab die erzeugte elektromotorische Kraft nicht mehr proportional der auftreffenden Schalldruckamplitude, sondern wird immer geringer. Für ein Fernsprechmikrophon liegt diese Grenze bei etwa 0,01 Dyn/cm². Diese Tatsache erklärt sich so, daß für die kleinen Schallstärken die Membranelongationen außerordentlich gering werden und daß sie infolgedessen keine merkliche Widerstandsänderung der Kohlekontakte mehr hervorbringen können.

Fig. 20.



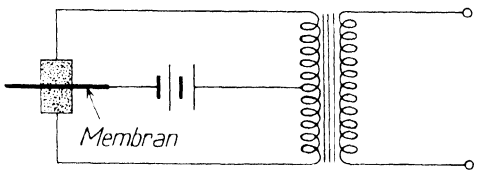
Frequenzkurve eines Reiszmikrophons.

Eine sehr interessante Konstruktion eines Kohlemikrophons stellt das im amerikanischen Rundfunk viel verwendete Doppelmikrophon dar. Es

[1]) C. A. Hartmann, Elektr. Nachr.-Techn. (ENT) **5**, 344, 1928.

besteht aus einer stark gespannten Membran, meist aus Duraluminium; in ihrer Mitte sind auf beiden Seiten kleine Kohlekammern angebracht. Der Schall trifft nur auf die eine Seite der Membran auf — die Rückseite ist gegen Schall abgedichtet —, und zwar in dem Kreisring, der zwischen der Membraneinspannung und der zentral gelegenen Kohlekammer frei bleibt. Durch starke Spannung der Membran, d. h. also durch Wahl einer hohen Eigenfrequenz, kann ein solches Mikrophon praktisch frequenzunabhängig gemacht werden. Das Doppelmikrophon ist deswegen von Wichtigkeit, weil es durch seine Konstruktion die oben erwähnte, den Kohlemikrophonen eigentümliche nichtlineare Verzerrung vermeidet. Dazu wird es in einer Art Gegentaktschaltung (Fig. 21) benutzt; die beiden Kohlekammern arbeiten auf zwei

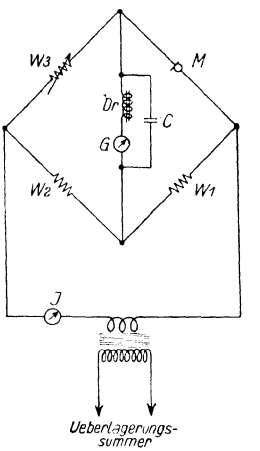
Fig. 21.



Schaltung des Doppelmikrophons.

Primärwicklungen eines Transformators, die in entgegengesetzter Phase auf die Sekundärseite wirken. Da die elektromotorischen Kräfte der beiden Kohlekammern gleichfalls in entgegengesetzter Phase stehen — zu einem Zeitmoment wird der Widerstand r auf der einen Seite erhöht, während er auf der anderen Seite abnimmt —, addieren sich die Spannungen auf der Sekundärseite des Transformators. Anders steht es dagegen mit den Veränderungen des mittleren Schwingungswiderstandes R, die bei schwankender Schallstärke eintreten; sie erfolgen beiderseits im gleichen Sinne, heben sich also auf der Sekundärseite des Transformators auf, sofern die Verhältnisse in den beiden Kohlekammern einander genau gleich sind.

Fig. 22.



Schaltanordnung für Klanganalyse mit Kohlemikrophon.

Inwieweit die besprochenen Arten von Kohlemikrophonen sich hinsichtlich der Größe ihrer nichtlinearen Verzerrung unterscheiden, läßt sich mit einer von E. Meyer[1]) angegebenen einfachen Methode zeigen; das Verfahren eignet sich gleichzeitig auch für eine automatische Klanganalyse (ds. Kap., § 11). Die Methode beruht darauf, daß man das Mikrophon M an Stelle des sonst üblichen Gleichstroms mit Wechselstrom betreibt. Es liegt dazu in dem einen Zweige einer Wheatstoneschen Brücke (Fig. 22), deren andere Zweige von Ohmschen

[1]) Erwin Meyer, Elektr. Nachr.-Techn. (ENT) 5, 398, 1928. Eine ähnliche Anordnung ist von W. Moser zur Untersuchung von Variationstönen benutzt worden (Kap. II, § 14).

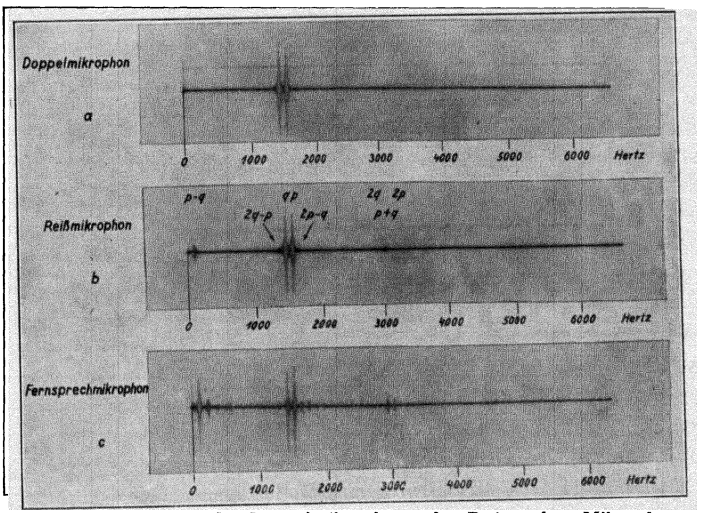
Widerständen W_1, W_2 und W_3 gebildet werden. Die Brücke wird mit Wechselstrom der Frequenz s ($J \sin 2\pi s t$) beschickt, wobei s alle Werte in einem gewissen Frequenzbereich, beispielsweise 0 bis 6000 Hertz, durchlaufen kann. Es sei zunächst angenommen, daß ein reiner Ton von der Frequenz n auf das Mikrophon auffällt, dann läßt sich der Widerstand des Mikrophons bei Einwirkung des Schalles in der Form $R + r \sin 2\pi n t$ darstellen, wenn R wie oben den mittleren Schwingungswiderstand und r die Amplitude der im Rhythmus der Frequenz n sich darüber lagernden Widerstandsschwankung bedeuten. Die Brücke wird auf den Widerstand R abgeglichen; dann ist der Strom in der Brückendiagonale proportional zu $r \sin(2\pi n t) J \sin(2\pi s t)$. Dieser Strom enthält, wie eine einfache trigonometrische Umrechnung zeigt, nur die Schwingungszahlen $n - s$ und $n + s$. Läßt man die Frequenz s, die wir als „Suchfrequenz" bezeichnen wollen, alle Schwingungszahlen, insbesondere das Gebiet um die Frequenz n herum, durchlaufen, so durchläuft die Differenz $n - s$ alle Frequenzen in der Nähe von 0. Diese tieffrequenten Wechselströme ($n - s$) werden von einem Galvanometer G in der Brückendiagonale, das auf tiefe Schwingungszahlen abgestimmt ist, beispielsweise von einem Saitengalvanometer, aufgezeichnet. Der Summenton $n + s$ dagegen, der eine sehr hohe Schwingungszahl hat, wird nicht registriert. Durch Vorschaltung einer Drossel Dr und Parallelschaltung eines Kondensators C in der Brückendiagonale kann man erreichen, daß nur die allertiefsten Frequenzen ihren Weg über das Anzeigeinstrument nehmen; dadurch erzielt man eine große Analysierschärfe. Der Strom in der Brückendiagonale von der Differenzfrequenz $n - s$ ist nach der obigen Formel proportional der Widerstandsamplitude r, die ihrerseits wiederum bei einem guten Mikrophon ein Maß für die auftreffende Druckamplitude des betreffenden Tones darstellt. Ähnliches gilt bei Vorhandensein mehrerer Teiltöne, so daß sich nach dieser Methode in einfacher Weise eine Klanganalyse durchführen läßt. Experimentell ist noch zu bemerken, daß der in der Frequenz variable, in der Stromstärke konstante Wechselstrom s von einem Überlagerungssummer (siehe Kap. II, § 5) erzeugt werden kann, der auch eine automatische Aufzeichnung der Teiltöne ermöglicht.

Will man nach dem eben beschriebenen Verfahren ein Kohlemikrophon auf sein nichtlineares Verhalten hin prüfen, so erregt man es nach dem Vorgang von E. Waetzmann [1]) mit zwei reinen Tönen, die in der Schwingungszahl eng benachbart sind und Schwebungen ergeben. Beim Vorhandensein von nichtlinearer Verzerrung bekommt man nicht nur diese Töne, sondern auch die gleichzeitig im Mikrophon neu entstehenden Kombinationstöne. Für drei verschiedene Mikrophontypen gibt Fig. 23 Beispiele, zu deren Aufnahme zwei reine Töne von den Frequenzen $q = 1450$ und $p = 1600$ Hertz gewählt sind. Das Doppelmikrophon (Oszillogramm a) enthält außer ihnen praktisch keine weiteren Töne; die Aufnahme a ist also eine Bestätigung der weiter oben auseinandergesetzten Wirkungsweise des Doppelmikrophons. Wegen seiner Gegentaktanordnung ist die Schaltung gegenüber der in Fig. 22 angegebenen

[1]) E. Waetzmann, Physikal. Zeitschr. **15**, 638, 1914; **26**, 740, 1925.

etwas geändert; die zweite Kohlekammer des Doppelmikrophons tritt an die Stelle des Widerstandes W_3 beim einfachen Mikrophon. Oszillogramm *b* gilt für ein Reiszsches Mikrophon; es zeigt deutlich das Auftreten verschiedener Kombinationstöne, unter denen $p - q$, der Differenzton erster Ordnung, die größte Stärke besitzt. Das gewöhnliche Fernsprechmikrophon (Osz. *c*) hat außerordentlich zahlreiche Kombinationstöne, von denen wiederum $p - q$ besonders augenfällig ist. Die drei Aufnahmen der Fig. 23 sind unter genau gleichen Verhältnissen bei großer Schallstärke hergestellt worden; die auf die Mikrophone auftreffende effektive Schalldruckamplitude betrug für jeden Ton etwa 30 dyn/cm² und ist für praktische Anwendungszwecke schon als sehr groß zu bezeichnen. Verringert man die Schallstärke, so nimmt natürlich auch die Stärke der Kombinationstöne ab. Beispielsweise beträgt der Differenzton

Fig. 23.



Nichtlineare Verzerrung des Doppelmikrophons, des Reiszschen Mikrophons und des Fernsprechmikrophons.

erster Ordnung beim Reiszschen Mikrophon für eine Druckamplitude von 5 dyn/cm² nur noch etwa 2 Proz. der Primärtöne, während er, wie die obige Aufnahme zeigt, bei 30 dyn/cm² eine Stärke von etwa 20 Proz. besitzt. Für kleinere Schallstärken kann man also, ohne Verzerrungen befürchten zu müssen, auch das Reiszmikrophon in dem beschriebenen Verfahren dazu benutzen, Schalle irgendwelcher Art zu analysieren.

Das Kohlemikrophon eignet sich nicht bloß zur Aufnahme von Luftschall, sondern es ist wegen seiner großen Empfindlichkeit auch für den Unterwasserschallempfang vielfach benutzt worden, und zwar besonders in Form des sogenannten Schüttelmikrophons. Das Kohlemikrophon wird dazu nicht unmittelbar dem Wasserschall ausgesetzt, sondern es ist mit einer starken, auch großem Wasserdruck standhaltenden Membran gekoppelt, die besonders

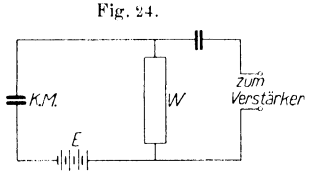
abgestimmt sein kann, wenn es sich um Signalempfang handelt. Allerdings darf diese Abstimmung nicht zu scharf sein, weil ein zu kleines Dekrement der Membran eine lange Einschwingzeit des ankommenden und aufgenommenen Signalzeichens erfordert und infolgedessen die Telegraphiergeschwindigkeit erheblich herabsetzt. Mit der Empfangsmembran ist erst die eigentliche Mikrophonmembran gekoppelt, die ihrerseits wieder das Mikrophongehäuse trägt, das nirgends mit ruhenden Teilen des Empfängers verbunden ist. Das Gehäuse bildet bei den raschen Schallschwingungen als träge Masse sozusagen das Gegenlager. Da die Mikrophonmembran die Schallschwingungen mitmacht, das Gehäuse aber nicht, werden die Kohlekörner in der Mikrophonkapsel von den Schwingungen beeinflußt; sie werden „geschüttelt" und verändern infolgedessen ihren Widerstand.

Als Unterwasserschallempfänger werden übrigens nicht ausschließlich Kohlemikrophone verwendet, sondern man benutzt sehr viel elektromagnetische Empfänger in Verbindung mit Verstärkern; neuerdings sind für den gleichen Zweck auch Kondensatormikrophone in Benutzung.

§ 7. Hochwertige Mikrophone verschiedener Bauart. 1. Kondensatormikrophon. Das Kondensatormikrophon, auch elektrostatisches oder kapazitives Mikrophon genannt, besteht im Prinzip aus einer Membran und einer starren, dicht davor befindlichen Gegenplatte. Trifft Schall auf die Membran, so wird sie in Schwingungen versetzt, und die Kapazität des Kondensatormikrophons ändert sich. Diese Kapazitätsschwankungen können in verschiedener Weise elektrisch nutzbar gemacht werden.

Man unterscheidet eine Niederfrequenz- und eine Hochfrequenzschaltung. In der ersten wird das Kondensatormikrophon nach der von Wente[1]) angegebenen Bauart benutzt, bei der eine ziemlich stark gespannte, dünne Duraluminium- oder Stahlmembran in einem Abstand von etwa 0,02 mm einer festen Platte als Gegenelektrode gegenüber steht. Die kleine Masse und die hohe Spannung der Membran bewirken, daß die Eigenperiode sehr hoch liegt. Im gleichen Sinne wirkt auch das Luftpolster, das sich zwischen Membran und Gegenplatte befindet und das eine recht große zusätzliche Elastizität zu der eigenen Membranelastizität bringt. Diese Zusatzelastizität rührt daher, daß die Luft in dem genannten Zwischenraum infolge der Schwingung der Membran abwechselnd komprimiert und dilatiert wird und so rücktreibende Kräfte ausübt. Durch die hohe Membranspannung und durch die Wirkung des Luftpolsters ist es ohne weiteres möglich, die Eigenperiode, wenn erforderlich, noch über 10000 Hertz zu legen. Die Niederfrequenzschaltung ist in Fig. 24 dargestellt; in Reihe mit dem Mikrophon (*K. M.*) liegen eine Gleichspannung *E* von etwa 200 bis 300 Volt und ein hochohmiger Widerstand *W* von mehreren Megohm.

Fig. 24.



Niederfrequenzschaltung des Kondensatormikrophons.

[1]) E. C. Wente, Phys. Rev. **10**, 39, 1917; **19**, 498, 1922.

Wird die Membran durch einen reinen Ton der Frequenz ω in Schwingungen versetzt, so ändert sich die Ruhekapazität C_0 des Kondensatormikrophons in der Form $C_0 + C_1 \sin \omega t$; infolge der Kapazitätsänderung schwankt auch die Größe der Ladung auf den beiden Belegungen des Kondensators. Der entstehende Ladestrom ruft an dem Widerstand W einen Spannungsabfall e hervor, der sich zu

$$e = E \cdot \frac{W \cdot \frac{C_1}{C_0} \sin \omega t}{\sqrt{W^2 + \left(\frac{1}{C_0 \omega}\right)^2}}$$

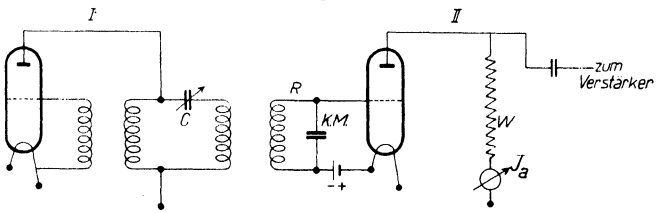
berechnet. Die Formel zeigt, daß die erzeugte Wechselspannung e um so größer wird, je höher man die angelegte Gleichspannung E wählt. Dabei sind die aus der Rechnung sich ergebenden höheren Glieder von C_1/C_0 vernachlässigt, da sie nur Obertöne von ganz geringfügiger Stärke hervorrufen. Die Wechselspannung e ist bei normaler Schallstärke außerordentlich klein und liegt etwa in der Größenordnung von 1 Millivolt je dyn/cm² auftreffender Schalldruckamplitude; das Kondensatormikrophon kann daher nur in Verbindung mit einem Verstärker verwendet werden. Die Niederfrequenzschaltung mit dem Wenteschen Kondensatormikrophon wird zurzeit sehr viel im amerikanischen Rundfunk benutzt.

Die zweite der eben genannten Anordnungen, die Hochfrequenzschaltung, verwendet vorwiegend ein anders konstruiertes Kondensatormikrophon, das wie die Schaltung selbst von H. Riegger[1]) stammt. Bei diesem Mikrophon sind Masse und Elastizität der Membran räumlich voneinander getrennt. Es besteht nämlich aus einer sehr dünnen Metallfolie, die der Isolation wegen zwischen zwei Seidenhäuten liegt. Unmittelbar vor der Membran befindet sich die Gegenelektrode, eine mit Schlitzen versehene Metallplatte, durch die der Schall auf die Membran gelangt. Hinter ihr liegt ein sehr schmaler Hohlraum, der Sitz der rücktreibenden Kräfte. Die Masse ist nur in der Folie, die Elastizität nur in dem Hohlraum verkörpert. Das Rieggersche Kondensatormikrophon ist in einem weiten Bereich frequenzunabhängig[2]); man kann die Eigenperiode durch Verkleinerung des Luftpolsters ohne weiteres auf 6000 bis 7000 Hertz legen. Die Hochfrequenzschaltung zeigt im Prinzip Fig. 25; sie besteht aus zwei Stufen. Die erste (I) stellt einen kleinen Hochfrequenzsummer dar, dessen Schwingungszahl durch den Kondensator C verändert werden kann. Der Summer wird mit einem Resonanzkreis R gekoppelt, der an Gitter und Kathode eines zweiten Rohres (II) angeschlossen ist. Dieses Rohr ist als Gleichrichterrohr durch eine negative Gleichspannung so weit vorgespannt, daß bei Nichterregung des Resonanzkreises nur ein ganz geringer Gleichstrom J_a im Anodenkreis fließt. Erregt man den Hochfrequenzsummer, so entstehen im Resonanzkreis hochfrequente Wechselspannungen, in deren positiven Halbperioden die Spannung am Gitter

[1]) H. Riegger, Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens Konzern III/2, 67, 1924.
[2]) F. Trendelenburg, ebenda V/2, 120, 1926; A. J. Jakowleff, Zeitschr. f. Hochfrequenztechnik **30**, 151, 1927.

und damit der Anodenstrom J_a steigen. Verändert man mittels des Kondensators C (I) die Schwingungszahl der Hochfrequenz und geht durch die Resonanzlage des Kreises R hindurch, so beschreibt der Anodenstrom J_a eine Resonanzkurve (Fig. 26). Man wählt als Arbeitspunkt nicht die Resonanzspitze R, sondern einen Punkt A in etwa $^2/_3$ der Höhe, in dessen Nähe die

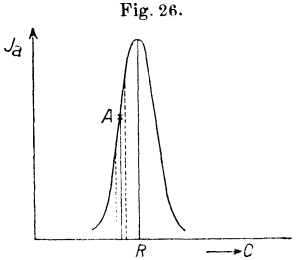
Fig. 25.



Hochfrequenzschaltung des Kondensatormikrophons.

Resonanzkurve für die in Betracht kommenden Amplituden geradlinig verläuft. Die Kapazität des Resonanzkreises wird von dem Kondensatormikrophon gebildet. Fällt auf dieses Schall auf, so ändern sich entsprechend den Schallschwingungen seine Kapazität, damit die Abstimmung des Resonanzkreises und infolgedessen auch die Größe der hochfrequenten, an Gitter–Kathode des zweiten Rohres liegenden Wechselspannung. Das hat wiederum ein entsprechendes Schwanken des Anodengleichstromes um den Arbeitspunkt A zur Folge. Auf diesem Wege werden die Schalldruckänderungen vor der Membran des Kondensatormikrophons in die äquivalenten niederfrequenten Wechselspannungen an dem Widerstand W umgeformt, die durch einen nachfolgenden Verstärker noch verstärkt werden müssen.

Fig. 26.



Resonanzkurve der Hochfrequenzschaltung von Fig. 25.

Die hier angegebene Hochfrequenzschaltung ist nicht die einzig mögliche, man kann auch andere Anordnungen, wie z. B. die Schwingschaltung von Huth-Kühn benutzen, bei der nur ein Rohr erforderlich ist.

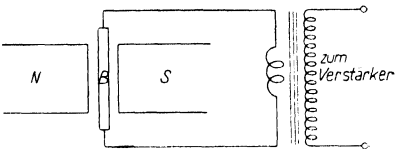
Das Kondensatormikrophon nach Riegger in der Hochfrequenzanordnung ist verschiedentlich in deutschen Rundfunksendern als Schallaufnahmeapparat in Anwendung; auch zur Schallregistrierung ist es in jüngster Zeit bei Untersuchung der menschlichen Sprache und der Herztöne mit Erfolg verwendet worden. An Stelle des Rieggerschen Mikrophons kann man auch das Wentesche Kondensatormikrophon benutzen; in Kap. VI, § 4 werden wir eine einfache Schallmeßmethode kennenlernen, die sich auf diesem Kondensatormikrophon in Hochfrequenzschaltung aufbaut.

2. Bändchenmikrophon. Das Bändchenmikrophon, das von Gerlach und Schottky[1]) konstruiert und auch im Rundfunk als Schallaufnahme-

[1]) E. Gerlach, Physik. Zeitschr. **25**, 675, 1924; W. Schottky, ebenda S. 672.

mikrophon benutzt worden ist, gehört zur Klasse der elektrodynamischen Empfänger und ist zugleich der wichtigste Vertreter dieser Mikrophongattung. Eine schematische Skizze gibt Fig. 27. Ein sehr dünnes, etwa $3\,\mu$ starkes Aluminiumband B befindet sich zwischen den Polen N S eines Elektro- oder permanenten Magnets; um den Luftspalt möglichst klein, d. h. das Magnetfeld möglichst stark zu machen, ist das Band nur wenige Millimeter breit, und zur Vermeidung von Torsionsschwingungen und anderen unerwünschten Schwingungsarten ist es in Querrippen unterteilt, die eine gewisse Versteifung bewirken. Fällt Schall auf das Bändchen auf, so gerät es in Transversalschwingungen; durch seine Bewegungen im Magnetfeld werden in ihm Wechselspannungen induziert, die über einen geeigneten Transformator hohen Übersetzungsverhältnisses wiederum einem Verstärker zugeführt werden. Die Sprach- und Musikwiedergabe durch das „Bändchen" ist recht gut; in meßtechnischer Hinsicht gestattet es eine besonders interessante Anwendung, die Schallkompensation (Kap. VI, § 4). Die Umkehrung des Bändchenmikrophons als Schallwiedergabeapparat ergibt den Bandlautsprecher (ds. Kap., § 17).

Fig. 27.

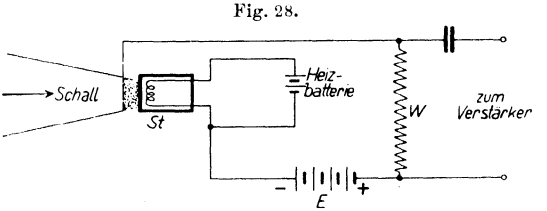


Schematische Skizze des Bändchenmikrophons.

3. Kathodophon. Das Kathodophon zeichnet sich vor allen anderen Mikrophonen dadurch aus, daß es keinerlei mechanisch schwingende Teile zur Schallumsetzung enthält; es stammt von Massolle, Vogt und Engl[1]), die es zum ersten Male für den sprechenden Film (Triergon Film-Ges.) einführten.

Fig. 28 stellt eine schematische Skizze des Kathodophons mit der zugehörigen Schaltungsanordnung dar. Ein aus Erdalkalioxyden bestehender Stift St wird von einer im Innern befindlichen Platinspirale elektrisch geheizt

Fig. 28.



Kathodophon.

und sendet Elektronen aus, die sich wahrscheinlich in unmittelbarer Nähe der Kathode an die Luftmoleküle anlagern und dann als negative Ionen zur Anode gelangen. Die Anode besteht aus einem durchlöcherten Metallstück und dient gleichzeitig als Spitze eines Schalltrichters. Die elektrische Schaltung ist so, daß in Reihe mit dem Kathodophon eine Gleichstrombatterie und ein hochohmiger Widerstand W liegen. Wirkt der durch den Trichter aufgefangene

[1]) J. Engl, Elektrotechn. Zeitschr. (ETZ), Funksonderheft 1924, S. 11; Der tönende Film, Sammlung Vieweg, Heft 89. Braunschweig 1927.

Schall auf die ionisierte Gasstrecke zwischen Anode und Kathode ein, so ändert sich die Stromstärke entsprechend den Schallschwingungen, und an dem hochohmigen Widerstand W bildet sich eine Wechselspannung aus, die an einen Verstärker gelegt wird.

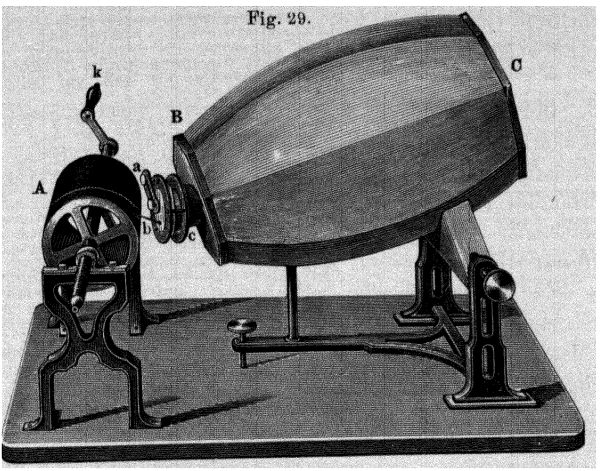
Die Wirkungsweise des Kathodophons ist noch nicht vollständig geklärt. Untersuchungen von E. Meyer [1]), die bei kleinen Anodenspannungen von 100 bis 300 Volt und ziemlich großen Abständen Kathode–Anode (1 bis 3 mm) sowohl mit den oben genannten Erdalkalioxydstiften als auch mit Nernststiften als Elektronenquellen ausgeführt wurden, zeigen, daß das Mikrophon unter diesen Verhältnissen zu den Bewegungsempfängern gehört, d. h. daß es in stehenden Schallwellen im Geschwindigkeitsbauch am stärksten, im Druckbauch gar nicht anspricht. Seine Wirksamkeit im Geschwindigkeitsbauch ist aber nur dann vorhanden, wenn Ionen- und Schallrichtung übereinstimmen; stehen beide senkrecht zueinander, so ist die Wirkung praktisch Null. Interessant ist noch die Frequenzabhängigkeit des Kathodophons. Läßt man verschiedene Frequenzen mit gleicher Geschwindigkeitsamplitude auffallen, so ist die erzeugte elektromotorische Kraft nicht, wie man vermuten könnte, konstant; sie nimmt vielmehr umgekehrt proportional mit der Frequenz ab. Dies deutet darauf hin, daß das Kathodophon nicht die Geschwindigkeitsamplitude, sondern direkt die Elongation der schwingenden Luftteilchen anzeigt; denn die Elongation von Schallschwingungen, die gleiche Geschwindigkeitsamplitude haben, nimmt bei wachsender Frequenz mit dem reziproken Wert der Schwingungszahl ab. Nach diesem Ergebnis erfordert das Kathodophon, um als verzerrungsfreier Schallaufnahmeapparat zu gelten, einen Verstärker, dessen Verstärkungsgrad genau proportional der Frequenz ansteigt; denn für eine naturgetreue Schallumwandlung muß die erzeugte elektromotorische Kraft der Geschwindigkeits- oder der Druckamplitude des auftreffenden Schalles proportional sein. Trotz seiner Vorzüge hat sich das Kathodophon als Schallaufnahmeapparat bisher nicht behaupten können, weil es wegen der geringen und schwankenden Lebensdauer der Oxydstifte eine große betriebliche Unsicherheit mit sich bringt.

§ 8. Rußschreiber. Eine der ältesten und primitivsten Registriermethoden ist die Rußschreibmethode. Ein an dem schwingenden Körper befestigter kleiner Schreibstift wird über eine berußte Glasplatte oder über einen berußten Papierstreifen hingezogen, wobei seine Schwingungen nicht senkrecht zur Schreibfläche, sondern parallel zu ihr und senkrecht zu der fortschreitenden Bewegung erfolgen müssen (Kap. II, § 11). Bequemer und leistungsfähiger wird die Methode, wenn man die Schreibfläche zur Oberfläche eines Zylinders macht, der um seine Längsachse rotiert und gleichzeitig mit Hilfe eines Schraubengewindes eine fortschreitende Bewegung in Richtung der Achse ausführt (Zylindervibrograph). Durch Vermittlung einer Membran, an der der Schreibstift befestigt wird, kann auch Luftschall aufgezeichnet werden. Durch eine Hebelübertragung oder dergleichen wird dabei dem Schreibstift die gewünschte Schwingungsrichtung gegeben. Fig. 29 zeigt

[1]) Erwin Meyer, Elektr. Nachr.-Techn. (ENT) **6**, 1. Heft, 1929.

einen historischen Apparat, den sogenannten Phonautographen von Scott und R. König. Zur Aufnahme des Luftschalles dient ein bei C offener ellipsoidartiger Hohlkörper $B\,C$, in dessen Bodenwand B ein kurzes Rohrstück c eingesetzt ist, dessen Außenseite durch eine Membran verschlossen ist. Bei b sitzt der schräg gegen die Rußfläche A geneigte Schreibstift; a ist ein ver-

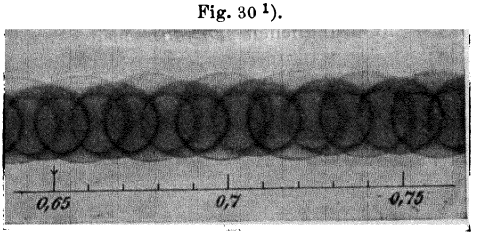
Fig. 29.



Phonautograph.

schiebbares, mit dem einen Ende gegen die Membran drückendes, etwas federndes Stäbchen, das so eingestellt wird, daß an der Aufsatzstelle des Schreibstiftes nicht gerade ein Schwingungsknoten liegt. Während der Schwingungen wird die Walze mittels der Kurbel k gedreht und gleichzeitig in Richtung ihrer Achse verschoben.

Fig. 30 [1]).



Rußringe.

Eine Kombination der Rußschreibmethode mit der manometrischen Flamme (Kap. II, § 11) stellt die Methode der sogenannten Rußbilder von Marbe und Déguisne dar. Über die Flamme einer Manometerkapsel wird ein Papierstreifen, den die Flamme noch eben berührt, fortbewegt. Schwingt die Flamme, so zeichnet sie auf das Papier mehr oder weniger deformierte

[1]) Nach Winkelmann, Handbuch der Physik, Bd. II, mit freundl. Erlaubnis des Verlages J. A. Barth, Leipzig.

Rußringe (Fig. 30), aus deren Abständen und Größen auf die Zusammensetzung des erregenden Klanges geschlossen werden kann.

Erwähnt sei hier noch der fein durchkonstruierte Sprachzeichner von Hensen. Seine Aufnahmemembran besteht aus einer trichterförmig gespannten (Trommelfell) Goldschlägerhaut. Ihre Bewegung wird durch eine Hebelanordnung auf einen konisch geschliffenen Diamanten übertragen, der seine Schrift in Glasplatten einritzt. Mit diesem Apparat hat unter anderen H. Pipping wichtige Untersuchungen über die menschliche Sprache angestellt.

§ 9. Der Phonograph. Er wurde im Jahre 1877 von Thomas A. Edison erfunden. Seine Aufgabe ist mit der Registrierung von Schall nicht erschöpft, sondern die Schallschrift soll durch eine Umkehrung des Aufnahmeverfahrens wieder als Schall (Luftschwingungen) reproduziert werden.

Eine Glimmer- oder Metallmembran, in deren Mitte ein Metallstift senkrecht aufgesetzt ist, schließt das eine Ende des zur Schallaufnahme dienenden Trichters oder Mundstückes ab. Die Spitze des Metallstiftes berührt ein dünnes Stanniolblatt, das fest um eine zylindrische Walze gelegt ist, die wie beim Phonautographen (ds. Kap., § 8) außer ihrer rotierenden noch eine fortschreitende Bewegung parallel zu ihrer Achse hat. Wird die Membran erregt, so drückt der Metallstift ein Bild seiner Schwingungen in das Stanniolblatt ein.

Sind die gewünschten Klänge aufgezeichnet, so wird der Schreibapparat von der Walze abgehoben, die Walze wird in ihre Anfangslage zurückgedreht und der Stift wird wieder auf die Stelle aufgesetzt, an der er sich zuerst befunden hatte. Dreht man dann die Trommel wieder vorwärts, so gleitet der Stift in den vorher von ihm eingegrabenen Furchen entlang und überträgt damit auf die Membran alle Schwingungen, die sie bei der Schallaufnahme ausgeführt hatte. Die Membranschwingungen teilen sich der Luft mit und können auf diese Weise wieder abgehört werden.

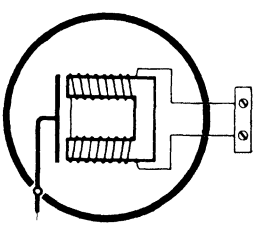
Im Laufe der Zeit sind eine große Zahl von Abänderungen und Verbesserungen an der ursprünglichen Edisonschen Ausführungsform vorgenommen worden. Die Metallfolie wurde von Bell durch eine aus Wachs und Stearin zusammengesetzte Masse ersetzt; statt der senkrechten Stellung des Schreibstiftes zur Walzenoberfläche gab ihm Edison eine mehr schräge Stellung, wodurch die durch den Gegendruck der Walze hervorgerufene Dämpfung der Membranschwingungen verringert wurde. Eine sehr wichtige Änderung wurde von E. Berliner angegeben, der die Bewegung der Spitze des Stiftes nicht mehr angenähert senkrecht zur Schreibfläche, sondern parallel zu ihr erfolgen ließ. Die Elongationen der Membran werden dann naturgetreuer aufgezeichnet, namentlich weil eine nach auswärts gerichtete Membranbewegung jetzt spiegelbildlich gleich aufgezeichnet wird wie die entsprechende Einwärtsbewegung (Berliner-Schrift), während bei der ursprünglichen Aufzeichnungsart (Edison-Schrift) vorzugsweise die einwärts gerichteten Bewegungen der Membran der Schreibplatte aufgedrückt werden. Die Elongationen der Berliner-Schrift liegen also parallel der Schreibplattenoberfläche, die der Edison-Schrift angenähert senkrecht dazu. Die an Stelle der Zylinderwalzen

eingeführten Kreisplatten werden auf galvanoplastischem Wege kopiert und vervielfältigt. Die Apparate, die zur Wiedergabe von Sprache und von Musikstücken mittels solcher Platten dienen, werden im allgemeinen unter dem Namen Grammophone zusammengefaßt.

Die alte mechanische Aufnahmemethode (Trichter-Membran-Hebelübertragung-Schreibstift-Grammophonplatte) wird mehr und mehr verdrängt durch eine ursprünglich in Amerika entwickelte elektromechanische Aufnahmemethode, bei der die Hauptnachteile der ersten Methode vermieden werden [1]). Diese bestehen in einer Verzerrung der Klangfarbe durch die Membran und durch die Hebelübertragung und in großer Unempfindlichkeit gegenüber schwachen aufzunehmenden Schallen. Ferner ergibt sich bei sehr starken Schallen die Schwierigkeit, daß in die Aufnahmeplatte breite Rillen mit großen Amplituden eingeschnitten werden müssen; die Zahl der auf eine Platte von gegebener Normalgröße einzuschneidenden Linien kann aber nicht beliebig herabgesetzt werden. Die Fortschritte der Elektroakustik haben es nun ermöglicht, als primären Aufnahmeaparat ein Mikrophon zu verwenden, das weitgehend verzerrungsfrei arbeitet. Die Mikrophonströme werden mit Hilfe von Elektronenröhren verstärkt und betätigen den Schreibstift. Eine verzerrungsfreie Verstärkung macht keine Schwierigkeiten mehr. Dann brauchen die Instrumente auch nicht mehr dicht vor dem Aufnahmeapparat zu stehen, so daß auch die akustische Wirkung des Aufnahmeraumes voll zur Geltung kommt. Ein Teil der verstärkten Mikrophonströme wird einem Lautsprecher zugeleitet, so daß schon während der Aufnahme eine Kontrolle bezüglich der Intensität und der Klangfarbe erfolgt.

Eine entsprechende Wandlung hat sich auch in der Technik der Wiedergabe vollzogen [2]). Bei der mechanisch-elektrischen Wiedergabe induzieren die Schwingungen des Stiftes einen Strom, der nach Verstärkung durch Elektronenröhren ein Lautsprechersystem betreibt (ds. Kap., Abschnitt B). Fig. 31 zeigt ein schematisches Bild [3]) einer elektrischen Schalldose. Die mechanischen Bewegungen der Nadel betätigen einen Anker in einem Magnetfeld. Durch die Bewegungen des Ankers werden in einer Spule Ströme induziert, die zunächst verstärkt und dann dem Lautsprecher zugeleitet werden.

Fig. 31.



Elektrische Schalldose für Grammophon.

Eine historisch und wissenschaftlich interessante Spezialform des Phonographen ist der Telephonograph von Poulson, auch Telegraphon genannt. Die Schallaufnahme geschieht durch ein Mikrophon. Die Mikrophonströme durchfließen die Wicklungen eines kleinen Elektromagnets, der einen langen, sich schnell an ihm vorbei-

[1]) Vgl. u. a. S. T. Williams, Journ. Frankl. Inst. **202**, 413, 1926.
[2]) Vgl. u. a. K. Norden, Elektrotechn. Zeitschr. **48**, 261, 1927.
[3]) Entnommen aus F. Lüschen, Telegraphen- und Fernsprechtechnik, Heft 5, Mai 1928.

bewegenden Stahldraht entsprechend der jeweiligen Stromstärke magnetisiert. Bei Wiedergabe wird das Mikrophon durch ein Telephon ersetzt, und der Stahldraht gleitet von neuem mit gleicher Geschwindigkeit wie vorher an dem Elektromagnet vorbei und induziert hier die seiner Magnetisierung entsprechenden Ströme.

Die modernste Type des Grammophons ist das sogenannte Filmgrammophon, das im Rahmen der Arbeiten von J. Engl, J. Massolle und H. Vogt über den „tönenden Film" entstanden ist[1]). Über den tönenden Film als solchen sei hier nur so viel gesagt, daß die Hauptaufgabe darin bestand, die Bild- und Tonereignisse zu synchronisieren. Bei der großen Empfindlichkeit des Menschen gegenüber irgendwelchen Störungen in dieser Beziehung mußte ein sehr hoher Grad von Synchronismus erreicht werden. Das gelang in der Weise, daß die Tonereignisse als Schwärzung der Bromsilberschicht auf den Bildstreifen selbst aufgebracht wurden. Zu diesem Zwecke wurden die (Luft-) Schallschwingungen zunächst mittels des Kathodophons (ds. Kap., § 7) in elektrische Spannungen umgewandelt. Diese wurden verzerrungsfrei verstärkt und mit Hilfe einer besonders konstruierten Glimmlichtlampe in proportionale Lichtschwankungen umgewandelt. Vor der Glimmlichtlampe steht ein feiner Spalt, von dem ein Bild (0,2 cm Länge und $0{,}5 \cdot 10^{-3}$ cm Breite) auf einen ablaufenden Filmstreifen entworfen wird. Auf den letzten werden also mehr oder weniger stark geschwärzte, feine Streifen aufgezeichnet, wobei der Grad der Schwärzung der Lichtintensität proportional sein muß. Die Intensitätsschwankungen der Schwärzung müssen also ein genaues Bild der Schallschwingungen geben. In dem Kopierprozeß werden dann Ton- und Bildaufnahme auf einem gemeinsamen Positivfilmstreifen vereinigt, indem die Tonaufzeichnungen auf den Rand des Bildstreifens kopiert werden.

Uns interessiert hier in erster Linie der Tonstreifen. Zur Wiedergabe wird eine feine Lichtlinie auf ihn entworfen, so daß hinter dem sich gleichförmig bewegenden Tonstreifen ein Lichtbündel variabler Intensität entsteht, dessen Intensitätsschwankungen den ursprünglichen Schallwellen entsprechen. Mit Hilfe einer photoelektrischen Zelle werden die Lichtschwankungen in Stromschwankungen umgesetzt, die noch verstärkt werden können und ihrerseits einen Lautsprecher betätigen. Ein besonders großer Vorzug des Filmgrammophons besteht darin, daß auf einen verhältnismäßig kurzen Filmstreifen ein langes Musikstück oder dergleichen untergebracht werden kann. Für einen Schallvorgang von 75 Minuten Dauer genügt eine Filmrolle von etwa 60 m Länge. Auch die längere Lebensdauer der Schallaufzeichnung ist von Wichtigkeit. Während die Schallplatte durch die Grammophonnadel schnell abgenutzt wird, wird die photographische Aufzeichnung des Tonfilms beim Abtasten durch ein Lichtbündel nicht abgenutzt.

§ 10. Mechanisch-optische und elektrisch-optische Schallregistrierung. Unter Schallregistrierung oder Schallaufzeichnung verstehen wir allgemein die Aufnahme des zeitlichen Verlaufes von Schallschwin-

[1]) J. Engl, Der tönende Film. Sammlung Vieweg, Heft 89, 1927.

gungen. Anordnungen zur Schallaufzeichnung sind bereits im vorhergehenden Paragraphen besprochen worden, denn auch das Grammophon registriert den Schall, allerdings zum Zwecke der Wiedergabe. Im vorliegenden Abschnitt soll die Schallaufzeichnung behandelt werden, soweit sie für die Analyse einer zusammengesetzten Schallschwingung in Betracht kommt, und zwar wird bei den hierzu dienenden Methoden der Schall der leichteren Auswertung wegen nicht mechanisch, wie auf den Grammophonplatten, sondern durchweg optisch registriert. Hat man die Klangkurve des zu analysierenden Schalles nach einem der im folgenden beschriebenen Verfahren aufgenommen, so liefert die Fourier-Analyse (Kap. II, § 10) Anzahl und Stärke der im Klang enthaltenen Teiltöne. Wir unterscheiden mechanisch-optische und elektrisch-optische Registriermethoden.

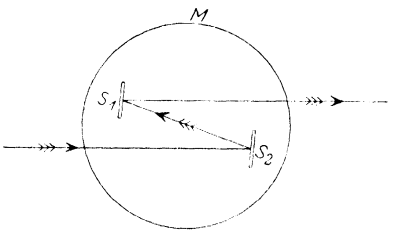
Die ersteren benutzen fast sämtlich zur Schallaufnahme, ebenso wie es bis auf die jüngste Zeit bei den Schallplattenaufnahmen geschah, eine Membran, die aus den verschiedensten Materialien wie Gummi, Metall, Papier, Glimmer usw. bestehen kann. Eine solche Membran ist für Luftschall ein Druckempfänger, d. h. ihre Amplitude ist ein Maß für die in der auftreffenden Schallwelle enthaltene Schalldruckamplitude (Kap. VI, § 2). Das gilt allerdings nur, wenn ihr Eigenton weit über der höchsten Teiltonfrequenz des Klanges liegt; nur dann sind die Membranschwingungen ein naturgetreues Abbild der Schallschwingungen. Um beispielsweise die menschliche Sprache einigermaßen getreu zu registrieren, bedürfte es etwa einer Eigenperiode der Membran von 8000 bis 10000 Hertz. Dieser hohe Eigenton bedeutet aber eine so geringe Empfindlichkeit, daß an eine rein optische Aufzeichnung gar nicht zu denken ist. Man kann andererseits auch die Eigenperiode sehr tief legen; man bekommt dadurch zwar eine große Empfindlichkeit, aber dann liegen mitten in dem zu untersuchenden Frequenzbereich die Resonanzstellen der Membran, eventuell schon ihre Grundperiode und vor allem die zahlreichen Obertöne, für welche die Empfindlichkeit im Verhältnis zu den anderen Frequenzen erheblich größer ist. Um mit einer solchen Membran zu brauchbaren Resultaten zu gelangen, muß man ihre Frequenzkurve, d. h. ihre Empfindlichkeit für die verschiedenen Schwingungszahlen kennen, was ein ziemlich kompliziertes Eichverfahren (Kap. VI) voraussetzt. Man muß daher im jeweiligen Falle einen Kompromiß zwischen Empfindlichkeit und naturgetreuer Aufzeichnung schließen; es empfiehlt sich, die mechanisch-optischen Methoden nur zur Registrierung tiefer Frequenzen zu benutzen.

Die optische Anordnung ist bei allen mechanisch-optischen Registriervorrichtungen im Prinzip die gleiche. Die Membran trägt ein Spiegelsystem, an dem ein von einer Lichtquelle oder von einem beleuchteten Spalt herkommender Lichtstrahl reflektiert wird, der auf einem Projektionsschirm oder einem photographischen Film einen Lichtpunkt erzeugt. Die Bewegung dieses Lichtpunktes entspricht, ein nicht verzerrendes Spiegelsystem vorausgesetzt, den Schwingungen der Membran und kann durch Zwischenschaltung eines rotierenden Spiegels oder durch Bewegung des Filmstreifens zeitlich auseinander gezogen werden. Je länger man den Lichtweg vom Spiegelsystem

bis zur Auffangplatte wählt, um so stärker ist die Vergrößerung der Membranbewegung.

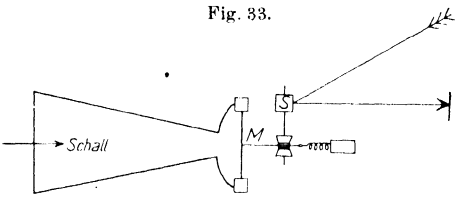
Der wichtigste Teil der ganzen Anordnung ist natürlich das Spiegelsystem, für das eine ganze Reihe von Konstruktionen vorgeschlagen worden sind. Die einfachste, aber unempfindlichste Anordnung ist die, den Spiegel, der nur wenige mm² groß ist, direkt auf die Membran aufzukleben, so daß seine Fläche parallel zur Membranfläche liegt. Man wählt dazu in einigem Abstand vom Mittelpunkt eine Stelle, an der beim Schwingen die Membran ihre Richtung am stärksten ändert. Eine wesentlich bessere Konstruktion als die eben genannte stellt die F. F. Martenssche Spiegelanordnung[1]) (Fig. 32) dar. S_1 und S_2 sind zwei Spiegelchen, die einander gegenüberstehen und senkrecht zur Membranfläche M befestigt sind; der Lichtstrahl wird an beiden reflektiert. Man bekommt dadurch die doppelte Empfindlichkeit gegenüber dem einfachen Spiegel.

Fig. 32.



Spiegelanordnung nach F. F. Martens.

Fig. 33.



Phonodeik von D. C. Miller.

Eine andere Konstruktion, das „Phonodeik", hat D. C. Miller[2]) in seinen Untersuchungen über Sprach- und Musikklänge benutzt (Fig. 33). In der Mitte der Membran M, einer Glasmembran, ist ein dünner Seidenfaden oder ein dünner Platindraht befestigt, der um eine Rolle geschlungen und mittels einer Feder gespannt gehalten wird; die Rolle, die sich entsprechend den Membranbewegungen dreht, trägt in der Verlängerung ihrer Achse einen Spiegel S. Miller hat damit eine etwa 2500fache Vergrößerung erreicht; dies bedeutet, daß die Elongation des Lichtpunktes auf der photographischen Platte 2500mal größer als die der Membran war. Andere Vorrichtungen, die in ähnlicher Weise wie das Phonodeik die Translationsbewegung der Membran in eine Rotationsbewegung des Spiegels umwandeln, stammen von Raman und Dey[3]), F. W. Kranz[4]) und anderen. Bei diesen Anordnungen trägt die Membran in ihrer Mitte einen Stift, der einen dünnen Draht oder ein kleines dünnes Stahlblättchen mit beiderseits scharfen Schneiden gegen ein fest gelagertes Metallstück preßt. Schwingt die Membran, so bewegt sich der Stift

[1]) F. F. Martens, Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. **7**, 63, 1909.
[2]) D. C. Miller, The science of musical sounds. New York 1926.
[3]) C. V. Raman und A. Dey, Phil. Mag. **39**, 145, 1920.
[4]) F. W. Kranz, Phys. Rev. **21**, 573, 1923.

hin und her und nimmt auch den Draht bzw. das Stahlblatt mit; entsprechend der Membranbewegung rollt der Draht vor und zurück, oder dreht sich das Stahlblatt. Je kleiner der Durchmesser des Drahtes oder die Breite des Stahlblattes, um so größer sind die Drehungen bei gleicher Elongation der Membran; Draht und Stahlblatt tragen in ihrer Verlängerung wiederum einen Spiegel. F. W. Kranz erreichte mit einer solchen Spiegelanordnung, deren Vorteil das Fehlen jeder Eigenfrequenz ist, eine Vergrößerung von 1600.

Noch ein anderes von K. Lewin[1]) entwickeltes Spiegelsystem sei hier erwähnt. Es weicht von den bisher besprochenen Anordnungen allerdings insofern ab, als es nicht für Registrierung von Klängen oder dergleichen, sondern ausgesprochen zur Intensitätsbestimmung eines reinen Tones bestimmter Frequenz konstruiert worden ist, also nur in einem ganz kleinen Frequenzbereich arbeitet. Die Konstruktion ist in den beiden Fig. 34a und Fig. 34b, die eine Seitenansicht und eine Aufsicht darstellen, veranschaulicht. Eine

Fig. 34a.

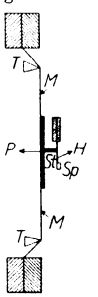
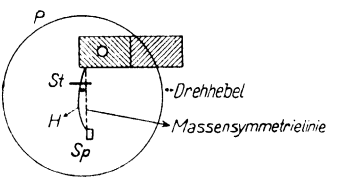


Fig. 34b.



Spiegelsystem nach K. Lewin.

Messingmembran M von 0,1 mm Stärke und etwa 9 cm Durchmesser ist mit einer kleinen Metallplatte P in der Mitte belastet, um durch eine Trennung von Masse und Elastizität eine recht scharf ausgeprägte Eigenperiode und das Fehlen von Obertönen zu erreichen; die Membran kann durch die Vorrichtung T gespannt werden. Die Platte P trägt einen Steg St, der mit leichtem Druck gegen einen dünnen Stahldraht (Haardraht H) von etwa 0,03 mm Dicke drückt. Der letzte ist auf der einen Seite befestigt und trägt auf der anderen einen kleinen Spiegel Sp; parallel zur Membranebene (Fig. 34b) ist er schwach gekrümmt. Die Membranschwingung veranlaßt bei geeigneter Einstellung eine Drehung des Spiegel-Haardrahtsystems ungefähr um die Massensymmetrielinie, wobei als Hebelarm der Abstand des Berührungspunktes Steg—Draht von der Massensymmetrielinie in Frage kommt. Da sich die letzte durch geeignete Drahtbiegung und durch richtige Wahl des Berührungspunktes bis in den Draht selbst verlegen läßt, kann die Hebellänge außerordentlich klein und damit die Empfindlichkeit enorm groß gemacht werden. Bei einem Abstand Spiegel—Schirm von 4 m erreichte Lewin die außerordentlich starke Vergrößerung von 1:600000, was im Verein mit der scharfen Resonanz der Membran eine hohe Empfindlichkeit der

[1]) K. Lewin, Psychol. Forschung. 2, 317, 1922.

ganzen Konstruktion ergibt; es ist dabei aber zu bedenken, daß die Anordnung nur für ein ganz schmales Frequenzgebiet benutzbar ist.

Das, was die mechanisch-optischen Methoden nicht leisten, nämlich die naturgetreue Schallregistrierung bei gleichzeitig vorhandener großer Empfindlichkeit, ist ohne weiteres durch die elektrisch-optischen Verfahren möglich geworden. Zur Schallaufnahme dient hierbei ein sehr gutes, verzerrungsfreies Mikrophon, das die Schallschwingungen in die entsprechenden Wechselströme umformt, die zwar an sich auch außerordentlich gering sind, die man aber heutzutage durch die Elektronenröhre ohne jede Verzerrung weitgehend verstärken kann. Dadurch ist man weiterhin in der Lage, für die Wechselströme ein Anzeigeinstrument, einen „Oszillographen", zu verwenden, dessen schwingendes System außerordentlich hoch abgestimmt ist. Es ist infolgedessen zwar unempfindlich, zeichnet dafür aber verzerrungsfrei auf. Als derartiger Registrierapparat eignet sich beispielsweise der Schleifenoszillograph der Firma Siemens & Halske, bei dem eine durch Öl aperiodisch gedämpfte Drahtschleife zwischen den Polen eines Elektromagnets schwingt. Wählt man eine Schleife mit einer Eigenperiode von etwa 10000 Hertz, so ist ihr Drehwinkel praktisch für alle vorkommenden Schallfrequenzen unabhängig von der Schwingungszahl und proportional dem hindurchfließenden Wechselstrom. Ein derartiges Gerät in Verwendung mit dem Hochfrequenzkondensatormikrophon nach Riegger (ds. Kap., § 7) ist z. B. in letzter Zeit zur Untersuchung von Sprachklängen und Herzgeräuschen benutzt worden (ds. Kap., § 4).

§ 11. Automatische Klanganalyse. Will man einen Klang analysieren, so kann man ihn nach einem der im vorigen Paragraphen beschriebenen Verfahren registrieren; aus der aufgenommenen Kurve findet man nach der Fourierschen Analyse die Teiltöne, die in dem Klang enthalten sind. Dies Verfahren ist jedoch, auch bei Anwendung von mechanischen Analysierapparaten, etwa des Maderschen Analysators (Kap. II, § 10), langwierig und vor allem für Teiltöne hoher Ordnungszahl verhältnismäßig ungenau. Etwas besser als die mechanischen Analysiervorrichtungen arbeitet eine optisch-elektrische Einrichtung, wie sie Sacia[1]) angegeben hat. Ein Gerät jedoch, das bei der Schallaufnahme gleichzeitig auch die Analyse selbsttätig ausführt, ist allen anderen Verfahren unbedingt vorzuziehen und daher schon immer als ein sehr erstrebenswertes Ziel auf dem Gebiet der Klanganalyse erschienen. Dieses Ziel ist nur dadurch zu erreichen, daß man in den Schallaufnahmeapparat Schwingungsgebilde mit ausgeprägten Eigenfrequenzen einfügt, die die einzelnen Teiltöne der ankommenden Schallschwingungen heraussuchen und getrennt registrieren.

Man kann drei Gruppen von solchen automatischen Analysierverfahren unterscheiden. Die erste benutzt eine größere Zahl von fest abgestimmten Schwingungsgebilden, auf die die Schallwelle gleichzeitig auftrifft. In der zweiten Gruppe verwendet man nur einen einzigen Schwingungskreis, dessen Eigenperiode aber veränderlich ist und in rascher Folge ein bestimmtes

[1]) C. F. Sacia, Journ. Opt. Soc. Amer. **9**, 487, 1924.

Frequenzgebiet durchläuft. Die dritte Gruppe endlich hat auch nur einen Schwingungskreis, der aber im Gegensatz zu vorher eine feste Abstimmung besitzt; durch einen Kunstgriff wird die jeweilige Teiltonfrequenz auf diese feste Frequenz transformiert.

Die erstgenannte Methode ist z. B. von Edwards[1]) angewendet worden; er wählte zur Untersuchung von Klängen eine Reihe verschieden abgestimmter Luftresonatoren, auf die der Schall auffiel, und maß ihre Schwingungsamplituden mit davor gesetzten Rayleighschen Scheiben. In ähnlicher Weise ist die Anordnung auch elektrisch ausführbar, indem man an ein Mikrophon abgestimmte elektrische Resonanzkreise anschließt und die Amplituden der einzelnen Teiltöne aus den Stromstärken der zugehörigen Schwingungskreise bestimmt. Beide Methoden, die elektrische wie die akustische, leiden unter dem Übelstand, daß nur Klänge bestimmter Grundtonhöhe untersucht werden können, auf deren Obertöne die einzelnen Schwingungsgebilde abgestimmt sein müssen und daß trotz dieser beschränkten Verwendungsfähigkeit der Apparataufwand ziemlich beträchtlich ist. Zu dieser ersten Gruppe von Analysiervorrichtungen kann man übrigens auch die Basilarmembran rechnen, die ja im Sinne der Helmholtzschen Resonanztheorie eine Vielheit von Resonatoren darstellt und ebenfalls eine Art automatischer Klanganalyse ausführt (Kap. III, § 2).

Zu der zweiten Gattung von Verfahren, die nur einen einzigen Schwingungskreis verwenden, gehört eine von Garten und Kleinknecht[2]) entwickelte Methode der Schallanalyse. Diese beiden Autoren benutzen einen akustischen Resonator, der während der Schalleinwirkung sein Volumen und damit seine Abstimmung kontinuierlich verändert. Der Resonator hat zwei Öffnungen; die eine nimmt den Schall auf, an die andere schließt sich der Gartensche Schallschreiber an. Der letzte besteht aus einer Seifenmembran von ganz geringer Dicke, auf der sich, magnetisch festgehalten, ein winziges Eisenstäubchen befindet; die Bewegung dieses Teilchens unter dem Einfluß der Resonatorschwingung wird photographisch registriert. Der Resonator besteht aus einer Gummihülle; er wird zunächst unter der Einwirkung eines auf seine äußere Fläche wirkenden Unterdrucks aufgeblasen und fällt bei Verminderung desselben zusammen; die Eigenperiode ändert sich dabei von ungefähr 200 bis 2000 Hertz. Jedesmal, wenn der Eigenton die gleiche Schwingungszahl wie ein Teilton des auftreffenden Klanges hat, wird der Resonator und damit auch die Seifenmembran stark erregt. Garten hat diese Methode zur Untersuchung der Teiltöne gesungener Vokale benutzt; die Änderung der Resonatorfrequenz geschah dabei in dem Zeitraum von etwa 1 Sek. Bei dieser geringen Zeitdauer machen sich freilich die Ein- und Ausschwingvorgänge, die ja jedesmal mit dem Ansprechen des Resonators als eines wenig gedämpften Schwingungsgebildes verbunden sind, recht störend bemerkbar. Die Folge davon können falsche Schlüsse nicht nur

[1]) P. H. Edwards, Phys. Rev. **32**, 23, 1911. C. W. Heroldt, ebenda **35**, 359, 1912.

[2]) S. Garten und F. Kleinknecht, Leipz. Abhandl. **38**, Nr. 9, 1921.

hinsichtlich der Amplitude, sondern sogar hinsichtlich der Lage des betreffenden Teiltones in dem aufgezeichneten Frequenzbereich sein.

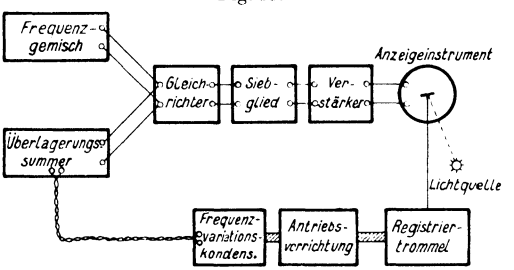
Eine dem Gartenschen Verfahren analoge Methode auf elektrischem Gebiet ist von Moore[1]) und Wegel ausgebildet worden. Sie nehmen den zu untersuchenden Schall mit einem möglichst verzerrungsfreien Mikrophon auf und leiten die Wechselströme nach entsprechender Verstärkung der Analysiervorrichtung zu, die im wesentlichen aus einem elektrischen Resonanzkreis, einer Selbstinduktion und einer Kapazität, besteht. Die Selbstinduktion bleibt unverändert, die Kapazität wird während der Schallaufnahme durch eine besondere, pneumatische Antriebsvorrichtung langsam in ganz kleinen Stufen verändert, was eine entsprechende Änderung der Eigenperiode des Resonanzkreises zur Folge hat. Die von dem Schwingungskreis jeweils herausgesiebte Teilfrequenz wird verstärkt und registriert. Durch Benutzung von zwei verschieden großen Selbstinduktionen analysiert der Apparat von Moore und Wegel, der in seinem Aufbau ziemlich kompliziert ist, in den beiden Frequenzgebieten 20 bis 1250 bzw. 80 bis 5000 Hertz. Die Zeitdauer für eine Aufnahme beträgt 5 Minuten; Moore und Wegel verwenden die Methode nur zur Untersuchung stationärer Frequenzgemische.

Von den bisher besprochenen Methoden der Schallanalyse unterscheidet sich wesentlich die dritte Gruppe, die eigentlich den einfachsten Fall darstellt, indem nur ein einziges, auf einen festen Frequenzbereich abgestimmtes Schwingungsgebilde Verwendung findet. Jede Teiltonfrequenz muß auf dieses Frequenzgebiet transformiert werden. Dies kann nun in der verschiedenartigsten Weise geschehen. Die Amerikaner Moore und Curtis[2]) benutzen eine Transformation nach hohen Frequenzen, indem sie mit dem zu untersuchenden Frequenzgemisch eine Hochfrequenzschwingung variabler Frequenz modulieren, wobei die vorhandenen Teiltöne als Seitenbänder der hochfrequenten Trägerwelle auftreten. Diese Seitenbandfrequenzen ändern bei Variierung der Trägerfrequenz ihre Schwingungszahl und werden durch einen scharf abgestimmten, longitudinal schwingenden Eisenstab herausgesiebt. Wir wollen auf dieses Verfahren nicht näher eingehen, sondern eine andere, von M. Grützmacher[3]) entwickelte Methode besprechen, die anschaulicher ist und in gewisser Weise das Gegenstück zu dem eben genannten Verfahren bildet; es werden hier nämlich die Teiltöne des zu analysierenden Schalles nicht in hohe, sondern in ganz tiefe Frequenzen umgewandelt. Man überlagert dem betreffenden Klange, nachdem man ihn mit einem Mikrophon in das entsprechende elektrische Frequenzgemisch übergeführt hat, eine sinusförmige Wechselspannung („Suchfrequenz"), die nacheinander alle Schwingungszahlen in dem in Frage stehenden Frequenzbereich kontinuierlich durchläuft. Jedesmal, wenn die Suchfrequenz mit einem Teilton zusammenfällt, entstehen kurz vorher und kurz nachher Schwebungen, die durch eine geeignete Gleichrichtung in Differenztöne erster Ordnung verwandelt werden. Die so gebildeten

[1]) C. R. Moore und R. L. Wegel, Bell Syst. Techn. Journ. **3**, 299, 1924.
[2]) C. R. Moore und A. S. Curtis, ebenda **6**, 217, 1927.
[3]) M. Grützmacher, Elektr. Nachr.-Techn. (ENT) **4**, 533, 1927.

Differenztöne sind, konstante Spannung der Suchfrequenz vorausgesetzt, in ihrer Stärke unmittelbar proportional der Amplitude des betreffenden Teiltones; sie werden durch ein elektrisches Siebglied, eine Drosselkette (Kap. VII, § 12), die nur die Frequenzen von 0 bis etwa 50 Hertz hindurchläßt, herausgesiebt, verstärkt und aufgezeichnet. Fig. 35 veranschaulicht schematisch den beschriebenen Vorgang. Die Suchspannung wird von einem Überlagerungssummer (Kap. II, § 5) geliefert, der für alle Schwingungszahlen eine sehr obertonfreie und konstante Wechselspannung erzeugt, was für die Ausführung der Analyse absolut notwendig ist. Die Suchspannung liegt gleichzeitig mit dem zu analysierenden Frequenzgemisch an einem Gleichrichter, der die Aufgabe hat, aus Teilton und Suchton den Differenzton erster Ordnung zu bilden. Als Gleichrichter eignet sich eine Elektronenröhre, bei der der Arbeitspunkt auf dem unteren Knick der Kennlinie liegt, und zwar muß der benutzte Teil der Kennlinie, der wegen der geringen angelegten Spannungen nur sehr klein zu sein braucht, möglichst genau ein Stück einer Parabel sein, also einen quadra-

Fig. 35.



Schematische Skizze für automatische Klanganalyse nach dem Überlagerungsprinzip.

tischen Verlauf haben. Dies ist für die Eindeutigkeit der Analyse von großer Wichtigkeit, denn nur bei rein quadratischer Gleichrichtung entsteht aus zwei Primärtönen der Differenzton erster Ordnung allein, ohne Differenztöne höherer Ordnung, was folgende Überlegung zeigt. Hängt für den Arbeitsbereich des Gleichrichterrohres der Anodenstrom i mit der Gitterspannung e durch die quadratische Beziehung $i = C \cdot e^2$ zusammen, so ergibt sich für zwei angelegte Gitterspannungen, etwa für die Suchspannung $e_s \sin \omega_s t$ und die Teiltonspannung $e_t \sin \omega_t t$, als Anodenstrom i

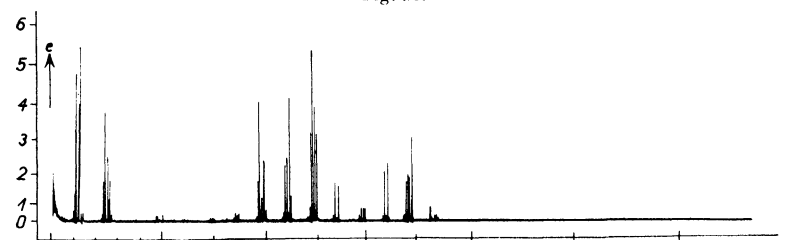
$$i = C(e_s \sin \omega_s t + e_t \sin \omega_t t)^2$$

$$= C\left| \frac{e_s^2 + e_t^2}{2} - \frac{e_s^2 \cos 2\omega_s t + e_t^2 \cos 2\omega_t t}{2} + e_s . e_t . \cos(\omega_s - \omega_t) t - e_s . e_t \cos(\omega_s + \omega_t) t \right|.$$

Man erkennt, daß außer den Oktaven und dem Summationston, Tönen, die eine hohe Schwingungszahl haben und darum hier nicht weiter interessieren, nur der Differenzton erster Ordnung $\omega_s - \omega_t$ entsteht; man sieht ferner, daß $\omega_s - \omega_t$ bei konstanter Suchspannung e_s proportional der Teiltonspannung e_t und damit bei einem guten Mikrophon proportional der Stärke des betreffenden Teiltones im Schall ist. Der Differenzton $\omega_s - \omega_t$ durchläuft bei einer Ände-

rung der Suchfrequenz ω_s alle Werte. Das nachfolgende Siebglied, die Drosselkette, deren Durchlaßbereich sehr eng gewählt wird, siebt davon aber nur die allertiefsten Frequenzen heraus, die über einen Verstärker zum Anzeigeinstrument, einem Spiegelgalvanometer mit einer Eigenperiode von etwa 50 Hertz, gelangen. Die Registriertrommel, auf die der Lichtstrahl des Galvanometers schreibt, ist über eine Antriebsvorrichtung, ein Uhrwerk oder dergleichen, mit dem Drehkondensator des Überlagerungssummers, welcher die Suchfrequenz ändert, starr gekoppelt, so daß die Aufzeichnung automatisch vor sich geht. Ein Beispiel, nach der eben beschriebenen Methode hergestellt, ist in Fig. 36 gegeben. Die Aufnahme stellt den Vokal *J* dar, der etwa 20 Sek. lang von der Versuchsperson gesungen wurde, und zeigt zugleich, als Bestätigung der

Fig. 36.



Vokal *J*.

Helmholtzschen Vokaltheorie, wie die einzelnen Teiltöne ganz harmonisch zueinander liegen; die Höhe der registrierten Ausschläge (e) ist, wie wir oben gezeigt haben, ein Maß für die Stärke der einzelnen Teiltöne in dem Klange. Man erkennt deutlich die beiden für den Vokal *J* charakteristischen Formantgebiete in der tiefen und in der hohen Tonlage.

Eine andere Methode der Klanganalyse, die sich gleichfalls der Transformation nach tiefen Frequenzen bedient, ist von Gerlach[1]) angegeben. Er schickt durch die eine, etwa die feste, Spule eines Dynamometers das zu analysierende Frequenzgemisch hindurch, während die andere, bewegliche Spule von einem Überlagerungssummer den in der Frequenz variablen Suchstrom erhält. Die Kraft K auf die bewegliche Spule ist dann das Produkt beider Ströme und daher in der obigen Bezeichnungsweise durch $K = Const. e_s . e_t \sin \omega_t t . \sin \omega_s t$ gegeben; K enthält, wie man sofort sieht, nur den Differenzton $\omega_t - \omega_s$ und den Summationston $\omega_t + \omega_s$. Durch eine mechanische Abstimmung der beweglichen Spule auf ganz tiefe Frequenzen wird der Differenzton $\omega_t - \omega_s$, wenn er diese tiefen Schwingungszahlen durchläuft, herausgesiebt; die in diesen Frequenzen erfolgende Torsionsschwingung des Systems gibt bei konstantem Suchstrom ein Maß für die Stärke des betreffenden Teiltones.

Zu der gleichen Gruppe von automatischen Analysierverfahren gehört schließlich noch eine von E. Meyer entwickelte Methode, die wir schon gelegentlich der Prüfung von Kohlemikrophonen (ds. Kap., § 6) auf nichtlineare

[1]) E. Gerlach, Zeitschr. f. techn. Phys. 8, 519, 1927.

Verzerrung besprochen haben. Auch hier wird eine Frequenztransformation nach tiefen Frequenzen hin vorgenommen.

Die automatische Klanganalyse in ihren verschiedenen Variationen ist, wie wir gesehen haben, nur möglich durch Verwendung von abgestimmten Schwingungsgebilden, die natürlich als solche auch eine gewisse Einschwingzeit haben. Je schärfer man nahe gelegene Teiltöne eines Klanges voneinander trennen will, um so kleiner muß der Frequenzbereich dieser Schwingungskreise sein, um so schwächer müssen sie gedämpft sein. Dies bedeutet aber, daß dann auch die Einschwingzeiten größere Werte annehmen. Die Methoden der automatischen Klanganalyse liefern daher die besten Ergebnisse für stationäre Schalle, da hier der Vorgang des Analysierens genügend lange Zeit ausgedehnt werden kann. Gegenüber den im vorigen Paragraphen genannten Verfahren der Schallanalyse, bei denen die Klangkurve aufgenommen und nach Fourier analysiert wird, bietet die selbsttätige Klanganalyse nicht nur den Vorteil der größeren Einfachheit und Präzision, sondern sie gestattet auch ohne weiteres, Kurven mit unharmonischen Komponenten aufzulösen, was die mechanischen Analysatoren nicht leisten.

B. Schallwiedergabe durch Lautsprecher.

§ 12. Einteilung. Das Bedürfnis nach Lautsprechern wurde durch die Entwicklung des Rundfunkwesens akut [1]). Nachdem in verhältnismäßig kurzer Zeit überraschend gute Ergebnisse im Bau von Lautsprechern erzielt waren, wurden sie auch für die Wiedergabe von Grammophonplatten eingesetzt (ds. Kap., § 9). Ferner geben sie die Möglichkeit, schlechte „Hörsamkeit" (Kap. VII, Abschnitt D) von Vortragsräumen u. dgl. zu überwinden, indem die Stimme des Redners durch ein Mikrophon auf passend angeordnete Lautsprecher übertragen wird.

Die ersten Lautsprecher wurden nach dem Prinzip des elektromagnetischen Telephons (Kap. IV, § 10) gebaut. Zwecks Vergrößerung der Schallausstrahlung wird die Membran durch eine kleine Luftkammer mit einem Trichter (ds. Kap., § 2) verbunden. Sowohl das elektromagnetische Erregungsprinzip als auch die Verwendung von Schalltrichtern bringen gewisse grundsätzliche Nachteile mit sich, auf die wir nachher zu sprechen kommen. Deshalb wurden sehr bald auch Lautsprecher mit elektrostatischer (Kondensatorprinzip) und vor allem mit elektrodynamischer Erregung der schallgebenden Membran gebaut, und es gelang ferner, Konstruktionen auszuführen, die auch ohne Trichter große Lautstärke geben. Die elektrostatischen Apparate haben bisher keine große Bedeutung erlangt, während sich das elektrodynamische Erregungsprinzip, das schon bei den Membran-Signalsendern (Kap. IV, § 11) mit Erfolg angewendet worden ist, in vielen Beziehungen vorzüglich bewährt hat. Natürlich ist es viel schwerer, einen guten Lautsprecher zu bauen als einen guten Signalsender. Von dem letzten wird nur verlangt, daß er im wesentlichen

[1]) Für das Studium des Rundfunkempfangs sei auf das Buch von K. W. Wagner, Die wissenschaftlichen Grundlagen des Rundfunkempfangs, Berlin 1927, verwiesen.

eine Frequenz stark ausstrahlt, während der Lautsprecher ein sehr breites Frequenzband von etwa 30 bis 10000 Schw./sec in genügender Stärke und möglichst verzerrungsfrei wiedergeben soll.

Der Einteilung der Lautsprecher wollen wir vorwiegend das Erregungsprinzip zugrunde legen. Bevor wir aber auf Einzelheiten der verschiedenen Konstruktionen eingehen, sollen einige grundsätzliche Fragen besprochen werden.

§ 13. Allgemeine Gesichtspunkte für den Bau und für die Prüfung von Lautsprechern. Normalerweise werden Lautsprecher in Verbindung mit Elektronenrohrverstärkern benutzt, weil im allgemeinen die primär gegebene Energie nicht ausreicht, um den Lautsprecher genügend stark zu betätigen. Besonders wichtig ist dabei das Endrohr, in dessen Anodenkreis der Lautsprecher entweder direkt oder unter Benutzung irgendwelcher Übertragungsglieder eingeschaltet ist. Endschaltung und Endrohr müssen dem Lautsprecher in jeder Beziehung gut angepaßt sein. Zur Untersuchung werden Endrohr und Lautsprecher vielfach als ein System behandelt, das im ganzen geprüft wird. Beispielsweise wird zur Aufnahme der Frequenzkurve zwischen Gitter und Kathode des Endrohres eine für alle Frequenzen konstante Spannung angelegt, und es wird im Schallfelde des Lautsprechers die zu jeder Frequenz gehörende Druck- oder Geschwindigkeitsamplitude gemessen (Kap. VI).

Soll der Lautsprecher nicht als Rundfunkgerät, sondern zur direkten Wiedergabe von Sprache und Musik benutzt werden, so muß noch ein Mikrophon vorgeschaltet werden. Es muß dann verlangt werden, daß das ganze System Mikrophon — Verstärkerschaltung — Lautsprecher klanggetreu arbeitet. Auf den rein elektrischen Teil des Systems (Verstärkerschaltungen) haben wir hier nicht einzugehen. Es muß die Feststellung genügen, daß in ihm weitgehend verzerrungsfreies Arbeiten erreichbar ist. Auch die Wirkungsweise der Mikrophone haben wir hier nicht zu besprechen, da das bereits in den Paragraphen 6 und 7 dieses Kapitels geschehen ist. Es sei nur daran erinnert, daß das Kondensatormikrophon — im Gegensatz zu den Kohlemikrophonen älteren Typs — weitgehend verzerrungsfrei arbeitet. Wir haben uns also in erster Linie mit dem Lautsprecher als solchem (eventuell mit vorgeschaltetem Endrohr) zu beschäftigen.

Um klangtreue Schallwiedergabe zu erzielen, ist zunächst notwendig, daß der Lautsprecher sämtliche Frequenzen in dem Bereich von etwa 30 bis 10000 Schw./sec gleich gut wiedergibt, also frequenzunabhängig arbeitet. Er muß ferner für jede dieser Frequenzen amplitudentreu arbeiten, d. h. verschieden große primär gegebene Amplituden eines Tones bzw. einer sinusförmigen Stromschwankung müssen proportional ihrer ursprünglichen Größe wiedergegeben werden. Ist dabei die Proportionalitätskonstante für alle Frequenzen die gleiche, so ist damit zugleich Frequenzunabhängigkeit dokumentiert. In engem Zusammenhang mit der Forderung der Amplitudentreue steht die Forderung, daß der Lautsprecher keine Gelegenheit zur Bildung von neuen Tönen [Obertöne und Kombinationstöne (Kap. II, Abschnitt B)] gibt, die in dem ursprünglichen Klange bzw. in den dem Endrohr zugeführten

Stromschwankungen noch nicht enthalten waren. Endlich soll er, wie sein Name besagt, große Lautstärken liefern, womit namentlich die an zweiter und dritter Stelle genannten Forderungen nicht leicht zu vereinen sind.

Aus der Forderung der Frequenzunabhängigkeit folgt sofort, daß in dem gesamten Lautsprechersystem, sowohl in dem elektrischen wie in dem mechanischen Teil, keine ausgeprägten Eigenschwingungen vorhanden sein dürfen, da andernfalls die betreffenden Frequenzen durch Resonanz aus allen anderen Frequenzen herausgehoben würden. Wir haben vor allem zu fragen, wie die Wiedergabemembran beschaffen sein muß, um frequenzunabhängig zu arbeiten. Da der Lautsprecher elektrisch erregt wird, ist zunächst festzustellen, welche elektrischen Größen konstant gehalten werden sollen, ob Spannung oder Stromstärke oder hineingesteckte Leistung, und es ist ferner und vor allem festzustellen, welche mechanisch-akustischen Größen betrachtet werden sollen, ob die Membranamplituden oder die von der Membran abgestrahlten Schalleistungen. Mißt man die in den Lautsprecher hineingesteckte elektrische Leistung und die von der Membran abgestrahlte akustische Leistung, so hat man gleichzeitig den Wirkungsgrad des Lautsprechers, der übrigens bei den meisten bisher bekannten Apparaten ein sehr schlechter ist und kaum mehr als wenige Prozente beträgt.

Die Bedingungen für Frequenzunabhängigkeit der Membranleistungen sind andere als die für Frequenzunabhängigkeit der Membranamplituden. Daß die Membranen in keinem Falle ausgesprochene Resonanzstellen in dem wiederzugebenden Frequenzgebiet haben dürfen, wurde schon erwähnt. Ihre Eigenschwingungen müssen also oberhalb oder unterhalb dieses Frequenzgebietes liegen. Eine genauere Diskussion des Problems ist sehr schwierig; deshalb hat man sich im allgemeinen mit der Betrachtung besonders einfacher Spezialfälle begnügt. Wir legen den schwingenden Massenpunkt bzw. die Kolbenmembran (Kap. IV, § 7) zugrunde, die nur einen Eigenton besitzt und deren Schallabstrahlung von Lord Rayleigh berechnet worden ist. Bedeutet P_0 die Amplitude der erregenden (sinusförmigen) Kraft, ω ihre Kreisfrequenz, ω_0 die Eigenfrequenz der Membran, m ihre Masse, k ihren Dämpfungsfaktor und a^2 die rücktreibende elastische Kraft für die Elongation $x = 1$, so ist die Amplitude x_0 der erzwungenen Schwingungen für den Fall $\omega_0 \ll \omega$:

$$x_0 = \frac{P_0}{m\,\omega^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

und für den Fall $\omega_0 \gg \omega$:

$$x_0 = \frac{P_0}{m\,\omega_0^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Da $\omega_0 = \sqrt{\frac{a^2}{m}}$ ist, ist für hohe Eigenfrequenzen a^2, also die „elastische Hemmung“ sehr groß, während für tiefe Eigenfrequenzen die „Trägheitshemmung“ überwiegt. Wird der Dämpfungsfaktor k, also die „Bremshemmung“, sehr groß gemacht, so wird

$$x_0 = \frac{P_0}{k\,\omega} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

Die Verwirklichung des letzten Falles stößt auf Schwierigkeiten, während der erste und der zweite Fall leicht zu verifizieren sind.

Die von einer kreisförmigen Kolbenmembran vom Radius R in ein Medium von der Dichte ϱ und der Schallgeschwindigkeit c abgestrahlte Leistung L ist nun für $R \gg \lambda$:

$$L = \frac{\pi}{2} \varrho c R^2 \omega^2 x_0^2 \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (4)$$

und für den Fall $R \ll \lambda$:

$$L = \frac{\pi \varrho R^4 \omega^4 x_0^2}{4c} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (5)$$

Die Amplitude x_0 ist für den Fall einer sehr hohen Eigenschwingung der Membran gemäß Formel (2) unabhängig von der erregenden Frequenz ω. Hieraus folgt unter Berücksichtigung von (4) und (5), daß die von einer Membran mit hoher Eigenschwingung abgestrahlte Leistung für alle Wellenlängen stark frequenzabhängig ist. Dagegen ist aus der Kombination von (1) und (5) zu ersehen, daß die Schalleistung einer Membran mit tiefem Eigenton für (gegenüber R) lange Wellen frequenzunabhängig wird. Für kurze Wellen, also für hohe Frequenzen, gilt das allerdings nicht mehr, wie aus der Kombination von (1) und (4) zu ersehen ist. Je höher die Frequenz wird, um so geringer wird die Schalleistung. Freilich wird das in der Umgebung der Mittelsenkrechten zur Membran bis zu einem gewissen Grade dadurch kompensiert, daß für die kurzen Wellen eine ausgesprochene Richtwirkung zustande kommt (Kap. VII, § 11). Schon in dem einfachen Falle der Kolbenmembran liegen die Verhältnisse also recht kompliziert, und man ist weitgehend auf Kompromisse angewiesen, um das Frequenzband 30 bis 10000 Hertz mit einem Lautsprecher einigermaßen gleichmäßig wiederzugeben.

Der Lautsprecher soll auch amplitudentreu arbeiten; d. h. es muß ein linearer Zusammenhang zwischen den an das Endrohr gelegten sinusförmigen Spannungsamplituden einer bestimmten Frequenz und den dazugehörigen Druckamplituden im Schallfelde des Lautsprechers bestehen, wobei vorausgesetzt ist, daß auch die Druckschwankungen sinusförmig erfolgen, daß also keine Obertöne entstehen. Zur Prüfung dieses Zusammenhanges ist vielfach die Rayleighsche Scheibe (Kap. VI, § 3) benutzt worden, die aber das mittlere Geschwindigkeitsquadrat sämtlicher an der betreffenden Stelle des Schallfeldes etwa vorhandenen Partialtöne mißt. Aus der Geschwindigkeitsamplitude wird dann die Druckamplitude berechnet. Eine derartige Messung gibt also noch kein klares Bild über Amplitudentreue und über das Nichtentstehen neuer Töne, da infolge der Wirkungsweise der Rayleighschen Scheibe im Mittel praktisch Linearität erreicht sein kann, ohne daß für den untersuchten Grundton für sich lineare Übertragung vorhanden ist und ohne daß aus dem geradlinigen Verlauf der Kurve mit Sicherheit die Nichtentstehung von Obertönen gefolgert werden könnte. Das Auftreten von Obertönen kann mit Hilfe einer Kompensationsmethode [1]) unter Benutzung eines Kondensatormikrophons als

[1]) E. Gerlach, Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konz. **3**, 139, 1923; E. Meyer, Elektr. Nachr.-Techn. **4**, 86, 1927; **4**, 509, 1927.

Druckempfänger festgestellt werden. Die auf die Membran einwirkende Druckamplitude des Grundtones kann durch eine entgegengesetzt gerichtete elektrostatische Kraft der gleichen Frequenz kompensiert werden, und so kann die effektive Druckamplitude des Gesamtschalles, die der Obertöne für sich und die des Grundtones für sich gemessen werden. Somit ist die Möglichkeit gegeben, die Übertragung des Grundtones auf Amplitudentreue zu prüfen; ferner gibt das Verhältnis der Obertonstärke (speziell der Oktavenstärke) zur Grundtonstärke, das Küpfmüller [1]) als Klirrfaktor bezeichnet, ein quantitatives Maß für die nichtlineare Verzerrung. Das Auftreten von Kombinationstönen kann mit Hilfe der in Kap. II, § 16 beschriebenen Schwebungsmethode bequem festgestellt werden.

Es darf also nicht übersehen werden, daß bei gewissen Arten der Gleichrichterwirkung Amplitudentreue für den Grundton vorhanden sein kann, ohne daß die Entstehung von Obertönen und Kombinationstönen ausgeschlossen ist. Dabei können sogar die Amplituden der entstehenden Obertöne proportional der vorgegebenen Spannungsamplitude sein. Amplitudentreue ist also noch keine hinreichende Bedingung für nichtlineares Arbeiten im Sinne des Nichtentstehens neuer Töne. Und umgekehrt kann auch bei linearem Zusammenhang zwischen Spannungsamplitude und effektiver Druckamplitude Amplitudenverzerrung der einzelnen Partialtöne vorhanden sein, die sich im Mittel aber ausgleicht. Ferner gibt es Extremfälle einer Gleichrichterwirkung, für die die Rechnung zeigt, daß die erwarteten Differenztöne nicht aufzutreten brauchen [2]).

Große Lautstärke, also verhältnismäßig große Membranamplituden zu erzielen, macht namentlich bei elektromagnetischer Erregung der Membran Schwierigkeiten. Zunächst ist es hierbei nicht möglich, den Eigenton der Membran genügend tief zu legen, weil bei tiefem Eigenton die elastische Kraft, die die Membran an ihre Ruhelage bindet, so gering ist, daß die Membran leicht an dem permanenten Magnet klebt. Es ist nämlich nicht angängig, die Eigenschwingung $\sqrt{a^2\, m}$ etwa dadurch zu vertiefen, daß bei großem a^2 die Masse m sehr groß gemacht wird, denn in den Formeln (1), (2) und (3) für die Membranamplitude steht die Masse im Nenner. Um große Amplituden zu erhalten, müssen also die Massen klein sein. Wird aber, um das Kleben zu verhüten, die Stärke des permanenten Magnetismus entsprechend verringert oder wird die Membran in entsprechende Entfernung gebracht, so wird die Anordnung zu unempfindlich. Diese Schwierigkeit bleibt auch dann bestehen, wenn der Eigenton der Membran hoch gelegt wird, denn der Abstand Magnet–Membran muß in jedem Falle groß bleiben, wenn die Membran in der Lage sein soll, große Schwingungen auszuführen.

Bei elektrodynamischer Erregung, bei der auf die Membran im Ruhezustand überhaupt keine äußeren Kräfte wirken, treten die geschilderten Schwierigkeiten nicht auf. Hier kann die Eigenfrequenz genügend tief gelegt

[1]) K. Küpfmüller, Fachber. d. 31. Jahresvers. des Verb. Deutscher Elektrotechniker (V. D. E.), S. 87, 1926.
[2]) E. Waetzmann, Physikal. Zeitschr. **23**, 382, 1922.

werden, so daß die Schalleistung — wie oben besprochen — für tiefe Frequenzen weitgehend freqenzunabhängig bleibt. Hohe Frequenzen werden dann allerdings relativ schlecht wiedergegeben [Formel (4) und (1)], so daß für diese die elektromagnetische Erregung — mit hohem Membraneigenton — ihre besonderen Vorzüge besitzt, zumal die Amplituden der höheren Frequenzen im allgemeinen nur klein sind.

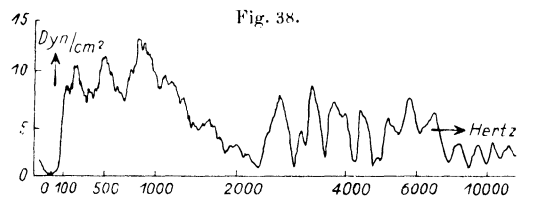
§ 14. Registrierung von Frequenzkurven. Wird die Frequenzkurve eines Lautsprechers etwa mit einer Rayleighschen Scheibe punktweise für diskrete Frequenzen aufgenommen, so ist das ein etwas mühseliges Verfahren. Es sind deshalb Methoden ausgearbeitet worden, um die Lautsprecherkurven mit Hilfe einer photographischen Registrierapparatur kontinuierlich aufzuschreiben [1]). Als Generator wird der Überlagerungssummer (Kap. II, § 5) benutzt, der zwischen Gitter und Kathode des zum Lautsprecher gehörenden

Fig. 37.



Frequenzkurve eines Lautsprechers in der Achsenrichtung.

Fig. 38.



Frequenzkurve eines Lautsprechers in seitlicher Richtung.

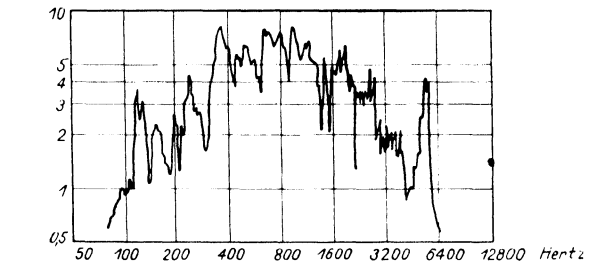
Endrohres gelegt wird. Er besteht aus zwei hochfrequenten Schwingungskreisen, von denen der eine konstant gehalten wird, während die Frequenz des zweiten mit Hilfe eines Drehkondensators so geändert wird, daß die Differenzschwingung den gewünschten Frequenzbereich von etwa 30 bis 10000 Hertz kontinuierlich durchläuft. Der Überlagerungssummer liefert nicht nur weitgehend obertonfreie Wechselströme, sondern auch die Spannung bleibt in dem benutzten Frequenzgebiet vollkommen konstant. Der Strom wird verstärkt und einem Meßinstrument zugeführt, dessen Bewegungen photographisch registriert werden. Dabei ist die Trommel des photographischen Registrierapparats mit dem Drehkondensator, der die Einstellung der Frequenz besorgt, starr gekoppelt.

[1]) M. Grützmacher und E. Meyer, Elektr. Nachr.-Techn. **4**, 203, 1927; E. Gerlach, Zeitschr. f. techn. Phys. **8**, 515, 1927.

In den Fig. 37 und 38 sind als Beispiele zwei Frequenzkurven eines trichterlosen, elektrodynamisch erregten Lautsprechers angegeben. Bei der Registrierung der Kurve der Fig. 37 befand sich das Aufnahmemikrophon auf der Mittelsenkrechten der Membran, während die Kurve der Fig. 38 bei etwas seitlicher Stellung des Mikrophons aufgenommen ist. Die starke Bevorzugung der hohen Frequenzen in der ersten Kurve gegenüber der zweiten ist auf die durch Interferenz hervorgerufene Richtwirkung der Membran zurückzuführen.

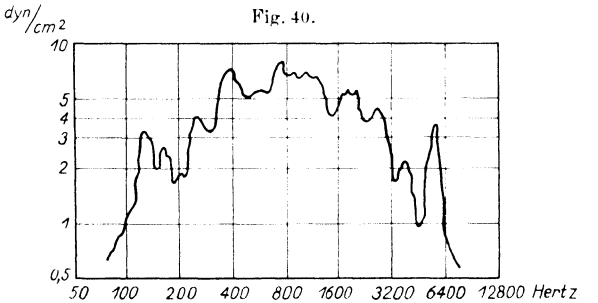
Der kontinuierlichen Drehung des Kondensators kann nach einem Vorschlag E. Gerlachs noch eine zweite, diskontinuierliche Drehung überlagert werden, derart, daß der Differenzton etwa viermal in der Sekunde den Bereich einer Terz

Fig. 39.



Frequenzkurve des Protos-Lautsprechers ohne Heuler.

Fig. 40.



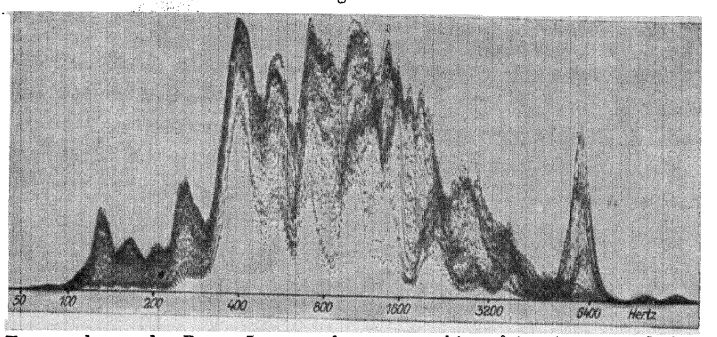
Frequenzkurve des Protos-Lautsprechers mit Heuler.

durchläuft, so daß ein Auf- und Abheulen des Tones entsteht. Hierdurch sollen namentlich raumakustische Einflüsse (Bildung stehender Wellen), die die Anzeigen des Mikrophons fälschen können, beseitigt werden, indem automatisch eine Art Mittelwertsbildung eintritt. Die Fig. 39 und 40 zeigen die Frequenzkurven eines trichterlosen Protos-Lautsprechers von Siemens & Halske ohne und mit Heuler. Auf diesen Lautsprecher kommen wir in § 17 dieses Kapitels zurück.

Mit Hilfe der Registriervorrichtung lassen sich die einzelnen Stellen des Schallfeldes in sehr bequemer Weise ausmessen. Um ein Bild von der Gesamtwirkung des Lautsprechers zu bekommen, wird er nach der Aufnahme je einer Frequenzkurve um einen kleinen Winkel um seine vertikale Achse gedreht. Man erhält dann eine große Zahl dicht übereinander gezeichneter Frequenzkurven, die — in vertikaler Richtung gelesen — die verschiedenen Lautstärken von der Achsenrichtung des Trichters bis zur Richtung senkrecht dazu anzeigen. Als Beispiel diene das Kurvenbild der Fig. 41, das am Protos-Laut-

sprecher aufgenommen ist. Läßt man den Lautsprecher so schnell rotieren, daß die Ausschläge des Meßinstruments den wechselnden Tonstärken nicht mehr folgen können, so erhält man wieder eine einzelne Frequenzkurve, die nicht mehr die Lautstärke in einer bestimmten Richtung, sondern die mittlere Lautstärke, wie sie auf einem um den Lautsprecher als Zentrum gelegten Halbkreis herrscht, anzeigt.

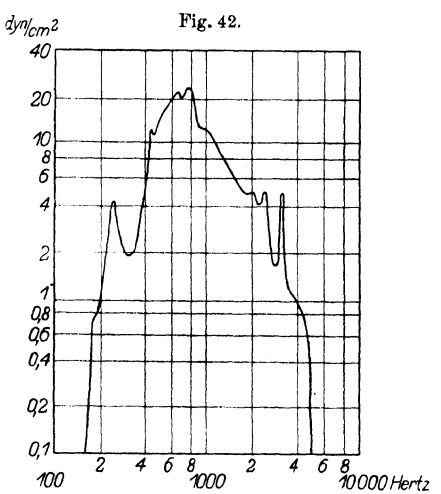
Fig. 41.



Frequenzkurve des Protos-Lautsprechers, von 0 bis 90° im Azimut gedreht.

§ 15. Elektromagnetische Lautsprecher. Die auf dem Markte befindlichen Amateurlautsprecher sind zum größten Teile noch elektromagnetisch erregte Eisenmembranen, die mit einem Trichter nach Art der bekannten Grammophontrichter gekoppelt sind. Daß es unmöglich ist, auf die zahllosen Variationen dieser Grundform im einzelnen einzugehen, geht schon daraus hervor, daß in den letzten Jahren Tausende von Patentanmeldungen auf dem Gebiet des Lautsprecherwesens gemacht worden sind [1]).

Fig. 42.



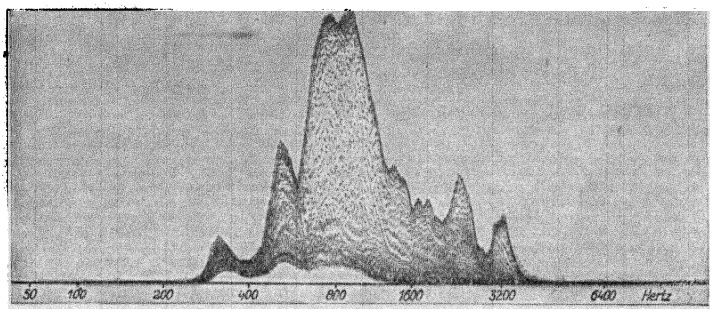
Frequenzkurve eines elektromagnetischen Trichterlautsprechers.

Die Abänderungs- bzw. Verbesserungsvorschläge beziehen sich auf sämtliche Einzelteile der Apparatur. Neben dem Magnetsystem wurden die elastischen Eigenschaften, die Größe, die Form und das Material der Membranen variiert; die verschiedensten Trichterarten und verschiedene Kopplungen zwischen Membran und Trichter wurden ausprobiert, und es wurden endlich auch erfolgreiche Versuche angestellt, die Trichter ganz zu beseitigen. Zwar haben

[1]) E. Nesper, Lautsprecher. Bibl. d. Radio-Amateurs, Bd. 20, 1925.

die Lautsprecher mit Trichter im allgemeinen einen besseren Wirkungsgrad als die trichterlosen Lautsprecher; jedoch verbessert der Fortfall der Trichter die Güte der Schallwiedergabe im allgemeinen so erheblich, daß die Konstruktion trichterloser Lautsprecher einen großen Fortschritt bedeutete. Fig. 42 zeigt die Frequenzkurve eines elektromagnetischen Trichterlautsprechers, mit der man z. B. die Frequenzkurve eines trichterlosen Protos-Lautsprechers

Fig. 43 [1]).

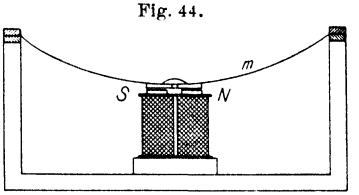


Frequenzkurve eines Trichterlautsprechers, von 0 bis 90° im Azimut gedreht.

(Fig. 39) vergleiche. Fig. 43, die ebenfalls an einem Trichterlautsprecher aufgenommen ist, zeigt unter anderem die Richtwirkung des Trichters. In den Seitenrichtungen sind namentlich die höheren Frequenzen stark benachteiligt.

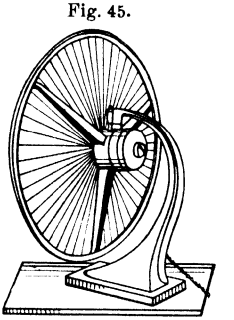
In Fig. 44 ist ein von Seibt konstruierter trichterloser Lautsprecher schematisch dargestellt. Die Membran *m* besteht aus 0,03 mm starkem Aluminium und besitzt ungefähr die Form einer Kugelkalotte. Ferner ist eine besondere Dämpfungsvorrichtung vorgesehen. Die Erregung geschieht, wie bei allen nicht aus Eisen bestehenden Membranen, durch Vermittlung eines an der Membran befestigten

Fig. 44.



Schematische Darstellung des Seibt-Lautsprechers.

Fig. 45.



Lautsprecher nach Lumière.

Ankers. Vielfach wird zwischen Anker und Membran noch eine Hebelübertragung eingeschaltet.

Von großer Bedeutung war die Einführung von Papier als Membranmaterial durch die Firma Pathé-Frères in Paris. Fig. 45 gibt ein schematisches

[1]) Fig. 41 und 43 nach Zeitschr. f. techn. Phys. 1927, Heft 11, mit freundl. Erlaubnis des Verlages J. A. Barth, Leipzig.

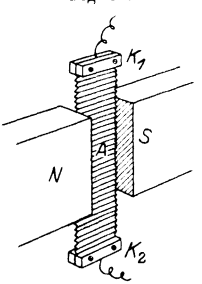
Bild eines Lautsprechers von Lumière, bei der die Membran aus fächerartig gefaltetem, besonders behandeltem Pergamentpapier hergestellt ist.

§ 16. Elektrostatische Lautsprecher. Die Grundform ist ein Kondensator, dessen eine Platte als schwingende Membran ausgebildet ist. Unter dem Einfluß der von einer konstanten Gleichspannung und der darüber gelagerten Wechselspannung ausgeübten elektrostatischen Kräfte führt die Membran Schwingungen von der Periode der Wechselspannung aus (ds. Kap., § 7). Man kann also in einfacher Weise große und sehr leichte Membranen (dünne Metallfolien) in Schwingungen versetzen und damit starke Schallabstrahlung erzielen; ferner ist die unmittelbare Erregung der Membran (Fehlen magnetischer Zwischenglieder) für die Naturtreue der Schallwiedergabe vorteilhaft. Diesen Vorzügen des elektrostatischen Prinzips stehen aber auch erhebliche Nachteile gegenüber. Vor allem müssen der Abstand zwischen den beiden Kondensatorbelegungen möglichst klein und die angelegte Spannung groß gemacht werden, um genügende Kräfte zu erhalten. Damit ist aber die Gefahr des Durchschlagens des Dielektrikums verbunden, zumal bei tiefen Frequenzen mit ihren relativ großen Amplituden. Auch kann das Dielektrikum bei hohen Spannungen durch Glimmerscheinungen zerstört werden.

Von praktisch ausgeführten Formen des elektrostatischen Lautsprechers seien das Statophon von Vogt, Engl und Massolle (Tri-Ergon Sprechfilm-Ges.) und der Lautsprecher von Reisz erwähnt. Beim Reisslautsprecher besteht die isolierende Zwischenschicht aus einer Gummimasse, auf welche die Schwingungsmembran in Form einer Kohlepulverschicht aufgebracht ist. Beim Statophon ist die Membran durch Stege in verschieden große und verschieden geformte Abschnitte geteilt, um ein möglichst gleichmäßiges Mitschwingen auf alle Frequenzen zu gewährleisten.

§ 17. Elektrodynamische Lautsprecher. Das elektrodynamische Erregungsprinzip wird namentlich für Großlautsprecher angewandt. Da wir das Grundsätzliche bereits in § 13 dieses Kapitels besprochen haben, können wir uns hier im wesentlichen damit begnügen, einige Spezialtypen zu beschreiben.

Fig. 46.



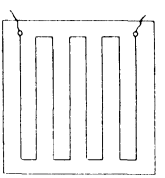
Band des Bandlautsprechers.

Schon im Jahre 1920 beschäftigten sich W. Schottky und E. Gerlach in den Laboratorien von Siemens & Halske mit dem Problem, einen Lautsprecher mit großer Lautstärke herzustellen. Theoretische Überlegungen und systematische Versuche führten zur Konstruktion des sogenannten Bandlautsprechers. Ein sehr leichtes Band A aus Aluminiumfolie (Fig. 46) hängt in einem starken Magnetfeld NS und wird von den entsprechend herabtransformierten Sprechströmen durchflossen. Die Länge des Bandes beträgt 10 cm, die Breite 10 mm, die Dicke 10 μ, das Gewicht etwa 30 mg. Gemäß der Linken-Hand-Regel wird dann das Band in der Periode des Sprechstroms senkrecht zu den Kraftlinien bewegt. Übrigens hat Reinganum bereits

1910 ein Telephon angegeben, bei dem ein stromdurchflossenes Aluminiumblatt in einem starken Magnetfeld schwingt. Von dieser Konstruktion bis zu dem Bandlautsprecher war aber noch ein weiter Weg zurückzulegen. Das Band muß nicht nur leicht sein, sondern es muß auch eine tiefe Eigenfrequenz bei möglichst gutem Wirkungsgrad besitzen. Diese Forderung wurde durch Querriffelung (Fig. 46) des Bandes erfüllt. Die Wiedergabe von Sprache ist gut, so daß der Bandlautsprecher für diesen Zweck noch häufig verwendet wird. Dagegen läßt die Wiedergabe von Musik noch zu wünschen übrig, weil die Amplituden bei den ganz tiefen Tönen so groß werden, daß man an die Zerreißgrenze der Folie gelangt. Auch ist die sachgemäße Einstellung des Bandlautsprechers nicht ganz einfach.

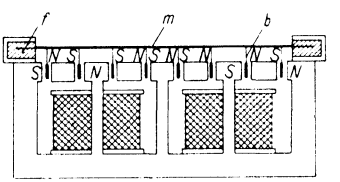
Parallel zu den Arbeiten von Schottky und Gerlach wurden ebenfalls bei Siemens & Halske wichtige theoretische und experimentelle Untersuchungen durch H. Riegger ausgeführt, die in der Konstruktion des ebenfalls elektrodynamisch erregten sogenannten Blatthallers gipfelten. Er stellt die Realisierung einer Rayleighschen Kolbenmembran großer Fläche dar. Als Material für die Membran wird statt des früher verwendeten Pertinax nach einem Vorschlag H. Gerdiens jetzt Duraluminium in gewellter Form benutzt. Um die Angriffspunkte der Kraft gleichmäßig über die Membran zu verteilen, wird auf ihr ein mäanderförmiges Kupferband (Fig. 47) befestigt, durch das

Fig. 47.



Membran des Blatthallers mit Kupferband.

Fig. 48.



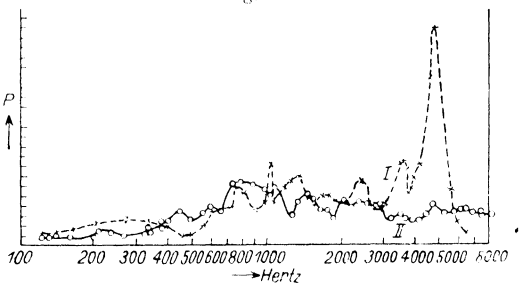
Schematisches Bild des Blatthallers.

die Sprechströme fließen. Das Kupferband taucht in das Feld kräftiger Elektromagnete. In Fig. 48 ist ein Blatthaller schematisch dargestellt. m ist die Membran, f die mit Schwammgummi ausgeführte Federung des Membranrandes, b der Kupferleiter und NS die Pole der Elektromagnete. Die elastischen Kräfte der Federung sind so klein, daß sie die Membranschwingungen nicht merklich beeinflussen. Ursprünglich wurden die Membranen in der Größe 20×20 cm gebaut. Zur weiteren Vergrößerung der Schalleistung wurde die Membranfläche dann noch weiter vergrößert, bis auf etwa 53×53 cm („Riesenblatthaller"). Die Feldmagnete werden hier mit 300 Watt erregt, durch die Kupferleiter fließt ein Strom von durchschnittlich etwa 20 Amp. Fig. 49 zeigt die Frequenzkurven zweier verschiedenen Blatthallermodelle.

Kurve I bezieht sich auf ein älteres Modell mit Pertinaxmembran, die noch nicht genügend starr war, so daß eine ausgesprochene Resonanzstelle in der Gegend von 5000 Hertz auftrat. Als Ordinaten sind die Druckamplituden P

aufgetragen. Kurve II bezieht sich auf den Riesenblatthaller mit gewellter Duraluminiummembran. Besonders zu beachten ist die ausgesprochene Richtwirkung des Blatthallers für höhere Frequenzen (Kap. VII, § 11).

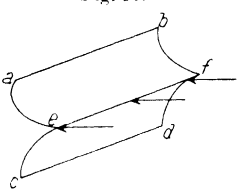
Fig. 49.



Frequenzkurven des Blatthallers.

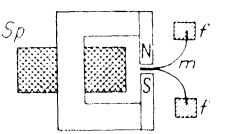
Endlich sei als dritte der von Siemens & Halske gebauten Typen der sogenannte Faltlautsprecher von Gerlach erwähnt. Die schallgebende Membran ist ein V-förmig gefaltetes Papierblatt (Pertinax), wie es Fig. 50 zeigt. Die Pfeile zeigen die Richtung der angreifenden Kraft an, von der eine Komponente senkrecht zur Papierfläche wirkt und sie somit in trans-

Fig. 50.



Membran des Faltlautsprechers.

Fig. 51.



Schematisches Bild des Faltlautsprechers.

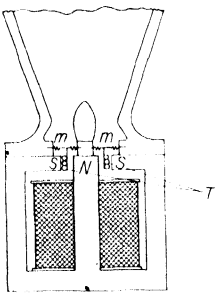
versale Schwingungen versetzt. Die Kante ef enthält entweder innen einen Aluminiumleiter oder wird von einem Aluminiumleiter eingefaßt, der in den engen Spalt eines Elektromagnets eintaucht. Die Ränder ab und cd werden in Filzbacken festgehalten. Die Öffnungsweite ac bzw. bd betrug ursprünglich etwa 58 cm. Jedoch machte sich dann bei den großen Amplituden der tiefen Frequenzen ein Flattern bemerkbar, weil die Membran nicht genügend starr blieb. Deshalb werden heute schmale Membranen von wenigen Zentimetern Öffnungsweite bei einer Länge von etwa 52 cm benutzt. Auch ist Gerlach dazu übergegangen, Membranen aus geriffeltem, sehr dünnem Aluminiumblech zu benutzen. Fig. 51 zeigt das Schema des Faltlautsprechers. Sp ist die Feldspule, NS sind die Magnetpole, m ist die Membran, ff sind die Filzbacken. Der in § 14 erwähnte Protos-Lautsprecher ist ein Faltlautsprecher für kleine Leistung mit elektromagnetischer Erregung.

Der Großlautsprecher von Marconi (Fig. 52) hat eine ringförmige Membran mm, an der eine aus sehr dünnem Draht hergestellte Spule T be-

festigt ist, die in einen Topfmagnet (Pole: SNS) eintaucht. Innen- und Außenrand der Membran sind gefedert. Der Apparat ist mit einem konischen Trichter versehen, der durch eine Luftkammer (in der Figur nicht angedeutet) mit der Membran gekoppelt ist und bei einer kleineren Type eine Länge von etwa 1 m bei einem Öffnungsdurchmesser von etwa 0,5 m hat.

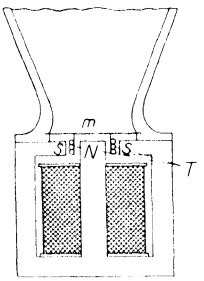
Der Magnavox-Lautsprecher (Fig. 53) ist im Prinzip genau so gebaut, nur daß hier statt der ringförmigen eine kreisförmige Membran verwendet wird. In der Figur bedeutet wieder m die Membran, T die Tauchspule, SNS die Pole des Topfmagnets.

Fig. 52.



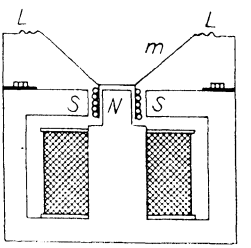
Schematisches Bild des Marconi-Großlautsprechers.

Fig. 53.



Schematisches Bild des Magnavox-Lautsprechers.

Fig. 54.



Schematisches Bild des Lautsprechers von Rice und Kellogg.

Zum Schluß sei der Lautsprecher von Rice und Kellogg erwähnt, der nach den gleichen Prinzipien wie der Blatthaller in den Laboratorien der General Electric Co. entwickelt worden ist und in Deutschland von der AEG gebaut wird (Fig. 54). Die schallgebende Membran m ist als abgestumpfter Kegel ausgebildet, der in einen zylindrischen Ansatz ausläuft. Um diesen Zylinder ist die Spule gewickelt, die die Sprechströme aufnimmt. Sie taucht in den Luftspalt des Elektromagnets (Pole: SNS) und führt somit Schwingungen in axialer Richtung aus. Die Feldstärke im Luftspalt beträgt etwa 9000 Gauß. Die Membran besteht aus steifem, unelastischem, mit Lack imprägniertem Papier von etwa 0,24 mm Dicke. Die Lagerung des Kegelrandes erfolgt ebenfalls praktisch unelastisch mit Hilfe eines Lederringes L. Als Öffnungswinkel ist der Winkel von 45° als Winkel größter Festigkeit für den Kegelmantel gewählt, so daß die Membran praktisch eine Kolbenmembran darstellt.

Bei der Prüfung und Beurteilung von Lautsprechern spielen die raumakustischen Verhältnisse (Kap. VII, Abschnitt D) eine große Rolle, so daß sie besonders sorgfältig beachtet werden müssen. Auch psychologische Einflüsse machen sich bemerkbar. Da beim Anhören eines von einem Lautsprecher wiedergegebenen Musikstücks das Ohr durch das Auge nicht abgelenkt wird, pflegt es in manchen Beziehungen strenger zu urteilen als im Konzertsaal.

Sechstes Kapitel.

Messung der Intensität des Schalles[1]).

§ 1. Das Schallfeld. Sendet eine Schallquelle in das umgebende Medium Schallwellen aus, so spricht man von dem Schallfeld der betreffenden Quelle und versteht darunter zu einem gegebenen Zeitpunkt den gesamten, von Ort zu Ort variierenden Schwingungszustand des Mediums. Das Schallfeld ein und derselben Schallquelle kann sehr verschieden aussehen, je nachdem sie sich in einem unbegrenzten Medium oder in einem allseitig geschlossenen Raum befindet. Im ersten Falle breiten sich die Schallwellen ohne Reflexionen aus; wir haben rein fortschreitende Wellen. Für den anderen Grenzfall treten reflektierte Wellenzüge auf, die mit den ursprünglichen und miteinander interferieren; man erhält je nach der Raumanordnung eine ziemlich komplizierte Interferenzerscheinung. Als einfachster Fall einer solchen Interferenzerscheinung sind die stehenden Wellen im Kundtschen Rohr zu nennen.

Wir wenden uns zunächst dem ersten Falle, den fortschreitenden Wellen, zu. Eine Schallwelle entsteht (Kap. I, § 4), wenn an einer Stelle im Medium Änderungen der normalen Dichte und damit Änderungen des normalen Druckes geschaffen werden. Der erzeugte Über- oder Unterdruck stellt eine Gleichgewichtsstörung des Mediums dar, die bei ihrem Bestreben, sich auszugleichen, eine Bewegung und damit eine gewisse Geschwindigkeit der benachbarten Mediumteilchen hervorruft. Die Bewegung dieser Teilchen gibt wieder zu einer Druckänderung an entfernteren Stellen Anlaß und so fort. Druck und Teilchengeschwindigkeit gehören für die Schallwellen eng zusammen, ebenso wie für die elektromagnetischen Wellen die elektrische und die magnetische Komponente eng miteinander verknüpft sind und zusammen das elektromagnetische Feld bilden. Die Beziehung zwischen der Druckänderung und der Teilchengeschwindigkeit ändert sich mit der Art des Schallfeldes.

Der einfachste Fall der fortschreitenden Schallwellen sind die ebenen Wellen (Kap. VII, § 1). Wir setzen der Einfachheit wegen voraus, daß die Druck- und Geschwindigkeitsänderungen zeitlich rein sinusförmig verlaufen, daß also ein reiner Ton in Form der ebenen Wellen ausgesandt wird. Praktisch kann man solche ebenen Wellen mit gewisser Annäherung durch eine sehr große, starre Wand erzeugen, die durch eine periodische — in unserem Falle eine sinusförmige — Kraft in Schwingungen versetzt wird. Infolge der voraus-

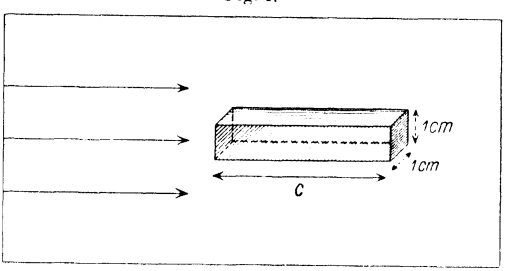
[1]) Von Privatdozent Dr. Erwin Meyer in Berlin.

gesetzten Starrheit herrschen längs der ganzen Wandfläche die gleiche Amplitude und die gleiche Phase; man nennt einen solchen Schallerzeuger übrigens eine „Kolbenmembran“ (Kap. IV, § 7). Eine Kolbenmembran strahlt „ebene“ Wellen aus, wenn ihre Ausdehnung sehr groß gegenüber der Wellenlänge der betreffenden Frequenz ist. Im Idealfall (beim Fehlen jeder räumlichen Dämpfung) besitzen die ebenen Wellen die Eigenschaft, daß in gewissen periodischen Entfernungen der gleiche Schwingungszustand in der gleichen Stärke wiederkehrt; bei einer sinusförmigen Schwingung ist dieser Abstand gleich der Wellenlänge. Dies bedeutet, daß an allen Punkten die gleiche Energie durch die gleiche Fläche wandert; der Energiefluß nimmt nicht mit der Entfernung ab.

Wir fragen zunächst für die ebenen Wellen nach dem Zusammenhang zwischen der in der Schallwelle übertragenen Schallintensität und der Druck- oder der Geschwindigkeitsamplitude. Als Schallintensität (Kap. II, § 6) einer fortschreitenden Welle bezeichnet man die Energie, die durch die zur Fortpflanzungsrichtung senkrechte Flächeneinheit (1 cm²) in der Zeiteinheit (1 sec) hindurchgeht; als Einheit im absoluten Maßsystem gilt 1 erg/cm² sec. Vielfach wird, besonders in amerikanischen, technischen Arbeiten, auch die Einheit 1 Mikrowatt (10^{-6} Watt) je cm² gleich 10 erg/cm² sec verwendet.

Die eben genannte Definition der Schallintensität fortschreitender Wellen läßt sich nicht auf stehende Wellen anwenden, da bei diesen (im Idealfall) durch die zur Schallrichtung senkrechte Querschnittsfläche überhaupt keine

Fig. 1.



Schallenergie fortschreitender Wellen.

Energie übertragen wird. An Stelle der Schallintensität führt man hier den Begriff der „Schalldichte“ ein und versteht darunter die mittlere Schallenergie je ccm, gemessen in erg/cm³. Die Schalldichte gilt nun nicht bloß für stehende Wellen, sondern sie ist auch ein brauchbares Maß für die Energie fortschreitender Wellen und hängt eng mit der oben definierten Schallintensität zusammen. Die Energie, die bei fortschreitenden Wellen in einer Sekunde durch die zur Fortpflanzungsrichtung senkrechte Querschnittseinheit geht, kann man sich nämlich in einem Zylinder (oder in einem Quarder, s. Fig. 1) aufgespeichert denken, dessen Grundfläche 1 cm² beträgt und dessen Länge als Zahlenwert gleich der Schallgeschwindigkeit c ist; das Volumen des Zylinders ist also zahlenmäßig auch gleich c. Zu beachten ist freilich, daß

in die im folgenden abgeleiteten Formeln die Größe c nicht als Zahl, sondern mit der Dimension einer Geschwindigkeit eingeht. Die mittlere Energie je ccm in dem Zylinder (Fig. 1) ist die eben definierte Schalldichte, d. h. die Schallintensität fortschreitender Wellen ist gleich dem Produkt Schalldichte mal Schallgeschwindigkeit.

Die Schallenergie in dem Zylinder ist in zwei Formen enthalten, in kinetischer Energie, herrührend von der Teilchengeschwindigkeit, und in potentieller Energie, herrührend von der Druckänderung des Mediums. Es läßt sich streng zeigen, daß beide Anteile gleich groß sind, eine Annahme, die von vornherein sehr naheliegend ist. Wir bezeichnen, unter der Voraussetzung einer sinusförmigen Schwingung und ebener Wellen, mit J die Geschwindigkeitsamplitude und mit P die Druckamplitude. Sind ϱ die Dichte und c die Schallgeschwindigkeit des betreffenden Mediums, so bestimmt sich die kinetische Energie in dem oben definierten Zylinder (Fig. 1) zu

$$K = \frac{\varrho \cdot c}{2} \cdot \frac{J^2}{2},$$

da in der bekannten Formel für die kinetische Energie $\frac{m}{2} v^2$ statt der Größe v^2, die im allgemeinen eine Gleichgeschwindigkeit ist, der quadratische Mittelwert der Wechselgeschwindigkeit $\frac{J^2}{2}$ einzutreten hat. Da der ganze Energievorrat im Zylinder nur zur Hälfte aus kinetischer Energie besteht, wird die Gesamtenergie, d. i. aber die Schallintensität,

$$L = 2K = \frac{\varrho \cdot c \cdot J^2}{2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Gl. (1) kann so gedeutet werden, als ob alle Teilchen im Zylinder eine Gleichgeschwindigkeit von der Größe J besäßen. Diese Deutung kann man benutzen, um den gesamten Energieinhalt des Zylinders auf Grund eines Analogieschlusses auch in potentieller Form zu bestimmen. Man hat dann analogiegemäß davon auszugehen, daß überall im Zylinder ein Gleichdruck P herrscht. Diesen kleinen Gleichdruck — zur Fixierung des Vorzeichens sei er als Überdruck $+P$ angenommen — kann man sich dadurch entstanden denken, daß ein den obigen Zylinder luftdicht abschließender Kolben um eine kleine Strecke nach dem Innern zu bewegt wird, wodurch eine Volumenabnahme $-V$ des ursprünglichen Zylindervolumens V_0 eintritt: Die bei dieser Kolbenbewegung geleistete Arbeit, d. i. die potentielle Energie, bestimmt sich in bekannter Weise zu $\frac{1}{2} P \cdot V$. Bezeichnet P_0 den Normaldruck, so gilt nach der adiabatischen Zustandsgleichung $p v^{\varkappa} = Const$ für die kleinen Änderungen P und $-V$ die Beziehung $\frac{P}{P_0} - \varkappa \frac{V}{V_0} = 0$, wobei $\varkappa$ das Verhältnis der spezifischen Wärmen c_p/c_v ist. Damit erhalten wir für die Gesamtenergie L in unserem Zylinder, die Schallintensität, den Ausdruck:

$$L = \frac{1}{2} P \cdot V = \frac{1}{2} \frac{P^2 V_0}{\varkappa P_0}.$$

Da V_0 gleich c (siehe oben) ist, so bekommt man unter Berücksichtigung der Größe der Schallgeschwindigkeit

$$c = \sqrt{\frac{\varkappa P_0}{\varrho}}$$

(Kap. VII, § 1) endgültig für die Schallintensität den Wert

$$L = \frac{1}{2} \frac{P^2}{c\varrho} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Gl. (2) gibt den Zusammenhang zwischen Schallintensität und Druckamplitude. Sie ist eine der wichtigsten Beziehungen in der Schallmeßtechnik, da sie, wie wir noch sehen werden, auch für Kugelwellen Gültigkeit behält. Dazu kommt noch, daß die meisten Schallaufnahmegeräte, einschließlich des menschlichen Ohres, Druckempfänger sind.

Aus den Gl. (1) und (2) folgt sofort ein weiterer, gleichfalls sehr wichtiger Zusammenhang:

$$\frac{P}{J} = c\varrho \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

Gl. (3) ist eine Analogie des elektrischen Ohmschen Gesetzes auf akustischem Gebiet; es entsprechen sich, wie man erkennt, Druck und Spannung, Geschwindigkeit und Strom. Man bezeichnet infolgedessen auch die Größe $c \cdot \varrho$, die dem elektrischen Widerstand analog ist, als Schallwiderstand. Beispielsweise beträgt der Schallwiderstand von Luft ungefähr 43 CGS-Einheiten (mechanische Ohm), für Wasser ist er etwa 3300mal größer. Hahnemann und Hecht[1]), die in ihren Arbeiten auf die Analogie zwischen verschiedenen elektrischen und akustischen Erscheinungen hingewiesen haben, gehen nicht von dem in Gl. (3) benutzten Verhältnis Druck- zu Geschwindigkeitsamplitude, sondern von dem Quotienten Druckamplitude (P) zu Bewegungsamplitude (B) aus und bezeichnen ihn als Schallhärte. Da für eine Sinusschwingung der Kreisfrequenz ω die Beziehung $J = B\omega$ gilt, erhält die Schallhärte $P\,B$ den Wert $c \cdot \varrho \cdot \omega$, d. h. sie ist im Gegensatz zu dem Schallwiderstand keine reine Eigenschaft des Mediums, sondern hängt wesentlich von der jeweiligen Frequenz ab.

Unter Benutzung von Gl. (3) kann man die Formeln für die in Gl. (1) und (2) angegebene Schallintensität noch etwas umschreiben; es ergibt sich dann:

$$L = \frac{1}{2} P \cdot J \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

Bisher war eine sinusförmige Schallschwingung mit J und P als Scheitelwerten der Geschwindigkeit und des Druckes vorausgesetzt. Die abgeleiteten Formeln gelten ohne weiteres auch für einen zusammengesetzten Klang, nur hat man dann an Stelle der Scheitelwerte P und J die Effektivwerte $\bar{P}$ und $\bar{J}$ (Quadratwurzeln der quadratischen Mittelwerte) zu setzen, die bei einer Sinusschwingung durch die Beziehungen

$$\bar{P} = P/\sqrt{2}; \quad \bar{J} = J/\sqrt{2}$$

[1]) W. Hahnemann und H. Hecht, Physikal. Zeitschr. **17**, 601, 1916 und **18**, 261, 1917.

mit den ersteren zusammenhängen. Setzt man diese Größen in Gl. (4) ein, so ergibt sich:

$$L = \overline{P} \cdot J \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (4\,a)$$

Man erkennt an Gl. (4 a) wiederum die Analogie zu den elektrischen Vorgängen; die elektrische Leistung ist das Produkt von Spannung und Strom, die Schallintensität, die man als eine (auf die Flächeneinheit bezogene) akustische Leistung (Energie je Sekunde) bezeichnen kann, ist gleich dem Produkt Druck mal Geschwindigkeit.

Als Bestimmungsstücke für das Schallfeld haben wir bisher Druck- (P), Geschwindigkeits- (J) und Bewegungsamplitude (B) kennengelernt, deren Beziehungen untereinander und zur Schallintensität in den obigen Formeln für die ebenen Wellen enthalten sind. Es gibt noch zwei weitere Größen, die Dichte- und die Temperaturamplitude, auf denen sich gleichfalls Schallmeßmethoden aufbauen lassen; auf ihren Zusammenhang mit den bisher genannten Bestimmungsstücken in gasförmigen Medien soll noch kurz eingegangen werden.

Die Dichteänderung, die gleichzeitig mit der Druckänderung auftritt, läßt sich ohne weiteres auf diese zurückführen. Die adiabatische Zustandsgleichung, ausgedrückt durch den Druck p und die Dichte d — die Dichte sei an dieser Stelle abweichend von dem sonstigen Gebrauch mit d bezeichnet —, lautet $p d^{-\varkappa} = Const.$ Sind P_0 und D_0 Normaldruck und Normaldichte, sowie P und D die entsprechenden kleinen Änderungen, so erhält man durch Differentiation $\frac{D}{D_0} = \frac{1}{\varkappa} \frac{P}{P_0}$, womit bereits der gesuchte Zusammenhang zwischen der Druck- und der Dichteamplitude gegeben ist. Man führt vielfach auch den Quotienten D/D_0 als neue Größe ein und bezeichnet ihn als Verdichtung.

In ähnlicher Weise wie die Dichteänderung läßt sich auch die Temperaturschwankung unmittelbar auf den Druck zurückführen. Die Temperatur ändert sich bei Schallvorgängen, weil diese adiabatisch verlaufen. Für einen adiabatischen Prozeß folgt nun aus der Thermodynamik als Zusammenhang zwischen der Temperatur ϑ und dem Druck p die Gleichung $\vartheta^{\varkappa} \cdot p^{1-\varkappa} = Const.$ Bei kleinen Änderungen ergibt sich hieraus:

$$\Theta = \frac{\varkappa - 1}{\varkappa} \cdot \frac{P}{P_0} \cdot \Theta_0,$$

wobei P_0 und Θ_0 wiederum Normaldruck und Normaltemperatur, sowie P und Θ die entsprechenden Differentiale bezeichnen.

Neben den ebenen Wellen sind als zweite wichtige Gattung der fortschreitenden Wellen die Kugelwellen zu nennen. Man kann sich diese Wellenart durch eine pulsierende Kugel erzeugt denken, d. h. durch eine Kugel, bei der alle Oberflächenelemente in der gleichen Phase und in der gleichen Stärke in radialer Richtung sich periodisch bewegen. Die Wellenflächen für diese Ausbreitungsform sind Kugelflächen, die konzentrisch zum Mittelpunkt der Schallquelle, der pulsierenden Kugel, liegen. Während bei

den ebenen Wellen stets die gleiche Energie durch die Einheit der zur Fortpflanzungsrichtung senkrechten Fläche geht, nimmt bei Kugelwellen der Energiefluß je Flächeneinheit entsprechend der quadratischen Zunahme der Oberfläche mit dem Quadrat der Entfernung ab.

Bei den ebenen Wellen sind Druck und Geschwindigkeit gleichphasig; dies bedeutet, daß an jeder Raumstelle zu der gleichen Zeit mit dem maximalen Druck auch die maximale Geschwindigkeit erreicht wird. Bei den (divergenten) Kugelwellen ist das nicht der Fall; die Geschwindigkeit eilt dem Druck um einen gewissen Betrag φ nach; φ bestimmt sich aus der Gleichung:

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

wobei λ die Wellenlänge der betreffenden Frequenz in dem betreffenden Medium und r die Entfernung des Aufpunktes von der Schallquelle bedeuten. In großem Abstand von der Schallquelle wird $\varphi = 0$, d. h. Druck und Geschwindigkeit werden gleichphasig wie bei den ebenen Wellen. Praktisch tritt dies schon in der Entfernung von etwa einer Wellenlänge ein.

Infolge der erwähnten Phasenverschiebung ändern sich bei Kugelwellen auch die oben angegebenen Gleichungen für die Schallintensität; sie seien in der abgeänderten Form kurz zusammengestellt.

Der Zusammenhang zwischen Druck- und Geschwindigkeitsamplitude [Gl. (3)] nimmt für Kugelwellen die Form an:

$$\frac{P}{J} = c\varrho\cos\varphi \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

Ebenso ändert sich die Gl. (1), und zwar wird

$$L = \frac{\varrho c}{2} J^2 \cos^2\varphi \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (6)$$

An Stelle von Gl. (4) tritt die Beziehung:

$$L = \frac{1}{2} P \cdot J \cos\varphi = P J \cos\varphi \quad \ldots\ldots\ldots \quad (7)$$

Die letztere Gleichung erinnert an eine ähnlich gebaute elektrische Formel, an die Berechnung der elektrischen Leistung in einem Wechselstromkreis, in dem Strom und Spannung nicht in Phase sind.

Bestehen bleibt dagegen die Gl. (2)

$$L = \frac{1}{2} \frac{P^2}{c\varrho};$$

sie gilt sowohl für Kugelwellen wie für ebene Wellen, was besonders betont sei. Gl. (5), (6) und (7) gehen in die entsprechenden Gleichungen für die ebenen Wellen über, wenn $\varphi = 0$, also $\cos\varphi = 1$ wird.

Auch die Kugelwellen sind ebenso wie die ebenen Wellen ein Idealfall, der nicht ohne weiteres verwirklicht werden kann. Man erhält angenähert Kugelwellen, wenn die Abmessungen des Schallstrahlers klein zur Wellenlänge sind. So sendet beispielsweise eine in Schwingung versetzte Membran, die in eine große ebene Wand (Schallschirm) eingebaut ist — zur Veranschaulichung

sei an den Rieggerschen Blatthaller (Kap. V, § 17) erinnert —, in jeden der anstoßenden Halbräume Kugelwellen aus, sofern die Wellenlänge des ausgestrahlten Tones wesentlich größer als die Ausdehnung der Membran ist. Im anderen Grenzfall (siehe oben), der zur Wellenlänge großen Membran, erhält man annähernd ebene Wellen, die sich senkrecht zur Membran fortpflanzen; für hohe Töne hat also ein solcher Schallstrahler eine starke Richtwirkung, eine Erscheinung, die man übrigens bei allen modernen Großflächenlautsprechern beobachten kann. Im zwischenliegenden Gebiet, in dem die Ausdehnung der Membran von der Größenordnung der Wellenlänge wird, entsteht weder die eine noch die andere Form der Wellenausbreitung, sondern es bildet sich analog einer optischen Beugungserscheinung eine verwickelte Interferenzanordnung aus[1]; Druck und Geschwindigkeit hängen dabei in komplizierter Weise zusammen.

Zu Beginn dieses Abschnittes unterschieden wir zwischen den im Freien und den in einem geschlossenen Raum sich ausbreitenden Schallwellen. Im letzten Falle wird der Schall von den Wänden oder von sonstigen Hindernissen im Raum reflektiert; man hat nicht mehr reine fortschreitende Wellen, es bildet sich vielmehr eine Art stehender Wellen aus, die bei den reinen Tönen im stationären Zustand besonders markant sind. An gewissen Stellen des Raumes hat dann die Geschwindigkeit dauernd einen Maximalwert (Bauch), während der Druck an denselben Stellen sehr gering ist (Knoten); an anderen Orten gilt das Umgekehrte. Das Meßresultat hängt damit vollständig von der Wirkungsweise des benutzten Schallempfängers ab. Das Ohr ist beispielsweise ein Druckempfänger, infolgedessen hat man an den Stellen maximalen Druckes die Empfindung größter Lautstärke.

Diese Schallinterferenzen in geschlossenen Räumen sind für die Ausmessung des Schallfeldes einer Schallquelle immer sehr störend. Dies gilt beispielsweise für die Untersuchung von Lautsprechern und Mikrophonen; daher führt man solche Messungen entweder im Freien aus, oder man sucht durch starke Schalldämpfung der Wände des Untersuchungsraumes und durch geeignet angebrachte Seitenwände die Reflexionen und damit die Interferenzerscheinungen in der Nähe des Meßobjektes so weit zu vermindern, daß ihr Einfluß auf das Meßergebnis vernachlässigbar wird[2].

Auf der anderen Seite sind stark ausgeprägte Schallinterferenzen, wie sie beispielsweise in den stehenden Wellen des Kundtschen Rohres vorliegen, für gewisse Meßzwecke sehr geeignet, z. B. für die Feststellung, ob ein Schallempfänger auf die Druckkomponente oder auf die Geschwindigkeitskomponente reagiert. Eine solche Untersuchung läßt sich in stehenden Wellen leicht durchführen, da in ihnen Druckschwankung (Temperatur-, Dichteschwankung) und andererseits Teilchengeschwindigkeit (Teilchenelongation) örtlich voneinander getrennt sind, und zwar um eine viertel Wellenlänge auseinanderliegen; man hat nur festzustellen, an welchem Ort

[1] H. Backhaus und F. Trendelenburg, Zeitschr. f. techn. Phys. **7**, 630, 1926; H. Stenzel, Elektr. Nachr.-Techn. (ENT) **4**, 239, 1927.
[2] Erwin Meyer, Elektr. Nachr.-Techn. (ENT) **3**, 292, 1926.

der in Frage stehende Empfänger maximal anspricht. Um den Energieinhalt stehender Schallwellen anzugeben, ist, wie schon oben erwähnt, nur die „Schalldichte" verwendbar, die als Energie je Volumeneinheit definiert ist. Sind P und J die Druck- bzw. Geschwindigkeitsamplitude in den betreffenden Bäuchen, so findet man für die Schalldichte E:

$$E = \frac{1}{4} \cdot \varrho \cdot J^2 = \frac{1}{4} \frac{P^2}{c^2 \cdot \varrho} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (8)$$

§ 2. Druck- und Bewegungsempfänger. Druck- und Geschwindigkeitsamplitude des Schalles sind, wie im vorigen Paragraphen gezeigt worden ist, die beiden wichtigen Feldgrößen eines Schallfeldes. Statt der Geschwindigkeitsamplitude kann man auch die Bewegungsamplitude, die Elongation der Luftteilchen selbst, einführen. Je nachdem nun ein Schallempfänger den Druckschwankungen oder der Mediumbewegung im Schallfeld folgt, bezeichnet man ihn als Druck- oder als Bewegungsempfänger. Ob ein Empfänger zu der einen oder der anderen Art gehört, hängt von seiner „Schallhärte" ab; unter Schallhärte eines Empfängers, beispielsweise einer Membran, versteht man dabei, ähnlich wie für ein Medium, das Verhältnis des Druckes, der auf die Membran einwirkt, zu der durch den Druck hervorgerufenen Bewegung. Ist diese so definierte Schallhärte sehr groß gegenüber derjenigen des umgebenden Mediums, im Idealfall unendlich groß, so sprechen wir von einem Druckempfänger; an einem derartigen Empfänger sind nur Druckzustände, keine Bewegungen des Mediums möglich. Ist andererseits die Schallhärte genau gleich der des Mediums, so liegt ein Bewegungsempfänger vor; ein solcher Empfänger macht genau die gleichen Elongationen wie die umgebenden Mediumteilchen. Der schallharte Druckempfänger reflektiert alle auftreffende Schallenergie, der schallweiche Bewegungsempfänger läßt die ganze Energie durch sich hindurchtreten; beides sind also Idealfälle, da keinerlei Energie, die ja zum Betriebe eines Schallapparates notwendig ist, dem Medium entnommen wird. Alle wirklichen Empfänger liegen daher zwischen diesen beiden definierten Idealfällen, jedoch so, daß man auch hier noch angenähert Druck- oder Bewegungsempfänger unterscheiden kann.

Da die Schallhärte von Luft außerordentlich gering, diejenige von Wasser dagegen sehr groß ist (ds. Kap., § 1), kann es vorkommen, daß ein und derselbe Empfänger in Luft ein Druck-, in Wasser dagegen ein Bewegungsempfänger ist. Infolge der geringen Schallhärte von Luft ist es relativ leicht, Druckempfänger für dieses Medium herzustellen, dagegen sehr viel schwieriger, Bewegungsempfänger zu bauen. Beispielsweise gehören die in Kap. V, § 6 und 7 beschriebenen Kohle- und Kondensatormikrophone zur Klasse der Druckempfänger. Das Bändchenmikrophon dagegen dürfte in seiner Ausführungsform als Meßgerät, bei dem es mit einer ganz besonders dünnen Folie versehen ist, einen Bewegungsempfänger darstellen; denn nach den Angaben von Gerlach[1]), der dieses Mikrophon zur Aufnahme der Frequenz-

[1]) E. Gerlach, Zeitschr. f. techn. Phys. 8, 515, 1927.

kurven von Lautsprechern benutzt hat, folgt dieses besondere Bändchen, gewissermaßen „in der Luft schwimmend", sowohl den tiefsten wie den höchsten in Betracht kommenden Luftschwingungen. Umgekehrt ist es für Wasser mit seiner großen Schallhärte sehr schwierig, noch schallhärtere Körper herzustellen, die nur Druckzustände des Wassers zulassen. Dies ist beispielsweise von großer praktischer Bedeutung für die Wände, in welche die Schallsende- und Schallempfangsapparate der Unterwasserschalltechnik eingebaut werden; die Wände müssen eine außerordentliche Stärke besitzen, um für die Schallschwingungen hinreichend starr zu sein.

Die Unterscheidung von Druck- und Bewegungsempfängern hat auch eine große meßtechnische Wichtigkeit; denn die Berechnung der Schallenergie ist verschieden, je nachdem ein Druck- oder ein Bewegungsempfänger vorliegt. Wie die Formeln (1) und (2) des vorigen Paragraphen zeigen, würde beispielsweise bei einem Druckempfänger ein konstanter Ausschlag für alle Frequenzen (z. B. konstante Membranamplitude) bedeuten, daß die auftreffenden Schallwellen der verschiedenen Frequenzen gleiche Energie haben. Konstanter Ausschlag eines Bewegungsempfängers dagegen heißt, daß die Energie nicht für alle Schwingungszahlen gleich groß ist, sondern proportional mit dem Quadrat der Frequenz ansteigt[1]). Es ist also von großer Bedeutung zu wissen, welche Feldgröße der zur Ausmessung eines Schallfeldes eingesetzte Empfänger mißt.

In diesem Zusammenhang ist noch eine andere Einteilung der Schallempfänger zu erwähnen, und zwar bezieht sich diese Unterscheidung nur auf die elektroakustischen Schallempfänger, auf die Mikrophone. Fast alle Mikrophone enthalten ja ein mechanisches Schwingungsgebilde, eine Membran o. dgl.; je nachdem die erzeugte EMK von der Elongation oder von der Geschwindigkeit dieses in Schwingung versetzten mechanischen Schwingungsgebildes abhängt, unterscheidet man (vom elektrischen Standpunkt aus) Elongations- und Geschwindigkeitsempfänger oder, besser ausgedrückt, Elongations- und Geschwindigkeitsmikrophone. Beispielsweise sind die verschiedenen Arten von Kohlemikrophonen (Kap. V, § 6) Elongationsmikrophone, da bei ihnen die Bewegungsamplitude der Membran für die Widerstandsänderung und damit für die erzeugte EMK maßgebend ist; das gleiche gilt für die Kondensatormikrophone. Konstante Amplitude für alle Frequenzen bedeutet für die Elongationsmikrophone konstante EMK. Das Bändchenmikrophon dagegen (Kap. V, § 7), ebenso wie die elektromagnetischen Mikrophone sind wegen der Induktionswirkung — die erzeugte EMK hängt von der Geschwindigkeit ab, mit der das Bändchen bzw. die Membran die Kraftlinien des Magnetfeldes schneidet, — als Geschwindigkeitsmikrophone zu bezeichnen. Das hat zur Folge, daß bei konstanter Amplitude die hervorgerufene Wechselspannung proportional mit der Frequenz zunimmt.

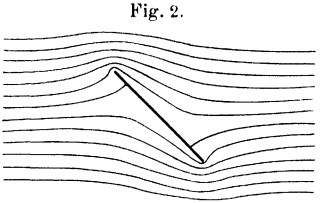
Im folgenden wollen wir nun die einzelnen Schallmeßmethoden näher besprechen; als Einteilungsprinzip diene die Feldgröße, auf die der betreffende

[1]) Setzt man in Gl. (1), § 1 statt der Geschwindigkeitsamplitude J die Bewegungsamplitude B ein, so erhält man $L = \frac{\varrho \cdot c}{2} B^2 \cdot \omega^2$.

Schallempfänger anspricht. Wir unterscheiden also Methoden zur Messung der Geschwindigkeits-, der Druck-, der Bewegungs-, der Dichte- und der Temperaturamplitude des Schalles.

§ 3. Messung der Geschwindigkeitsamplitude (Rayleighsches Scheibchen). Eine der ältesten und einfachsten Schallmeßmethoden ist diejenige des Rayleighschen Scheibchens, die auf Lord Rayleigh[1]) 1882 zurückgeht. Ein kleines, kreisrundes Scheibchen, an einem Torsionsfaden drehbar aufgehängt, zeigt beim Auftreffen von Schall das Bestreben, sich senkrecht zur Schallrichtung zu stellen, und gibt durch die Größe des Drehwinkels ein Maß für die auffallende Schallenergie oder, genauer gesagt, ein Maß für die Geschwindigkeitsamplitude des Schalles. Die Theorie, die von W. König[2]) entwickelt worden ist, zeigt nämlich in Übereinstimmung mit dem Experiment, daß die Rayleighsche Scheibe zu den Geschwindigkeitsempfängern zu rechnen ist. Ihre Wirkungsweise kann man sich sehr einfach veranschaulichen (Fig. 2). Das Scheibchen befinde sich etwa unter einem Winkel von 45° in einem Flüssigkeitsstrom konstanter Richtung und Geschwindigkeit. Die Flüssigkeit sei dabei der Einfachheit wegen als inkompressibel und reibungsfrei angenommen; von dem Auftreten von Diskontinuitätsflächen soll abgesehen werden. Unter diesen Bedingungen stellen die Kurven in Fig. 2 die Stromlinien des Problems dar. Kommt beispielsweise der Flüssigkeitsstrom in der Zeichenebene von links, so wird seine Geschwindigkeit am oberen Teil der Rayleighschen Scheibe stärker vermindert als am unteren Ende, das bedeutet aber, daß der hydrodynamische Druck an der ersteren Stelle größer ist und daß das Scheibchen sich infolgedessen in eine Lage senkrecht zur Stromrichtung zu drehen sucht. Kehrt sich die Stromrichtung um, so bleibt infolge der Symmetrie der gleiche Drehungssinn der Scheibe erhalten. Liegt also ein seine Richtung periodisch wechselnder Strom vor, so wirkt auf das Scheibchen gleichfalls ein Drehmoment; es sucht sich senkrecht zur Bewegungsrichtung der Flüssigkeit zu stellen. Die schon erwähnte Theorie von W. König zeigt folgenden Zusammenhang zwischen dem auf die Scheibe ausgeübten Drehmoment M und dem quadratischen Mittelwert der Geschwindigkeitsamplitude J (Effektivwert) des einwirkenden Schalles:

Fig. 2.



Stromlinienbild für die Rayleighsche Scheibe.

$$J^2 = \frac{3}{4} \frac{M}{\varrho r^3 \sin 2\Theta} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (9)$$

wenn ϱ die Dichte des umgebenden Mediums, r den Radius des Scheibchens, Θ den Winkel zwischen Scheibennormale und Schallrichtung und M das vom Schall ausgeübte Drehmoment bedeuten; dabei ist die Dicke der Scheibe als

[1]) Lord Rayleigh, Phil. Mag. **14**, 186, 1882.
[2]) W. König, Wied. Ann. **43**, 43, 1891.

sehr klein gegenüber dem Durchmesser angenommen; ist dies nicht der Fall, so treten noch zu Gl. (9) gewisse Korrektionsglieder hinzu. Das Drehmoment M ist gleich der Direktionskraft D des die Rayleighsche Scheibe tragenden Torsionsfadens mal dem Drehwinkel α; die Direktionskraft D bestimmt sich, wie bekannt, aus dem Trägheitsmoment und der Schwingungsdauer des (ungedämpft schwingenden) Systems. Um für eine gegebene Schallenergie den Ablenkungswinkel α möglichst groß zu machen, muß die Direktionskraft D möglichst klein sein; man erreicht dies durch Wahl eines dünnen Aufhängefadens, etwa durch einen dünnen Wollaston- oder Quarzfaden. Um dabei die Schwingungsdauer des Systems nicht zu groß werden zu lassen, ist das Trägheitsmoment der Scheibe sehr gering zu halten. Der Ablenkungswinkel α wird in bekannter Weise nach Aufkleben eines Spiegels auf die Scheibe mit Hilfe von Fernrohr und Skala oder objektiv durch Projektion eines leuchtenden Spaltes auf einen Schirm bestimmt. Bisweilen verwendet man auch einen extrem dünnen Galvanometerspiegel selbst als Rayleighsche Scheibe. Das Drehmoment ist, wie Gl. (9) zeigt, bei gegebener Geschwindigkeitsamplitude proportional zu $\sin 2\Theta$; steht die Scheibe also unter 45° zur Schallrichtung, wie es für die Messungen üblich ist, so erhält man den größten Ablenkungswinkel.

Obwohl die Annahmen der Inkompressibilität und der Reibungsfreiheit des Mediums, unter denen die obige Formel (9) theoretisch abgeleitet ist, für Luftschall nicht gelten, ist doch die Übereinstimmung mit dem Experiment recht gut. Zernow[1]) befestigte zur experimentellen Prüfung auf einer Stimmgabelzinke ein kleines Kästchen, in das die Rayleighsche Scheibe eintauchte, die zum Teil Ellipsoid-, zum Teil wirkliche Scheibenform besaß. Aus der Frequenz und der Schwingungsamplitude der Stimmgabel ließ sich die Geschwindigkeit der in dem Kästchen befindlichen Luft bestimmen und mit dem aus der Drehung der Rayleighschen Scheibe nach Gl. (9) gefundenen Wert vergleichen. Die Messung wurde nur für eine Frequenz (92 Hertz) ausgeführt. In einem größeren Frequenzbereich von ungefähr 250 bis 1200 Hertz bestätigte E. Meyer[2]) durch Vergleichsmessungen mit dem nach einer Kompensationsmethode absolut geeichten Kondensatormikrophon (ds. Kap., § 4) die obige Formel; die Messungen wurden in stehenden Wellen ausgeführt, wobei die Rayleighsche Scheibe im Geschwindigkeitsbauch und das Kondensatormikrophon im Druckbauch sich befanden. Ähnliche Vergleichsmessungen mit demselben Resultat sind auch von Barnes und West[3]) angestellt worden.

Die Eichung der Rayleighschen Scheibe wird zum Teil nach der Königschen Formel durch Bestimmung der Direktionskraft des Torsionsgehänges, zum Teil auch in einem Gleichluftstrom bekannter Geschwindigkeit ausgeführt. Experimentelle Untersuchungen, die König[4]) selbst mit konstanten Luftströmen zur Bestätigung seiner Theorie anstellte, ergaben noch Unstimmigkeiten, insbesondere Abweichungen vom quadratischen Zusammenhang zwischen Dreh-

[1]) W. Zernow, Ann. d. Phys. **25**, 79, 1908.
[2]) Erwin Meyer, Elektr. Nachr.-Techn. (ENT) **4**, 86, 1927.
[3]) E. J. Barnes und W. West, Journ. of the Inst. of Electrical Engineers (JJEE) **65**, 871, 1927.
[4]) W. König, Wied. Ann. **50**, 639, 1893.

moment und Geschwindigkeit. Neuere Messungen von Mallett und Dutton [1]) zeigen eine recht gute Bestätigung des quadratischen Gesetzes, Versuche von Barnes und West [2]) endlich ergeben auch eine gute absolute Übereinstimmung mit den nach der Königschen Formel erhaltenen Werten.

Das Wesentliche an der Rayleighschen Scheibe ist, daß sie vollkommen frequenzunabhängig anzeigt; das gilt allerdings nur so lange, wie ihre Dimensionen klein gegenüber der Wellenlänge sind; auch muß sie selbst als Platte frei von Eigenschwingungen in dem betreffenden Frequenzgebiet sein. Die Rayleighsche Scheibe eignet sich wegen ihrer Frequenzunabhängigkeit z. B. gut zur Aufnahme der Frequenzkurven von Lautsprechern [3]), wobei es sich darum handelt, in einem sehr weiten Frequenzbereich (30 bis 10000 Hertz) die vom Lautsprecher abgegebene akustische Energie bei konstanter elektrischer Erregung in Abhängigkeit von der Frequenz zu messen.

Man kann mit Hilfe der Rayleighschen Scheibe ohne Schwierigkeit Schallintensitäten messen, die wenige hundertstel erg/cm^{2}sec betragen; dies entspricht Druckamplituden in der Größenordnung von 1 dyn/cm^2. Will man die Empfindlichkeit erhöhen, so nimmt man Resonatoren zu Hilfe, die auf eine bestimmte Schwingungszahl abgestimmt sind und in deren Geschwindigkeitsbauch die Scheibe gesetzt wird [4]); man verliert damit freilich die gleichmäßige Empfindlichkeit für alle Frequenzen.

Man pflegt die Rayleighsche Scheibe, sofern es sich um Messungen im freien Schallfeld handelt, in ein kleines, mit dünner Gaze umspanntes Kästchen zu setzen, um von ihr die stets im Raume vorhandenen, sehr störenden Luftströmungen fernzuhalten. Ein anderes Mittel zum Schutze gegen Luftströmungen, das sich für viele Meßzwecke anwenden läßt, ist neuerdings von Sivian [5]) angegeben worden. Man moduliert dazu den zu messenden Schall in einer (sehr tief gelegenen) Frequenz, die genau mit der Eigenfrequenz der Torsionsschwingung der Rayleighschen Scheibe übereinstimmt; der zu messende Schall spielt dabei, in der Ausdrucksweise der Hochfrequenztechnik, die Rolle einer Trägerfrequenz. Da die Rayleighsche Scheibe quadratisch wirkt, richtet sie den modulierten Schall gleich und schwingt in der Modulationsfrequenz, d. h. aber in ihrer Eigenfrequenz, in einer Stärke, die proportional der auffallenden Schallstärke ist. Außer dem Vorteil, daß die ganz unregelmäßigen Luftströmungen im Raume auf die Schwingung der Rayleighschen Scheibe keinen Einfluß mehr haben, erhält man auf dem angegebenen Wege noch eine Steigerung der Empfindlichkeit gegenüber der rein statischen Ablenkung, weil in Resonanz gearbeitet wird. Allerdings läßt sich diese Methode wohl nur bei elektrischen Schallquellen anwenden, da hier die Modulation des ausgesandten Schalles in einfacherer Weise auf der elektrischen Seite möglich ist.

---

[1]) E. Mallett und G. F. Dutton, Journ. of the Inst. of Electrical Engineers (JIEE) **63**, 502, 1925.
[2]) E. J. Barnes und W. West, ebenda **65**, 871, 1927.
[3]) Erwin Meyer, Elektr. Nachr.-Techn. (ENT) **3**, 290, 1926.
[4]) E. Grimsehl, Wied. Ann. **34**, 1028, 1888.
[5]) L. J. Sivian, Phil. Mag. **5**, 615, 1928.

Die Rayleighsche Scheibe ist der einzige Apparat, der unmittelbar und exakt die Geschwindigkeitsamplitude im Schallfeld zu bestimmen gestattet. Es existiert noch ein Abkühlungseffekt, der auch von der Geschwindigkeit abhängt, doch sind seine Eigenschaften noch sehr wenig geklärt; er soll im Zusammenhang mit den thermischen Meßmethoden (ds. Kap., § 7) näher behandelt werden.

§ 4. Messung der Druckamplitude. Neben der Geschwindigkeitsamplitude spielt, wie wir in § 1 dieses Kapitels gesehen haben, als Bestimmungsstück eines Schallfeldes die Druckamplitude eine wesentliche Rolle. Zu ihrer Messung sind außerordentlich zahlreiche Methoden ausgearbeitet worden. Sie beruhen sämtlich darauf, daß unter dem Einfluß der auftreffenden Schalldruckamplitude mechanische Systeme in Schwingungen versetzt werden. Die Größe der Schwingungsamplitude eines solchen Systems ist ja proportional der einwirkenden Kraft und gibt daher unter gewissen, gleich noch zu besprechenden Voraussetzungen ein Maß für den Druck; dies bedeutet, daß die Messung der Druckamplitude des Schalles auf eine Bestimmung von mechanischen Schwingungsamplituden hinausläuft. Als mechanisches System wird in den allermeisten Fällen eine Membran (bzw. Platte) benutzt.

Die Schwingungsamplitude einer Membran kann auf zweierlei Weise, auf optischem oder elektrischem Wege, gemessen werden. Bei der ersten Methode wird die Schwingung direkt durch ein Mikroskop oder mit Hilfe einer Spiegelanordnung sichtbar gemacht. Die zweite Methode verwendet Mikrophone; die Schwingungsamplitude der Mikrophonmembran wird dabei indirekt aus einer Strom- oder Spannungsmessung bestimmt.

Die wichtigste Voraussetzung für beide Methoden ist die Kenntnis der Frequenzkurve der Meßanordnung. Man muß, um aus der Membranbewegung auf den Druck schließen zu können, für jede einzelne Frequenz den Zusammenhang zwischen der erregenden Kraft, d. i. dem Druck, und der hervorgerufenen Amplitude der Membran bzw. der eigentlichen Meßgröße (z. B. Strom, Spannung) kennen. Es ist ja bekannt, daß für eine Resonanzfrequenz die Elongation einer Membran wesentlich größer als für die übrigen Schwingungszahlen ist, gleiche erregende Kraft vorausgesetzt. Der einfachste Weg, für ein mechanisches System eine annähernd geradlinige Frequenzkurve, d. h. gleiche Amplitude für alle Frequenzen bei gleicher erregender Kraft, zu erhalten, besteht darin, die Eigenperiode möglichst hoch, auf jeden Fall höher als den gerade zur Untersuchung benötigten Frequenzbereich zu legen. Dieser Forderung entgegen steht jedoch diejenige nach Empfindlichkeit; je höher die Abstimmung, um so geringer wird die Elongation. Für die elektrischen Methoden ist dies keine so wichtige Frage, da hier die Verstärker mit ihrer weitgehenden Verzerrungsfreiheit zur Verfügung stehen. Dagegen ist die Größe der Empfindlichkeit wesentlich für die optischen Methoden.

a) Optische Methoden. Als Hauptvertreter der optischen Methoden ist das Wiensche Membranmanometer[1]) zu nennen; es besteht im

[1]) M. Wien, Wied. Ann. **36**, 834, 1889.

wesentlichen aus einer hoch abgestimmten Membran, auf der ein Spiegel befestigt ist. Um die Amplitude der Membran zu messen, wird eine geeignete Lichtquelle (geradliniger Teil eines Glühfadens in einer elektrischen Lampe oder dergleichen) über den Spiegel in einem Fernrohr abgebildet; das bei der Bewegung der Membran im Okular des Fernrohrs entstehende Lichtband kann mit Hilfe eines Okularmikrometers ausgemessen und, wenn notwendig, kann hieraus sowie aus der optisch wirksamen Entfernung und der Art der Spiegeldrehung die Amplitude der Membran selbst errechnet werden.

Um die auf die Membran einwirkende Druckamplitude zu bestimmen, geht man nach M. Wien in folgender Weise vor: Unter Vernachlässigung der Dämpfung berechnet sich für die Frequenz ν nach den Gesetzen der erzwungenen Schwingungen eines Massenpunktes die halbe Breite des durch die Membranbewegung erzeugten Lichtbandes s_ν zu $s_\nu = c \frac{P}{\nu_0^2 - \nu^2}$, wobei P die auftreffende Druckamplitude, c eine Konstante und ν_0 die Eigenperiode der Membran bedeuten. Um die Konstante c festzulegen, setzt man die Membran einem bekannten kleinen Gleichdruck P_0 aus; dann ist der Ausschlag, da ν gleich Null wird:

$$s_0 = c \frac{P_0}{\nu_0^2},$$

woraus sich c bestimmt. Bleibt man nun mit der Meßfrequenz ν weit unterhalb der Eigenperiode ν_0, so ist ν^2 neben ν_0^2 zu vernachlässigen; aus dem Ausschlag s_ν und der statischen Eichung ergibt sich dann sofort die Druckamplitude.

Wie schon oben erwähnt, ist der Ausschlag um so geringer, je höher die Eigenschwingungszahl der Membran liegt. Am empfindlichsten wird die Anordnung, wenn die Eigenperiode mit der zu messenden Frequenz übereinstimmt. Ein derartiges System ist jedoch nach dem beschriebenen Verfahren unmittelbar nicht eichbar; es läßt sich jedoch über den Umweg eines Vergleichs mit einem hoch abgestimmten Membranmanometer eichen. Will man die Empfindlichkeit noch weiter steigern, so kann man, wie es bereits M. Wien ausgeführt hat, vor der Membran einen auf die Meßfrequenz abgestimmten Luftresonator anbringen; auch hier ist zur Eichung ein Vergleich mit einer hoch abgestimmten Membran erforderlich.

Der wichtigste Teil der optischen Druckmeßmethoden ist die Spiegelanordnung, für die sehr verschiedene Konstruktionen angegeben worden sind; die wichtigsten von ihnen haben wir bereits bei der Registrierung von Schallvorgängen (Kap. V, § 10) besprochen, worauf an dieser Stelle hingewiesen sei.

Mit dem Wienschen Membranmanometer kann man nicht allein, wie bisher beschrieben, die Druckamplitude eines reinen Tones aus der zugehörigen Breite des Lichtbandes ermitteln; auch zusammengesetzte Schallschwingungen lassen sich ausmessen, indem man die Membranamplitude auf einem bewegten Filmstreifen registriert und das erhaltene Klangbild nach Fourier analysiert (Kap. V, § 10).

b) Elektrische Methoden. Wir wenden uns nunmehr den elektrischen Methoden der Messung der Druckamplitude zu, die heutzutage fast ausschließlich in der akustischen Meßtechnik angewendet werden. Gegenüber der eben behandelten Gruppe besitzen diese Methoden, die den Schall erst in elektrische Ströme umformen, den schon erwähnten großen Vorzug, daß durch die Verwendung von Verstärkerröhren die Empfindlichkeit der Anordnung sehr weit gesteigert werden kann. Ferner geschieht die Messung der entstehenden Wechselströme — dies kann als weiterer Vorteil genannt werden — nach den aus der Schwachstromtechnik her gut bekannten Methoden. Ist der zeitliche Verlauf der Schallschwingungen von Wichtigkeit, wie z. B. für die quantitative Klanganalyse, so benutzt man einen Oszillographen zur Registrierung der Wechselströme (Kap. V, § 10). Andererseits kann man — die optischen Methoden leisten dies nicht — zeitliche Mittelwerte bilden, was für zusammengesetzte Schallschwingungen, Klänge, Geräusche oder dergleichen häufig von Bedeutung ist. So zeigen das Thermoelement oder das Dynamometer, in den Stromkreis des elektrischen Schallaufnahmegeräts eingeschaltet, den zeitlichen Mittelwert des Quadrates des Schallwechseldruckes an, also eine Größe, die proportional der auftreffenden Schallenergie ist. Auch das Röhrenvoltmeter ist als Anzeigeinstrument oft von Vorteil; je nach seiner Einstellung läßt es Mittel- oder Spitzenwerte in der auffallenden Schallkurve ablesen. Die elektrischen Bestandteile der genannten Verfahren, d. h. also die Verstärker und Meßinstrumente, sind heute als praktisch verzerrungsfrei zu bezeichnen; unter Verzerrungsfreiheit seien dabei in diesem Zusammenhang lineares Arbeiten hinsichtlich der Amplitude und gleichmäßige Wirksamkeit für alle Frequenzen verstanden. Erhebliche Schwierigkeiten hinsichtlich der Verzerrungsfreiheit bereiten nur die Schallumwandlungsorgane, die Mikrophone; aber auch hier sind in den letzten Jahren sehr große Fortschritte gemacht worden.

Das in der Fernsprecherei seit ihren Anfängen übliche Kohlemikrophon kommt trotz seiner großen Empfindlichkeit als Meßapparat nur selten in Frage, weil es einmal starke Frequenz- und Amplitudenverzerrungen gibt und weil es außerdem sehr inkonstant ist (Kap. V, § 6). Dagegen sind die elektromagnetischen Mikrophone, die sich aus der Umkehrung des gewöhnlichen Telephons ergeben, verschiedentlich, allerdings mehr für qualitative Messungen verwendet worden, da sie sich im Vergleich zu den Kohlemikrophonen durch erheblich größere Konstanz auszeichnen; um die unter dem Einfluß der auftreffenden Schalldruckamplitude erzeugte EMK festzustellen, kann man z. B. einen Kristalldetektor als Gleichrichter für die Wechselspannung und ein Gleichstromgalvanometer benutzen.

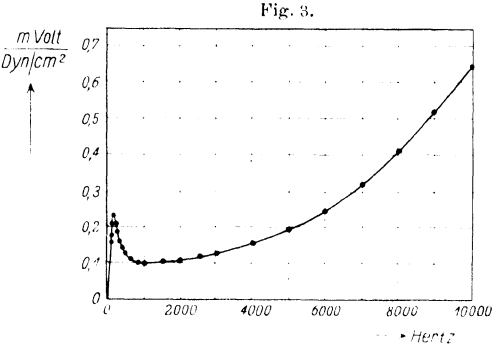
In neuerer Zeit hat sich mehr und mehr das Kondensatormikrophon als Meßapparat eingebürgert, und zwar wird hierzu in der Hauptsache das Kondensatormikrophon in der von Wente angegebenen Form verwendet; es besteht aus einer sehr dünnen, stark gespannten Membran aus Duraluminium oder Stahl, der in einem Abstand von wenigen hundertsteln Millimetern eine feste Platte als Gegenelektrode gegenübersteht (Kap. V, § 7).

Um das Kondensatormikrophon zur quantitativen Messung der Schalldruckamplitude benutzen zu können, muß seine Frequenzkurve bekannt sein. Zu ihrer Aufnahme stehen zwei Methoden zur Verfügung.

Die eine Eichmethode bedient sich des Thermophons, einer thermischen Schallquelle, mit der man eine berechenbare Schalldruckamplitude herstellen kann (Kap. IV, § 15). Man setzt dazu das Thermophon in einen allseitig geschlossenen Hohlraum, dessen eine Seitenwand von der Kondensatormikrophonmembran gebildet wird. Damit an allen Stellen dieses Hohlraumes die gleiche Druckamplitude herrscht, müssen seine Dimensionen noch klein gegenüber der kleinsten vorkommenden Wellenlänge sein. Um diese Forderung auch für die höchsten Frequenzen nicht zu verletzen, füllt man den Hohlraum mit Wasserstoff, der infolge seiner großen Schallgeschwindigkeit eine etwa viermal größere Wellenlänge gegenüber Luft ergibt. Nach der Theorie von Arnold und Crandall sowie E. C. Wente[1]) berechnet sich die vom Thermophon erzeugte Druckamplitude aus der Größe des Hohlraumes, aus der Stärke des hindurchgeschickten Gleich- und Wechselstroms, aus den Wärme-, den elektrischen und geometrischen Daten des verwendeten Leitermaterials sowie den Wärmedaten des umgebenden Gases.

Die Eichung mittels des Thermophons erfolgt zumeist an dem Kondensatormikrophon in Niederfrequenzschaltung (Kap. V, § 7), in der das Mikrophon mit einer Gleichspannung und mit einem hochohmigen Widerstand in Reihe geschaltet ist. Um die Frequenzkurve dieser Kondensatormikrophonanordnung aufzunehmen, läßt man mittels des Thermophons für jede Frequenz auf die Membran des Kondensatormikrophons eine bestimmte Schalldruckamplitude einwirken, die in einem Röhrenvoltmeter, das über einen mehrstufigen Verstärker an den Kondensatormikrophonkreis angeschlossen ist, einen gewissen Ausschlag ergibt. Daraufhin schaltet man das Thermophon ab und legt in den Mikrophonkreis eine Wechselspannung der gleichen Frequenz von solcher Größe, daß der Ausschlag im Röhrenvoltmeter der gleiche wie zuvor ist; dann gibt diese Ersatzspannung die Größe der beim Schallversuch wirksam gewesenen EMK an. Fig. 3 zeigt ein Meßbeispiel, das einer Arbeit von E. C. Wente[2]) entnommen ist. Als Abszissen sind die Schwingungszahlen in

Fig. 3.



Frequenzkurve eines Kondensatormikrophons, aufgenommen mit dem Thermophon.

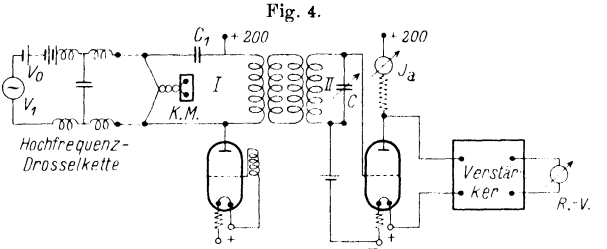
[1]) H. D. Arnold und J. B. Crandall, Phys. Rev. **10**, 22, 1917; E. C. Wente, ebenda **19**, 333, 1922; F. Trendelenburg, Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konzern **3**, 212, 1923.

[2]) E. C. Wente, Phys. Rev. **19**, 498, 1922.

Hertz, als Ordinaten die elektromotorischen Kräfte im Kondensatormikrophonkreis in Millivolt angegeben, wenn das Thermophon für alle Frequenzen eine effektive Druckamplitude von 1 dyn/cm² erzeugt. Fig. 3 zeigt, daß das zur Messung benutzte Kondensatormikrophon, das eine Stahlmembran von etwa 0,005 cm Dicke enthielt, eine Eigenperiode besitzt, die noch oberhalb von 10 000 Hertz liegt; das kleine Maximum bei etwa 200 Hertz beruht auf einem sekundären Effekt, auf der Membrandämpfung durch das Luftpolster zwischen Membran und Gegenplatte [1]). Man sieht aus Fig. 3, daß das Kondensatormikrophon nicht frequenzunabhängig ist; es bereitet jedoch keine Schwierigkeiten, die Verstärkungsziffer des nachfolgenden Verstärkers dem Frequenzgang des Kondensatormikrophons anzupassen, so daß man auf diesem Wege ein frequenzunabhängiges Schallaufnahmegerät bekommt.

Eine andere Schaltung für das Kondensatormikrophon ist die Hochfrequenzanordnung nach Riegger, die wir bereits in Kap. V, § 7 ausführlich besprochen haben und die mit einer kleinen Änderung nochmals in Fig. 4

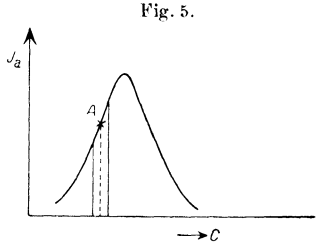
Fig. 4.



Kondensatormikrophon in Hochfrequenzschaltung mit elektrostatischer Eichung.

dargestellt ist; die Änderung, welche der gleich zu besprechenden Eichmethode wegen notwendig ist, besteht darin, daß das Kondensatormikrophon im Summerkreis I und der Einstellungskondensator C im Resonanzkreis II sich befinden, nicht umgekehrt, wie in Kap. V, § 7. Die Wirkungsweise bleibt die gleiche; das Kondensatormikrophon verändert infolge der Schallerregung seine Kapazität und moduliert damit die Schwingungszahl der Hochfrequenz; infolgedessen ändert sich die Stromstärke der Hochfrequenz im Resonanzkreis II, es entsteht in ihm eine amplitudenmodulierte Hochfrequenzschwingung. Die darauf folgende Gleichrichtung durch das zweite Rohr liefert die niederfrequente Wechselspannung, die der Schalldruckamplitude vor der Kondensatormikrophonmembran entspricht. Der Kondensator C wird so eingestellt (Fig. 5), daß man auf etwa $^2/_3$ der Höhe der Resonanzkurve (A) arbeitet. Man kann das Kondensatormikrophon in dieser Hochfrequenzanordnung ebenso wie in der

Fig. 5.



Resonanzkurve zur Hochfrequenzschaltung des Kondensatormikrophons.

[1]) J. B. Crandall, Phys. Rev. **11**, 450, 1918.

Niederfrequenzschaltung mit dem Thermophon eichen; eine wesentlich einfachere Eichmethode, die gerade auf der Hochfrequenzanordnung beruht, haben M. Grützmacher und E. Meyer[1]) angegeben.

An Stelle der akustischen Erregung des Kondensatormikrophons tritt eine rein elektrische, und zwar eine elektrostatische; sie hat den großen Vorteil, daß man die schwierige akustische Messung umgeht, da sich die auf die Kondensatormikrophonmembran ausgeübten Kräfte durch rein elektrische Messungen, durch Voltmeterablesungen, bestimmen lassen. Zur Ausführung dieser Methode dient das in Fig. 4 (links) gezeichnete Zusatzglied. An das Kondensatormikrophon werden (über eine Hochfrequenzdrosselkette) eine Gleichspannung V_0 und eine Wechselspannung $V_1 \sin \omega t$ (ω variabel) angelegt; die elektrostatische Kraft, die dabei auf die Kondensatormikrophonmembran ausgeübt wird, hängt bekanntlich von dem Quadrat der einwirkenden Spannungen ab und läßt sich in der Form $K(V_0 + V_1 \sin \omega t)^2$ darstellen, wobei K durch die geometrischen Dimensionen des Systems Membran–Gegenplatte gegeben ist. Wählt man weiter $V_0 \geqq V_1$, so erhält man als periodischen Anteil der Kraft nur die Größe $2 K V_0 V_1 \sin \omega t$, der gegenüber das Glied $V_1^2 \sin^2 \omega t$ zu vernachlässigen ist. Um den relativen Verlauf der Frequenzkurve zu ermitteln, hat man also nur die Gleichspannung V_0 und die Wechselspannung V_1 für alle Frequenzen konstant zu halten; damit erzielt man eine konstante erregende Kraft. Hat man als Wechselstromgenerator einen Überlagerungssummer (Kap. II, § 5) zur Verfügung, der eine sinusförmige Wechselspannung konstanter Größe für alle Frequenzen von 0 bis 10000 Hertz durch Umdrehung eines Drehkondensators um 180° erzeugt, so kann man die Frequenzkurve automatisch registrierend aufnehmen, so daß diese elektrische Schalleichmethode gegenüber der akustischen Thermophoneichung des Kondensatormikrophons wesentlich einfacher ist.

Während der Eichung liegen an dem Kondensatormikrophon gleichzeitig Hochfrequenz- und Niederfrequenzspannung. Damit keine gegenseitigen Störungen eintreten, sind einige schalttechnische Maßnahmen erforderlich; so verhindert die in Fig. 4 angegebene Drosselkette, daß die Hochfrequenz nach der Seite der niederfrequenten Eichspannung gelangt; andererseits verhütet der Kondensator C_1, der nur eine ganz geringe Kapazität hat und darum für die Niederfrequenz einen hohen Widerstand darstellt, daß die angelegte niederfrequente Wechselspannung über die zum Kondensatormikrophon parallel liegende Schwingspule kurzgeschlossen ist. Damit die niederfrequente Wechselspannung nicht unmittelbar den nachfolgenden Verstärker (durch elektrisches „Übersprechen") beeinflußt, sind die schon eingangs erwähnte Umlegung des Kondensatormikrophons vom Resonanzkreis II in den Schwingungskreis I des Hochfrequenzsummers sowie eine lose Kopplung beider Kreise erforderlich.

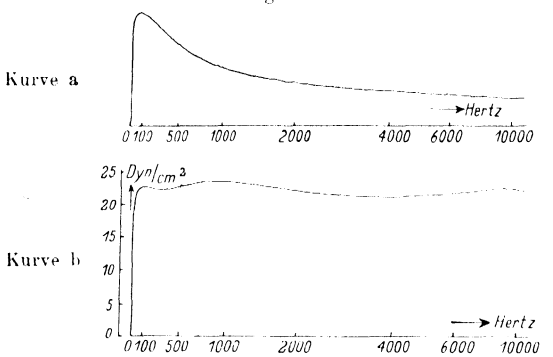
Auch eine absolute Eichung, eine Bestimmung der oben eingeführten Konstanten K, kann man ohne Berechnung aus den geometrischen Dimensionen

[1]) Martin Grützmacher und Erwin Meyer, Elektr. Nachr.-Techn. (ENT) **4**, 203, 1927.

des Kondensatormikrophons in einfacher Weise experimentell durchführen. Man läßt hierzu auf die Membran einen geringen Unterdruck p_0 einwirken, dessen Größe z. B. mit einer Toeplerschen Drucklibelle bestimmt wird. Durch den Unterdruck wird die Membran etwas von der Gegenplatte entfernt; die Kapazität ändert sich, und infolgedessen nimmt auch der Anodenstrom J_a des Gleichrichterrohres einen etwas anderen Wert an (vgl. Fig. 5). Legt man andererseits eine Gleichspannung an das Mikrophon, so wird die Membran von der Gegenplatte angezogen; ein bestimmter Wert V_0 der Gleichspannung bewirkt, daß die Membran in ihre ursprüngliche Ruhelage zurückkehrt, was man daran erkennt, daß der Anodenstrom J_a auch seinen Ausgangswert wieder annimmt. Aus dieser statischen Kompensation eines Gleichdruckes mit einer Gleichspannung bestimmt sich die Konstante K zu $p_0 \cdot V_0^2$.

Fig. 6 zeigt die Frequenzkurven eines in der beschriebenen Weise geeichten Kondensatormikrophongeräts, wobei die Mikrophonmembran einen Radius von 1,2 cm besaß. Kurve *a* gibt in relativem Maßstabe die mit einem

Fig. 6.



Frequenzkurven des Kondensatormikrophongerätes nach Fig. 4.

Röhrenvoltmeter (R.-V.) gemessene Wechselspannung am Ende eines frequenzunabhängigen Widerstandsverstärkers an, wenn an das Kondensatormikrophon eine Gleichspannung und eine konstante Wechselspannung für alle Frequenzen angelegt werden. Man sieht, daß die Empfindlichkeit mit wachsender Frequenz abnimmt, was sich daraus erklärt, daß das zwischen Membran und Gegenplatte gelegene Luftpolster bei dem verwandten Kondensatormikrophon in der Hauptsache eine zusätzliche Elastizität lieferte, die mit steigender Schwingungszahl stark zunahm. Man kann nun diese immerhin noch stark variierende Kurve durch eine einfache Entzerrungsschaltung im Verstärker annähernd in eine gerade Linie überführen; man schließt dazu an den Hochfrequenzteil der Anordnung nicht den frequenzunabhängigen Widerstandsverstärker an, sondern einen solchen, dessen Verstärkungsziffer entsprechend Kurve *a* mit wachsender Frequenz ansteigt; im vorliegenden Falle wurde dies durch Einfügen einer Selbstinduktion geeigneter Größe in den Anodenkreis einer Röhre des Widerstandsverstärkers erreicht. Kurve *b* (Fig. 6) ist die Frequenzkurve eines so

abgeglichenen Kondensatormikrophongeräts, das eine für praktische Zwecke weitaus hinreichende Frequenzunabhängigkeit besitzt.

Sowohl die Eichung mittels des Thermophons wie die eben genannte elektrostatische Eichmethode erfassen nur die Frequenzeigenschaften der Mikrophonmembran, nicht aber das Verhalten des Mikrophons im freien Schallfelde[1]). Sind beispielsweise die Abmessungen des Mikrophons sehr groß, größer als die Wellenlänge der betreffenden Frequenz, so tritt eine merkliche Reflexion des Schalles und damit eine Erhöhung der Druckamplitude ein, die bei vollkommener Reflexion eine Verdopplung sein kann. Von jedem Schallempfänger ist daher außer seiner Frequenzunabhängigkeit auch zu verlangen, daß das Schallfeld durch seine Anwesenheit nicht verzerrt wird. Diese Bedingung läßt sich freilich streng nicht erfüllen; je kleiner man aber das schallaufnehmende Mikrophon macht, um so geringer werden die Verzerrungen. Die durch die Verkleinerung der geometrischen Dimensionen bedingte Verringerung der Empfindlichkeit muß durch eine Vergrößerung der elektrischen Verstärkung kompensiert werden.

Handelt es sich um hochfrequente akustische Schwingungen („Ultraschall") in der Größenordnung von 10^4 bis 10^6 Hertz, wie sie z. B. durch Piezoquarze erzeugt werden, so sind die im vorhergehenden genannten Methoden zur Messung der Schalldruckamplitude nicht brauchbar. Für solche Schallmessungen verwendet man auch den Piezoquarz[2]) als Schallempfänger, der allerdings merklich nur auf Schallwellen von der Frequenz einer seiner mechanischen Eigenschwingungen anspricht.

c) Kompensationsmethoden. Ein Verfahren, das sich wesentlich von den bisher besprochenen Ausschlagsmethoden zur Messung der Schalldruckamplitude unterscheidet, ist die Schallkompensation, die zuerst von E. Gerlach[3]) in die Schallmeßtechnik eingeführt worden ist. Gerlach ging von dem für den Rundfunk entwickelten Bändchenmikrophon (siehe Kap. V, § 7) aus; dieses Mikrophon besteht aus einem dünnen Aluminiumband, das sich zwischen den Polen eines permanenten Magnets befindet. Fällt Schall auf das Bändchen auf, so erzeugt es als Mikrophon durch seine Bewegung im Magnetfelde eine elektromotorische Kraft. Umgekehrt, wird Wechselstrom durch das Bändchen hindurchgeschickt, so gerät es (vgl. Bandlautsprecher, Kap. V, § 17) in Schwingungen und gibt Schall ab. Der Grundgedanke der Schallkompensationsmethode ist nun folgender: Durch den auftreffenden Ton wird eine gewisse (akustische) Kraft auf das Bändchen ausgeübt; man schickt Wechselstrom von der gleichen Frequenz, wie sie der zu messende Ton hat, in das Bändchen hinein, und zwar in solcher Stärke und in solcher Phase, daß die entstehende elektrodynamische Kraft gerade so groß wie die Schallkraft, aber entgegengesetzt wie diese gerichtet ist. Das Bändchen bleibt dann in Ruhe. Um dies festzustellen, hört man in einer

[1]) A. J. Aldridge, The Post Office electrical Engineer's Journal (POEE) **21**, 223, 1928; St. Ballantine, Phys. Rev. **32**, 988, 1928.
[2]) F. W. Hehlgans, Ann. d. Phys. **86**, 587, 1928.
[3]) E. Gerlach, Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konzern **3**, 139, 1923.

kleinen Luftkammer hinter dem Bändchen vermittelst eines Hörschlauchs ab, wobei die Anordnung so getroffen ist, daß kein Schall von außen her in diesen Raum gelangen kann; das Bändchen ist kompensiert, wenn man mit dem Hörschlauch keinen Ton mehr wahrnimmt. Die auf das in Ruhe bleibende Bändchen wirkende Schalldruckamplitude bestimmt sich aus der Stärke des Magnetfeldes und aus der Größe des Kompensationsstromes. Die Kompensationsmethode, die nur reine Töne zu messen erlaubt, läßt sich in einfacher Weise nur anwenden, wenn die den Ton erzeugende Schallquelle auch elektrisch betrieben wird; denn dann entnimmt man die notwendige Kompensationsspannung, die in Phase und Amplitude veränderbar sein muß, dem gleichen elektrischen Generator, d. h. also im Falle der Frankeschen Maschine aus dem zweiten Anker oder im Falle eines Röhrensummers aus einer zweiten angekoppelten Spule über einen geeigneten Phasenschieber, z. B. den Larsenschen Kompensator[1]).

Die Kompensationsmethode ist im Gegensatz zu den oben behandelten Ausschlagsmethoden eine Nullmethode und besitzt infolgedessen auch eine sehr große Genauigkeit. Ihr Hauptvorteil besteht darin, daß die Eigenperioden des Bändchens, das sich während der Messung in Ruhe befindet, gar keine Rolle spielen; die Resonanzstellen haben nur einen Einfluß auf die Empfindlichkeit der Nulleinstellung.

Eine andere Art der Kompensation hat E. Meyer[2]) angegeben; er benutzt dazu das Kondensatormikrophon in der in Fig. 4 dieses Kapitels dargestellten Hochfrequenzschaltung. Ebenso wie dort legt man an das Mikrophon eine Gleichspannung und eine Wechselspannung an, wobei die letztere jetzt in Phase und Amplitude so verändert wird, daß die Membran in Ruhe bleibt. Für diesen Fall ist die Schalldruckamplitude des auftreffenden Tones gleich der elektrostatisch wirkenden Kraft. Die Kompensation der Membranbewegung wird daran erkannt, daß ein im nachfolgenden Verstärker liegendes Telephon schweigt. Die Größe der auftreffenden Schalldruckamplitude ergibt sich aus der angelegten Gleich- und Wechselspannung und läßt sich auf dem Wege der Kompensation eines Gleichdrucks mit einer Gleichspannung (siehe oben) in absolutem Maße (dyn/cm²) angeben.

d) Schalldruck. Im Anschluß an die verschiedenen Methoden zur Bestimmung der Schalldruckamplitude sei hier noch kurz die Messung des Schalldrucks besprochen. Fällt Schall auf eine starre Wand auf, so erhält man in Übereinstimmung mit der Theorie (Berücksichtigung der quadratischen Glieder in den hydrodynamischen Gleichungen) außer dem periodischen Wechseldruck, auf den alle bisher in diesem Paragraphen besprochenen Methoden eingestellt sind, noch einen Gleichdruck, den sogenannten Schalldruck (Kap. II, § 22), der dem Strahlungsdruck der Optik in gewisser Beziehung analog ist. Rayleigh[3]) hat gezeigt, daß seine Größe S durch die Formel $S = {}^1/_2(\varkappa + 1)E$ gegeben ist, wo E die Schallenergiedichte und $\varkappa$ das Verhältnis der spezi-

[1]) Vgl. hierzu z. B. F. Breisig, Theoretische Telegraphie, S. 261 ff. Braunschweig 1924.
[2]) Erwin Meyer, Elektr. Nachr.-Techn. (ENT) **4**, 86 und 509, 1927.
[3]) Lord Rayleigh, Phil. Mag. **10**, 366, 1905.

fischen Wärmen bedeuten; gleichzeitig mit dem Schalldruck — darauf sei hier nur kurz hingewiesen — entstehen, wie E. Waetzmann[1]) gezeigt hat, auch Obertöne und Kombinationstöne, die sich ebenfalls aus dem quadratischen Effekt herleiten lassen. Um den Schalldruck zu messen, benutzt Altberg[2]) einen kleinen, frei beweglichen Kolben, der sich an dem einen Arme einer empfindlichen Torsionswaage befindet; der Kolben ist in eine starre Wand eingelassen; der schmale Schlitz zwischen ihm und der starren Wand ist mit Öl verschlossen. Die gleiche Anordnung verwandte auch Zernow[3]), der die oben genannte Formel prüfte, indem er in einem Resonanzrohr die Schallstärke sowohl mit dem Altbergschen Druckapparat als auch mit dem Wienschen Membranmanometer maß. So einfach die theoretische Deutung des Schalldrucks und so übersichtlich auch die Meßapparatur ist, so kommt doch eine Anwendung für praktische Meßzwecke kaum in Frage, da die auftretenden Druckkräfte als Effekte zweiter Ordnung außerordentlich gering sind.

§ 5. Messung der Bewegungsamplitude. In § 3 dieses Kapitels haben wir eine Methode behandelt, mit der man die Geschwindigkeitsamplitude des Schalles bestimmen kann. Man hat auch versucht, direkt die Bewegungsamplitude der Mediumteilchen, die noch eine anschaulichere Größe ist, zu messen. Wegen der Kleinheit der Elongationen ist dies aber nicht leicht, besonders für die höheren Frequenzen, denn die Amplitude nimmt ja für Töne gleicher Schallenergie umgekehrt proportional mit der Schwingungszahl ab. Da man die Bewegung der Luftteilchen im Schallfelde unmittelbar nicht wahrnehmen kann, bringt man sehr leichte Fremdkörperchen hinein und mißt deren Bewegung. So verwenden Lewis und Farris[4]) Lykopodiumsamen, gegen deren Benutzung für quantitative Zwecke jedoch erhebliche Bedenken[5]) wegen ihrer unregelmäßigen und rauhen Oberfläche geltend gemacht worden sind. Einwandfrei ist die Verwendung von sehr kleinen Öltröpfchen, wie sie Gehlhoff[6]) benutzt hat. Diese Öltröpfchen haben ein spezifisches Gewicht von 0,88 und werden mit einem besonderen Zerstäuber unter einem Drucke von etwa 2,5 Atmosphären hergestellt; ihr Radius beträgt ungefähr $1 \cdot 10^{-4}$ cm. Nach einer Formel von W. König[7]), die allerdings, ähnlich wie diejenige der Rayleighschen Scheibe, nur für ein reibungsfreies, inkompressibles Medium abgeleitet ist, ergibt sich, daß die Öltröpfchen die Amplitude der umgebenden Luftteilchen bei einer Schwingung von 2000 Hertz mit 99 v. H. und bei einer Schwingung von 20000 Hertz noch mit 64 v. H. mitmachen; eine experimentelle Prüfung dieser Zahlen liegt allerdings nicht vor. Die Öltröpfchen werden unter kleinem Drucke in gleichmäßiger Geschwindigkeit durch eine Kammer geblasen, während sie in der dazu senkrechten Richtung der Einwirkung des Schalles ausgesetzt sind. Die Bahn, die sie unter der

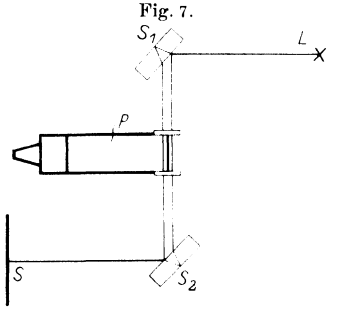
[1]) E. Waetzmann, Physikal. Zeitschr. **21**, 122, 1920.
[2]) W. Altberg, Ann. d. Phys. **11**, 405, 1903.
[3]) W. Zernow, ebenda **21**, 131, 1906.
[4]) E. P. Lewis und L. P. Farris, Phys. Rev. **6**, 491, 1915.
[5]) W. König, Ann. d. Phys. **49**, 648, 1916.
[6]) K. Gehlhoff, Zeitschr. f. Phys. **3**, 330, 1920.
[7]) W. König, Ann. d. Phys. **42**, 367, 1891.

Wirkung der beiden Kräfte beschreiben, also der zeitliche Verlauf der Elongation, wird mit einer sehr lichtstarken ultramikroskopischen Anordnung photographisch aufgezeichnet. Die so aufgenommenen Kurven stellen nicht das Klangbild im üblichen Sinne dar, da ja die Bewegungsamplitude, nicht die Geschwindigkeits- oder die Druckamplitude, registriert wird. Um auf Grund einer solchen Schallaufnahme über die Stärke der einzelnen Teiltöne eine Aussage machen zu können, muß man die aus den Kurven gewonnenen Amplituden noch mit den jeweiligen Frequenzen multiplizieren.

Außer der Gehlhoffschen Methode sind noch einige elektrische Methoden zur Messung der Bewegungsamplitude zu nennen. So erzeugt das Kathodophon (Kap. V, § 7), wenn es mit geringen Anodenspannungen und verhältnismäßig großem Abstand Kathode–Anode betrieben wird, bei Schalleinwirkung eine EMK, die unmittelbar ein Maß für die Elongation der Luftteilchen darstellt[1]). Auch das Bändchenmikrophon (Kap. V, § 7) mit einem extrem dünnen Bändchen, das auf beiden Seiten der Schalleinwirkung ausgesetzt ist, gehört, akustisch gesprochen, zu den Bewegungsempfängern; allerdings ist seine EMK aus elektrischen Gründen (Induktionswirkung, ds. Kap., § 2) proportional der Geschwindigkeitsamplitude des Schalles.

§ 6. Messung der Dichteamplitude. Mit der Änderung des Druckes in einem Medium ist eine Änderung der Dichte verbunden; auch diese Dichteschwankung kann als Grundlage eines Schallmeßverfahrens dienen. Man braucht hierzu optische Hilfsmittel; denn die Dichteänderung hat eine entsprechende Änderung des Brechungsquotienten des Mediums zur Folge, die mit einer optischen Interferenzanordnung nachweisbar ist. Die Grundlage zu dieser Methode stammt von Toepler und Boltzmann[2]); von Raps[3]) ist sie weiter vervollkommnet worden. Die von Raps ausgearbeitete Anordnung ist in Fig. 7 dargestellt. Der eine Lichtstrahl eines Jaminschen Interferentialrefraktors (S_1 und S_2 zwei planparallele Platten) geht durch ruhende, nicht vom Schall erfüllte Luft hindurch, während der zweite Strahl das Schallfeld — in dem der Zeichnung zugrunde liegenden Falle den Druckbauch einer gedackten Lippenpfeife (P) — durchsetzt. Die Vereinigung beider Strahlen läßt Interferenzstreifen in S entstehen, die sich beim Anblasen der Pfeife entsprechend der am Druckbauch herrschenden Dichteänderung hin und her bewegen und auf einem bewegten Filmstreifen registriert werden können. Da die Dichte unmittelbar dem Drucke proportional ist (ds. Kap., § 1), erhält man auf diesem Wege, anders

Fig. 7.



Messung der Dichteamplitude mit dem Jaminschen Interferentialrefraktor.

[1]) Erwin Meyer, Elektr. Nachr.-Techn. (ENT) **6**, 17, 1929.
[2]) A. Toepler und L. Boltzmann, Ann. d. Phys. **141**, 321, 1870.
[3]) A. Raps, Wied. Ann. **50**, 193, 1893.

als nach der im vorhergehenden Paragraphen angegebenen Gehlhoffschen Methode, ein wirkliches Klangbild des Schallvorganges. Raps hat auch versucht, mit der beschriebenen Interferenzanordnung Vokale aufzunehmen; doch reichte trotz sehr lauter Aussprache derselben die Empfindlichkeit der Apparatur nicht hin. Dieser Mangel an Empfindlichkeit ist leider der große Nachteil der beschriebenen Methode, so bestechend auch die prinzipielle Anordnung infolge des Fehlens jeglicher mechanischen Trägheit und Frequenzabhängigkeit ist.

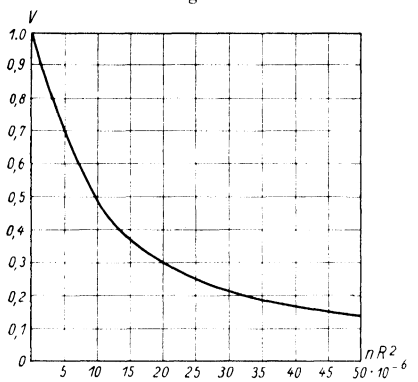
§ 7. Thermische Meßmethoden (Messung der Temperaturamplitude). Schallwellen können auf zweierlei Weise thermisch wirksam sein. Einmal treten, weil der Schallvorgang adiabatisch verläuft, im Medium selbst Temperaturänderungen auf, die der Messung zugänglich sind. Andererseits kann die Bewegung der Luftteilchen ein bestehendes thermisches Gleichgewicht ändern, z. B. kann die Temperatur eines im Schallfeld befindlichen Körpers, der wärmer als die Umgebung ist, durch Abkühlung erniedrigt werden. Beide Effekte sind grundverschieden. In stehenden Wellen spricht ein Empfänger der ersten Art maximal im Druckbauch, ein Empfänger der zweiten Art maximal im Geschwindigkeitsbauch an. In der Ausführung besitzen beide Methoden insofern eine gewisse Ähnlichkeit, als die eintretenden Temperaturänderungen zumeist elektrisch mit dem Widerstandsthermometer gemessen werden.

Der erste Weg ist bisher sowohl theoretisch als auch experimentell am besten durchgebildet; er ist zum ersten Male von Neuscheler[1]) und Heindlhofer[2]) für sehr tiefe Frequenzen (unter 100 Hertz) benutzt worden. Waetzmann und Friese[3]) haben später die Theorie weiter durchgeführt und haben in einem größeren Frequenzbereich (400 bis 1000 Hertz) durch Vergleich mit anderen Verfahren die Bestimmung der Temperaturamplitude in Schallwellen für Meßzwecke geeignet gefunden. Ihre Versuchsanordnung ist die folgende: Ein abstimmbares Kundtsches Glasrohr wird in Resonanz durch ein von einem Röhrengenerator betriebenes Telephon erregt. In einem Druckbauch, beispielsweise am verschlossenen Ende des Glasrohres, werden die Temperaturamplitude mit einem Widerstandsthermometer und zugleich die Druckamplitude mit einem Wienschen Membranmanometer (ds. Kap., § 4) gemessen; beide Größen werden nach dem in § 1 gegebenen Zusammenhang zwischen Druck und Temperatur verglichen. Das Widerstandsthermometer selbst besteht aus einem wenige Zentimeter langen, sehr dünnen Wollastondraht von etwa 3 bis 5 μ Durchmesser und liegt in dem einen Zweig einer Wheatstoneschen Brückenschaltung. In der Diagonalen befindet sich ein Verstärker, mit dem die unter der Wirkung des Schalles eintretenden Widerstands- bzw. Spannungsänderungen verstärkt und mit einem Oszillographen oder einem Elektrodynamometer gemessen werden. Die Theorie zeigt, daß die Temperaturamplitude des Wollastondrahtes um so größer wird, je kleiner sein Drahtdurchmesser ist, da er dann infolge seiner geringeren Wärmeträgheit besser den Temperatur-

[1]) K. Neuscheler, Diss. Tübingen, 1910. Ann. d. Phys. **34**, 131, 1911.
[2]) K. Heindlhofer, Ann. d. Phys. **37**, 247, 1912; **45**, 259, 1914.
[3]) J. Friese und E. Waetzmann, Zeitschr. f. Phys. **29**, 110, 1924; **31**, 50, 1925; **34**, 331, 1925; Ann. d. Phys. **76**, 39, 1925.

amplituden des umgebenden Mediums folgen und damit seinen Widerstand ändern kann; die Wirksamkeit des Widerstandsthermometers sinkt auch mit wachsender Frequenz, weil für höhere Schwingungszahlen die Zeit für den Temperaturausgleich zwischen Luft und Draht immer geringer wird. Fig. 8 gibt den von Waetzmann und Friese gefundenen Zusammenhang zwischen dem Quotienten V „Luft- zu Drahttemperaturamplitude" sowie der Schallfrequenz n und dem Radius R des Widerstandsdrahtes an. Die Empfindlichkeit eines solchen „Thermomikrophons", das auf die adiabatischen Temperaturamplituden anspricht, ist sehr klein; selbst bei den großen Druckamplituden von fast 1000 dyn/cm² ergeben sich nur Wechselspannungen in der Größenordnung 10^{-4} bis 10^{-5} Volt.

Fig. 8.



Verhältnis „Luft- zu Temperaturamplitude" des Thermomikrophons in Abhängigkeit von der Frequenz n und dem Drahtradius R nach Waetzmann und Friese.

Für die eben beschriebene Methode, die Bestimmung der Temperaturamplitude, ist es notwendig, durch den Wollastondraht Gleichstrom hindurchzuschicken; dieser Gleichstrom wird jedoch sehr klein gehalten, so daß keine merkliche Erwärmung des Drahtes eintritt, und dient meßtechnisch nur dazu, die Widerstandsänderungen des Drahtes in Spannungsänderungen umzusetzen. Anders liegen die Verhältnisse für den zweiten oben genannten Effekt; für ihn ist eine wesentliche Vorbedingung, daß der Widerstandsdraht gegenüber der Umgebung eine merklich höhere Temperatur besitzt. Setzt man einen so durch Gleichstrom vorgeheizten Draht einem einseitig gerichteten Gleichluftstrom aus, so tritt eine Abkühlung und infolgedessen eine Widerstandsabnahme ein, die um so größer wird, je höher die Geschwindigkeit des Luftstromes ist. Die Widerstandsabnahme weist man entweder in einer Wheatstoneschen Brücke oder direkt durch die Zunahme der Stromstärke in dem Gleichstromkreis nach. Die Abkühlung des Widerstandsdrahtes tritt, da sie von der Richtung der Luftbewegung unabhängig ist, nicht nur in einem Luftstrom konstanter, sondern auch wechselnder Richtung, d. h. bei einer Schallschwingung, auf. In stehenden Wellen ist dieser Effekt maximal im Geschwindigkeitsbauch vorhanden, im Gegensatz zu dem vorher behandelten adiabatischen Temperatureffekt, der im Druckbauch seine größte Stärke hat.

Um aus der Größe der Widerstandsabnahme auf die Geschwindigkeitsamplitude und damit auf die Schallstärke schließen zu können, hat man versucht, den Widerstandsdraht mit einem Gleichluftstrom bekannter Geschwindigkeit zu eichen[1]). Wieweit diese Eichung jedoch für Schallschwingungen Gültigkeit hat, ist nicht bekannt; insbesondere weiß man nicht, ob für ver-

[1]) Vgl. hierzu G. Goldbaum und E. Waetzmann, Zeitschr. f. Phys. 1929.

schieden hohe Töne konstanter Geschwindigkeitsamplitude die Abkühlung gleich groß ist. Die Anwendung der Methode beschränkt sich außerdem auch auf recht große Schallstärken, wie sie nur von starken Schallsendern geliefert werden; für solche Sender ist der Abkühlungseffekt beispielsweise von Spaeth[1]) zur Bestimmung des Wirkungsgrades benutzt worden.

Braucht man größere Empfindlichkeit, so muß man Resonatoren, am besten Doppelresonatoren, die auf die zu messende Frequenz abgestimmt sind, zur Verstärkung heranziehen. Das Widerstandsthermometer wird dann an die Stelle größter Geschwindigkeitsamplitude, d. h. also in den Hals des Doppelresonators, gesetzt. Derartige Anordnungen, die eine ziemlich scharfe Selektivität haben, sind z. B. von Tucker und Paris[2]) für Abhörzwecke im Kriege verwendet worden. Etwas Ähnliches führt H. Sell[3]) in Verbindung mit der Schalldüse aus. Es ist bekannt, daß beim Austreten von Schall aus einer engen Öffnung (Düse), insbesondere auch aus der Öffnung eines Resonators, ein konstanter Luftstrom sich bildet, der durch eine Art Gleichrichtung aus dem periodischen Schallströmungsvorgang entsteht (Kap. II, § 24). Die Größe dieses Luftstromes hängt mit der Schallerregung zusammen und läßt sich ebenfalls durch die Abkühlung eines vorgesetzten Widerstandsdrahtes messen; eine quantitative Schallmeßmethode ist dies jedoch nicht, da die Beziehungen zwischen Schallerregung, Gleichluftstrom und Abkühlung nicht bekannt sind.

Außer der konstanten Abkühlung erfährt der vorgeheizte Widerstandsdraht beim Auftreffen von Schall noch eine periodische Temperaturänderung. Um dies zu veranschaulichen, nehmen wir einmal an, daß der Schall ein reiner Ton von der Kreisfrequenz ω ist. Im Verlauf einer Periode muß die Abkühlung, die ja von der Bewegungsrichtung der Luftteilchen nicht abhängt, zweimal ein Maximum erreichen, also periodisch mit $2\,\omega$ sein. Die Abkühlung ist eine quadratische Funktion der Geschwindigkeit; die Temperaturänderung des Drahtes erfolgt nicht nach der Funktion $\sin \omega t$, sondern etwa nach $\sin^2 \omega t$. Nun ist $\sin^2 \omega t$ gleich $\frac{1 - \cos 2\,\omega t}{2}$; man erkennt daher, daß außer einer konstanten Abkühlung, die wir eben behandelt haben, noch mit der Frequenz $2\,\omega$ periodisch veränderliche Glieder auftreten. Die hieraus sich ergebenden Temperaturänderungen des Widerstandsdrahtes lassen sich ohne weiteres nachweisen, da sie Wechselspannungen erzeugen, die man in bekannter Weise verstärken kann. Doch erhält man auf diesem Wege eine verzerrte Abbildung der Schallschwingungen in Wechselströme; denn die Stromfrequenz ist um eine Oktave gegenüber der Schallfrequenz erhöht. Diese Verzerrung läßt sich jedoch durch einen einfachen Kunstgriff beseitigen. Ebenso wie man bei einem elektromagnetischen Telephon dem magnetischen Wechselfluß einen permanenten Magnetfluß durch Benutzung eines permanenten Magnets an Stelle von Weicheisen überlagern muß, um bei einem sinusförmigen Strom die zweimalige Anziehung der Telephonmembran innerhalb einer

[1]) W. Spaeth, Zeitschr. f. techn. Phys. **6**, 372, 1925.
[2]) W. S. Tucker und E. T. Paris, Phil. Trans. **221**, 389, 1921; siehe auch E. G. Richardson, Proc. Roy. Soc. **112**, 522, 1926.
[3]) H. Sell, Zeitschr. f. techn. Phys. **5**, 573, 1924; **8**, 222, 1927.

Periode zu vermeiden, so kann man auch auf den Widerstandsdraht außer den Schallschwingungen noch einen konstanten Gleichluftstrom von derselben Richtung, wie sie der Schall hat, einwirken lassen. Bedingung für Verzerrungsfreiheit ist hier wie da, daß Vormagnetisierung bzw. Gleichluftstrom sehr groß gegenüber den Wechselanteilen sind; durch die „Vorspannung" erhält man gleichzeitig auch eine Steigerung der Empfindlichkeit. Theoretisch läßt sich noch über diesen Effekt ebenso wie über die konstante Abkühlung wenig aussagen; einige theoretische Ansätze und experimentelle Bestätigungen finden sich in zwei Arbeiten von A. v. Hippel[1]).

§ 8. Subjektive Schallmeßmethoden (Messung der Lautstärke). Wenn es sich darum handelt, an Stelle der objektiven Schallstärke irgend eines Schalles die Größe der subjektiv im menschlichen Gehörorgan hervorgerufenen Lautstärke anzugeben, so sind die bisher behandelten objektiven Meßverfahren unbrauchbar. Man kann zwar nach einer der angegebenen Methoden die effektive Druckamplitude des Gesamtschalles bestimmen, man kann auch unter Zuhilfenahme der Methoden der Klanganalyse die Druckamplituden der einzelnen Teiltöne des zu messenden Klanges festlegen, doch ist es bis jetzt noch nicht möglich, aus dem „Druckspektrum" eines Klanges auf seine Lautstärke zu schließen. Es sind zwar in dieser Hinsicht einige Untersuchungen angestellt worden, unter denen vor allem diejenigen von Steinberg[2]) und Barkhausen[3]) genannt seien. Der erstere hat auch eine Formel aufgestellt, nach der man bei bekannter spektraler Verteilung der Teiltöne unter Berücksichtigung der verschiedenen Empfindlichkeit des Ohres für die verschiedenen Tonhöhen und Tonstärken die Lautstärke eines Klanges errechnen kann; doch hat die experimentelle Prüfung nur eine beschränkte Gültigkeit ergeben.

Will man daher über die Lautstärke eines Schalles eine Aussage machen, so bleibt nur übrig, einen Normalschall in verschiedenen Schallstärkestufen zu definieren und dann durch einfachen subjektiven Hörvergleich den zu messenden Schall als gleich laut mit einer bestimmten Stufe des Normalschalles zu setzen. Daß solche Lautstärkevergleiche mit dem Ohr überhaupt möglich sind und reproduzierbare Resultate ergeben, hat man erst in den letzten Jahren durch Untersuchungen festgestellt, die von verschiedenen Stellen in Angriff genommen worden sind. Es hat sich gezeigt, daß solche Messungen auf Lautstärkegleichheit, gleichgültig, ob die beiden zu vergleichenden Schalle rasch nacheinander einem Ohr oder gleichzeitig beiden Ohren dargeboten werden, zwar eine gewisse Übung und Aufmerksamkeit erfordern, aber auch eine für viele Zwecke hinreichende Genauigkeit liefern. Die beiden Schalle können dabei ganz verschiedene Klangfarbe haben, sie können Töne, Klänge oder Geräusche sein; allerdings muß man hinzufügen, daß sich der Abgleich um so leichter durchführen läßt, je ähnlicher die Klangfarben sind.

---

[1]) A. v. Hippel, Ann. d. Phys. **75**, 521, 1924; **76**, 590, 1925.
[2]) H. Fletcher und J. C. Steinberg, Phys. Rev. **24**, 306, 1924; J. C. Steinberg, ebenda **26**, 507, 1925.
[3]) H. Barkhausen und G. Lewicki, Physik. Zeitschr. **25**, 537, 1924; H. Barkhausen und H. Tischner, Zeitschr. f. techn. Phys. **8**, 215, 1927.

Schallmeßverfahren, die auf Lautstärkevergleichen beruhen, werden schon seit langem in der Fernsprechtechnik angewendet, z. B. um die in den Fernsprechkabeln von benachbarten Starkstromleitungen induzierten Störgeräusche in ihrer Stärke zu bestimmen. Küpfmüller[1]) benutzt hierzu als Normalschall einen reinen Ton der Frequenz 800 Hertz, wobei als Schallquelle ein Telephon dient; da ein Telephon weitgehend linear arbeitet, ist die auf das Ohr einwirkende Druckamplitude des Normaltons der jeweils angelegten Spannung proportional. Die Messung geht so vor sich, daß man an dasselbe Telephon Störspannung und Normaltonspannung anlegt und unter dauerndem Umschalten bei Variierung der letzteren die Lautstärken von Störgeräusch und Normalton einander gleichmacht. Als Maß für das Störgeräusch wird die Spannung des Normaltones an den Telephonklemmen definiert.

Eine ähnliche Anordnung hat schon vorher Donald Mackenzie[2]) bei seinem Lautstärkevergleich von reinen Tönen verschiedener Tonhöhe benutzt. Als Normalton wählt er die Frequenz 700 Hertz, mit der alle anderen Tonhöhen verglichen werden. Beide Töne, elektrisch in einem Telephon erzeugt, werden abwechselnd als Triller etwa 12 mal in der Sekunde dem Ohre dargeboten. Solange ein Ton lautstärker als der andere ist, verschmilzt der Triller nicht zu einem einheitlichen Ganzen. Man hört die Unterbrechungen des lautstärkeren Tones, der schwächere Ton tritt zurück. Diese Einstellung auf Verschmelzung der beiden Töne wird als ziemlich genau angegeben; die Abweichungen in den Resultaten eines Beobachters sollen 4 v. H. nicht überschreiten. Die Anordnung von Donald Mackenzie kann man in Anlehnung an das Flickerphotometer, das man mit Erfolg zur Lösung der entsprechenden optischen Aufgabe, der heterochromaren Photometrie, eingeführt hat, als Flickerphonometer bezeichnen.

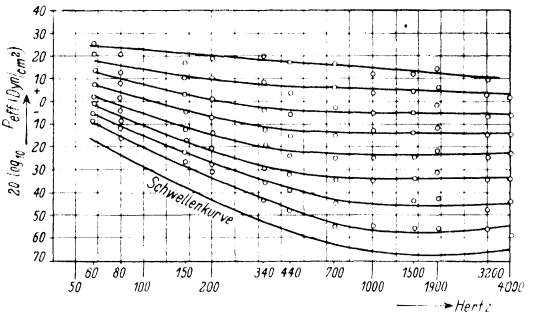
Fletcher befaßt sich in seinen Untersuchungen[3]) mit Lautstärkevergleichen von zusammengesetzten Schallen untereinander und mit reinen Tönen. Interessant ist an seinen Resultaten, daß im allgemeinen zwei zusammengesetzte Klänge, die für ein bestimmtes Verhältnis der Schallintensitäten gleiche Lautstärke besitzen, bei genau proportionaler Erhöhung der Schallstärke verschieden lautstark werden, obwohl die relativen Stärken der einzelnen Teiltöne nicht verändert werden; ausgenommen davon sind Klänge mit annähernd gleichen Klangfarben. Als Standardton zum Lautstärkevergleich wählt Fletcher ebenso wie D. Mackenzie einen reinen Ton von 700 Hertz, mit dem er die zu untersuchenden Klänge vergleicht; die Lautstärke (L) dieses Normaltones wird entsprechend dem Weber-Fechnerschen Gesetz (Kap. II, § 6) durch eine logarithmische Beziehung $L = 60 + 20 \cdot \log p$ definiert, wobei p die jeweilige (effektive) Druckamplitude des Tones bezeichnet. Da die Schwellendruckamplitude von 700 Hertz genau 0,001 dyn cm^2 ist, muß L für diesen Wert gleich 0 sein, was nach der angegebenen Gleichung auch erfüllt ist.

---

[1]) K. Küpfmüller, Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konzern **3**, 153, 1924.
[2]) D. Mackenzie, Phys. Rev. **20**, 331, 1922.
[3]) H. Fletcher, Journ. Franklin Inst. 1923, S. 289.

Lautstärkevergleiche von reinen Tönen hat neuerdings auch Kingsbury[1]) mit ähnlichen Methoden wie den eben genannten ausgeführt. Von seinen Ergebnissen sei Fig. 9 hier wiedergegeben; sie stellt die Kurven gleicher Lautstärke für reine Töne dar. Die Abszissen sind die Frequenzen in Hertz; als Ordinaten sind die Druckamplituden, die jeweils für die einzelnen Tonhöhen gleiche Lautstärke ergeben, in logarithmischem Maßstabe (20facher Wert des Logarithmus der effektiven Druckamplitude) aufgetragen. Eine Kurve gleicher

Fig. 9.



Kurven gleicher Lautstärke für reine Töne.

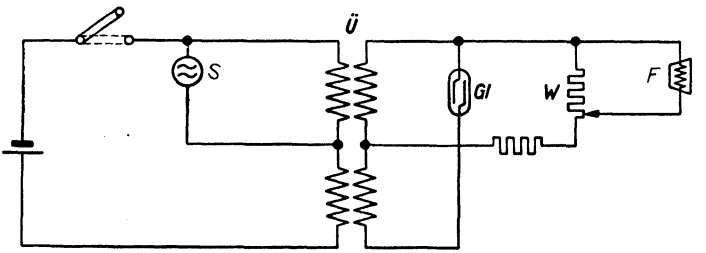
Lautstärke ist beispielsweise auch die Schwellenkurve, welche die eben hörbare Lautstärke angibt. Man erkennt, daß bei allmählicher Erhöhung der Druckamplitude über den Schwellenwert die Lautstärken für die verschiedenen Tonhöhen nicht in gleichem Verhältnis steigen; gleiche Vielfache des Schwellendruckes ergeben nicht die gleiche Lautstärke. Um eine bestimmte Lautstärke zu erreichen, bedarf es vielmehr für die höheren Frequenzen einer wesentlich stärkeren Zunahme der Druckamplitude gegenüber dem Schwellendruck als für die tiefen Töne.

Zum Vergleich von Lichtstärken hat man in der Optik die Hefnerkerze eingeführt; für den analogen akustischen Zweck hat Barkhausen[2]) einen kleinen Summerunterbrecher mit Telephon angegeben, der einen obertonreichen Klang auf einer Grundfrequenz von etwa 500 Hertz erzeugt. Die Schaltung dieses Schallmessers und seine äußere Ansicht sind in Fig. 10 und 11 dargestellt. Der elektromagnetische Summer (S) wird von einer Trockenbatterie (4,5 Volt) betrieben; auf der Sekundärseite des Übertragers ($\ddot{U}$) liegt außer einer Glimmlampe (Gl), die selbsttätig die Spannung konstant hält, ein in 15 Stufen unterteilter Meßwiderstand (W), parallel zu dem sich der Meßfernhörer (F) befindet, der den Normalschall erzeugt. Die Stufen des Meßwiderstandes sind so eingerichtet, daß die elektrische Spannung am Fernhörer nach Potenzen von 2 fortschreitet, d. h. also, daß bei einer Erhöhung oder Erniedrigung um eine Stufe die jeweilige Spannung sich verdoppelt bzw. halbiert. Die Skala ist in dieser Weise logarithmisch unterteilt,

[1]) B. A. Kingsbury, Phys. Rev. **29**, 588, 1927.
[2]) H. Barkhausen, Zeitschr. f. techn. Phys. **7**, 599, 1926; Verein deutsch. Ing. **71**, 1471, 1927.

weil entsprechend dem Weber-Fechnerschen Gesetz die subjektive Lautstärke annähernd mit dem Logarithmus der objektiven Schallstärke sich ändert. Der Unterschied zwischen zwei Stufen wird von Barkhausen als „Phon" bezeichnet; die Stellung 1 (1 Phon) entspricht dem Schwellenwert

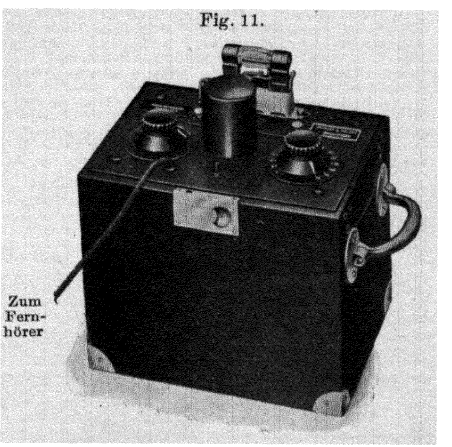
Fig. 10.



Geräuschmesser nach Barkhausen.

der Hörempfindung, die Stellung 15 (15 Phon) etwa der Fühlgrenze (Schmerzempfindung). Die Einstellung auf Lautstärkegleichheit geschieht etwas anders als nach den bisher beschriebenen Methoden. Man hört auf dem einen Ohre den zu messenden Schall, während der Meßfernhörer mit dem Normalschall auf das andere Ohr einwirkt. Man stellt diejenige Phonzahl ein, bei welcher die Schalle gleich laut erscheinen. Die Genauigkeit eines solchen Lautstärkevergleiches wird im günstigsten Falle zu etwa 0,2 Phon angegeben. Barkhausen verwendet im Gegensatz zu den bisher genannten Verfahren als Vergleichsschall keinen reinen Ton, sondern einen zusammengesetzten Klang, wie ihn der Summerunterbrecher liefert, da sich die Lautstärkegleichheit mit einem solchen Klang besser als mit einem reinen Tone, auch bei sehr abweichender Klangfarbe des zu messenden Schalles, einstellen lassen soll. Der Barkhausensche Geräuschmesser ist wegen seiner Handlichkeit für praktische Messungen der Lautstärke von Geräuschen aller Art außerordentlich bequem und darum verschiedentlich[1]) schon zu Zwecken der Lärmfeststellung und Lärmbekämpfung in geräuschvollen Betrieben benutzt worden.

Fig. 11.



Äußere Ansicht des Geräuschmessers nach Barkhausen.

[1]) H. Fassbender und K. Krüger, Zeitschr. f. techn. Phys. 8, 277, 1927; H. Zickendraht, Verhandl. d. naturforsch. Gesellsch. Basel 38, 213, 1927.

Siebentes Kapitel.

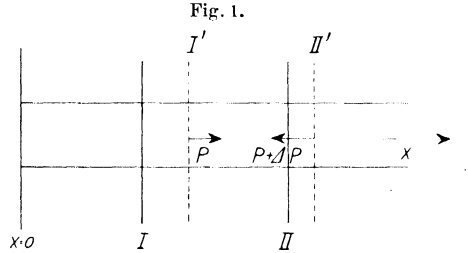
Ausbreitung des Schalles.

A. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit [1]).

§ 1. Berechnung der Schallgeschwindigkeit. In Kapitel I ist die Wellennatur des Schalles besprochen worden. Man kann je nach der Form der sogenannten Wellenflächen verschiedene Arten von Wellen unterscheiden. Unter Wellenflächen versteht man diejenigen Flächen im Raume, die senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung des Schalles liegen und Punkte gleichen Schwingungszustandes verbinden. Diese Wellenflächen können sehr verschiedene Formen haben. Besonders einfache Formen sind die Ebene, die Kugel und allenfalls der Zylinder. Deshalb operiert man besonders gern mit ebenen oder mit Kugelwellen. Eine ebene Welle würde erzeugt werden durch eine unendlich ausgedehnte Ebene, die parallel mit sich schwingt; unendlich ausgedehnt muß die Ebene angenommen werden, weil am Rande Komplikationen eintreten würden. Eine Kugelwelle würde durch eine pulsierende (atmende) Kugel erzeugt werden und eine Zylinderwelle durch einen pulsierenden Zylinder.

Wir wollen berechnen, wie die Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer ebenen Longitudinalwelle von den Eigenschaften des (homogenen) Mediums, in dem sie abläuft, abhängt. Wir beschränken uns auf den Fall, daß das Medium in Form eines Zylinders gegeben ist, längs dessen Achse die Welle abläuft, und wir sehen von Randkorrektionen ab. Der Zylinder bestehe zunächst aus festem elastischen Material. Seine Achse sei die x-Achse, sein Querschnitt sei q. Die eine Endfläche liege bei $x = 0$ (Fig. 1). Wir denken uns durch zwei parallele Ebenen I und II senkrecht zur x-Achse ein Volumenelement aus dem Zylinder herausgeschnitten. Um die Teilchen, die sich in diesem Volumenelement befinden, solange keine Welle erregt ist, nachher wieder zu erkennen, denken wir sie uns etwa rot gefärbt. Die Ruhekoordinaten

Fig. 1.



Kräfte am Volumenelement.

[1]) Bearbeitet von E. Waetzmann und Dr. J. Friese in Breslau.

der in den Ebenen I bzw. II befindlichen Teilchen seien $x = a_1$ bzw. $x = a_2$. Dabei sei $a_2 - a_1 = \Delta a$ eine kleine Größe. Die Dichte des Mediums im Ruhezustande sei ϱ_0, dann ist die im Ruhezustande in unserem Volumenelement enthaltene Masse $\varrho_0 q \Delta a$.

Die in der Endfläche des Zylinders bei $x = 0$ liegenden Teilchen werden, etwa durch einen Schlag mit einem Hammer, ein wenig aus ihrer Ruhelage verschoben, womit eine Deformation und ein gewisser Druck- oder Spannungszustand Hand in Hand gehen. Diese Deformation, oder wir können auch sagen, die den Teilchen erteilte Elongation oder der Druck, kurzum irgend ein „Zustand" läuft längs des Zylinders ab. Aus der experimentellen Erfahrung heraus machen wir die Annahme, daß dieser Ablauf mit konstanter Geschwindigkeit c vor sich geht. In einem bestimmten Zeitmoment werden dann die Teilchen aus der Ebene I um den Betrag ihrer Elongation ξ_1 nach I', die der Ebene II um $\xi_2 = \xi_1 + \Delta \xi_1$ nach II' verschoben sein. In I' herrsche jetzt der Druck P, in II' der Druck $P + \Delta P$. Es wirkt also auf das (von den roten Teilchen gebildete) Massenelement einmal von beiden Seiten pro Querschnittseinheit eine deformierende Kraft P und zweitens ein Kraftüberschuß in der einen Richtung, also eine beschleunigende Kraft ΔP. Für die deformierende Kraft setzen wir das Hookesche Gesetz an, das den Zusammenhang dieser Kraft mit den Dimensionen und mit den elastischen Eigenschaften des deformierten Körpers gibt; für die beschleunigende Kraft setzen wir das Newtonsche Kraftgesetz an, das die Größe der Beschleunigung durch die Größe der wirkenden Kraft und der beschleunigten Masse ausdrückt. Mit Hilfe dieser beiden Beziehungen läßt sich die Schallgeschwindigkeit c berechnen.

Wir denken uns alle in Betracht kommenden Größen, Elongation ξ, Schwingungsgeschwindigkeit u und Druck P als Funktionen der Ruhekoordinaten a der Teilchen gegeben. $\xi = \xi(a, t)$, $u = u(a, t)$, $P = P(a, t)$, wobei t die Zeit bedeutet.

Nach Newton ist

$$\varrho_0 \Delta a\, b = -\Delta P \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

wenn b die Beschleunigung bedeutet. Da ξ und u als Funktionen der Ruhekoordinaten der betrachteten Teilchen gegeben sind, ist die Beschleunigung streng gleich dem zweiten partiellen Differentialquotienten von ξ nach t. Ebenso wird, wenn wir zu unendlich kleinem Δa übergehen, $\Delta P/\Delta a$ streng gleich dem partiellen Differentialquotienten $\partial P/\partial a$. Also gilt

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -\frac{1}{\varrho_0}\frac{\partial P}{\partial a} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Nach Hooke ist die durch die Kraft pro Querschnittseinheit hervorgerufene Verlängerung eines Stabes proportional dieser Kraft und proportional der Länge des Stabes, wobei die Proportionalitätskonstante der reziproke Wert des Elastizitätsmoduls E ist. Also gilt

$$\Delta \xi = -\frac{1}{E} P \Delta a \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

Beim Grenzübergang auf unendlich kleines Δa wird

$$\frac{\partial \xi}{\partial a} = -\frac{1}{E} P \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

Hierbei ist die Verlängerung nicht proportional der momentanen Länge $\Delta a + \Delta \xi$, sondern proportional der „Ruhelänge" Δa angesetzt. Die Gl. (4) ist also richtig innerhalb der Grenzen, innerhalb deren das Hookesche Gesetz in dieser Form gilt. Inwieweit das der Fall ist, ist im wesentlichen eine Frage der erreichbaren Meß-

genauigkeit. Überdrucke sind mit positivem, Unterdrucke mit negativem Vorzeichen bezeichnet. Das negative Vorzeichen in den Gl. (1) und (3) bzw. (2) und (4) rührt daher, daß die Beschleunigung für positive ΔP in die negative x-Richtung fällt und umgekehrt und daß für Überdrucke, also Kompression, die Verlängerung negativ ist, während sie für Unterdrucke positiv ist.

Wir wollen als Tatsache voraussetzen, daß jeder Zustand Φ mit konstanter Geschwindigkeit abläuft. Wenn dann die Entfernung Δa zwischen den Ebenen I und II in der Zeit Δt von diesem „Zustande" durchlaufen wird, so ist die Differenz der bei I und II in einem bestimmten Zeitmoment $t + \Delta t$ herrschenden Zustände gleich der Differenz der Zustände, die bei I in den Zeitmomenten $t + \Delta t$ und t herrschen. Also das örtliche $\Delta \Phi$ in einem bestimmten Zeitmoment ist gleich dem zeitlichen $\Delta \Phi$ an einem bestimmten Orte, wenn in der in Frage stehenden Zeitdifferenz gerade der Abstand der beiden Orte durchlaufen wird. In leicht verständlicher Schreibweise: $(\Phi_{II} - \Phi_I)_{t+\Delta t} = -(\Phi_{t+\Delta t} - \Phi_t)_I$. Da ferner $\Delta a = c \Delta t$ ist, so folgt beim Grenzübergang

$$\frac{\partial \Phi}{\partial a} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

Dann folgt aus (2) und (5)

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = +\frac{1}{\varrho_0}\frac{1}{c}\frac{\partial P}{\partial t} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (6)$$

und aus (4) und (5)

$$\left.\begin{aligned} \frac{1}{c}\frac{\partial \xi}{\partial t} &= +\frac{1}{E}P \\ \text{und} \\ \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} &= +\frac{c}{E}\frac{\partial P}{\partial t} \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (7)$$

Aus (6) und (7) folgt für die Schallgeschwindigkeit (ohne Randkorrektion) in festen stabförmigen Körpern

$$c_{\text{fest}} = \sqrt{\frac{E}{\varrho_0}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (8)$$

Für Gase tritt statt des Hookeschen Gesetzes die aus der Gastheorie bekannte Beziehung zwischen Druck- und Volumenänderung ein. p_0 sei der Ruhedruck, p der Überdruck, V das Volumen, ΔV die Volumenänderung. Dann ist

$$\frac{p}{p_0 + p} = -\kappa\frac{\Delta V}{V} = -\kappa\frac{\Delta \xi}{\Delta a + \Delta \xi},$$

also angenähert, für kleine Druckschwankungen und im Grenzübergange

$$\frac{\partial \xi}{\partial a} = -\frac{1}{\kappa}\frac{p}{p_0} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (4')$$

Es tritt also für Gase an Stelle des Elastizitätsmoduls E bei festen Körpern der Ausdruck κp_0, wo κ das Verhältnis der spezifischen Wärmen ist. Somit ist die Schallgeschwindigkeit für gasförmige Körper

$$c_{\text{gasf.}} = \sqrt{\kappa\frac{p_0}{\varrho_0}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (9)$$

Historisch sei bemerkt, daß bereits Newton im Jahre 1687 eine Formel für die Schallgeschwindigkeit in Gasen aufstellte, und zwar fand er $c_{\text{gasf.}} = \sqrt{\frac{p_0}{\varrho_0}}$, indem er annahm, daß die Schallschwingungen einen isothermen Vorgang darstellen. Für Luft ist $p_0 = 76 \cdot 13{,}6 \cdot 981$ dyn/cm^2 und $\varrho_0 = 0{,}001\,293$, womit sich c_{Luft} zu rund 280 m/sec errechnet. Der wirkliche Wert liegt aber bei etwa 331 m/sec. Erst Laplace beseitigte 1822 diese Diskrepanz zwischen Experiment und Theorie, indem er die Annahme einführte, daß die Schallschwingungen infolge des schnellen Wechsels zwischen Kompression (Erwärmung) und Dilatation (Abkühlung) einen adiabatischen Vorgang darstellen. Es resultiert dann Formel (9), nach der sich c_{Luft} in guter Übereinstimmung mit dem Experiment zu 331 bis 332 m/sec errechnet.

Auch bei festen Körpern ist strenggenommen nicht der Elastizitätsmodul einzusetzen, der sich bei ganz langsamer Dilatation bzw. Kompression des Körpers (also bei einem isothermen Vorgange) ergibt, sondern der adiabatische Elastizitätsmodul. Analoges gilt für den Kompressionsmodul bzw. die Kompressibilität bei Flüssig-

keiten. Das Verhältnis von adiabatischem und isothermem Modul läßt sich berechnen. Es ist bei festen Körpern um einige Prozent von 1 verschieden. In anderen Fällen sind noch erheblichere Unterschiede vorhanden. So beträgt der Unterschied für Äthyläther von 18° C etwa 30 Proz.[1]). Ganz besonders groß wird er bei komprimierten Gasen; er steigt bis gegen 100 Proz.

Für kompressible Flüssigkeiten setzen wir analog dem für feste Körper geltenden Hookeschen Gesetz an: $\Delta V = -\mathfrak{f} V P$, wobei $\mathfrak{f}$ die Kompressibilität bedeutet. Somit wird

$$\frac{\partial \xi}{\partial a} = -\mathfrak{f} P \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (4'')$$

Es tritt also für Flüssigkeiten an Stelle von $1/E$ die Kompressibilität $\mathfrak{f}$. Somit ist die Schallgeschwindigkeit für flüssige Körper

$$c_{\text{flüssig}} = \sqrt{\frac{1}{\mathfrak{f}\,\varrho_0}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (10)$$

Für Wasser von 8° C errechnet sich hiernach die Schallgeschwindigkeit zu 1441 m/sec, während die berühmten Versuche von Colladon und Sturm im Genfer See bei 8° C 1435 m/sec ergaben.

Die Formeln (8), (9) und (10) geben die angenäherten Werte für die Schallgeschwindigkeit in festen (begrenzten), gasförmigen und flüssigen Medien. ϱ_0 ist die Dichte des Mediums im Ruhezustande, E der Elastizitätsmodul, p_0 der Gasdruck im Ruhezustande, $\varkappa$ das Verhältnis der spezifischen Wärmen und $\mathfrak{f}$ die Kompressibilität. In diesen Formeln treten Schwingungszahl und Schwingungsamplitude nicht auf, so daß die Schallgeschwindigkeit innerhalb des Gültigkeitsbereiches dieser Formeln von Tonhöhe und Tonstärke unabhängig ist. Bei sehr starken Erschütterungen (Explosionen) werden aber Geschwindigkeitswerte beobachtet, die weit oberhalb der normalen Schallgeschwindigkeit liegen (Kap. II, § 12).

Da sich die Dichte eines Gases in weiten Grenzen umgekehrt proportional mit dem Drucke ändert, bleibt $p_0\,\varrho_0$ bei Änderung des Gasdruckes konstant. Also ist [Formel (9)] die Schallgeschwindigkeit weitgehend vom Druck unabhängig. Wohl aber ist bei vorgegebenem Druck die Dichte verschiedener Gase verschieden, und zwar verhalten sich die Dichten wie die Molekulargewichte. Infolgedessen verhalten sich die Schallgeschwindigkeiten in verschiedenen Gasen bei gleichem Druck umgekehrt wie die Wurzeln aus ihren Molekulargewichten. Da beispielsweise für Sauerstoff das Molekulargewicht 16 mal so groß ist wie für Wasserstoff, muß c in Wasserstoff 4 mal so groß sein wie c in Sauerstoff. In der Tat ergaben Messungen von Dulong bei 0° C für Sauerstoff 317,2 m/sec, für Wasserstoff 1269 m/sec.

Dichte und Elastizität eines Stoffes sind im allgemeinen keine Konstanten, sondern ändern sich, wenn auch meist nur in geringem Maße, mit der Temperatur; infolgedessen hängt auch die Größe der Schallgeschwindigkeit von der Temperatur ab. Bei festen und flüssigen Körpern ist dieser Zusammenhang ziemlich kompliziert und für die einzelnen Stoffe verschieden. Dagegen besteht für Gase, bei denen die Dichte nach dem Gesetz von Gay-Lussac der absoluten Temperatur umgekehrt proportional ist, eine einfache

[1]) Weber und Gans, Repertorium der Physik **1**, 391—392, Leipzig 1915; vgl. auch Handbuch der Experimentalphysik, Bd. VIII, 1. Hälfte, S. 211 und 328 ff. Leipzig 1929.

Gesetzmäßigkeit. Besitzt ein Gas bei der Temperatur $t = 0^0$ C und dem Drucke p_0 die Dichte ϱ_0, so ist die Schallgeschwindigkeit

$$c_0 = \sqrt{\varkappa \frac{p_0}{\varrho_0}} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (9)$$

Wird das Gas bei gleichbleibendem Druck p_0 auf eine Temperatur von t^0 erwärmt, so ist die Dichte ϱ_t nach dem Gesetz von Gay-Lussac

$$\varrho_t = \varrho_0 \frac{273}{273 + t} = \varrho_0 \frac{1}{1 + \alpha t} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (11)$$

wo $\alpha = {}^1/_{273}$ ist; mithin ist die Schallgeschwindigkeit

$$c_t = \sqrt{\varkappa \frac{p_0}{\varrho_t}} = \sqrt{\varkappa \frac{p_0}{\varrho_0}} \sqrt{1 + \alpha t} = c_0 \sqrt{1 + \alpha t} \quad \ldots \ldots \quad (12)$$

Die Werte der Schallgeschwindigkeit für Gase werden meist für eine Temperatur von 0^0 C angegeben und aus den bei einer Versuchstemperatur von t^0 erhaltenen Werten c_t auf die Werte von c_0 mit der Formel (12) umgerechnet. Da die Versuchstemperatur in den meisten Fällen in der Nähe von 0^0 C liegt, kann man für diese Umrechnung der Gl. (12) eine einfachere Form geben, indem man die Wurzel entwickelt und die Entwicklung nach dem ersten Gliede abbricht:

$$c_t = c_0 (1 + {}^1/_2 \alpha t) \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (13)$$

Die Schallgeschwindigkeit ändert sich also in der Umgebung von 0^0 C bei Zunahme der Temperatur um ein Grad um den Betrag $\Delta c = {}^1/_2 c_0 \alpha t$, z. B. für Luft um $\Delta c \sim \frac{331}{2 \cdot 273} \sim 0{,}61$ m sec.

Gl. (12) ist unter der Voraussetzung abgeleitet, daß die Gase dem Gesetz von Gay-Lussac folgen und daß $\varkappa$ eine Konstante ist. Auf Abweichungen wird in § 5 dieses Kapitels näher eingegangen.

Die Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit in Luft von Feuchtigkeitsgehalt, Wind und — bei Messungen in Röhren — von der Rohrweite wird in § 4 dieses Kapitels besprochen.

Die Verfahren zur experimentellen Bestimmung der Schallgeschwindigkeit können wir in zwei Gruppen, in direkte und indirekte Methoden, einteilen. Bei den direkten Verfahren wird die Zeit gemessen, die ein kurzer Schallimpuls oder der Kopf eines Wellenzuges von beliebiger Gestalt braucht, um eine Strecke von bekannter Länge zu durchlaufen, und die Schallgeschwindigkeit als Quotient aus Weg und Zeit errechnet. Die indirekten Methoden bestimmen die Schallgeschwindigkeit auf Grund der in Kap. I, § 2 abgeleiteten Beziehung $c = n \lambda$ durch Messung der Schwingungszahl (n) und der Wellenlänge (λ) eines Tones; sie sind infolgedessen auf die Benutzung von stationären harmonischen Wellen angewiesen.

§ 2. Messung der Schallgeschwindigkeit durch Weg und Zeit.

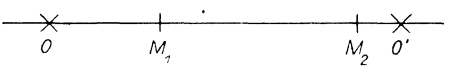
1. Signalmethode. Das älteste und prinzipiell einfachste Verfahren zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeit ist die sogenannte Signalmethode. An einem Orte O (Fig. 2) werde zur Zeit t_0 durch Abfeuern eines Geschützes oder

durch Detonation einer Sprengladung ein kurzer Schallimpuls (Knall) erzeugt, dessen Ankunft an einer in hinreichender Entfernung befindlichen Meßstation M_1 zur Zeit t_1 beobachtet werde; dann ergibt sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit zu $c = \frac{O M_1}{t_1 - t_0}$. Gegen diese einfache, hauptsächlich bei den älteren Bestimmungen von c benutzte Form der Methode ist jedoch der Einwand zu machen, daß sich die durch eine Explosion erzeugte Welle in der unmittelbaren Umgebung von O mit Überschallgeschwindigkeit ausbreitet und daß dadurch unter Umständen merklich vergrößerte Werte für c erhalten werden. Man ordnet deshalb bei exakten Messungen auf einer durch O gehenden Geraden zwei Meßstationen M_1 und M_2 außerhalb des Bereiches der Überschallgeschwindigkeit an und benutzt lediglich die auf diesen Stationen beobachteten Ankunftszeiten t_1 und t_2 zur Berechnung der Schallgeschwindigkeit:

$$c = \frac{M_2 M_1}{t_2 - t_1}.$$

Die in Fig. 2 eingezeichnete zweite Sprengstelle O' dient dazu, um durch gleichzeitig mit O ausgesandte Signale den Einfluß einer etwa vorhandenen Strömung des Mediums, z. B. des Windes, zu eliminieren (ds. Kap., § 4).

Fig. 2.



Signalmethode.

Da bei größeren Anforderungen an die Genauigkeit der Ergebnisse sehr lange Meßstrecken benutzt werden müssen, ist der Anwendungsbereich der Signalmethode in der Hauptsache auf Messungen in Luft und Wasser und auf die Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit von Bodenschall beschränkt. Bei subjektiver Beobachtung mit Hilfe von Stoppuhren beträgt der Fehler der Zeitmessung mindestens etwa 0,1 sec (persönlicher Fehler), so daß in Luft für eine Genauigkeit von 1 Proz. eine Laufzeit von 10 sec und damit eine Meßstrecke von rund 3 km Länge erforderlich ist. Bei Anwendung automatischer Registriervorrichtungen, die die Laufzeit bis auf etwa 0,001 sec genau zu messen gestatten, beträgt der für eine Meßgenauigkeit von 1 Prom. erforderliche Schallweg immerhin noch 300 m.

Von den zahlreichen älteren Bestimmungen der Schallgeschwindigkeit in der freien Atmosphäre erwähnen wir des historischen Interesses wegen die auf Veranlassung von Laplace durch das Bureau des Longitudes im Jahre 1822 ausgeführte Messung, an der sich unter anderen v. Humboldt, Arago und Gay-Lussac beteiligten und die den mit neueren Beobachtungen gut übereinstimmenden Wert von 330,5 m/sec lieferte[1]); ferner die Untersuchungen

[1]) Vgl. Pogg. Ann. **5**, 477, 1825. Der angegebene Zahlenwert ist einer kritischen Zusammenstellung von v. Angerer und Ladenburg, Ann. d. Phys. (4) **66**, 309, 1921, entnommen.

von Régnault[1]), bei denen erstmalig eine automatische Registriermethode Verwendung fand.

Als Beispiel einer modernen Bestimmung werde die durch v. Angerer und Ladenburg[2]) ausgeführte Messung beschrieben. Die Länge der Meßstrecke $M_1 M_2$ (Fig. 2) betrug rund 1000 m; an ihren Enden waren zwei mit einem registrierenden Saitengalvanometer besonderer Konstruktion[3]) verbundene Kohlemikrophone aufgestellt. Die Schallwellen wurden durch Sprengschüsse in O und O' erzeugt. Ihr Auftreffen auf die Mikrophone zeichnete sich auf dem Film des Registriergerätes als plötzliche Ablenkung der Galvanometersaite auf. Zeitmarken, die gleichzeitig durch eine Stimmgabel von 50 Schwingungen je Sekunde auf den Film gedruckt wurden, ermöglichten eine Messung der etwa 3 sec betragenden Laufzeit auf $+0{,}002$ sec. Als Mittelwert aus neun Einzelmessungen ergab sich die Schallgeschwindigkeit für trockene und windstille Luft von 0^0 C zu $330{,}8 \pm 0{,}1$ m/sec.

Die erste einwandfreie Bestimmung der Schallgeschwindigkeit für Wasser wurde durch Colladon und Sturm[4]) im Genfer See ausgeführt. Die Versuche, bei denen eine unter Wasser angeschlagene Glocke als Schallquelle diente, lieferten für Wasser von 8^0 einen Wert von 1435 m/sec.

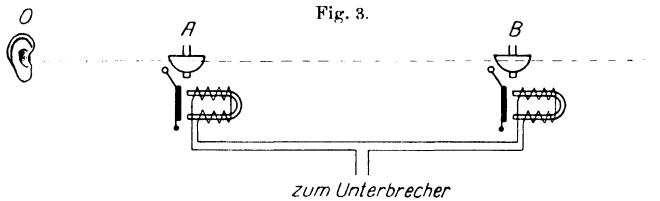
Régnault änderte in seiner bereits erwähnten Arbeit die Methode in der Weise ab, daß er die zu untersuchenden Medien, Luft und einige anderen Gase, in Röhren einschloß. Die Benutzung von Röhren bietet den Vorteil, daß die Gase unter genau bekannten Bedingungen (Druck, Temperatur, Feuchtigkeit usw.) untersucht werden können. Andererseits bringt der Einfluß der Wände Komplikationen in der Schallausbreitung mit sich. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit wird um so kleiner, je enger das Rohr ist, und nimmt erst für sehr weite Röhren (Durchmesser etwa 1 m) den gleichen Betrag wie für unbegrenzte Medien an. Jonescu und Cisman[5]) prüften neuerdings die Brauchbarkeit der Röhrenmethode für Schallgeschwindigkeitsmessungen in Flüssigkeiten. Als hauptsächlichste Fehlerquelle macht sich hier wegen der großen Elastizität der Flüssigkeiten die unvollkommene Starrheit der Rohrwände bemerkbar, deren Einfluß aber rechnerisch korrigiert werden kann (vgl. § 4).

2. Koinzidenzmethode. Diese von Bosscha und R. König angegebene Methode benutzt zur Messung der Laufzeit die Koinzidenzen zweier Schlagwerke. Zwei elektrische Klingeln A und B (Fig. 3) sind auf einer durch das Ohr O des Beobachters gehenden Geraden angeordnet und werden durch einen gemeinsamen Unterbrecher so betrieben, daß ihre Glocken n-mal in der Sekunde genau gleichzeitig angeschlagen werden. Steht B zunächst unmittelbar neben A, so hört der Beobachter die Schläge beider Glocken genau gleichzeitig. Wird jetzt B in Richtung OA fortbewegt, so hinken für den Beobachter die

[1]) V. Régnault, Compt. rend. **66**, 209, 1868.
[2]) E. v. Angerer und R. Ladenburg, Ann. d. Phys. (4) **66**, 293, 1921.
[3]) E. v. Angerer, Zeitschr. f. Instrkde. **42**, 1, 1922.
[4]) Colladon und Sturm, Pogg. Ann. **12**, 171, 1828.
[5]) Th. Jonescu, Journ. de phys. **5**, 377, 1924; A. Cisman, ebenda **7**, 345, 1926.

Schläge von B denen von A nach, bis sich B so weit entfernt hat, daß der Abstand $AB = d$ gleich dem vom Schalle in der Zeit $\tau = \frac{1}{n}$ sec durchlaufenen Wege ist. In diesem Augenblick hört der Beobachter den x-ten Schlag von A mit dem $x - 1$-ten Schlage von B gleichzeitig (erste Koinzidenz). Weiterhin treten Koinzidenzen immer dann ein, wenn d ein ganzzahliges

Fig. 3.

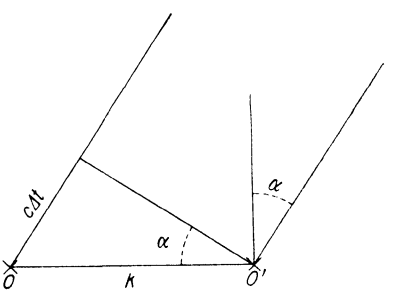


Koinzidenzmethode.

Vielfaches von $c\tau$, also $d = kc\tau$ ist, wobei $k = 1, 2, 3 \ldots$ sein kann. Die Schallgeschwindigkeit ergibt sich hieraus zu $c = d/k\tau$. Bei Versuchen von Szathmari[1]) in freier Luft war $\tau = 0{,}2961$ sec, $k = 1$; d ergab sich im Mittel zu 99,25 m. Der hieraus folgende Wert von $c = 331{,}57$ m/sec [für trockene Luft von 0^0][2]) ist allerdings verhältnismäßig unsicher, da bei der mehrmaligen Bestimmung von d Abweichungen vom Mittelwert bis zu 0,75 m vorkamen.

3. Methode der Schallrichtungsbestimmung. Die Grundlage dieser für relative Messungen in beliebigen Medien geeigneten Methode bildet die von v. Hornbostel und Wertheimer gegebene Zeitunterschiedstheorie des Richtungshörens (Kap. III, § 7). Zwei von einer in großem Abstand befindlichen Schallquelle ausgehende, also praktisch parallele, Strahlen mögen unter dem Winkel α auf die Verbindungslinie der beiden Ohren OO' des Beobachters auftreffen (Fig. 4). Dann ist die Differenz zwischen den Ankunftszeiten der beiden Strahlen $\Delta t = \frac{k}{c} \sin\alpha$, wo k der „wirksame Ohrabstand" ist. Ein durch den Winkel α nach der soeben angegebenen Gleichung charakterisierter Richtungseindruck kommt auch dann zustande, wenn den zu den beiden Ohren gelangenden Anteilen eines Schallreizes künstlich eine Zeitdifferenz Δt gegeben wird, wobei Δt lediglich der Beschränkung $0 \leqq \Delta t \leqq 3 \cdot 10^{-5}$ sec unterworfen ist. Die Genauigkeit der Richtungsbestimmung ist für senkrecht auf OO' auftreffende Schallstrahlen am größten;

Fig. 4.



Richtungshören.

[1]) A. Szathmari, Wied. Ann. 2, 418, 1877.
[2]) F. Auerbach, Akustik (Handbuch der Physik von Winkelmann), Bd. 2, S. 503, 1909.

eine Abweichung von der Mittenrichtung um 3^0 wird bereits deutlich bemerkt. Zeitlich gesprochen bedeutet dies, daß eine Abweichung von der Gleichzeitigkeit des Eintreffens der beiden Reize um $3 \cdot 10^{-5}$ sec mit Sicherheit festgestellt werden kann. Diese außerordentliche Empfindlichkeit für Zeitdifferenzen läßt sich nach einem Vorschlag von Kunze[1]) zu einem Meßverfahren für Schallgeschwindigkeiten verwerten, dessen Prinzip an der von Veenekamp[2]) für Messungen in Gasen benutzten Anordnung beschrieben werden soll.

Fig. 5a.

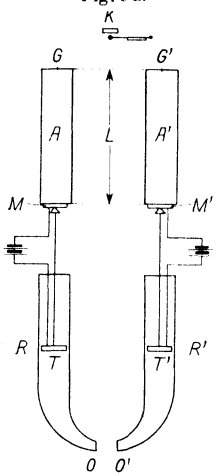
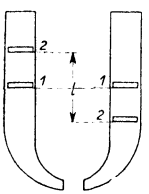


Fig. 5b.



Anordnung zur Messung der Schallgeschwindigkeit in Gasen n. Veenekamp.

Das zu untersuchende Gas und das Vergleichsgas (Luft) sind in zwei zylindrischen Röhren A und A' (Fig. 5a) von gleicher Länge L enthalten, die an der einen Seite durch zwei Gummimembranen G und G', an der anderen Seite durch die Membranen zweier Mikrophone M und M' verschlossen sind. Symmetrisch vor A und A' ist ein Klopfer K aufgestellt, der ein scharfes, knackendes Geräusch gibt. Von M und M' führen Leitungen zu zwei Telephonen T und T', die in zwei zylindrischen Rohren R und R' meßbar verschoben werden können. R und R' sind durch Hörschläuche mit den Ohren O und O' des Beobachters verbunden. Zur Messung füllt man A und A' zunächst mit Luft und bestimmt, indem man die beiden Telephone T und T'' so lange verschiebt, bis man Mitteneindruck erhält, die Nullstellung des Apparates. Bei vollkommener Symmetrie der Anordnung werden die Membranen der Telephone T und T' hierbei in einer Ebene liegen (Stellung 1 in Fig. 5b). Füllt man jetzt das Rohr A mit dem zu untersuchenden Gas, dessen Schallgeschwindigkeit c_x gemessen werden soll, so muß man die Stellung der Telephone ändern, um wieder Mitteneindruck, d. h. Gleichzeitigkeit des Eintreffens der Geräusche an beiden Ohren zu erhalten. Ist hierbei der Abstand der beiden Telephone l (Stellung 2 in Fig. 5b), so ergibt sich

$$\frac{c_x}{L} = \frac{c}{L+l} \quad \text{oder} \quad c_x = c\,\frac{L}{L+l}.$$

Ähnliche Anordnungen sind von Veenekamp für Flüssigkeiten und von Schmidt[3]) für die Messung der Schallgeschwindigkeit in festen Körpern benutzt worden. Der Vorzug der Methode besteht darin, daß sie auf beliebige Körper, auch plastische Stoffe, anwendbar ist und daß man mit kurzen Wegstrecken auskommt. Z. B. genügen bei festen Körpern Stäbe von 2 bis 5 m Länge, um eine Genauigkeit von $^1/_2$ bis 1 Proz. zu erzielen.

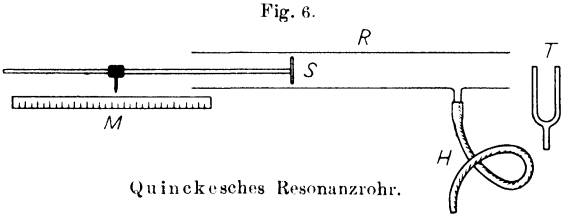
[1]) W. Kunze, Physikal. Zeitschr. **22**, 649, 1921.
[2]) G. Veenekamp, Diss. Göttingen, 1922.
[3]) H. Schmidt, Diss. Göttingen, 1923.

§ 3. Messung der Schallgeschwindigkeit aus Wellenlänge und Schwingungszahl. Den in diesem Paragraphen zu beschreibenden indirekten Methoden liegt die in Kap. I, § 2 für harmonische Wellenbewegungen abgeleitete Beziehung $c = n\lambda$ zugrunde. Zu messen sind also Schwingungszahl n und Wellenlänge λ eines Tones; die Schallgeschwindigkeit errechnet sich als das Produkt beider Größen. Setzen wir $n = 1/\tau$ (τ Schwingungsdauer), so nimmt die Beziehung $c = n\lambda = \lambda/\tau$ wieder die Form eines Quotienten aus Weg und Zeit an. Der Weg ist jedoch nicht mehr wie bei den direkten Methoden willkürlich wählbar, sondern gleich der von der Welle während einer Schwingung durchlaufenen Strecke.

Die Methoden zur Messung der Schwingungszahl sind bereits an verschiedenen Stellen dieses Bandes beschrieben worden; es wird daher in diesem Paragraphen lediglich auf die Methoden zur Messung der Wellenlänge eingegangen. Die Mehrzahl von ihnen benutzt stehende Wellen, bei denen die Wellenlänge unmittelbar als der doppelte Abstand zweier Wellenflächen maximaler (Bauch) bzw. minimaler (Knoten) Schwingungsamplitude in Erscheinung tritt.

1. Resonanzmethode von Quincke[1]). Diese Methode benutzt die Tatsache, daß eine in einem einseitig verschlossenen Rohre enthaltene Gassäule immer dann zu maximalem Mitschwingen angeregt wird, wenn die Länge l der Gassäule, von einer Mündungskorrektion abgesehen, gleich einer Viertelwellenlänge oder einem ungeradzahligen Vielfachen der Viertelwellenlänge des erregenden Tones ist: $l = \frac{(2n+1)\lambda}{4}$, wo $n = 0, 1, 2, 3 \ldots$ ist. Die Anordnung zur Messung der Wellenlänge (Fig. 6) besteht aus einem Rohre R von etwa 2 cm Weite, in dem zur Resonanzabstimmung ein Stempel S längs

Fig. 6.



Quinckesches Resonanzrohr.

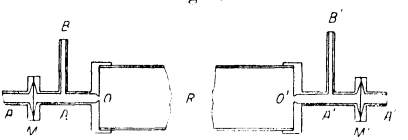
eines Maßstabes M verschoben werden kann. Als Tonquelle dient eine vor dem offenen Ende von R aufgestellte Stimmgabel T oder besser ein durch einen Röhrengenerator betriebenes Telephon. Durch einen seitlichen Ansatz mit Hörschlauch H kann die Lautstärke im Rohre abgehört werden. Verschiebt man den Stempel, so hört man eine Reihe gut ausgeprägter Maxima, zwischen denen etwas verschwommene Minima liegen. Zur Messung der Wellenlänge werden die Maxima der Lautstärke benutzt, deren gegenseitiger Abstand nach der oben angegebenen Gleichung gleich der halben Wellenlänge ist. Die mit der Methode zu erzielende Genauigkeit beträgt etwa 0,5 Proz.

[1]) Vgl. z. B. J. W. Low, Wied. Ann. **52**, 641, 1894; A. Kalähne, Ann. d. Phys. (4) **11**, 231, 1903; **20**, 398, 1906.

In enger Beziehung zu dem eben beschriebenen Verfahren steht die von Pierce[1]) zur Messung der Schallgeschwindigkeit in Gasen bei hohen Frequenzen (zwischen rund 40 000 bis 1 500 000 Hertz) benutzte Anordnung. Als Schallquelle dient eine Quarzplatte, die unter Ausnutzung des piezoelektrischen Effekts zu elastischen Eigenschwingungen angeregt wird (Kap. II, § 5). Die linearen Abmessungen der benutzten Quarzplatten sind groß gegen die in dem zu untersuchenden Medium erzeugten Wellenlängen, so daß die Platte, namentlich bei höheren Frequenzen, eine praktisch ebene Welle aussendet; diese wird an einem parallel zur Oberfläche der Platte aufgestellten Spiegel reflektiert. Durch Überlagerung des primären Wellenzuges mit dem reflektierten entsteht eine stehende Welle, deren maximale Schwingungsamplitude sich bei Verschieben des Spiegels periodisch ändert. Zur Messung der Wellenlänge wird die Tatsache benutzt, daß die stehende Welle eine Rückwirkung auf die Stärke des Anodenstromes der hier nicht näher zu beschreibenden Röhrenschaltung ausübt, die den Strom für die Erregung der Quarzplatte liefert. Wird der Spiegel verschoben, so beobachtet man am Strommesser abwechselnd Maxima und Minima der Ausschläge. Die zugehörigen Spiegelstellungen, die sich um eine Viertelwellenlänge unterscheiden, lassen sich mit großer Genauigkeit ausmessen. Die wahrscheinlichen Fehler der mit dieser Methode erhaltenen Werte für die Schallgeschwindigkeiten betragen im Mittel weniger als 0,02 Proz.

2. Resonatorenmethode von Thiesen[2]). Anstatt wie bei der Quinckeschen Methode die Längen einer zylindrischen Gassäule zu bestimmen, bei denen sie mit einem Tone von vorgegebener Höhe in Resonanz ist, kann man nach Thiesen auch in folgender Weise verfahren. Mit einer Tonquelle von veränderlicher Schwingungszahl, z. B. einer Sirene oder einem mit einem Röhrengenerator betriebenen Telephon, bestimmt man die Schwingungszahlen $n_1, n_2, n_3 \ldots$, bei denen die in einem beiderseits verschlossenen Zylinder (Resonator) von der Länge l enthaltene Gassäule zu maximalem Mitschwingen

Fig. 7.



Resonator nach Thiesen.

angeregt wird. Die Reihe der n_k ist identisch mit der Reihe der Eigenschwingungen der zylindrischen Gassäule. Ihre Wellenlängen λ_k stehen, wenn man sich auf axiale Eigenschwingungen beschränkt, zu der Länge l des Resonators in der Beziehung $l = k\lambda_k/2$, wo k eine ganze Zahl bedeutet. Mit $\lambda_k = 2l/k$ ergibt sich für die Schallgeschwindigkeit $c = n_k\lambda_k = 2ln_k/k$.

Thiesen benutzt als Resonator ein beiderseits verschlossenes zylindrisches Rohr R von rund 100 cm Länge und 5,6 cm lichter Weite (Fig. 7). Zwei in

[1]) G. W. Pierce, Proc. Amer. Acad. **60**, 271, 1925.
[2]) M. Thiesen, Ann. d. Phys. (4) **25**, 506, 1908.

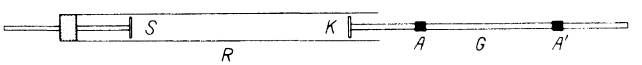
den Endverschlußplatten befindliche Öffnungen O und O' von 0,1 cm Weite dienen zur Erregung der Gassäule bzw. zum Abhören der Resonanzeinstellung. Zu diesem Zwecke sind über O und O' zwei mit Membranen M und M' gasdicht abgeschlossene Rohrstutzen A und A' aufgesetzt, an welche die nach der Schallquelle bzw. nach dem Ohre des Beobachters führenden Schlauchleitungen angeschlossen werden. Zwei Seitenröhren BB' dienen zur Füllung des Resonators mit den zu untersuchenden Gasen.

Wegen der Anbringung der beiden Öffnungen O und O' ist die der Beziehung $c = 2 l n_k / k$ zugrunde liegende Annahme, daß die Rohrenden Knotenebenen bilden, nicht genau erfüllt, so daß die aus dieser Formel errechneten Werte der Schallgeschwindigkeit einer Korrektur bedürfen. Nach Grüneisen und Merkel[1]), die diese Methode zu Präzisionsmessungen in Luft und Wasserstoff benutzten, eliminiert man den Einfluß der Öffnungen durch vergleichende Messungen an Zylinderresonatoren, die gleichen Durchmesser, aber verschiedene Länge besitzen. Wegen der Einzelheiten sei auf die Originalarbeit verwiesen.

3. Methode der Kundtschen Staubfiguren. Kundt[2]) hat im Jahre 1866 ein sehr elegantes Verfahren angegeben, um die Lage der Knoten und Bäuche in einer zu stehenden Schwingungen angeregten Gassäule durch die von leichten Pulvern gebildeten „Staubfiguren" sichtbar zu machen.

Die von Kundt zur Erzeugung der Staubfiguren benutzte Anordnung ist in Fig. 8 dargestellt. Als Schallquelle dient ein Glasstab G (oder ein Glasrohr) von 1 bis $1\frac{1}{2}$ m Länge und etwa 1 cm Durchmesser, der entweder in

Fig. 8.



Messung der Schallgeschwindigkeit nach Kundt.

der Mitte oder in der in der Figur gezeichneten Weise (bei A und A') eingeklemmt ist und durch Reiben mit einem feuchten Tuche zu longitudinalen Schwingungen angeregt wird. Eine auf einem Ende des Stabes mit Siegellack befestigte Korkplatte K von 2 bis 3 cm Durchmesser überträgt die Schwingungen des Stabes auf die in dem übergeschobenen Glasrohr R, dem Wellenrohr, von rund 1 m Länge und 2 bis 3 cm Weite enthaltene Gassäule. Durch Verschieben des in einem Stopfen geführten Stempels S kann man die Länge der Luftsäule verändern und auf Resonanz einstellen. Zur Erzeugung der Staubfiguren wird in das Wellenrohr etwas Lykopodiumsamen, Korkmehl, Quarzsand oder ein anderes leichtes Pulver eingebracht und über die ganze Länge gleichmäßig verteilt. Erregt man den Glasstab, so wird der Staub an den Schwingungsbäuchen lebhaft aufgewirbelt, während er an den Knoten liegen bleibt. Nach Aufhören des Tones ordnet sich dann der Staub auf dem Boden des Wellenrohres zu den in Fig. 9 schematisch dargestellten Figuren an, die durch die

[1]) E. Grüneisen und E. Merkel, Ann. d. Phys. (4) **66**, 344, 1921.
[2]) A. Kundt, Pogg. Ann. **127**, 497, 1866; **135**, 337 und 527, 1868.

den Knoten entsprechenden Staubhäufchen K charakterisiert sind. Im einzelnen kann das Aussehen der Figuren in den Bäuchen B stark variieren. Bei schwacher Erregung oder ungenügender Resonanzabstimmung dreht man das Wellenrohr zweckmäßig um wenige Grad um seine Achse, so daß sich der Staub etwas oberhalb der tiefsten Stelle des Rohres befindet. Beim Erregen des Tones fällt dann der Staub an den Bäuchen nach unten, so daß bogenförmige Figuren entstehen, deren höchste Stellen den Knoten entsprechen. Bei stärkerer Intensität bilden sich an den Bäuchen die in Fig. 9 gezeichneten

Fig. 9.



Kundtsche Staubfiguren.

Rippen aus. Beobachtet man in diesem Falle die Bewegung des Staubes während der Dauer des Tones, so sieht man, daß der Staub in den Bäuchen senkrecht zur Schwingungsrichtung der Luftteilchen stehende Wände bildet, deren Höhe und Breite von der Mitte des Bauches nach dem Knoten zu abnimmt und die sich langsam nach den Knoten hin bewegen. Beim Aufhören der Erregung fallen diese Wände zu den oben erwähnten Rippen zusammen. Bei großer Intensität und guter Resonanzabstimmung wird die eben geschilderte Bewegung der Querwände so stark, daß sämtlicher Staub aus den Bäuchen fortgeweht wird und sich in den Knoten ansammelt. Das Zustandekommen der Staubfiguren ist nach der von W. König [1]) durchgebildeten Theorie auf hydrodynamische Kräfte zurückzuführen, die durch die Schwingungen der Luftsäule auf die Korkteilchen ausgeübt werden (Kap. II, § 26).

Die Benutzung der Staubfiguren zu Wellenlängenmessungen gründet sich auf die Feststellung, daß, abgesehen von Störungen an den Enden der tönenden Luftsäule, der Abstand zweier Staubhäufchen K gleich einer halben Wellenlänge ist. Zur Ausmessung des Abstandes der Staubfiguren benutzt man einen Diopter, der auf einem parallel zum Wellenrohr angeordneten Maßstab verschoben werden kann. Zweckmäßig mißt man die Länge mehrerer aufeinanderfolgenden Figuren und berechnet daraus einen Mittelwert nach einem in der bereits erwähnten Arbeit von Kundt angegebenen Verfahren.

Bei Messungen in anderen Gasen als Luft verschließt man das Ende des Wellenrohres, durch das der Klangstab G eingeführt wird, ebenfalls durch einen Stopfen, der gleichzeitig zur Einklemmung von G benutzt werden kann.

Sollen nur relative Messungen in Gasen ausgeführt werden, so kann man die Bestimmung der Schwingungszahl umgehen, indem immer der gleiche Klangstab, d. h. die gleiche Schwingungszahl benutzt wird. Für zwei Gase, die durch die Indizes 1 und 2 unterschieden werden, gilt dann

$$c_1 = n\lambda_1, \qquad c_2 = n\lambda_2,$$

mithin

$$\frac{c_1}{c_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}.$$

[1]) W. König, Physikal. Zeitschr. **12**, 991, 1911.

Kommt es bei der Messung auf guten Abschluß der Gase nach außen hin an, so benutzt man vorteilhaft die ursprüngliche Einrohrmethode von Kundt, die in der von Behn und Geiger[1]) zur Messung der Schallgeschwindigkeit in He benutzten Form beschrieben werde. Zur Erzeugung der Schallwellen dient ein beiderseits verschlossenes Glasrohr, das mit dem zu untersuchenden Gas und etwas Korkmehl gefüllt wird. Die Schwingungen des Glasrohres übertragen sich durch die Endflächen auf die in ihm enthaltene Gassäule. Um gut ausgeprägte Staubfiguren zu erhalten, stimmt man die Schwingungen des Glasrohres durch Aufkitten von Metallplatten auf die Endflächen auf die Eigenschwingungen der Gassäule ab. Die Schwingungszahl wird durch gleichzeitige Beobachtung der Staubfiguren in einem mit Luft gefüllten Wellenrohr gemessen.

Die Methode der Staubfiguren läßt sich auch für Messungen in Flüssigkeiten verwenden. Das Wellenrohr, das die zu untersuchende Flüssigkeit aufnimmt, wird durch eine Membran verschlossen, gegen die die etwas verbreiterte Endfläche des Klangstabes zentrisch leicht angedrückt wird. In Flüssigkeiten bereitet es oft Schwierigkeiten, regelmäßige Staubfiguren zu erhalten. Der Grund liegt nach Dörsing[2]) darin, daß auch die Wandungen des Wellenrohres zu Longitudinalschwingungen angeregt werden. Damit diese auf die Ausbildung der Staubfiguren nicht störend einwirken, ist es nötig, die Periode der Schwingungen des Wellenrohres so abzugleichen, daß sie mit der der erregenden Schwingungen in einem einfachen Verhältnis steht.

4. Methoden für feste Körper. Feste Körper verwendet man am besten in der Form von Stäben, die man durch Anreiben in axialer Richtung zu longitudinalen Eigenschwingungen anregt. Die Stäbe werden entweder in der Mitte eingeklemmt oder an zwei Stellen, die um ein Viertel der Stablänge von den Enden entfernt liegen. Im ersten Falle ist die Länge l des Stabes gleich der halben Wellenlänge, $l = \lambda/2$, im zweiten ist die Stablänge gleich einer ganzen Wellenlänge, $l = \lambda$. Zur Messung der Schwingungszahl benutzt man vorteilhaft die Kundtsche Methode, indem man die Wellenlänge λ_l der Schwingungen mißt, die in einem Luft enthaltenden Wellenrohr durch den Stab erzeugt werden. Man erhält so für den Stab

$$c_s = n\lambda_s \qquad \left(\lambda_s = \frac{2l}{l}\right),$$

und für die Luft im Wellenrohr

$$c_l = n\lambda_l,$$

mithin

$$c_s = c_l \frac{\lambda_s}{\lambda_l}.$$

Ist von dem zu untersuchenden Stoffe nicht genügend Material vorhanden, um einen hinreichend langen Stab herzustellen, oder läßt sich das Material, wie z. B. Wachs, nicht zu Eigenschwingungen anregen, so kann man nach Stefan[3]) einen kurzen Stab von dem zu untersuchenden Material mit einem langen Stabe aus einem Material von bekannter Schallgeschwindigkeit in axialer Richtung durch Kitten usw. zu einem Stabe zusammensetzen. Ist n die Schwingungszahl der Stabkombination, so errechnet sich die Schallgeschwindigkeit c' in dem zu untersuchenden Medium aus der Beziehung

$$cq\varrho tg\frac{2\pi n l}{c} + c'q'\varrho' tg\frac{2\pi n l'}{c'} = 0,$$

wo c, ϱ, q, l Schallgeschwindigkeit, Dichte, Querschnitt und Länge des Stabes aus dem bekannten Material sind und die gestrichenen Größen die gleiche Bedeutung für den zu untersuchenden Stab haben.

[1]) U. Behn und H. Geiger, Verhandl. d. Deutsch. Physikal. Ges. **9**, 657, 1907.
[2]) K. Dörsing, Ann. d. Phys. (4) **25**, 227, 1908.
[3]) J. Stefan, Wien. Ber. **57**, 2. Abt., 697, 1868.

§ 4. Korrekturen. Wie in § 1 dieses Kapitels gezeigt wurde, ist die Größe der Schallgeschwindigkeit durch Dichte und Elastizität des Mediums bestimmt. Bei der Messung der Schallgeschwindigkeit nach den in den beiden vorangehenden Paragraphen beschriebenen Methoden macht sich daneben noch eine Reihe von sekundären Einflüssen geltend, die eine Abweichung von den nach § 1 berechneten Werten bedingen und die Anbringung von Korrekturen an den Meßergebnissen notwendig machen. Bei Messungen in der freien Atmosphäre sind der Einfluß der Luftfeuchtigkeit und des Windes zu berücksichtigen, bei Messungen in Röhren die Einwirkung der inneren Reibung und der Wärmeleitung und die unvollkommene Starrheit der Rohrwände.

1. Luftfeuchtigkeit. Infolge des stets vorhandenen Wasserdampfes haben in der freien Atmosphäre die Dichte und das Verhältnis der beiden spezifischen Wärmen etwas andere Werte als für trockene Luft.

Ist p der Gesamtdruck der feuchten Luft, p' der Partialdruck des Wasserdampfes, so erhält man durch Anwendung des Daltonschen Gesetzes [1]) für die Dichte ϱ_f der feuchten Luft

$$\varrho_f = \varrho_0 \frac{p - p'}{p_0} + \varrho_0' \frac{p'}{p_0} = \varrho_0 \frac{p - p'\left(1 - \frac{\varrho_0'}{\varrho_0}\right)}{p_0} \quad \ldots\ldots (1)$$

wo ϱ_0 und ϱ_0' die Dichten der trockenen Luft bzw. des Wasserdampfes bei Atmosphärendruck, $p_0 = 760$ mm Hg, bezeichnen.

Das Verhältnis $\varkappa_f$ der beiden spezifischen Wärmen für ein Gemisch von Luft und Wasserdampf ist

$$\varkappa_f = \frac{(p - p')\varkappa(\varkappa' - 1) + p'\varkappa'(\varkappa - 1)}{(p - p')(\varkappa' - 1) + p'(\varkappa - 1)} \quad \ldots\ldots\ldots (2)$$

wo $\varkappa$ und $\varkappa'$ das Verhältnis der spezifischen Wärmen für trockene Luft bzw. Wasserdampf bezeichnen.

Setzt man in (1) und (2) für ϱ_0'/ϱ_0, $\varkappa$ und $\varkappa'$ die entsprechenden Zahlenwerte ein ($\varrho_0'/\varrho_0 = 0{,}622$; $\varkappa = 1{,}40$; $\varkappa' = 1{,}29$), so zeigt sich, daß die Werte von ϱ_f und $\varkappa_f$ kleiner sind als die für trockene Luft geltenden Werte von $\varrho = \varrho_0 \frac{p}{p_0}$ und $\varkappa$. Dabei ist die relative Abnahme der Dichte größer als die Änderung von $\varkappa$, so daß sich gemäß Gl. (9) des § 1 dieses Kapitels eine Vergrößerung der Schallgeschwindigkeit in feuchter Luft ergibt.

Zur Umrechnung der bei der Temperatur t^0 in feuchter Luft gemessenen Schallgeschwindigkeit c_{ft} auf die Schallgeschwindigkeit c_t in trockener Luft von der gleichen Temperatur t^0 bzw. auf die Schallgeschwindigkeit c_0 in trockener Luft von 0^0 benutzt man nach Schweikert [2]) die Formel

$$c_{ft} = c_t \sqrt{\frac{p\,\varkappa_f}{\left[p - p'\left(1 - \frac{\varrho_0'}{\varrho_0}\right)\right]\varkappa}} = c_0 \sqrt{\frac{p\,\varkappa_f(1 + \alpha t)}{\left[p - p'\left(1 - \frac{\varrho_0'}{\varrho_0}\right)\right]\varkappa}} \quad \ldots (3)$$

wo $\alpha = {}^1/_{273}$ ist und für $\varkappa_f$ der Wert aus Gl. (2) zu setzen ist.

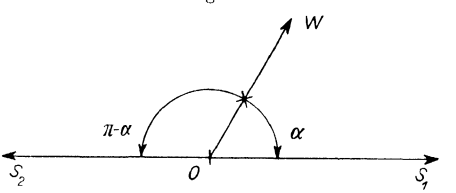
---

[1]) Wärmeband, Kap. XIV.
[2]) G. Schweikert, Ann. d. Phys. (4) **48**, 649, 1915.

Um einen Überblick über die Größe der durch die Luftfeuchtigkeit bedingten Zunahme der Schallgeschwindigkeit zu geben, soll nach Gl. (3) das Verhältnis c_{ft}/c_t für eine Lufttemperatur von 20°, einen Barometerstand von 760 mm Hg und eine relative Luftfeuchtigkeit von 50 Proz., entsprechend einem Partialdruck $p' = 7{,}8$ mm Hg, berechnet werden. Man erhält $c_{ft}/c_t = 1{,}0014$; die Vergrößerung der Schallgeschwindigkeit beträgt in diesem Falle 0,14 Proz. oder rund 0,5 m/sec.

2. Windeinfluß. Der Einfluß des Windes auf die Schallgeschwindigkeit ist ohne weiteres ersichtlich, wenn Schallstrahl und Wind genau die gleiche oder entgegengesetzte Richtung haben. Da die Schallwelle vom bewegten Medium konvektiv mitgeführt wird, so ist in diesem Falle die Ausbreitungsgeschwindigkeit einfach gleich der Summe bzw. Differenz aus der normalen Schallgeschwindigkeit und der Windgeschwindigkeit. Bilden der Schallstrahl OS_1 und die Windrichtung OW den Winkel α miteinander (Fig. 10), so läßt sich zeigen, daß die Ausbreitungsgeschwindigkeit gleich der Summe aus der Schallgeschwindigkeit im ruhenden Medium und der in die Richtung des Schallstrahles fallenden Komponente der Windgeschwindigkeit ist

Fig. 10.



Windeinfluß.

$$c_1 = c + v\cos\alpha \quad \cdots\cdots\cdots\cdots \quad (1\,a)$$

wo v die Windgeschwindigkeit bezeichnet. Vorausgesetzt ist hierbei, daß $v \ll c$ ist. Für einen in der entgegengesetzten Richtung OS_2 laufenden Strahl, der mit OW den Winkel $\pi - \alpha$ bildet, ist entsprechend

$$c_2 = c + v\cos(\pi - \alpha) = c - v\cos\alpha \quad \cdots\cdots\cdots \quad (1\,b)$$

Die Elimination des Windeinflusses kann also gemäß Gl. (1a) und (1b) in der Weise geschehen, daß man durch geeignete Meßgeräte Richtung und Geschwindigkeit des Windes bestimmt und die in die Richtung des Schallstrahles fallende Komponente der Windgeschwindigkeit in Abzug bringt. Die gesonderte Bestimmung des Windvektors läßt sich aber auch umgehen, indem man, wie bereits in § 2 dieses Kapitels unter 1. erwähnt wurde, zwei Signalstationen O und O' (Fig. 2) benutzt, an denen gleichzeitig oder in kurzem Abstande Signale ausgesandt werden, die nach Gl. (1a) und (1b) die Meßstrecke mit den Geschwindigkeiten $c_1 = c + v\cos\alpha$ und $c_2 = c - v\cos\alpha$ durchlaufen. Die entsprechenden Laufzeiten sind dann

$$t_1 = \frac{l}{c + v\cos\alpha}, \qquad t_2 = \frac{l}{c - v\cos\alpha},$$

wo l die Länge der Meßstrecke bedeutet. Man erhält dann (unter der Voraussetzung, daß $v \ll c$ ist) den wahren Wert der Schallgeschwindigkeit, indem

man den Quotienten aus der Länge der Meßstrecke und dem arithmetischen Mittel der Laufzeiten bildet; es ist nämlich

$$t_1 + t_2 = \frac{2\,l\,c}{c^2 - v^2 \cos^2 \alpha} \approx \frac{2\,l}{c},$$

mithin

$$c = \frac{2\,l}{t_1 + t_2}.$$

Die Korrektur wegen des Windeinflusses ist stets mit einer gewissen Unsicherheit behaftet, da die hier gemachte Voraussetzung eines gleichmäßigen Windes nur selten zutrifft; vielmehr treten, insbesondere bei längeren Meßstrecken und stärkeren Winden, starke örtliche und zeitliche Schwankungen der Windgeschwindigkeit auf. Schließlich ist auch zu berücksichtigen, daß die Windgeschwindigkeit vielfach einen Gradienten senkrecht zur Erdoberfläche besitzt, der eine Krümmung des Schallstrahles bewirkt. Wegen der Einzelheiten wird auf die bereits mehrfach erwähnte Arbeit von v. Angerer und Ladenburg verwiesen.

In der oben geschilderten Weise ist auch bei Messungen der Schallgeschwindigkeit in offener See der Einfluß einer etwa vorhandenen Meeresströmung zu eliminieren.

3. Einfluß von innerer Reibung und Wärmeleitung. Die Tatsache, daß in Röhren die Schallgeschwindigkeit eines Gases um so kleiner ist, je enger das Rohr ist, und daß sie erst für größere Rohrdurchmesser den gleichen Wert wie für das unbegrenzte Medium annimmt, wurde bereits durch Régnault und Kundt beobachtet. In Weiterentwicklung einer Theorie von Helmholtz erklärte Kirchhoff[1]) diese Erscheinung durch die innere Reibung und die Wärmeleitung des Gases und gab für die Schallgeschwindigkeit c_r in einem Rohr vom Radius r die Formel

$$c_r = c\left(1 - \frac{\gamma}{2\,r\sqrt{\pi n}}\right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

an. Hierin bedeutet c die Ausbreitungsgeschwindigkeit im unbegrenzten Medium und n die Schwingungszahl des Tones. Die Konstante γ errechnet sich aus dem Koeffizienten der inneren Reibung η, der Wärmeleitfähigkeit λ, der Dichte ϱ, der spezifischen Wärme bei konstantem Volumen c_v und dem Verhältnis $\varkappa$ der beiden spezifischen Wärmen des Gases zu

$$\gamma = \sqrt{\frac{\eta}{\varrho}} + \left(\sqrt{\varkappa} - \frac{1}{\sqrt{\varkappa}}\right)\sqrt{\frac{\lambda}{\varrho\,c_v}}.$$

Die Kirchhoffsche Formel ist mehrfach einer experimentellen Prüfung unterzogen und von einem Teile der Beobachter bestätigt, von anderen aber als unbrauchbar abgelehnt worden. Diese Widersprüche dürften vielleicht darauf zurückzuführen sein, daß der Wert der Konstanten γ nur ungenau bekannt ist und daß die verhältnismäßig geringfügigen Änderungen der Schallgeschwindigkeit nicht leicht zu messen sind. Ebenso dürfte die bei der Ableitung der Formel gemachte Annahme, daß das Medium an den Rohrwänden haftet und daß die Wärmekapazität der Wandung unendlich groß ist, nur bedingt zutreffen.

Die Unsicherheit des Wertes von γ kann man bei Benutzung der Formel dadurch umgehen, daß man die Schallgeschwindigkeiten c_1 und c_2 in zwei Rohren von verschiedenen Durchmessern d_1 und d_2 bei der gleichen Frequenz bestimmt. Man erhält dann unter Elimination von γ aus (1)

$$c = \frac{c_1 d_1 - c_2 d_2}{d_1 - d_2}.$$

[1]) G. Kirchhoff, Pogg. Ann. **134**, 177, 1868.

Für einen Ton von 1000 Hertz ergibt sich für Luft in einem Rohre von 2 cm Radius mit $\gamma \sim 0{,}5\ \mathrm{cm\,sec^{-1/2}}$ [1]) eine Abweichung von der normalen Schallgeschwindigkeit um rund 0,2 Proz.

4. Nachgiebigkeit der Röhrenwände. Bei der geringen Elastizität der Gase ist die Nachgiebigkeit der Wandungen des einschließenden Rohres unter normalen Bedingungen ohne merklichen Einfluß auf die gemessene Schallgeschwindigkeit. Gänzlich anders verhält es sich dagegen bei Flüssigkeiten, deren Elastizitäten etwa von der gleichen Größenordnung wie die Elastizitäten der gebräuchlichen Rohrmaterialien sind. Die Schallwellen sind dann nicht mehr streng longitudinal, sondern haben den Charakter sogenannter Dehnungswellen, bei denen der longitudinalen Bewegung der Teilchen eine transversale, radial gerichtete Komponente überlagert ist. Infolge der unvollkommenen Starrheit der Wände tritt an den Stellen der Schallwelle, an denen Überdruck herrscht, eine Vergrößerung, an Stellen des Unterdruckes eine Verkleinerung des Flüssigkeitsquerschnittes ein. Infolgedessen ist die Kompressibilität der Flüssigkeit scheinbar vergrößert, so daß sich nach Gl. (10) des § 1 dieses Kapitels eine Verkleinerung der Schallgeschwindigkeit ergibt. Von Korteweg [2]) wurde eine Theorie der Schallausbreitung in Röhren mit nachgiebigen Wänden gegeben, aus der für die Schallgeschwindigkeit c_r die Beziehung folgt

$$c_r = c \sqrt{1 - \frac{d\,\varrho\,c_r^2}{D E \left(1 - \frac{5}{3}\frac{D}{d}\right)}}.$$

Hierin bedeutet c die Schallgeschwindigkeit im unbegrenzten Medium, ϱ die Dichte der Flüssigkeit, d den Rohrdurchmesser, D die Dicke der Rohrwand und E den Elastizitätsmodul des Rohrmaterials.

Für Wasser ($c \approx 1450$ m sec) in einem Glasrohr ($E \approx 6000\ \mathrm{kg\ mm^2}$) von 2 cm Durchmesser und 0,1 cm Wandstärke ergibt sich nach der obigen Formel eine Verkleinerung der Schallgeschwindigkeit um rund 25 Proz.

5. Korrektur für feste Körper. An dieser Stelle soll noch darauf hingewiesen werden, daß die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Longitudinalwellen für unendlich ausgedehnte Medien verschieden ist von der für feste Körper in Stabform, in der sie meist zur Messung benutzt werden. Für Stäbe ist nach Gl. (8), § 1 dieses Kapitels

$$c = \sqrt{\frac{E}{\varrho}},$$

während für unendlich ausgedehnte feste Medien gilt:

$$c' = \sqrt{\frac{E}{\varrho}} \sqrt{\frac{1-\mu}{(1+\mu)(1-2\mu)}}.$$

Hierin ist μ der sogenannte Querkontraktionskoeffizient. Die mit Stäben erhaltenen Werte der Schallgeschwindigkeit wären also zur Umrechnung auf das unendlich ausgedehnte Medium mit $\sqrt{\frac{1-\mu}{(1+\mu)(1-2\mu)}}$ zu multiplizieren. Man pflegt jedoch von der Anbringung dieser Korrektion abzusehen und gibt in den Tabellen meist die unmittelbar für Stäbe erhaltenen Werte der Schallgeschwindigkeit an.

[1]) Vgl. E. Grüneisen und E. Merkel, Ann. d. Phys. (4) **66**, 360, 1921.
[2]) D. J. Korteweg, Wied. Ann. **5**, 525, 1878.

§ 5. Experimentelle Ergebnisse. 1. Schallgeschwindigkeit für trockene Luft von 0°. Für Luft liegt eine große Anzahl sorgfältig ausgeführter Bestimmungen der Schallgeschwindigkeit vor. Die Tabelle 1 enthält eine Übersicht über die Ergebnisse der wichtigsten Messungen nach einer Zusammenstellung in der bereits erwähnten Arbeit von v. Angerer und Ladenburg[1]). Die Zahlen gelten für trockene Luft von 0°.

Tabelle 1.

Beobachter	c (m/sec)
A. Direkte Methode (Weg und Zeit).	
1. Französische Kommission 1822[2])	330,5
2. Régnault[3]) (in Röhren)	330,6
„ (in freier Luft)	330,7
3. Violle und Vautier[4]) (in Röhren)	331,2
4. Frot[5])	330,6
5. Esclangon[6])	330,9
6. v. Angerer und Ladenburg	330,8
B. Indirekte Methode (Wellenlänge und Schwingungszahl).	
1. Wertheim[7])	331,33
2. Schneebeli[8])	332,06
3. Wüllner[9])	331,90
4. Thiesen[10])	331,92
5. Grüneisen und Merkel[11])	331,57

Der Mittelwert der unter A aufgeführten Zahlen ist $c = 330{,}76$ m sec; er ist um 1,0 m sec kleiner als der Mittelwert der Zahlen unter B. Der theoretisch errechnete Wert für die Schallgeschwindigkeit in Luft von 0° ist 331,47 m sec.

Der bekannte Wert der Schallgeschwindigkeit in Luft kann umgekehrt dazu benutzt werden, um aus der gemessenen Laufzeit den Abstand und den Ort einer Schallquelle, z. B. die Entfernung eines Gewitters, den Standort eines Geschützes usw. zu bestimmen. Mißt man an den Endpunkten A und B einer Basis von bekannter Länge und Orientierung die Laufzeiten der von einem im Punkt C aufgestellten Geschütz ausgesandten Schallwelle, so kann man hieraus die Längen der Dreiecksseiten AC und BC errechnen und den Standort des Geschützes festlegen. Auf dieser Grundlage sind eine Reihe von Schallmeßverfahren ausgearbeitet worden, die den Standort einer nicht sichtbaren Schallquelle mit erheblicher Genauigkeit festzulegen gestatten. Als Urheber praktisch brauchbarer Meßverfahren ist wohl L. Löwenstein[12]) anzusehen.

[1]) E. v. Angerer und R. Ladenburg, Ann. d. Phys. (4) **66**, 293. 1921.
[2]) Vgl. Pogg. Ann. **5**, 477, 1825.
[3]) H. V. Régnault, Compt. rend. **66**, 209, 1868.
[4]) J. Violle und Th. Vautier, ebenda **110**, 230, 1890.
[5]) M. Frot, ebenda **127**, 609, 1898.
[6]) E. Esclangon, ebenda **168**, 165, 1919.
[7]) W. Wertheim, Pogg. Ann. **77**, 427 und 544, 1849.
[8]) H. Schneebeli, ebenda **136**, 296, 1869.
[9]) A. Wüllner, Wied. Ann. **4**, 321, 1878.
[10]) M. Thiesen, Ann. d. Phys. (4) **25**, 506, 1908.
[11]) E. Grüneisen und E. Merkel, ebenda (4) **66**, 344, 1921.
[12]) L. Löwenstein, Die Schalltechnik **1**, 21, 1928. Eine zusammenfassende Darstellung der Schallmeßverfahren findet sich bei R. Berger, Die Schalltechnik, S. 79 ff. Braunschweig 1926.

2. Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit in Gasen von Druck und Temperatur. In § 1 dieses Kapitels war abgeleitet worden, daß die Schallgeschwindigkeit in einem Gase bei konstanter Temperatur vom Drucke unabhängig ist und daß sie sich mit der Temperatur nach der Gleichung

$$c_t = c_0 \sqrt{1 + \alpha t} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (1)$$

ändert, wo t die Temperatur in Celsiusgraden bedeutet. Bei der Ableitung wurde vorausgesetzt, daß die Gase ideale Gase sind, d. h. dem Gesetz von Boyle-Mariotte-Gay Lussac folgen und daß das Verhältnis $\varkappa$ der beiden spezifischen Wärmen des Gases von Druck und Temperatur unabhängig ist. Diese Voraussetzungen treffen jedoch nur für begrenzte Druck- und Temperaturintervalle zu. Im allgemeinen weichen die Gase vom idealen Verhalten um so mehr ab, je höher der Druck und je tiefer die Temperatur ist; ebenso ist auch $\varkappa$ keine Konstante.

Messungen der Temperaturabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit in Gasen sind von Stevens[1]), Kalähne[2]), Cook[3]), Dixon, Campbell und Parker[4]) u. a. ausgeführt worden. Bei Luft erstreckt sich der von verschiedenen Beobachtern durchmessene Temperaturbereich von -181^0 bis $+900^0$ C.

Die nachstehende Tabelle 2 stellt die Messungen von Cook in der Nähe der Temperatur der flüssigen Luft dar. Die Werte der vorletzten Spalte sind die nach der Gleichung $c_t = c_0 \sqrt{1 + \alpha t}$ berechneten Werte der Schallgeschwindigkeit; die letzte Spalte enthält die unter Berücksichtigung der Abweichung von dem idealen Verhalten aus den gemessenen Werten von c berechneten Werte von $\varkappa$. Die gemessenen Werte liegen sämtlich unter den berechneten; die Abweichung ist zu erklären durch eine etwas größere Dichte der Luft, als sie bei diesen Temperaturen aus den idealen Gasgesetzen folgen würde, und durch eine Abnahme des Wertes von $\varkappa$. Aus den Werten der letzten Spalte berechnet sich der Mittelwert von $\varkappa$ für das in der Tabelle enthaltene Temperaturgebiet zu $\varkappa = 1{,}35$, während $\varkappa$ für normale Temperatur den Wert 1,40 hat.

Tabelle 2.

Absolute Temperatur	Druck in cm Hg	c (m/sec) gem.	c (m/sec) ber.	$\varkappa$
117,5	—	208,63	218,00	1,386
94,8	74,38	187,05	195,80	1,370
92,5	74,50	182,96	193,50	1,337
90,7	74,36	181,52	191,70	1,342
93,5	73,47	181,80	194,50	1,300
91,5	73,22	181,93	192,50	1,333
92,0	—	184,93	193,80	1,375

[1]) E. H. Stevens, Ann. d. Phys. (4) **7**, 285, 1902.
[2]) A. Kalähne, ebenda (4) **11**, 225, 1903.
[3]) S. R. Cook, Phys. Rev. **23**, 212, 1906.
[4]) H. B. Dixon, C. Campbell und A. Parker, Proc. Roy. Soc. London (A) **100**, 1, 1921.

Eine Zusammenstellung der Werte der Schallgeschwindigkeit in Luft nach Messungen von Cook für den Temperaturbereich von 92 bis 294° abs. enthält die Tabelle 3.

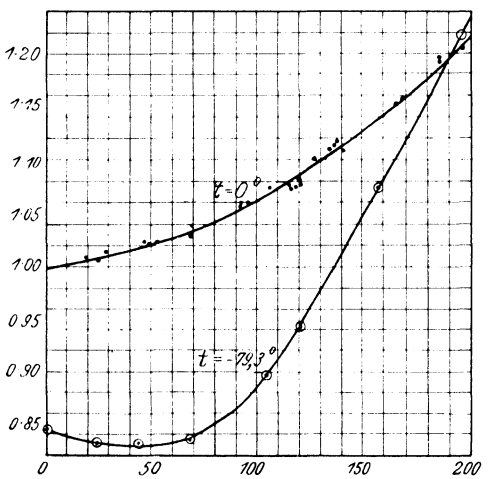
Tabelle 3.

Absolute Temperatur	c (m/sec)	Absolute Temperatur	c (m/sec)
92,0	184,93	212,6	288,86
123,0	216,73	216,0	292,61
136,5	224,19	244,2	308,92
166,8	253,75	294,0	344,00
167,5	254,33		

Nach Messungen von Kalähne ist bei Temperaturen zwischen 0 und 900° C nur eine ganz geringfügige Abweichung zwischen gemessenen und berechneten Werten vorhanden, die wahrscheinlich auf Beobachtungsfehler zurückzuführen ist.

Für die Druckabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit liegen unter anderem Messungen von Witkowski[1]), Koch[2]) und Schöler[3]) vor. Die Ergebnisse der Untersuchungen von Koch sind in Fig. 11 dargestellt. Gemessen wurde die Schallgeschwindigkeit in Luft bei Temperaturen von 0 und −79,3° C bei Drucken zwischen 0 und 200 Atm. In der Figur ist als Abszisse der Druck in Atmosphären, als Ordinate die gemessene Schallgeschwindigkeit, bezogen auf die Schallgeschwindigkeit bei 0° und 1 Atm. als Einheit, aufgetragen. Während bei Luft Abweichungen erst bei verhältnismäßig hohen Drucken auftreten, zeigen sich bei anderen Gasen (CO_2, SO_2, NH_3, C_2H_4) nach den Messungen von Schöler merkliche Abweichungen bereits bei Drucken bis etwa 4 Atm.

Fig. 11.



Druckabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit in Luft nach Koch.

3. Schallgeschwindigkeit in Wasser. Unter den Flüssigkeiten kommt der Messung der Schallgeschwindigkeit in Wasser eine besondere technische Bedeutung zu, da die Unterwassersignalgebung heute ein unentbehr-

[1]) A. M. Witkowski, Bull. Acad. Cracovie 1899, S. 138.
[2]) P. P. Koch, Ann. d. Phys. (4) **26**, 551, 1908.
[3]) K. Schöler, ebenda (4) **45**, 913, 1914.

liches Hilfsmittel für die Navigation bildet. Von Wichtigkeit ist die Kenntnis der Abhängigkeit der Ausbreitungsgeschwindigkeit von Temperatur, Salzgehalt und Druck. Maßgebend für die Größe der Schallgeschwindigkeit ist in erster Linie der Einfluß der genannten Faktoren auf die Kompressibilität, während die Einwirkung auf die Dichte geringer ist; und zwar bewirkt die Zunahme jeder der drei Größen ein Absinken der Kompressibilität, so daß mit zunehmender Temperatur, steigendem Salzgehalt und wachsendem Druck, d. h. zunehmender Meerestiefe, die Schallgeschwindigkeit größer wird.

Die Ergebnisse einiger Beobachter sind in Tabelle 4 zusammengestellt.

Tabelle 4.

Beobachter	Temperatur	c (m/sec)	Bemerkungen
Colladon und Sturm [1]	8,1°	1435	Genfer See
Dörsing [2]	13	1441	Destilliertes, luftfreies
	19	1461	Wasser. Methode:
	31	1505	Kundtsche Staubfiguren
Marti [3]	14,5	1503,5	Offene See; Dichte 1,0245
Stephenson [4]	— 0,3	1453,3	Salzgehalt 3,35 Proz.
Wood [5]	6,0	1474,0 ± 0,6	„ 3,51 „
	7,0	1477,3 ± 0,5	„ 3,52 „
	16,95	1510,4 ± 0,3	„ 3,50 „

Nach den Messungen von Wood nimmt die Schallgeschwindigkeit in Wasser zu um 3,3 m/sec bei Erhöhung der Temperatur um 1° (zwischen 6 und 17°) und um 1,1 m sec bei Steigerung des Salzgehalts um 0,1 Proz.

4. Schallgeschwindigkeit in verschiedenen Stoffen [6].

Tabelle 5.

A. Feste Körper.

Substanz	c (m/sec)	Substanz	c (m/sec)
Aluminium	5100	Glas	5400
Blei	1320	Elfenbein	3000
Eisen	5000	Tannenholz	4200—5200
Gold	2080	Eichenholz	3400
Kupfer	3900	Kork	430—530
Nickel	4970	Siegellack	1320
Platin	2740	Paraffin	1300
Silber	2640	Kautschuk	25—70
Zink	3690	Ebonit	1570
Zinn	2500	Papier	2000
Messing	3500		

[1] Colladon und Sturm, Pogg. Ann. **12**, 171, 1828.
[2] K. Dörsing, Ann. d. Phys. (4) **25**, 227, 1908.
[3] Marti, Compt. rend. **169**, 281, 1919.
[4] E. B. Stephenson, Phys. Rev. **21**, 181, 1923.
[5] A. B. Wood, Proc. Roy. Soc. London (A) **103**, 284, 1923.
[6] In den Tabellen ist eine Zusammenstellung der Werte der Schallgeschwindigkeiten für eine Anzahl wichtigerer Stoffe gegeben. Die Zahlenwerte sind entnommen aus Landolt-Börnstein, Physikalisch-Chemische Tabellen, herausg. von Roth und Scheel, 5. Aufl., 1923, Bd. II. Da die Tabellen lediglich über die Größe der Ausbreitungsgeschwindigkeiten orientieren sollen, sind entsprechend aufgerundete Werte bzw. Mittelwerte eingesetzt worden. Wegen der genauen Werte wird auf das genannte Tabellenwerk verwiesen, wo auch eingehende Literaturangaben zu finden sind.

B. Flüssigkeiten.

Substanz	Temp.	c (m/sec)	Substanz	Temp.	c (m/sec)
Salzsäure	15,5°	1518	Äthylalkohol, abs. .	20,5°	1213
Ammoniak, konz. .	16	1663	Äthyläther	0	1150
Schwefelkohlenstoff	15	1161	„	15	1032
Äthylalkohol, abs. .	8,4	1264	Benzin	17	1166
„ „ .	23,0	1160	Chloroform	15	983

C. Gase und Dämpfe.

Substanz	Temp.	c (m/sec)	Substanz	Temp.	c (m/sec)
Helium	0°	971	Cyangas	0°	229
Argon	0	307	Wasserdampf . . .	0	401
Quecksilber	360	208	Wasserdampf, ges.	110	413
Kalium	850	652	Kohlensäure . . .	0	260
Wasserstoff	0	1261	Schwefelwasserstoff	0	289
Stickstoff	0	338	Ammoniakgas . .	0	415
Sauerstoff	0	316	Methan	0	430
Chlor	0	206	Acetylen	0	328
Jod	0	108	Äthan	0	378
Brom	0	135	Äthylalkohol . . .	100	273
Kohlenoxyd	0	337	Äthyläther	100	213
Ctickoxyd	0	323	Chloroform	100	171
Shlorwasserstoffgas .	0	296	Leuchtgas	14	453

B. Gestörte Schallausbreitung [1]).

§ 6. Beugung. Die Ausbreitung des Schalles erfolgt nach dem allgemeinen Gesetz der Wellenausbreitung, wie es etwa im Huyghensschen Prinzip (Optikband, Erste Hälfte, Kap. VIII, § 2) ausgesprochen ist. Von einer punktförmigen Schallquelle überträgt sich die Bewegung auf die Nachbarteilchen nach allen Seiten symmetrisch, so daß eine Kugelwelle zustande kommt. Mit der Wellenausbreitung ist eine Energiewanderung verbunden, die im ruhenden isotropen Medium senkrecht zu den Wellenflächen verläuft; die Bahnen dieses Energietransportes heißen Strahlen. Von der punktförmigen Quelle gehen die Strahlen bei ungestörter Ausbreitung im homogenen Medium als gerade Linien bis ins Unendliche.

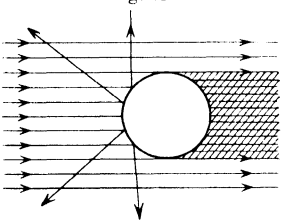
Isotrop heißt ein Körper, der keine Vorzugsrichtung besitzt, homogen ein Körper, dessen Eigenschaften sich von Ort zu Ort nicht ändern. Für Schallwellen sind feste Körper im allgemeinen anisotrop, Flüssigkeiten und Gase isotrop.

In diesem Paragraphen sollen die Erscheinungen besprochen werden, die eintreten, wenn in das Schallfeld Hindernisse eingelagert sind. Wir werden hierbei durch die tägliche Erfahrung auf einen scheinbar grundlegenden Unterschied zwischen den Vorgängen beim Schall und beim Licht, das ja auch eine Wellenbewegung darstellt, geführt: Halten wir in das Feld einer punktförmigen Lichtquelle einen Schirm, so entsteht hinter dem Schirm ein Schatten, d. h. ein mehr oder weniger scharf abgegrenztes Gebiet, in das praktisch keine Lichtenergie gelangt. Bei einer etwas oberflächlichen Betrachtung sieht es

[1]) Bearbeitet von E. Waetzmann und Dr. K. Schuster in Breslau.

so aus, als ob die an dem Schirm vorbeigehenden Lichtstrahlen überhaupt keine Störung in ihrem geradlinigen Verlauf erfahren. Ganz anders bei der Schallquelle: Der Ton wird hinter dem Schirm vielleicht etwas leiser werden, aber ein Verschwinden ist im allgemeinen nicht zu beobachten. Dieser Unterschied hat seinen Grund nur in der verschiedenen Größenordnung der Licht- und Schallwellenlängen. Die Art, wie das Wellenfeld durch das eingelagerte Hindernis gestört wird, hängt nämlich von dem Verhältnis der Hindernisgröße zur Wellenlänge ab. Betrachten wir ein Hindernis von bestimmter Größe, etwa eine Kugel oder eine Scheibe vom Durchmesser a, so kommt es darauf an, ob die benutzte Wellenlänge λ klein gegen a, von der Größenordnung von a oder groß gegen a ist. Besonders wichtig sind die idealen Grenzfälle $\lambda = 0$ und $\lambda = \infty$, in denen das eine Mal die Wellenlänge gegen die Hindernisgröße, das andere Mal die Hindernisgröße gegen die Wellenlänge absolut zu vernachlässigen ist. Im Falle $\lambda = 0$ werden die am Rande des Hindernisses vorbeigehenden Strahlen in ihrem geradlinigen Verlauf überhaupt nicht gestört, und die auf das Hindernis auffallenden Strahlen werden vollkommen reflektiert, wenn es den Wellenvorgang nicht in sich hineinläßt, d. h. absolut starr ist. Hinter dem Hindernis entsteht infolgedessen ein vollkommen scharfer Schatten (Fig. 12). Der Grenzfall $\lambda = 0$ reicht in der Optik zur Beschreibung einer großen Reihe von Erscheinungen aus; sie bilden den Inhalt der sogenannten geometrischen Optik. Ist λ nicht mehr völlig gegen a zu vernachlässigen, so ist die Art der Störung durch das Hindernis komplizierter, und wir sprechen von Beugung der Strahlen, weil sie in der Umgebung des Hindernisses eine Krümmung erfahren. Während in der Optik der Fall $\lambda \ll a$ der gewöhnliche ist, haben wir es in der Akustik vorwiegend mit den Fällen $\lambda \sim a$ und $\lambda \gg a$ zu tun.

Fig. 12.

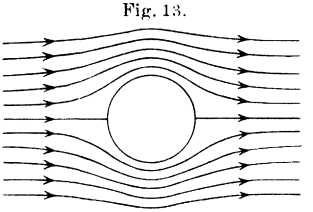


Kugel im ebenen Wellenfeld $\lambda = 0$.

Für $\lambda \ll a$ und $\lambda \sim a$ spielt die Interferenz (ds. Kap., § 11) eine große Rolle, für $\lambda \gg a$ dagegen gar nicht. Das soll kurz an dem Beispiel einer Öffnung in einem unendlich ausgedehnten Schirm erläutert werden, auf den ein Wellenzug senkrecht auftrifft. Der Wellenvorgang überträgt sich hierbei auch auf das Gebiet, das im geometrischen Schatten des Schirmes liegt. An der Öffnung findet also Beugung statt. Sowohl im Falle $\lambda \ll a$ wie im Falle $\lambda \gg a$ verläuft der Vorgang hinter der Öffnung ungefähr so, als ob sich in den einzelnen Punkten der Öffnung Quellen gleicher Phase befinden. Wenn die Öffnung groß gegen die Wellenlänge ist, so interferieren die von verschiedenen Punkten der Öffnung ausgehenden Strahlen miteinander und rufen je nach dem Gangunterschied Schwächung oder Verstärkung der Energie hervor (ds. Kap., § 11). Ist dagegen die Öffnung klein gegen die Wellenlänge, so bleibt auch der Gangunterschied immer klein gegen die Wellenlänge, so daß sich die von den einzelnen Punkten der Öffnung ausgehenden Strahlen stets verstärken. Das Resultat ist das gleiche, als ob in der Öffnung eine einzige, einfache

Quelle läge. Da die Hindernisse, die wir normalerweise zur Beobachtung benutzen, gegenüber den Schallwellenlängen klein, dagegen außerordentlich groß gegen die Lichtwellenlängen sind, ist in der Optik die geometrische Schattenbildung, in der Akustik die Beugung das Alltägliche. Der Grenzfall $\lambda = \infty$ hat für den Schall eine gleich große Bedeutung wie der Fall $\lambda = 0$ für das Licht. Für $\lambda = \infty$ können wir den Verlauf der Strahlen wieder verhältnismäßig einfach beschreiben: Die Energie strömt nämlich genau so um das Hindernis herum, wie es eine inkompressible, reibungslose Flüssigkeit tun würde (Fig. 13).

Fig. 13.

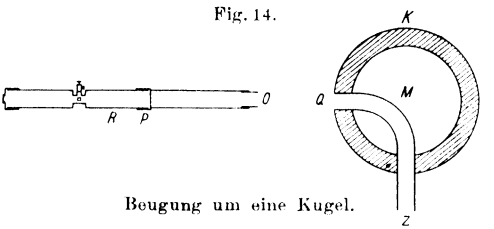


Kugel im ebenen Wellenfeld $\lambda = \infty$.

Aus dem Gesagten geht hervor, daß wir entweder sehr große Hindernisse oder sehr kurze Wellen, d. h. sehr hohe Töne benutzen müssen, um auch beim Schall einen Schatten beobachten zu können. Nimmt man als Schallquelle etwa eine Galtonpfeife (Kap. II, § 3) und als Schallindikator eine empfindliche Flamme (Kap. V, § 5), so läßt sich der Schallschatten noch bei verhältnismäßig kleinen Schirmen nachweisen. Dabei muß darauf geachtet werden, daß störende Reflexionen an in der Nähe befindlichen Körpern vermieden werden. Im Wasserschallfeld wirft der Luftraum des Schiffskörpers einen Schallschatten, was bei gewissen Arten des Unterwasserschallempfangs eine Rolle spielt. Der Wellenvorgang dringt praktisch überhaupt nicht in den Luftraum ein, weil die „Schallwiderstände" (ds. Kap., § 9) von Wasser und Luft sehr verschieden sind.

Läßt man das Hindernis im Verhältnis zur Wellenlänge kleiner und kleiner werden, so treten die typischen Beugungserscheinungen immer stärker hervor. In einzelnen Spezialfällen, so bei einer Kugel, einem Zylinder, einem

Fig. 14.



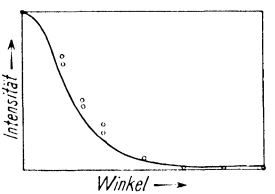
Beugung um eine Kugel.

kreisförmigen Schirm, einer kreisförmigen Öffnung in einem Schirm u. a., kann dann die Intensitätsverteilung hinter dem Hindernis berechnet werden. Stewart und Stiles[1]) untersuchten die Beugungserscheinung an einer Kugel, wenn die Schallquelle auf der Kugeloberfläche selbst liegt, und zwar für den speziellen Fall, daß die beobachtete Wellenlänge gleich dem Umfang der Kugel ist. Sie verwendeten eine Hohlkugel K (Fig. 14) aus Zement mit dem Umfang 135,9 cm und der Wandstärke 5 cm. Die Kugel war 2,30 m über dem Dache eines hohen Gebäudes befestigt, so daß höchstens das Dach zu störenden

[1]) G. W. Stewart und H. Stiles, Phys. Rev. **1**, 309, 1913.

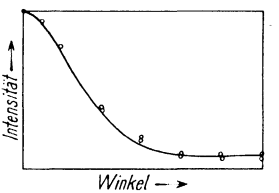
Reflexionen hätte Veranlassung geben können. Sie wurden dadurch verhindert, daß das Dach mit einer dicken Schicht Haarfilz belegt wurde. Als Schallquelle diente die Öffnung Q (Durchmesser 5 cm) des eisernen Schallzuführungsrohres Z, dessen anderes Ende sich vor dem Resonanzkasten einer elektromagnetischen Stimmgabel von 256 Hertz befand. Die Schallintensität wurde mit einer Rayleighschen Scheibe (Kap. VI, § 3) gemessen, die zur Erhöhung der Empfindlichkeit in einer Einschnürung des 74,4 cm langen Resonanzrohres R aufgehängt war. Bei P befindet sich eine Papiermembran, so daß die Rayleighsche Scheibe vor äußeren Luftströmungen vollkommen geschützt ist. Die Länge des Rohrstückes PO ist ungefähr eine Viertelwellenlänge; das übrigbleibende Stück, in dessen Mitte die Rayleighsche Scheibe hängt, müßte, wenn die Einschnürung nicht vorhanden wäre, im Resonanzfall eine halbe Wellenlänge lang sein. Durch die Einschnürung werden die Schwingungen im Schwingungsbauch noch verstärkt, also die Empfindlichkeit der Anordnung erhöht; die Länge muß dann etwas korrigiert werden, damit wieder Resonanz eintritt. Der Ausschlag der Rayleighschen Scheibe wird der Schallintensität proportional sein, die an der Stelle der Öffnung O herrschen würde, wenn das Resonanzrohr nicht da wäre. Dadurch, daß die Kugel um

Fig. 15.



Beugung einer Kugel; Intensität im Abstand $2\,R$ vom Mittelpunkt.

Fig. 16.



Beugung einer Kugel; Intensität im Abstand $3\,R$ vom Mittelpunkt.

das vertikale Schallzuführungsrohr Z gedreht wird, wird der Winkel φ verändert, den die Verbindungslinie MQ (Kugelmittelpunkt–Quelle) mit der Richtung MO des Resonanzrohres bildet. Anstatt also die Rayleighsche Scheibe rings um die Kugel herumzuführen, hält man sie fest, und dafür wird die Kugel gedreht. In den Fig. 15 und 16 sind die Messungsergebnisse dargestellt für den Fall, daß die Entfernung des Aufpunktes O vom Mittelpunkt der Kugel gleich dem doppelten (Fig. 15) und gleich dem dreifachen (Fig. 16) Radius der Kugel ist. Als Abszisse ist der Winkel φ aufgetragen, als Ordinaten die Schallintensitäten. Die ausgezogenen Kurven geben die berechneten Schallintensitäten an, die Punkte stellen die gemessenen Ausschläge der Rayleighschen Scheibe, bezogen auf den Wert für $\varphi = 0$, dar. Eine Schattengrenze ist also nicht vorhanden, vielmehr sinkt die Intensität mit wachsendem Winkel φ nur ganz allmählich ab. Auch auf der der Schallöffnung diametral gegenüberliegenden Seite der Kugel ist schon im Abstand eines Kugeldurchmessers eine merkliche Schallintensität vorhanden.

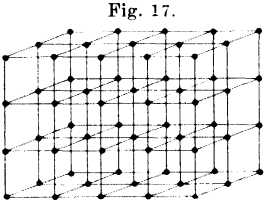
Wie bereits oben erwähnt wurde, sind mit der Beugung Interferenzerscheinungen verknüpft, wenn die Wellenlänge von der Größenordnung des

Hindernisses oder noch kleiner ist. Derartige Erscheinungen treten beispielsweise bei der Beugung an Spalten und beim Beugungsgitter auf und sollen im Zusammenhang mit den übrigen Interferenzerscheinungen (ds. Kap., § 11) besprochen werden.

§ 7. Dispersion. Man kann sie definieren als Abhängigkeit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer Wellenbewegung von der Schwingungszahl. In der Optik erklärt man diese Erscheinung durch die Annahme, daß im dispergierenden Medium eine große Zahl kleiner schwingungsfähiger Teilchen vorhanden ist, durch deren Mitschwingen das ursprüngliche Wellenfeld in besonderer Weise gestört wird. Infolgedessen wird der Begriff Dispersion vielfach enger gefaßt, als es oben geschehen ist. Man beschränkt ihn dann auf die Fälle, in denen die Abhängigkeit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit von der Wellenlänge durch eine große Zahl eingelagerter Hindernisse hervorgerufen wird. Unter diese engere Fassung fallen z. B. nicht die Beobachtungen, die Wood und Loomis[1]) an transversalen Wellen in dünnen Glasstäben im Gebiet des Ultraschalles gemacht haben. An stehenden Wellen in Glasstäben, die durch schwingende Piezoquarzplatten erzeugt werden, stellten sie eine Abhängigkeit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit von der Wellenlänge fest, was bei Biegungswellen von Stäben zu erwarten war. Wachsmuth und Auer[2]) fanden eine analoge Dispersion für die Wellen in den Piezoquarzplatten selbst (Kap. II, § 5).

Dispergierende Medien, wie sie für das Licht existieren, sind für die Schallwellen in der Natur im allgemeinen nicht vorhanden. Man hat daher durch künstliche Herstellung solcher Medien eine Dispersion im engeren Sinne des Wortes auch beim Schall erzeugt. Um überhaupt eine Dispersion eines Wellenvorganges zu erhalten, braucht man nicht unbedingt Schwingungsgebilde in das Wellenfeld einzulagern. Auch unbewegliche Hindernisse mit starren Wänden können, regelmäßig angeordnet, durch Beugung die ursprüngliche Welle in der Weise stören, daß eine Dispersion zustande kommt.

Fig. 17.



Kubisches Raumgitter.

Kasterin[3]) untersuchte als erster die Wirkung eines kubischen Raumgitters von unbeweglichen, starren Kugeln, die klein gegen die benutzten Wellenlängen sind (Fig. 17). Wenn die einfallenden Schallwellen die erste Reihe der Kugeln erreichen, werden sie teils reflektiert, teils durchgelassen und um die Kugeln herum gebeugt, von der zweiten Reihe der Kugeln teils wieder reflektiert usw. Die von der zweiten Reihe zurückgeworfenen Wellen kehren teils wieder durch die erste Reihe hindurch in den von Kugeln freien Luftraum zurück, teils werden sie wieder reflektiert usw. Als Resultat dieser

[1]) R. W. Wood und A. L. Loomis, Phil. Mag. **4**, 417, 1927.
[2]) R. Wachsmuth und H. Auer, Zeitschr. f. Phys. **47**, 323, 1928.
[3]) N. Kasterin, Dissert. Moskau, 1903 (russ.).

komplizierten Überlagerung von Einzelwellen ergibt sich im stationären Zustand innerhalb des von Kugeln erfüllten Raumes bei grober Betrachtung eine einheitliche neue Welle. Das Verhältnis der Länge dieser Welle zur Wellenlänge außerhalb des kugelerfüllten Raumes hängt bei gegebenem Abstand der Kugeln von der Schwingungszahl ab, d. h. die prozentuale Änderung der Schallgeschwindigkeit ist für verschiedene Schwingungszahlen verschieden. Kasterin untersuchte diese Abhängigkeit nach der Kundtschen Methode (ds. Kap., § 3) an stehenden Wellen: Eine Reihe von Glaskugeln (Fig. 18) wird in eine Röhre von quadratischem Querschnitt in Abständen eingesetzt,

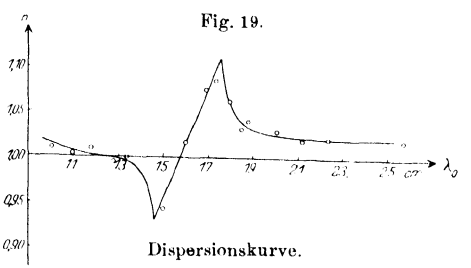
Fig. 18.



Kundtsches Rohr mit Kugeln.

die der Länge der Quadratseite gleich sind. Wenn keine Reibung an den Wänden stattfindet, ist diese Anordnung auf Grund der Symmetrie zu den Seitenwänden gleichwertig mit einer seitlich unendlich ausgedehnten Schicht kubisch angeordneter Kugeln. Die Wellenlängen können dann mit fast der gleichen Genauigkeit wie bei den gewöhnlichen Versuchen ohne Kugeln aus den Staubfiguren bestimmt werden. Kasterin mißt bei verschiedenen Schwingungszahlen die Wellenlängen λ_1 und λ_0 in dem von Kugeln erfüllten und in dem von Kugeln freien Raume. Das Verhältnis dieser zu einer bestimmten Schwingungszahl gehörenden Wellenlängen, das gleich dem Verhältnis der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten $c_1 : c_0$ ist, bezeichnet man als den Brechungsquotienten $n = \frac{c_1}{c_0} = \frac{\lambda_1}{\lambda_0}$ dieser Schwingungszahl. In Fig. 19 ist als Abszisse die Wellenlänge λ_0, als Ordinate der Brechungsquotient n aufgetragen; die ausgezogene Kurve ist berechnet, die Punkte geben die ge-

Fig. 19.



Dispersionskurve.

messenen Werte an. In dem angeführten Beispiel war der Durchmesser der Kugeln 3,96 cm, ihr Abstand a betrug 7,8 cm. Die Kurve zerfällt deutlich in drei Abschnitte, in einen mittleren geradlinigen Teil, in dem n mit λ_0 wächst, und in die beiden äußeren Teile, in denen n mit wachsendem λ_0 abnimmt. Die beiden äußeren Teile stellen das Gebiet der normalen, der mittlere das der anomalen Dispersion dar.

Die theoretische Behandlung des Problems liefert das Ergebnis, daß sich die Welle im Gebiet der anomalen Dispersion im dispergierenden Medium,

d. h. in dem von Kugeln erfüllten Raume, mit exponentiell abklingender Amplitude fortpflanzt. Man spricht daher auch von einer „Absorption" der Welle, obwohl keine Umwandlung von Schallenergie in eine andere Energieform stattfindet; vielmehr wird die durch die einfallende Welle dauernd nachgelieferte Energie bei genügender Schichtdicke des dispergierenden Mediums vollkommen reflektiert. Aus der Kurve Fig. 19 sieht man, daß für $\lambda_0 = 2a = 15{,}6$ cm der Brechungsquotient $n = 1$ wird; d. h. der Schall pflanzt sich im dispergierenden Medium mit der gleichen Geschwindigkeit wie außerhalb fort, wenn der Abstand der Kugeln gleich der halben Wellenlänge im freien Luftraum ist. Die Umgebung dieser Stelle bildet, ganz im Einklang mit der Theorie, das Gebiet der anomalen Dispersion. Kasterin hat die Dispersion von Schallwellen auch bei Einlagerung von Luftresonatoren untersucht, die alle auf den gleichen Eigenton abgestimmt waren. Er fand, wie zu erwarten war, ein Gebiet anomaler Dispersion in der Umgebung des Eigentons dieser Resonatoren. Auf die in einem solchen Resonatorengitter im Zusammenhang mit der Dispersion auftretende Absorption werden wir bei der Besprechung der Absorption (ds. Kap., § 10) näher eingehen. Weitere Versuche über Dispersion des Schalles sind dringend erwünscht.

§ 8. Reflexion. Trifft eine Schallwelle auf eine starre Wand, deren Ausdehnung groß gegenüber der Wellenlänge ist, so wird sie derart reflektiert, daß jeder zurückgeworfene Schallstrahl in der von dem einfallenden Strahl und dem Einfallslot gebildeten Ebene liegt und mit dem Einfallslot den gleichen Winkel bildet wie der auffallende Strahl. Dieses Gesetz der Gleichheit von Einfallswinkel und Reflexionswinkel kann, wie in der Optik, leicht aus dem Huyghensschen Prinzip abgeleitet werden (Optikband, Erste Hälfte, Kap. VIII, § 3). Bei Versuchen muß man ebenso wie bei der Schattenbildung mit sehr großen Flächen oder mit sehr kurzen Wellen, d. h. hohen Tönen, arbeiten. Am leichtesten läßt sich die Gültigkeit des Reflexionsgesetzes durch den Nachweis von Schallbrennpunkten bei besonders gekrümmten Flächen demonstrieren. Sehr bekannt ist der Versuch mit den beiden Parabolspiegeln, die etwa aus Pappe hergestellt sein können. In den Brennpunkt des einen bringt man eine Taschenuhr, weil das Uhrticken sehr hohe Töne enthält. Sind die beiden Spiegel so justiert, daß ihre Achsen zusammenfallen, so kann man in dem zweiten Spiegel durch Abhören mit dem Ohr — oder besser, um den Verlauf der Schallstrahlen möglichst wenig zu stören, mit einem Hörschlauch — die Existenz des Schallbrennpunktes feststellen. Auf diese Weise ist das Uhrticken noch in Abständen von mehr als etwa 15 m wahrzunehmen, während man es in dem zwischen den beiden Spiegeln liegenden Raume nicht hört. Bringt man bei einem Spiegeldurchmesser von etwa 1 m an die Stelle der Taschenuhr z. B. eine Orgelpfeife vom Eigenton $c = 128$, so ist der Ton in der Umgebung des Brennpunktes des zweiten Spiegels überall gleich laut zu hören, weil hier die Beugung eine Rolle spielt. Statt der Parabolspiegel lassen sich auch andere, geeignet gestaltete Flächen verwenden, um analoge Effekte zu erzielen. Sogenannte Flüstergewölbe finden sich in der Natur, z. B. in Fels-

höhlen, oder auch, mit mehr oder weniger Absicht von Menschenhand hergestellt, in Bauwerken. Eine eigentümliche Erscheinung wird in der Londoner St. Pauls-Kathedrale beobachtet. Am unteren Rande der halbkugelförmigen Kuppel zieht sich eine Galerie hin. Leise Flüstertöne, die von einer Stelle der Galerie ausgehen, werden rings auf der Galerie mit abnormer Stärke gehört. Rayleigh nimmt daher an, daß es sich nicht um eine Reflexion an der Kuppel handelt; vielmehr scheint der Schall rings auf der Galerie entlang zu kriechen.

Im täglichen Leben ist die Schallreflexion an Gebäuden, Felsen, Waldrändern usw. als Echo bekannt. Die Zeit τ, die zwischen der Abgabe des Schallsignals und seiner Wiederkehr vergeht, ist gleich der Zeit, die der Schall braucht, um die Strecke zwischen dem Beobachter, der sich am Orte der Schallquelle befinden möge, und der reflektierenden Wand zweimal, nämlich hin und zurück, zu durchlaufen. Also ist $\tau = \frac{2a}{c}$, wenn c die Schallgeschwindigkeit und a die Entfernung des Beobachters von der reflektierenden Wand bedeutet. Damit dem Ohre der reflektierte und der primäre Schallimpuls deutlich getrennt erscheinen, muß die Zeitdifferenz zwischen beiden mindestens 0,1 Sekunde betragen; dem entspricht in Luft eine Entfernung der reflektierenden Wand von etwa 17 m. Lassen sich der primäre Schall und sein Echo mit dem Ohre nicht mehr trennen, so spricht man von Nachhall. Er macht sich vor allem in geschlossenen Räumen bemerkbar, wo er sehr störend wirken kann (Näheres siehe Raumakustik, ds. Kap., § 15 ff.).

Zuweilen wird beobachtet, daß das Echo eine andere Klangfarbe als der primäre Schall hat. Diese Erscheinung, harmonisches Echo genannt, findet ihre Erklärung darin, daß das reflektierende Hindernis sich den einzelnen im Primärschall enthaltenen Frequenzen gegenüber verschieden verhält. Handelt es sich z. B. um eine Wand, die eine gewisse Rauhigkeit besitzt, so wirkt sie langen Wellen gegenüber noch wie eine glatte Wand, reflektiert diese Wellen also regulär, während bei kürzeren Wellen eine diffuse Reflexion eintritt. In welchem Sinne der Klangcharakter des Echos gegenüber dem des primären Schalles geändert wird, ist nicht ohne weiteres zu sagen. Es ist sowohl ein Heller- wie ein Dunklerwerden denkbar: Ist die reflektierende Fläche sehr groß, so können bei diffuser Reflexion von sehr zahlreichen Stellen der Fläche kurze Wellen an das Ohr gelangen, so daß der Klangcharakter erhöht erscheint. Andererseits ist es denkbar, daß infolge der diffusen Reflexion der kurzen Wellen ihre Energie für das Ohr geschwächt wird, so daß der Klang tiefer erscheint.

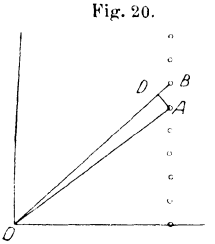
Schallreflexion findet nicht nur an starren Hindernissen statt, sondern an jeder Trennungsfläche zweier Medien. Welcher Bruchteil der auffallenden Schallenergie reflektiert wird, ist je nach den speziellen Verhältnissen verschieden. Wir kommen hierauf im Zusammenhang mit der Brechung (ds. Kap., § 9) noch ausführlich zurück. Über die Reflexion des Schalles an der Trennungsfläche zweier Gase hat Tyndall[1]) zahlreiche schöne Versuche angestellt. Darunter befindet sich folgender: Eine aus einem horizontalen Rohre aus-

[1]) J. Tyndall, Der Schall, 3. Aufl. Braunschweig 1897.

tretende Schallwelle trifft auf eine empfindliche Flamme auf. Die Flamme zeigt den Schall an. Wird jetzt zwischen Rohrende und empfindliche Flamme, jedoch etwas unterhalb der Verbindungslinie Rohr — Flamme, eine breite Bunsenflamme gebracht, die einen heißen, senkrecht gerichteten Luftstrom erzeugt, so wird der Schall an dieser Luftschicht reflektiert, und die empfindliche Flamme bleibt in Ruhe. Wird ein zweites Rohr in die Richtung des reflektierten Schalles gebracht und die empfindliche Flamme an dessen Ende aufgestellt, so reagiert sie wieder. Der Versuch ist der experimentelle Beweis dafür, daß auch bei völlig durchsichtiger Luft starke Schallreflexion eintreten kann an Trennungsschichten, die für das Auge nicht erkennbar sind (Luftechos).

Wird ein kurzer Schallimpuls von einer Reihe regelmäßig in geringem Abstand voneinander angeordneter Hindernisse reflektiert, so können die aufeinanderfolgenden Einzelechos einen Ton bilden. Seine Höhe hängt nur von den geometrischen Verhältnissen, nicht aber von der Art des primären Signals ab. Diese Erscheinung hat zuerst Oppel[1]) beobachtet. Er befand sich in der Nähe einer Brücke, deren Geländer aus einer großen Zahl vertikal stehender Eisenstäbe bestand; dicht daneben fanden Schießübungen statt. Oppel hörte nun „nach jedem einzelnen Schuß außer dem durch die Umgebung hervorgebrachten mehrfachen Echo des Knalls einen ganz eigentümlichen schrillenden Ton, der kaum über 1 Sekunde dauern mochte, aber nicht eine konstante Höhe hatte, sondern während seines Tönens in beständigem Sinken begriffen war und zugleich, in bezug auf seine Stärke, ein sehr regelmäßiges Decrescendo zeigte". Dieser Ton, nach Oppels Vorschlag Reflexionston erster Art, sonst auch pfeifendes oder flötendes Echo genannt, kommt dadurch zustande, daß der Knall von den einzelnen Stäben des Gitters reflektiert wird und daß die Einzelechos in so rascher Folge an das Ohr gelangen, daß sie einen Ton bilden. Denken wir uns den Knall an dem Orte des Beobachters O (Fig. 20) erzeugt, so ist die zwischen zwei aufeinanderfolgenden Echos liegende Zeitdifferenz gleich der Zeit, die der Schall braucht, um die Strecke DB zweimal zu durchlaufen, also gleich

Fig. 20.



Reflexion am Gitterraum.

$$\frac{2\,DB}{c} = \frac{2\,AB}{c} \cdot \cos\,(DBA).$$

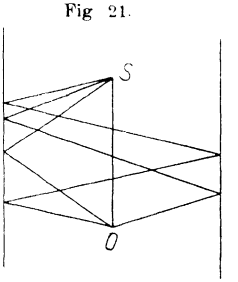
Da der Abstand AB der Stäbe konstant ist, ist die Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Echos dem *cos* des vom Fahrstrahl OB und der Zaunrichtung AB gebildeten Winkels proportional. Man sieht ohne weiteres aus der Figur, daß der Winkel DBA mit wachsendem Abstand der Stäbe von O immer kleiner wird. Sein *cos* wird also immer größer; infolgedessen wird die Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Echos größer, d. h. der gehörte Ton wird tiefer. Das beobachtete Leiserwerden des Tones ist dadurch zu erklären, daß die von den entfernter liegenden Stäben zum Beobachter ge-

[1]) J. J. Oppel, Pogg. Ann. **94**, 357 und 530, 1855; **101**, 105, 1857.

langenden Wellen infolge der kugelförmigen Ausbreitung des Schalles geringere Intensität haben. Die Reflexionstöne sind sehr gut zu hören, wenn man beim Vorbeigehen an Lattenzäunen oder beim Begehen von flachen Steintreppen möglichst kurz mit dem Absatz aufstampft. Es ist dann ein heulender „Ton" zu hören, der etwa einem scharf geflüsterten pi-u ähnelt. Um einen Reflexionston von konstanter Höhe zu erhalten, müßte der Winkel zwischen dem Fahrstrahl OB und der Zaunrichtung AB längs des ganzen Zaunes konstant sein; hierzu wäre, wie die Rechnung zeigt, nötig, daß der Zaun in der Kurve einer exponentiellen Spirale verläuft.

Eine zweite Art von Reflexionstönen, die aber den ersten nahe verwandt sind, entdeckte Oppel, als er durch eine schmale, etwa $1^1/_2$ m breite Gasse ging, die auf der einen Seite von einer Mauer, auf der anderen von einer Bretterwand flankiert war. Auf dem harten, festen Boden nahm der Schall seiner Schritte ein klingendes Gepräge an. Trotz seines raschen Verklingens hatte der Nachhall eine ganz bestimmte Tonhöhe, die unabhängig von der Art des primären Schalles war. Ob man in die Hände klatscht, zwei Steine gegeneinanderschlägt oder mit dem Fuße aufstampft usw., immer erhält man die gleiche Tonhöhe des Nachhalls. Auch dieser Reflexionston verdankt seine Entstehung einer Reihe rasch aufeinanderfolgender Einzelechos. Der Schallimpuls läuft zwischen den beiden parallelen Wänden hin und her, wobei er bei jeder Reflexion eine Schwächung erfährt. Wir nehmen wieder an, daß der primäre Schall an der Stelle des Beobachters erzeugt wird, und zwar in der Mitte der Gasse. Dann ist die Zeit, die zwischen zwei aufeinanderfolgenden an das Ohr gelangenden Echos liegt, gleich der Zeit, die der Schall braucht, um von der Mitte der Gasse bis zu einer Wand und wieder zurück zur Mitte zu laufen, also gleich b/c sec, wenn b die Breite der Gasse und c die Schallgeschwindigkeit bedeutet. Dem gehörten Tone entsprechen also c/b Schwingungen in der Sekunde. Stellt man sich statt in die Mitte des Hohlweges unmittelbar an die eine Mauer, so wird der Zeitabstand zwischen zwei an das Ohr gelangenden reflektierten Impulsen verdoppelt, der Ton entsprechend vertieft.

Fig. 21.



Reflexion zwischen parallelen Wänden.

Komplizierter werden die Verhältnisse, wenn sich die Schallquelle S und der Beobachter O (Fig. 21) an verschiedenen Stellen befinden. Der Schall gelangt dann auf verschiedenen Wegen zum Beobachter, je nach der Zahl der Reflexionen, die er erleidet. In der Fig. 21 sind einige der möglichen Wege angegeben. Der Reflexionston zweiter Art hat dann, ähnlich wie der Reflexionston erster Art, keine konstante Tonhöhe, sondern wird schnell tiefer. Im ganzen liegt die Tonhöhe erheblich unter derjenigen des Reflexionstones erster Art, weil der Abstand der reflektierenden Wände viel größer ist als der Abstand der einzelnen Stäbe eines Gitters.

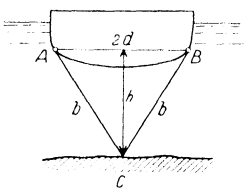
Eine wichtige technische Anwendung der Schallreflexion ist die Echolotung, um die sich in Deutschland besonders A. Behm große Verdienste

erworben hat. Das Echolot gibt dem Schiffer und dem Luftschiffer die Möglichkeit, bei voller Fahrt die Tiefe des Wassers bzw. des Luftmeeres zu messen.

Die heute gebräuchlichen Schallote können nach Lübcke[1]) in drei Gruppen eingeteilt werden: Bei der ersten Gruppe wird die Laufzeit eines Schallsignals mit besonderen Kurzzeitmessern ermittelt und daraus die Tiefe berechnet. Bei der zweiten Gruppe wird die Richtung der am Boden reflektierten Strahlen durch den beidohrigen Richtungseindruck (Kap. III, § 7) bestimmt. Die dritte Gruppe bilden die Fallote. Das sind Körper, die mit gleichmäßiger Geschwindigkeit sinken und beim Erreichen des Bodens automatisch ein Schallsignal abgeben.

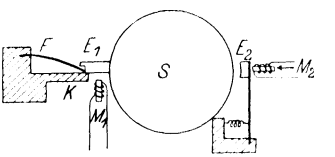
Die Methode der Laufzeitmessung soll an Hand der Fig. 22 erläutert werden. Ist $2d$ die Entfernung des Senders A vom Empfänger B, $2b$ die Laufstrecke ACB des Schalles und h der Abstand der Signalapparate vom Meeresboden, so ist $h = \sqrt{b^2 - d^2}$.

Fig. 22.



Echolotung nach dem Laufzeitverfahren.

Fig. 23.



Behmscher Kurzzeitmesser.

Um den Weg ACB zu durchlaufen, braucht der Schall die Zeit $t = \frac{2b}{c}$, wenn c die Schallgeschwindigkeit im Wasser ist. Also wird

$$h = \sqrt{\tfrac{1}{4}c^2t^2 - d^2}.$$

Wird die Laufzeit t gemessen, so kann die Tiefe h berechnet werden, denn c und d sind bekannt.

Da der Schall im Wasser in einer Sekunde 1450 m zurücklegt, sind die Laufzeiten außerordentlich kurz. Infolgedessen sind besondere Kurzzeitmesser erforderlich.

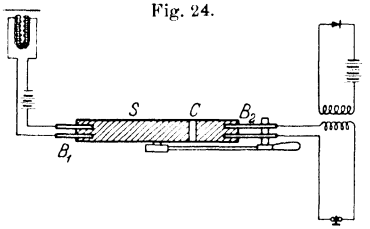
Beim Behmschen Echolot dient als Schallsignal der Knall einer explodierenden Patrone. In ihrer Nähe befindet sich das Mikrophon A (Fig. 22). Die vom Meeresboden reflektierten Knallwellen erregen das Mikrophon B. Die Mikrophone befinden sich auf beiden Seiten des Schiffskörpers, so daß B nicht vom direkten Schall getroffen wird. In Fig. 23 ist der Behmsche Kurzzeitmesser[2]) schematisch dargestellt. Die drehbare Scheibe S trägt auf ihrem Rande einen Eisenanker E_1, der im Ruhezustand vom Elektromagnet M_1 angezogen und gegen den Anschlag K gedrückt wird. Der Elektromagnet M_1 ist so geschaltet, daß seine Spule bei Erregung des Mikrophons A stromlos wird. Tritt das ein, so schnellt die gespannte Feder F den Eisenanker E_1 fort und bringt damit die ganze Scheibe zur Rotation. Wird das Mikrophon B erregt, so wird automatisch ein zweiter Elektromagnet M_2 stromlos. Sein Eisenanker E_2, der als Bremsklotz ausgebildet ist, wird dann von einer Feder gegen die rotierende Scheibe gepreßt und bringt sie zum Stillstand. Der Winkel, um den sich die Scheibe gedreht hat, ist ein Maß für die Zeit, die

[1]) E. Lübcke, Zeitschr. d. Ver. deutsch. Ing. **36**, 1245, 1927.
[2]) Näheres siehe Mechanikband, Kap. I, § 59.

zwischen der Erregung der Mikrophone A und B liegt, und damit für die Laufzeit des Schallsignals. Ein Lichtzeiger gestattet, den Drehwinkel direkt abzulesen.

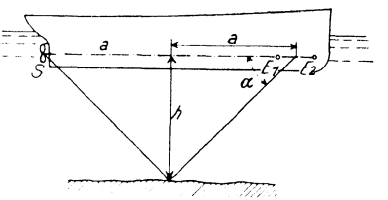
Eine andere Art der Echolote arbeitet mit einem Tonsender. Beim Fessendenlot z. B. dreht sich eine Scheibe S (Fig. 24) aus Isolationsmaterial mit konstanter Geschwindigkeit. Auf ihrem Rande trägt sie einen Kontaktstreifen C. Auf dem Rande schleifen zwei Bürstenpaare; das eine Paar, B_1, liegt im Senderkreis, das andere, B_2, im Empfängerkreis. In dem Augenblick, in dem der Kontaktstreifen während der Rotation der Scheibe unter dem Bürstenpaar B_1 vorübergleitet, wird der Sender erregt. Der kurz dauernde Ton wird am Meeresboden reflektiert und fällt auf ein Empfangsmikrophon. Im Telephon des Empfängerkreises kann der Ton aber nur dann gehört werden, wenn sich im Augenblick der Erregung des Mikrophons der Kontaktstreifen unter dem Bürstenpaar B_2 befindet. Dadurch, daß das Bürstenpaar auf dem Scheibenrand verschoben wird, kann das immer erreicht werden. Der Winkel zwischen den beiden Bürstenpaaren ist ein Maß für die Zeit.

Fig. 24.



Laufzeitmessung nach Fessenden.

Fig. 25.



Echolotung nach dem Winkelmeßverfahren.

Beim Langevin-Florisson-Lot werden an Stelle der hörbaren Schallschwingungen sehr hohe, unhörbare Töne (etwa 40 000 Hertz) verwendet. Die Methode ist grundsätzlich die gleiche wie vorher.

Bei der zweiten Gruppe der Schallote wird die Richtung des reflektierten Schallstrahles ermittelt (Fig. 25). Im vorderen Teile des Schiffes sind zwei Empfänger, E_1 und E_2, angebracht. Der von der Schiffsschraube S ausgehende Schall wird am Meeresboden reflektiert und gelangt kurz nacheinander an die beiden Empfänger E_1 und E_2. Ist $2\,a$ die mittlere Entfernung der beiden Empfänger von der Schiffsschraube und α der Winkel, den der reflektierte Schallstrahl mit der Horizontalen bildet, so ist die gelotete Tiefe $h = a\,tg\,\alpha$. Beide Empfänger haben getrennte Stromkreise, und jeder erregt ein besonderes Telephon. Von den beiden Telephonen gelangt der Schall an die beiden Ohren des Beobachters. Da das eine Mikrophon eher erregt wird als das andere, hat der Beobachter den subjektiven Eindruck einer schräg ankommenden Schallwelle (Kap. III, § 7). Durch Verlängerung der Länge des Luftweges zwischen dem einen Telephon und dem Ohre kann die Zeitdifferenz ausgeglichen und dadurch der Mitteneindruck hergestellt werden. Der Winkel α wird auf diese Weise sehr genau gemessen.

Die dritte Gruppe der Schallote, die Fallote, sind überhaupt keine Echolote. Sie sollen hier nur der Vollständigkeit wegen erwähnt werden. Es sind stromlinienförmige Körper von beispielsweise 15 cm Länge, die am Ende Schwanzflossen tragen. Sie sind so konstruiert, daß sie im Wasser eine konstante Fallgeschwindigkeit von 2 m/sec haben. Beim Auftreffen auf den Boden wird eine kleine Patrone zerknallt. Der Beobachter mißt die Zeit zwischen Abwurf und Knall mit der Stoppuhr. Die Anzahl der Sekunden

gibt die halbe Tiefe in Metern an. Die Zeit, die der Schall braucht, um vom Meeresboden zum Schiffe zu gelangen, ist stets zu vernachlässigen, da das Ergebnis nur um etwa 0,1 bis 0,2 Proz. gefälscht wird.

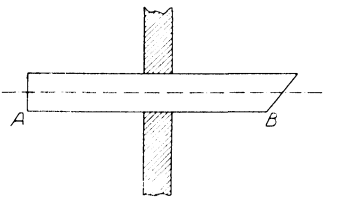
§ 9. Brechung. Fällt eine Schallwelle auf eine praktisch unendlich ausgedehnte Trennungsfläche zweier Medien, so wird, wie schon besprochen, ein Teil reflektiert; der andere Teil dringt in das zweite Medium ein. Dabei haben die Schallstrahlen im Medium 2 eine andere Richtung als im Medium 1: Sie werden an der Trennungsfläche „gebrochen", bleiben dabei aber in der von dem einfallenden Strahl und dem Einfallslot gebildeten Ebene. Für den Brechungswinkel gilt das gleiche Gesetz wie in der Optik: Sind α und β Einfalls- und Brechungswinkel, c_1 und c_2 die Schallgeschwindigkeiten in den beiden Medien, so ist $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{c_1}{c_2}$. Diesen Quotienten bezeichnen wir in Analogie zur Optik als akustischen Brechungsquotienten (ds. Kap., § 7). Ebenfalls in Analogie zur Optik wird das Medium, dem die kleinere Schallgeschwindigkeit zukommt, als das akustisch dichtere bezeichnet. Also wird beim Übergang in das akustisch dichtere Medium der Schallstrahl zum Einfallslot hin gebrochen und umgekehrt. Kommt der Schallstrahl vom akustisch dünneren Medium her, wird er also zum Einfallslot hin gebrochen, so gehört zu jedem Einfallswinkel ein bestimmter Brechungswinkel. Kommt der Schall dagegen aus dem akustisch dichteren Medium, so entsteht ein gebrochener Strahl nur dann, wenn der Einfallswinkel unter einer bestimmten Grenze liegt; er darf den Wert α_0 nicht überschreiten, dem ein Brechungswinkel von 90^0, d. h. ein parallel zur Trennungsfläche verlaufender gebrochener Strahl entspricht. Wird der Einfallswinkel über diesen Grenzwert hinaus vergrößert, so gibt es keinen gebrochenen Strahl mehr, sondern es erfolgt „totale Reflexion" der Schallwelle. Im akustisch dünneren Medium läuft dann nur eine Oberflächenwelle längs der Trennungsfläche ab, wie wir sie von den Wasserwellen her kennen. Da für den Grenzwinkel α_0 der Brechungswinkel 90^0 beträgt, ist nach dem Brechungsgesetz $\sin\alpha_0 = \frac{c_1}{c_2}$. Handelt es sich z. B. um den Übergang des Schalles aus Luft in Wasser, so wird $\alpha_0 = 13^0$; alle schräger einfallenden Schallstrahlen werden also an der Wasseroberfläche total reflektiert. Wir werden später sehen, daß bei Einfallswinkeln zwischen 0 und 13^0 auch nur ein sehr geringer Bruchteil der Schallenergie in das Wasser übergeht.

Versuche zur Bestätigung des Brechungsgesetzes stellte Hajech[1]) auf folgende Weise an: Er verschloß die beiden Enden A und B (Fig. 26) eines zylindrischen Rohres von etwa 8 cm Durchmesser und veränderlicher Länge an beiden Enden mit sehr dünnen Membranen und führte das Rohr durch die Trennungswand zweier benachbarten Säle. Ein zweites Rohr, dessen Achse in der Verlängerung des ersten lag, endigte in einer Büchse, die als Schallquelle eine Glocke enthielt. Zunächst waren die beiden Membranen

[1]) J. Hajech, Pogg. Ann. **103**, 163, 1858.

senkrecht zur Rohrachse angebracht. Dann hörte man im zweiten Saale den Ton am stärksten, wenn sich das Ohr in der Verlängerung der Rohrachse befand, ganz gleichgültig, ob das Rohr mit Luft oder mit einem anderen Gase gefüllt war. Hierauf wurde die Röhre bei B mit einer schräg gegen die Rohrachse gestellten Membran verschlossen. Wenn das Rohr mit Luft gefüllt war, wurde auch jetzt keine Ablenkung des Schallstrahles beobachtet; sobald aber statt der Luft ein anderes Gas hineingebracht wurde, lag das mit dem Ohre festgestellte Schallmaximum seitlich von der Rohrachse, weil jetzt an der Trennungsfläche B eine Brechung der Schallstrahlen eintritt. Der aus der Größe der Ablenkung bestimmte Brechungsquotient stimmt gut überein mit dem Werte, der sich für das Verhältnis der Schallgeschwindigkeiten in den beiden Medien ergibt. Daß die an der Trennungsfläche B befindliche Membran den Vorgang nicht erheblich stört, geht daraus hervor, daß die Größe der Ablenkung unabhängig vom Material der Membran ist.

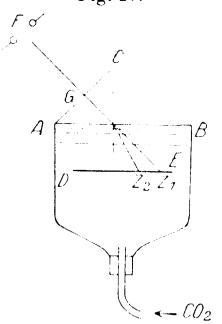
Fig. 26.



Messung des Brechungsquotienten von Gasen und Flüssigkeiten.

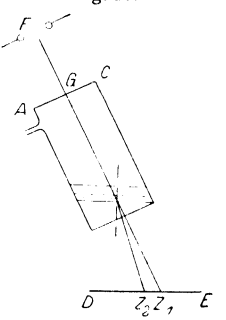
Völlig vermieden wird die Membran zwischen den Medien in der Anordnung von Schellbach und Boehm[1]) (Fig. 27). Ein Glasgefäß wird bis zum Rande AB mit Kohlensäure gefüllt. Als Schallquelle dient die gespannte Kollodiumhaut AC, die durch die von einer Funkenstrecke F gelieferten

Fig. 27.



Messung des Brechungsquotienten von Gasen schwerer als Luft.

Fig. 28.



Messung des Brechungsquotienten von Gasen leichter als Luft.

Töne erregt wird. Infolge ihrer hohen Frequenz kommt man mit verhältnismäßig kleinen Dimensionen der Trennungsfläche aus. In das Glasgefäß wird eine mit Korkpulver bestäubte Platte DE eingesenkt. Wenn die Schallquelle in Tätigkeit tritt, bildet sich auf DE eine Staubfigur aus, deren Zentrum Z_1 in der Verlängerung des mittleren Schallstrahles FG liegt, solange statt der Kohlensäure noch Luft in dem Glasgefäß ist. Wird die Kohlensäure eingefüllt,

[1]) K. Schellbach und E. Boehm, Wied. Ann. 8, 645, 1879.

so erfährt das Zentrum der Staufigur eine Verschiebung nach Z_2, aus der der Brechungswinkel bestimmt werden kann. Will man mit Gasen leichter als Luft arbeiten, so muß die Anordnung entsprechend der Fig. 28 abgeändert werden.

Die Schallreflexion hatten wir statt an ebenen Wänden an Hohlspiegeln demonstriert (ds. Kap., § 8). Ebenso läßt sich die Brechung bequemer als an ebenen Trennungsflächen an Linsen zeigen, die die Schallstrahlen in einem Brennpunkt vereinigen. Als Sammellinse wirkt sowohl eine Konvexlinse aus einem Material, das akustisch dichter ist als das umgebende Medium, als auch eine Konkavlinse aus akustisch dünnerem Material. Sondhauss stellte sich Konvexlinsen her, indem er einen großen Kollodiumballon mit Kohlensäure füllte. Da die Schallgeschwindigkeit in Kohlensäure etwa 260 m pro Sekunde beträgt, in Luft aber etwa 340 m pro Sekunde, so ist die Kohlensäure akustisch dichter als Luft. Der Kollodiumballon gibt also einen reellen Schallbrennpunkt. Als Schallquelle eignet sich wieder eine Taschenuhr; den Brennpunkt hört man entweder direkt mit dem Ohre ab, oder man weist ihn mit einer empfindlichen Flamme nach.

Ist nicht nur eine Trennungsfläche vorhanden, sondern eine große Zahl von parallelen Trennungsflächen übereinandergeschichteter Medien, so entsteht ein vielfach gebrochener Schallstrahl, da an jeder Trennungsfläche eine Brechung erfolgt. Werden sämtliche Horizontalschichten immer dünner gemacht, so resultiert schließlich ein Medium, dessen Zustand sich stetig mit der Höhe ändert. Aus dem vielfach gebrochenen Schallstrahl wird ein stetig gekrümmter. Eine solche Anordnung stellt die Atmosphäre oder das Wasser dar, wenn sich z. B. die Temperatur mit der Höhe allmählich ändert. Im Wasser spielt die dadurch hervorgerufene Krümmung der Schallstrahlen beim Unterwasserschallempfang eine große Rolle. Wenn die Temperatur des Wassers von der Oberfläche nach unten hin zunimmt, werden die Schallstrahlen nach oben gekrümmt, weil die Schallgeschwindigkeit im Wasser mit steigender Temperatur wächst, in unserem Falle also die akustische Dichte von der Oberfläche nach unten hin abnimmt. Die Schallgeschwindigkeit in einer Flüssigkeit befolgt die Formel $c = \sqrt{\frac{1}{\varrho f}}$, wo ϱ die Dichte und f die Kompressibilität ist (ds. Kap., § 1). Beim Wasser nimmt die Kompressibilität mit wachsender Temperatur ab; infolgedessen wird die Schallgeschwindigkeit größer. Die Kompressibilität nimmt auch mit steigendem Druck ab. Doch spielt diese Abhängigkeit eine geringe Rolle.

Fig. 29.



Krümmung eines Schallstrahles im Wasser.

In Fig. 29 ist als Beispiel der Verlauf eines Schallstrahles gezeichnet, wenn die Schallgeschwindigkeit nach unten linear zunimmt. In diesem Falle sind die Schallstrahlen Kreisbögen. Die Mittelpunkte der Kreisbögen liegen in der Ebene, in der die Schallgeschwindigkeit bei fortlaufender linearer Abnahme Null werden würde.

Entsprechend werden die Schallstrahlen nach unten gekrümmt, wenn die Temperatur von der Oberfläche nach unten hin abnimmt. Diese Erscheinung

hat zur Folge, daß die Reichweite der Unterwasserschallsignale im Winter viel größer ist als im Sommer. Denn im Winter nimmt die Temperatur nach unten hin zu, die Schallstrahlen werden nach oben gekrümmt, gelangen an die Wasseroberfläche, werden hier ohne merkliche Schwächung reflektiert, wieder nach oben gekrümmt usw. Im Sommer dagegen, wenn die Temperatur nach unten hin abnimmt, werden die Schallstrahlen nach unten gekrümmt, gelangen hier auf den Meeresboden und werden fast vollkommen absorbiert.

Eine ähnliche Krümmung der Schallstrahlen tritt auch im Luftmeer auf. Bei starken Explosionen existiert außer dem inneren Hörbarkeitsgebiet, das den Explosionsherd unmittelbar umgibt, ein zweites, äußeres, ringförmiges Hörbarkeitsgebiet mit einem inneren Radius von etwa 150 km, das von dem inneren durch die „Zone des Schweigens" getrennt ist. Berechnet man aus der Laufzeit und aus der direkten Entfernung des Beobachtungsortes vom Explosionsherd die Schallgeschwindigkeit, so ergeben sich für die innere Zone durchaus normale Werte, für die äußere dagegen viel kleinere. Die vom Explosionsherd ausgehenden Schallstrahlen werden anscheinend, nachdem sie sich infolge einer leichten Krümmung nach oben (z. B. infolge einer Temperaturabnahme nach oben) vom Erdboden abgehoben haben, in ihrem weiteren Verlauf wieder zur Erde zurückgekrümmt. Durch diese Annahme ist, zunächst rein qualitativ, sowohl die Zone des Schweigens als auch die größere Laufzeit für das äußere Hörbarkeitsgebiet erklärt. Man hat Fälle beobachtet, bei denen die äußere Hörbarkeitszone als vollkommener Ring ausgebildet war, und auch solche, bei denen sie sektorförmig nur auf einer Seite des Explosionsherdes auftrat. Eine Krümmung der Schallstrahlen zur Erde hin ist in der ruhenden Atmosphäre nur dann möglich, wenn die Schallgeschwindigkeit nach oben hin zunimmt. Um die Schallgeschwindigkeit als Funktion der Höhe berechnen zu können, müßte man die Beschaffenheit der höheren Schichten der Atmosphäre kennen. Da das nicht der Fall ist, sucht man umgekehrt aus den akustischen Beobachtungen Schlüsse auf die Erdatmosphäre zu ziehen. Eine Zunahme der Schallgeschwindigkeit nach oben kann durch eine Temperaturzunahme, also eine Temperaturinversion in größeren Höhen, oder auch durch eine Abnahme des mittleren Molekulargewichts der Atmosphäre hervorgerufen werden. Ein Vorhandensein von Ionen würde gleichfalls eine Erhöhung der Schallgeschwindigkeit zur Folge haben. Ferner kann auch die Tatsache, daß in größeren Höhen die Druckschwankung der Schallwellen nicht mehr klein gegenüber dem Normaldruck ist, eine Vergrößerung der Schallgeschwindigkeit bedingen. Endlich tritt eine Krümmung der Strahlen nach der Erde hin ein, wenn der Wind nach oben hin stärker wird. In diesem Falle ist allerdings eine Rückkehr der Schallstrahlen zur Erde nur auf einer Seite des Explosionsherdes zu erwarten. Es ist anzunehmen, daß in Wirklichkeit mehrere dieser Faktoren zur Erscheinung der äußeren Hörbarkeitszone beitragen. Näheres über die Akustik der Atmosphäre und speziell über die „Zone des Schweigens" findet sich in Bd. V, 1.

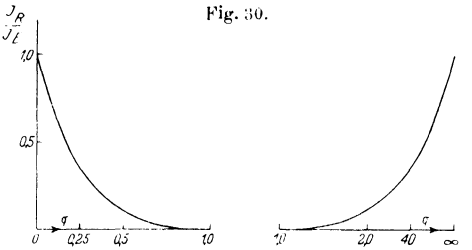
Bisher haben wir nur von den Winkelgesetzen der Reflexion und Brechung Gebrauch gemacht und uns nicht darum gekümmert, welcher Bruchteil

der Schallenergie reflektiert (Fig. 30) und welcher gebrochen (Fig. 31) wird. Gerade diese Frage interessiert in der Praxis am meisten. Wir wollen die theoretischen Formeln nur für den Fall zweier reibungslosen Medien, und zwar zunächst für senkrechten Einfall, angegeben. Bezeichnet J_E die Intensität, d. h. die durch 1 qcm senkrecht zur Strahlrichtung in der Sekunde tretende Energie (Kap. VI, § 1) der einfallenden Welle, J_R die Intensität der reflektierten und J_D die der gebrochenen (der durchgehenden) Welle, so ist

$$J_R = J_E \cdot \frac{(q-1)^2}{(q+1)^2}; \qquad J_D = J_E \cdot \frac{4q}{(q+1)^2}.$$

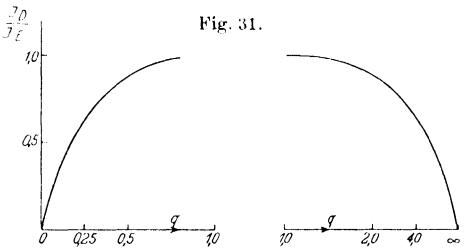
Die Formeln werden auf folgende Weise erhalten: Im Medium 1 werden zwei Wellen angenommen, die einfallende und die reflektierte, im Medium 2 eine

Fig. 30.



Reflektierte Energie.

Fig. 31.



Durchgelassene Energie.

Welle, die gebrochene. Die Amplituden der Wellen ergeben sich aus den Grenzbedingungen an der Trennungschicht: Druck und Verschiebung müssen stetig bleiben. Die Intensitäten bestimmen sich aus den Quadraten der Amplituden

In den Formeln ist $q = \frac{c_1 \varrho_1}{c_2 \varrho_2}$ [1]), wobei c_1 und c_2 die Schallgeschwindigkeiten, ϱ_1 und ϱ_2 die Dichten der beiden Medien bedeuten. Das Produkt aus Schallgeschwindigkeit und Dichte eines Mediums gibt die Größe seines sogenannten Schallwiderstandes an.

Bezeichnet man mit p die momentane Druckschwankung an einer Stelle des Schallfeldes, mit v die an derselben Stelle herrschende momentane Geschwindigkeit, so ist der komplexe Schallwiderstand $\Re$ durch die Gleichung definiert: $\Re = \frac{p}{v}$;

[1]) In Kap. V, § 2 wurde der wattlose Teil des akustischen Widerstandes ebenfalls mit dem Buchstaben q bezeichnet. Eine Verwechselung ist wohl nicht zu befürchten.

dabei sind p und v komplex auszudrücken. Bei ebenen Wellen sind Druck und Geschwindigkeit in Phase; infolgedessen ist der Schallwiderstand rein reell, und zwar gleich dem Verhältnis der Druckamplitude P zur Geschwindigkeitsamplitude V. Da nun bei ebenen Wellen $P = c\varrho \,.\, V$ ist, so ist in diesem Falle der Schallwiderstand gleich $c\varrho$ (Kap. VI, § 1).

Das Verhältnis $\frac{c_1 \varrho_1}{c_2 \varrho_2} = q$ wollen wir das akustische Widerstandsverhältnis nennen. In den Fig. 30 und 31 sind $\frac{J_R}{J_E}$ und $\frac{J_D}{J_E}$ als Funktionen von $q = \frac{c_1 \varrho_1}{c_2 \varrho_2}$ aufgetragen. Man sieht: Wenn $q = 1$ ist, d. h. wenn die akustischen Widerstände der beiden Medien gleich sind, geht die gesamte Schallenergie in das zweite Medium über, es wird nichts reflektiert. Kommen wir dagegen den Grenzfällen $q = 0$ und $q = \infty$ nahe, d. h. sind die Schallwiderstände der beiden Medien extrem verschieden, so wird fast alles reflektiert. Die Intensitätsformeln ändern ihre Gestalt nicht, wenn man q durch den reziproken Wert $1/q$ ersetzt, d. h. beim Schallübergang vom Medium 1 nach dem Medium 2 wird ebensoviel durchgelassen bzw. reflektiert wie beim Übergang von 2 nach 1. Für Wasser und Luft z. B. ist das Verhältnis der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten $c_W : c_L = 4{,}3$, das Verhältnis der Dichten $\varrho_W : \varrho_L = 770$, infolgedessen wird für den Schallübergang von Wasser nach Luft $q = 3300$ und von Luft nach Wasser $q = 1 : 3300$. Dieser außerordentlich große bzw. außerordentlich kleine Wert des Widerstandsverhältnisses hat zur Folge, daß auch bei senkrechtem Einfall, auf den wir uns ja beschränkt haben, nur ein sehr geringer Bruchteil der Schallenergie von Wasser nach Luft bzw. von Luft nach Wasser übergeht, nämlich rund 0,0012.

Für schrägen Einfall werden die Intensitätsgesetze etwas komplizierter. Sind α und β wieder Einfalls- und Brechungswinkel, so ist

$$J_R = J_E \cdot \frac{\left(q \cdot \frac{\cos\beta}{\cos\alpha} - 1\right)^2}{\left(q \cdot \frac{\cos\beta}{\cos\alpha} + 1\right)^2}; \qquad J_D = J_E \cdot \frac{4q}{\left(q \cdot \frac{\cos\beta}{\cos\alpha} + 1\right)^2}.$$

Betrachten wir ein einfallendes Strahlenbündel von 1 cm² Querschnitt, so hat das reflektierte Bündel den gleichen Querschnitt. Das gebrochene dagegen hat einen um den Faktor $\frac{\cos\beta}{\cos\alpha}$ größeren Querschnitt. Für die drei angegebenen Bündel muß der Energiesatz gelten, d. h. die Intensität des einfallenden Bündels muß gleich der Summe der Intensitäten des reflektierten und des gebrochenen Bündels sein. Das ergibt

$$J_E = J_R + J_D \cdot \frac{\cos\beta}{\cos\alpha}.$$

Von der Richtigkeit dieser Beziehung kann man sich durch Einsetzen der oben angegebenen Ausdrücke für J_R und J_D sofort überzeugen. Aus den Formeln ergibt sich ferner die merkwürdige Tatsache, daß für einen bestimmten Einfallswinkel die gesamte Schallenergie in das zweite Medium übergeht, wenn zwischen den Schallgeschwindigkeiten und den Dichten die Beziehung erfüllt ist:

$$1 \gtrless \frac{c_2}{c_1} \gtrless \frac{\varrho_1}{\varrho_2}.$$

Diese Bedingung ist z. B. immer erfüllt, wenn es sich um zwei Gase handelt, deren Moleküle die gleiche Atomzahl haben. Dann ist nämlich das Verhältnis der spezifischen Wärmen für beide Gase das gleiche, und es wird $\frac{c_2}{c_1} = \sqrt{\frac{\varrho_1}{\varrho_2}}$.

§ 10. Absorption. In den vorhergehenden Paragraphen haben wir die Störungen besprochen, die der in einem Medium sich ausbreitende Schall durch eingelagerte Hindernisse und durch sprunghaft oder stetig sich ändernde Beschaffenheit des Mediums erleidet. In ganz anderer Weise wird die Schallausbreitung auch im völlig homogenen Medium gestört: Ein Teil der Schallenergie wird in Wärme verwandelt, also im Medium absorbiert. Die Absorption hat drei verschiedene Ursachen, die innere Reibung, die Wärmeleitung und die Wärmestrahlung. Die innere Reibung beruht darauf, daß in dem betreffenden Gase oder in der betreffenden Flüssigkeit auch Spannungen vorhanden sind, die von der Deformationsgeschwindigkeit abhängen. Die Tatsache eines Wärmetransportes bedeutet eine Abweichung von einem streng adiabatischen Verhalten (Wärmeband, Erste Hälfte, Einleitung, § 6) der Schallschwingungen. Die mit den Schwingungen verbundenen lokalen Temperaturschwankungen haben einen Wärmestrom zur Folge, weil die Wärmeleitfähigkeit des Mediums nicht völlig vernachlässigt werden kann. Endlich tritt infolge der Temperaturunterschiede auch ein Wärmeausgleich durch Strahlung auf. Der Strahlungseffekt kann gegenüber den beiden anderen Effekten im allgemeinen vernachlässigt werden.

Die Schwächung der Schallstärke, die mit zunehmender Entfernung von der Schallquelle beobachtet wird, beruht aber nur zu einem sehr geringen Bruchteil auf der Absorption. Die Hauptursache ist die Verteilung der Schallenergie auf immer größere Flächen, da wir es in der Regel mit Kugelwellen, jedenfalls nicht mit ebenen Wellen zu tun haben. Denken wir uns um eine punktförmige Schallquelle mehrere konzentrische Kugelflächen gelegt, so müßte bei völliger Abwesenheit von Absorption die in der Zeiteinheit durch die Fläche tretende Energiemenge, der Energiestrom, für alle Flächen die gleiche sein. Folglich muß die in einer Sekunde durch die Flächeneinheit tretende Schallenergie der Größe der Gesamtfläche umgekehrt proportional sein. In dem betrachteten Falle der Kugelwelle müßte also die Schallintensität dem Quadrat der Entfernung von der Schallquelle umgekehrt proportional, also $J_r = \frac{J_1}{r^2}$ sein, wenn J_r die Schallintensität in der Entfernung r und J_1 diejenige in der Entfernung $r = 1$ ist. Das quadratische Gesetz ist durch Messungen M. Wiens[1]) einigermaßen bestätigt worden. Um störende Reflexionen zu vermeiden, müssen derartige Versuche im Freien angestellt werden; größere Hindernisse, wie Häuser, Bäume, hohe Zäune u. dgl. dürfen auch in größerer Entfernung von der Schallquelle nicht vorhanden sein. M. Wien wählte als Ort seiner Versuche die Charlottenburger Rennbahn. Als Tonquelle diente eine gedackte Pfeife, als Schallintensitätsmesser der Wiensche Membranresonator: Die eine (kleinere) Öffnung eines Luftresonators (Kap. II, § 8) wird erweitert und durch die Membran eines Aneroidbarometers abgeschlossen. Trifft eine Schallwelle auf, so gerät die Luft in dem Resonator und damit auch die Membran in Schwingungen. Ist die Membran auf den Resonator abgestimmt und stimmt die

[1]) M. Wien, Wied. Ann. **36**, 834, 1889.

Frequenz der auftreffenden Welle mit dem Eigenton des Membranresonators überein, so wird die Membranamplitude verhältnismäßig groß, der Apparat ist also sehr empfindlich. Das Quadrat der Membranamplitude, deren Größe durch eine optische Anordnung genau bestimmt werden kann, gibt ein Maß für die Intensität der auftreffenden Schallwelle (Kap. VI, § 1). Die Entfernung Membranresonator-Schallquelle wurde zwischen 30 und 150 m variiert, und es wurden die Intensitäten am Membranresonator bei konstant gehaltener Intensität der Schallquelle gemessen. Die Abweichungen von dem quadratischen Entfernungsgesetz waren verhältnismäßig gering.

Die Abnahme der Schallintensität mit der Entfernung von der Schallquelle in Wasser haben Barkhausen und Lichte[1]) in der Nordsee auf große Entfernungen hin untersucht. Da die Wassertiefe im Vergleich zu der Ausdehnung der untersuchten Gebiete klein ist, geht die Schallausbreitung in einer verhältnismäßig dünnen Wasserplatte vor sich. Infolgedessen bilden sich Zylinderwellen (Kap. VII, § 1) aus, so daß bei Abwesenheit von Absorption eine Abnahme nach dem Gesetz $J_r = \frac{J_1}{r}$ zu erwarten ist. Statt dessen erhielten Barkhausen und Lichte bei ihren Messungen, die mit elektromagnetischen Unterwasserschallsendern bzw. -empfängern auf Entfernungen bis zu etwa 15 km ausgeführt wurden, ein Gesetz von der Form $J_r = J_0 \cdot e^{-br}$, d. h. die Schallintensität sinkt auf gleich langen Strecken immer um den gleichen Bruchteil. Der Zahlenwert von b ist etwa 0,8 [1/km], d. h. beim Fortschreiten der Welle um 3 km sinkt die Schallintensität auf rund den zehnten Teil ($e^{-0,8 \cdot 3}$ ist gleich $^1/_{11}$), ganz gleich, in welcher Entfernung von der Schallquelle man sich befindet. Diese „Dämpfung" ist im Gebiet der hörbaren Töne unabhängig von der Frequenz und auch unabhängig von der Wassertiefe, solange diese die Länge von drei Wellen nicht unterschreitet. Die Ursache für die überraschend große Abnahme ist nach Barkhausen und Lichte in den im Wasser immer vorhandenen Inhomogenitäten zu suchen, insbesondere in der unregelmäßigen Temperaturverteilung, die eine Zerstreuung der Schallstrahlen zur Folge hat (ds. Kap., § 9). Für die Unterwasserschalltechnik ist die Kenntnis des Entfernungsgesetzes von großer Wichtigkeit. Würde die Intensität wie bei einer Zylinderwelle, die sich ohne Absorption ausbreitet, umgekehrt proportional der Entfernung von der Schallquelle abnehmen, so würde eine Verzehnfachung der Sendeenergie auch eine Verzehnfachung der Reichweite zur Folge haben. Nach dem wirklich herrschenden Gesetz kommt man dagegen durch Verzehnfachung der Sendeenergie nur um 3 km weiter.

Wir haben oben gesehen, daß bei ungestörter, kugelförmiger Ausbreitung der Schallwellen ohne Absorption die Abnahme in der Form $J_r = \frac{J_1}{r^2}$ erfolgen würde. Wenn eine Absorption vorhanden ist, tritt ein stärkeres Abklingen ein, das durch die Formel wiedergegeben wird: $J_r = \frac{J_1}{r^2} \cdot e^{-mr}$. Dabei heißt m

[1]) H. Barkhausen und H. Lichte, Ann. d. Phys. **62**, 485, 1920.

der Absorptionskoeffizient. Um seine Bedeutung klar zu erkennen, gehen wir am besten zu ebenen Wellen über, weil hier die Energiezerstreuung wegfällt, die Abnahme der Schallintensität also nur auf der Absorption beruht. Das Abnahmegesetz lautet dann: $J_x = J_0 \cdot e^{-m x}$. Der Wert von $1/m$ gibt also diejenige Strecke an, auf der die Schallintensität auf den e-ten Bruchteil absinkt. Nach der Theorie von Kirchhoff hängt der Absorptionskoeffizient m mit dem Reibungskoeffizienten μ und dem Wärmeleitungskoeffizienten k in folgender Weise zusammen:

$$m = \frac{4\pi^2 \nu^2}{c^3 \varrho} \cdot \left(\frac{4}{3}\mu + \frac{\varkappa - 1}{c_p} \cdot k \right).$$

Herrscht in der Strahlrichtung das Geschwindigkeitsgefälle 1 und legen wir eine Fläche von 1 cm² senkrecht zur Strahlrichtung, so wirkt senkrecht zu dieser Fläche die Reibungskraft $4\mu/3$. k ist diejenige Wärmemenge, die durch 1 cm² beim Temperaturgefälle 1 senkrecht dazu in einer Sekunde fließt. $\varkappa$ ist das Verhältnis der spezifischen Wärmen, c_p die spezifische Wärme bei konstantem Druck, c die Schallgeschwindigkeit, ϱ die Dichte, ν die Schwingungszahl. Setzt man in die Formel die Werte für Luft ein, so erhält man:

$$m = 2{,}2 \cdot 10^{-13} \nu^2 = 2{,}32 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{1}{\lambda^2},$$

entsprechend ist für Wasser

$$m = 2{,}7 \cdot 10^{-16} \nu^2 = 5{,}26 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{1}{\lambda^2}.$$

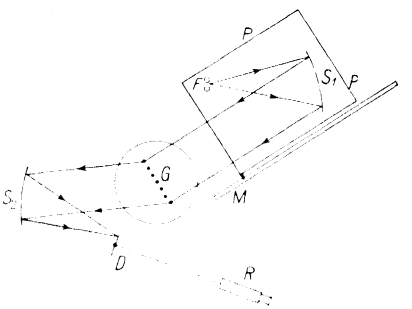
Man sieht hieraus, daß der theoretische Absorptionskoeffizient bei gleicher Frequenz für Luft etwa 1000 mal und bei gleicher Wellenlänge etwa 44 mal so groß ist wie für Wasser. Wählt man als Frequenz $n = 1000$ Hertz, so ergibt sich in Wasser für ebene Wellen eine Abnahme der Intensität auf den zehnten Teil, wenn man um etwa 85000 km weitergeht. Die durch die Absorption hervorgerufene räumliche Dämpfung ist also äußerst gering, die von Barkhausen und Lichte gefundene starke Abnahme hat mit ihr nichts zu tun.

Da der Absorptionskoeffizient nach der angegebenen Formel dem Quadrat der Frequenz proportional ist, muß man hohe Töne anwenden, um eine merkliche Absorption zu erhalten. Neklepajev[1]) benutzte daher bei seinen Versuchen als Schallquelle eine Funkenstrecke, mit der er Wellenlängen in Luft bis zu 0,8 cm erhielt, das ist eine Frequenz von 425000 Hertz. Fig. 32 stellt die Versuchsanordnung dar (vgl. Altberg, ds. Kap., § 11). Der elektrische Funke F befindet sich im Brennpunkt des Konkavspiegels S_1. Dieser Spiegel und die Funkenstrecke sind auf der Platte P fest montiert und können mit ihr in der Richtung des vom Spiegel ausgehenden parallelen Strahlenbündels längs eines Maßstabes M verschoben werden. Die von S_1 kommenden parallelen Strahlen fallen auf das Beugungsgitter G (ds. Kap., § 11), das den von der Funkenstrecke ausgehenden Schall spektral zerlegt. Die unter einem bestimmten Winkel abgebeugten Strahlen treffen auf

[1]) N. Neklepajev, Ann. d. Phys. 35, 175, 1911.

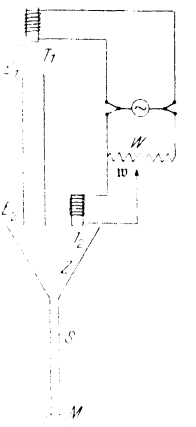
einen zweiten Konkavspiegel S_2, der sie im Brennpunkt bei D vereinigt. Hier befindet sich als Schallintensitätsmesser der Altbergsche Schalldruckapparat (Kap. VI, § 4). Durch das Einschalten des Beugungsgitters wird der von der Funkenstrecke ausgehende Schall von eventuell vorhandenen Oberschwingungen gereinigt. Durch Verschieben der Platte P kann die Länge des Strahlenganges verändert werden. Erhält man bei zwei verschiedenen Stellungen der Platte im Schalldruckapparat die Intensitäten J_1 und J_2, so ist $\frac{J_2}{J_1} = e^{-m(x_2 - x_1)}$, wobei $x_2 - x_1$ den Betrag der Verschiebung angibt. Aus dieser Gleichung kann m bestimmt werden. Neklepajev konnte bestätigen, daß die Absorption dem Quadrat der Frequenz proportional ist. Jedoch betragen die Zahlenwerte etwa das Doppelte von denjenigen, die nach der Kirchhoffschen Theorie zu erwarten sind. Rich[1]) und Pielemeier vermuten den Grund für diese Abweichungen im Vorhandensein der Kohlensäure in der Luft. Sie selbst erhielten bei ihren Messungen, bei denen sie als Schallquellen Piezoquarze (Kap. II, § 5)

Fig. 32.



Messung der Absorption im freien Luftraum.

Fig. 33.



Messung der Absorption in einem Rohr.

verwendeten, unter Vermeidung von Kohlensäure Werte, deren Abweichung von den theoretischen nur halb so groß ist wie bei Neklepajev.

In der Form von ebenen Wellen breitet sich der Schall auch in Röhren aus. Also beruht die Abnahme der Schallintensitäten in Röhren nur auf der Absorption. Zur Umwandlung von Schallenergie in Wärme trägt hier jedoch neben der inneren Reibung des Gases die äußere Reibung an der Rohrwandung bei. Daher muß der Absorptionskoeffizient einen anderen Wert haben als in freier Luft. Die Theorie von Kirchhoff ergibt:

$$m = \frac{2}{cR} \cdot \sqrt{\frac{\pi \nu}{\varrho}} \cdot \left(\sqrt{\mu} + \frac{\varkappa - 1}{\sqrt{\varkappa}} \cdot \sqrt{\frac{k}{c_v}} \right).$$

Dabei ist R der Radius des Rohres, c_v die spezifische Wärme bei konstantem Volumen. Die übrigen Größen wurden schon oben erklärt. Versuche über die Absorption in Röhren hat in neuerer Zeit Lichte[2]) angestellt. Fig. 33 zeigt

[1]) D. L. Rich und W. H. Pielemeier, Phys. Rev. **25**, 117, 1925.
[2]) H. Lichte, ENT **4**, 304, 1927.

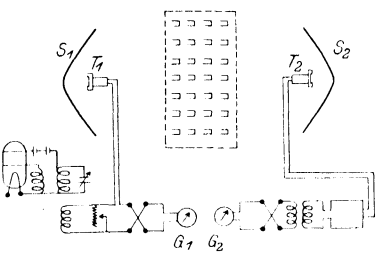
die Versuchsanordnung. $E_1 E_2$ ist das Versuchsrohr. Von dem Telephon T_1 geht die Schallenergie durch das Rohr $E_1 E_2$ hindurch in den Trichter Z und gelangt von dort durch einen Schlauch S und eine Hörmuschel M an das Ohr des Beobachters. Das Telephon T_2 schickt seine Schallenergie direkt in den Trichter Z. T_1 erhält die volle Spannung der Wechselstrommaschine, T_2 bekommt eine Teilspannung vom Potentiometer W. Die beiden Telephone werden abwechselnd eingeschaltet, und ihre Lautstärken werden verglichen. Durch Verändern der an T_2 liegenden Teilspannung kann erreicht werden, daß die Lautstärke von T_2 gleich der durch das Rohr $E_1 E_2$ geleiteten Lautstärke von T_1 ist. Der Widerstand w ist dann ein Maß für die Schallamplitude am Rohrende E_2. Die Messungen wurden in der Gegend von 1000 Hertz durchgeführt. Um den Einfluß von Rohrresonanzen auszuschalten, wurde die Lautstärke im Bereich von 800 bis 1200 Hertz gemessen und dann der Mittelwert genommen. Die benutzten Rohre hatten Durchmesser von 50, 30, 4 und 1,5 mm. Die Länge wurde bei den Rohren mit 50 und 30 mm Durchmesser bis 50 m, bei den Rohren mit 4 mm Durchmesser bis 8 m und bei den Rohren mit 1,5 mm Durchmesser bis 4 m variiert. Die Messungen ergeben, daß die Schallenergie mit der Rohrlänge exponentiell abnimmt. Die Zahlenwerte weichen nur um 5 bis 10 Proz. von den Werten ab, die sich nach der Kirchhoffschen Formel ergeben. Am geringsten sind die Abweichungen bei den engsten Rohren [1]).

Bei der Besprechung der Dispersion (ds. Kap., § 7) war darauf hingewiesen worden, daß im dispergierenden Medium die Schallwelle eine räumliche Dämpfung erfährt. Diese Tatsache wird oft ebenfalls als Absorptionserscheinung bezeichnet, obwohl es sich dabei nicht um eine Umwandlung von Schallenergie in eine andere Energieform handelt. Kasterin hat die „Absorption" im dispergierenden Medium berechnet, und Belikov [2]) hat sie neuerdings auch experimentell bestimmt. Er läßt eine ebene Schallwelle auf ein kubisches Gitter von Luftresonatoren auffallen. Dadurch, daß er die Schallintensität J_0 vor dem Gitter und die Schallintensität J hinter dem Gitter vergleicht, kann er die Absorption feststellen, die in dem als dispergierende Schicht wirkenden Resonatorengitter auftritt. Denn es ist $J = J_0 \cdot e^{-\alpha D}$, wenn α den Absorptionskoeffizienten und D die Schichtdicke bedeuten. Fig. 34 zeigt die Versuchsanordnung. Das als Schallquelle dienende Telephon T_1 befindet sich im Brennpunkt des Parabolspiegels S_1 (90 cm Durchmesser). T_1 wird durch einen Röhrengenerator erregt, der Telephonstrom kann mit Thermoelement und Galvanometer gemessen werden. Dem Spiegel S_1 gegenüber befindet sich ein zweiter Parabolspiegel S_2, in dessen Brennpunkt das als Schallempfänger dienende Telephon T_2 angebracht ist. Der in T_2 infolge der Schwingungen induzierte Strom wird nach einer Verstärkung mit Hilfe des Galvanometers G_2 in relativen Einheiten gemessen. Zwischen den beiden Spiegeln, deren Brennpunkte 2,5 m voneinander entfernt sind, kann ein kubisches Resonatorengitter (ds. Kap., § 7) eingeschaltet

[1]) Lichte, l. c. S. 306.
[2]) P. N. Belikov, Zeitschr. f. Phys. **39**, 233, 1926.

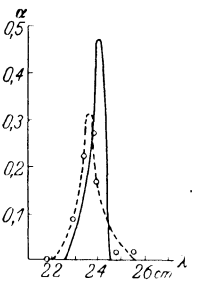
werden. Es wird nun die relative Tonintensität J_0 des Telephons T_1 mit dem Galvanometer G_1 gemessen und zugleich die Einstellung des Galvanometers G_2 im zweiten Kreise beobachtet. Nachdem das Resonatorengitter eingeschoben ist, wird der neue Ausschlag von G_2 abgelesen. Dann wird nach Herausziehen des Gitters die Tonintensität von T_1 so geschwächt, daß der Ausschlag des Galvanometers G_2 der gleiche wie beim Vorhandensein des Gitters wird und jetzt die relative Tonintensität J des Telephons T_1 gemessen. Aus J und J_0 wird nach der oben angegebenen Formel α berechnet. Diese Messung wurde bei verschiedenen Frequenzen vorgenommen, die in der Umgebung des Eigentons der Resonatoren lagen. Fig. 35 zeigt das Ergebnis

Fig. 34.



Messung der Absorption in einem Resonatorengitter.

Fig. 35.



Absorption im Resonatorengitter.

einer solchen Messung. Als Abszisse ist die Wellenlänge in Zentimetern, als Ordinate der Absorptionskoeffizient α aufgetragen. Die Lage des Absorptionsmaximums hängt außer von dem Eigenton auch von dem Abstand der Resonatoren ab. Belikov benutzte drei verschiedene Gitter. Jedes Gitter bestand aus drei Schichten von je 82 Resonatoren. Der Abstand der Resonatoren voneinander war für die drei Gitter 9, 13 und 18 cm. Die zylindrischen Resonatoren, die an einem Ende geschlossen waren, waren aus dünnem Karton hergestellt. Die Länge des einzelnen Resonators betrug 5 cm, der Durchmesser 3,5 cm, der Eigenton hatte eine Wellenlänge von 25,2 cm. Die durchgezogene Kurve bedeutet den Verlauf nach der Theorie von Kasterin, die gestrichelte ist durch die gemessenen Punkte gelegt. Die Lage des Absorptionsgebietes ist von dem Eigenton des Resonators aus noch stärker nach den kürzeren Wellen hin verschoben, als es die Theorie voraussagt. Belikov führt das auf die Wirkung der seitlichen Beugungswellen zurück.

C. Interferenz und Siebketten[1]).

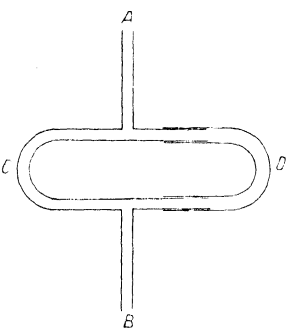
§ 11. Interferenz. Unter dem Namen Interferenz faßt man die Erscheinungen zusammen, die sich beim Zusammenwirken mehrerer Wellenzüge ergeben. Das einfachste Beispiel bietet die Übereinanderlagerung zweier ebenen Wellen gleicher Frequenz, die in der gleichen Richtung fortschreiten.

[1]) Bearbeitet von E. Waetzmann und Dr. K. Schuster in Breslau.

Je nach der gegenseitigen Phase findet Verstärkung oder Schwächung statt. Beträgt der Gangunterschied ein gerades Vielfaches der halben Wellenlänge, treffen also Verdichtung mit Verdichtung und Verdünnung mit Verdünnung genau zusammen, so tritt die größtmögliche Verstärkung ein, die Amplituden der beiden Wellen addieren sich. Ist dagegen der Gangunterschied gleich einem ungeraden Vielfachen der halben Wellenlänge, trifft also eine Verdichtung der einen Welle mit einer Verdünnung der anderen zusammen, so ergibt sich die größtmögliche Schwächung, die Amplituden subtrahieren sich. In dem besonderen Falle, daß die Amplituden der beiden Wellen gleich sind, tritt hier also vollkommene Auslöschung ein.

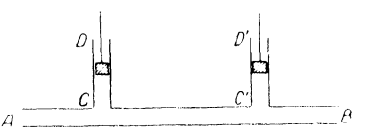
Zum Nachweis der Interferenz hat Quincke das nach ihm benannte Interferenzrohr angegeben. Eine Ausführungsform ist in Fig. 36 skizziert. Vor der Rohröffnung A befindet sich eine Schallquelle, z. B. eine Stimmgabel, an die Rohröffnung B wird das Ohr gehalten, eventuell unter Vermittlung eines Hörschlauches. Der bei A eintretende Wellenzug gelangt teils über C, teils über D zum Ohre. Das Rohrstück bei D kann posaunenartig verlängert oder verkürzt werden. Wählt man eine Stimmgabel von beispielsweise 340 Schwingungen

Fig. 36.



Quinckes Interferenzrohr.

Fig. 37.



Neues Interferenzrohr.

in der Sekunde, so ist die zugehörende Wellenlänge rund 100 cm. Der Weg über D muß also etwa 50 cm länger gemacht werden als der über C, damit gerade Auslöschung eintritt.

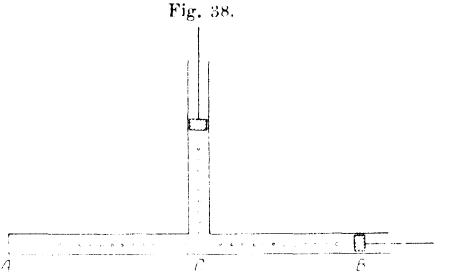
Eine äußerlich stark verschiedene Ausführungsform der Interferenzröhre, die heute hauptsächlich benutzt wird, ist in Fig. 37 skizziert. Der Klang wird in einem Hauptrohr AB entlang geleitet, an das unter rechten Winkeln Nebenrohre CD, $C'D'$ usw. angesetzt sind, die mit verschiebbaren Stempeln versehen sind. Zunächst sollen die Stempel alle bis dicht an das Hauptrohr herangeschoben sein. Sämtliche in dem Klange enthaltenen Teiltöne werden durch das Hauptrohr durchgelassen. Nun wird der Stempel eines Rohres um eine Viertelwellenlänge eines der Teiltöne herausgezogen. Ein Teil der Energie dieses Teiltones geht in das Nebenrohr und wird an dem Stempel reflektiert. Der Gangunterschied zwischen der direkt fortschreitenden und der an dem Stempel reflektierten Tonwelle beträgt dann gerade eine halbe Wellenlänge. Ist hiermit der Ton noch nicht völlig vernichtet, so werden noch die Stempel in einem zweiten und eventuell in einem dritten Nebenrohr um eine Viertelwellenlänge herausgezogen. Durch derartige Interferenzanordnungen können

also in bequemer Weise beliebig viele und beliebig hohe Töne vernichtet werden. Schon Grützner hat sie 1891 zu Vokaluntersuchungen benutzt. In ausgedehntem Maße ist das in neuerer Zeit durch C. Stumpf geschehen. Stumpf hat auch die Fehlerquellen solcher Interferenzsysteme sorgfältig untersucht [1]).

Die akustischen Filter besprechen wir in § 13 dieses Kapitels.

Zur Demonstration der Interferenz hat Waetzmann das Rubenssche Flammenrohr (Kap. I, § 14) mit einem seitlichen Ansatzrohr versehen, das durch einen verschiebbaren Stempel verschlossen ist (Fig. 38). Da hierbei mit stehenden Wellen gearbeitet wird, sind die Erscheinungen im einzelnen ziemlich verwickelt. Bevor man mit den Versuchen beginnt, müssen die Flammen eine Weile brennen, bis sich eine einigermaßen konstante Temperatur eingestellt hat. Anderenfalls finden noch ständige Veränderungen der Wellenlänge statt. Ferner muß darauf geachtet werden, daß sich an der Abzweigstelle des Nebenrohres bei C ein Druckbauch befindet. Um das zu erreichen, wird auch das zweite (nicht mit der Membran verschlossene) Ende B des Hauptrohres mit einem verschiebbaren Stempel versehen. Der Stempel im Nebenrohr wird zunächst dicht an das Hauptrohr herangeschoben. Die Membran bei A und damit die Gassäule in dem Hauptrohr wird durch einen Ton erregt, und es bilden sich längs des ganzen Rohres stehende Wellen aus, die durch die Flammen angezeigt werden. Wird jetzt der Stempel bei C um eine oder um drei, fünf usw. Viertelwellenlängen herausgezogen, so brennen die Flammen in dem Rohrteil CB in gleicher Höhe, womit also bewiesen ist, daß sich hier die Wellen ausgelöscht haben. Wird der Stempel in dem Nebenrohr um eine halbe Wellenlänge oder ein gerades Vielfaches davon herausgezogen, so zeigen die verschiedenen Höhen der Flammen in allen Rohrteilen wieder stehende Wellen an.

Fig. 38.



Interferenz-Flammenrohr.

Stockmann benutzte (für die Untersuchung von Funkenschallwellen) die Boltzmannsche Zweispiegelmethode, um zwei Schallwellen mit meßbarer Phasenverschiebung zu erzeugen. Fig. 39 zeigt die Versuchsanordnung. Die als Schallquelle dienende Funkenstrecke F befindet sich im Brennpunkt eines Hohlspiegels S_1. Das von S_1 ausgehende Bündel paralleler Strahlen fällt auf den Interferenzspiegel W. Er besteht aus zwei übereinander angeordneten, eben geschliffenen Messingplatten. Die untere Platte ist fest, die obere beweglich, so daß sie parallel zu sich und der festen Platte verschoben werden kann. In der Nullage bilden beide Platten eine einzige spiegelnde Ebene. Sind die beiden Spiegel um die Strecke a gegeneinander verschoben (Fig. 40),

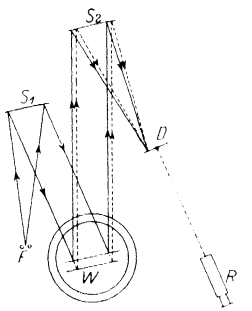
[1]) C. Stumpf, Die Sprachlaute. Berlin 1926.

so ist bei einem Einfallswinkel α der Gangunterschied zwischen den von dem oberen und den von dem unteren Spiegel reflektierten Strahlen: $s = 2a \cdot \cos\alpha$. Denn es ist

$$s = AB + BC = \frac{a}{\cos\alpha} + \frac{a\cos 2\alpha}{\cos\alpha} = 2a\cos\alpha.$$

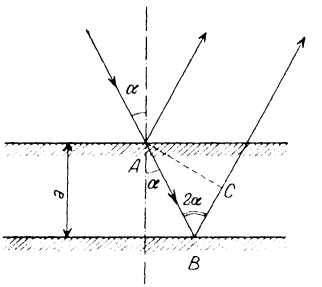
Werden a und α gemessen, so ist also der Gangunterschied bekannt. Die beiden reflektierten Strahlenbündel werden durch den Hohlspiegel S_2 auf dem Altbergschen Schalldruckapparat D vereinigt. Je nach der Phasenver-

Fig. 39.



Interferenz ebener Wellen.

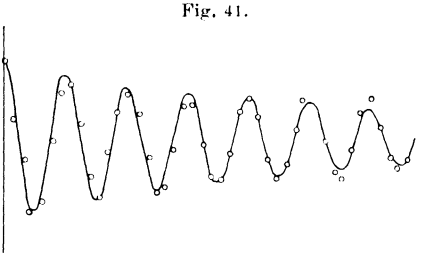
Fig. 40.



Gangunterschied am Doppelspiegel.

schiebung der beiden interferierenden Wellen hat die hier gemessene Schallintensität größere oder kleinere Werte. Fig. 41 zeigt das Ergebnis einer Messung. Die Abnahme der Intensitätsschwankungen mit wachsender Phasenverschiebung beruht darauf, daß die von der Funkenstrecke ausgehenden Schallwellen zeitlich gedämpft sind. Stockmann hat nachgewiesen, daß bei Annahme exponentiellen Abklingens das Bild der Interferenzkurve (Schall-

Fig. 41.



Interferenzkurve am Doppelspiegel.

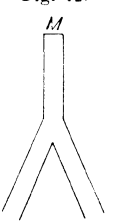
intensität in Abhängigkeit von der Phasenverschiebung) genau dem Schwingungsvorgang des einzelnen Luftteilchens der gegebenen Schallwelle (Amplitude in Abhängigkeit von der Zeit) entspricht. Man kann daher aus der Interferenzkurve auch die zeitliche Dämpfung der von der Funkenstrecke erzeugten Schallwellen entnehmen.

Fällt eine ebene Welle auf ein System paralleler, äquidistanter Wände, die für Schall halb durchlässig sind, z. B. solcher aus Musselin, so interferieren die von den verschiedenen Ebenen reflektierten Wellen miteinander. Der Gangunterschied

zwischen je zwei dieser Wellen muß der gleiche wie bei der Stockmannschen Anordnung sein, also $s = 2a\cos\alpha$, wenn α der Einfallswinkel und a der Abstand zweier benachbarten Wände ist. Ändert man den Abstand a, so erhält man in der reflektierten Welle maximale Intensität, wenn der Gangunterschied ein Vielfaches der Wellenlänge, also $s = n \cdot \lambda$ ist, wobei n eine ganze Zahl ist. Die Anordnung entspricht der Reflexion von Röntgenstrahlen an Kristallen. Die Musselinwände spielen die Rolle der einzelnen, von Atomen besetzten Kristallebenen, der sogenannten Netzebenen. Dort ist jedoch der Abstand a zweier Ebenen von der Natur fest vorgegeben, und die Änderung des Gangunterschiedes wird durch Änderung des Einfallswinkels α, also durch eine Drehung des Kristalls gegen die Richtung der auffallenden Strahlen erreicht.

Anstatt eine Welle, die von einer Tonquelle ausgeht, künstlich in zwei Wellenzüge zu unterteilen, denen die erforderliche Phasenverschiebung aufgedrückt wird, kann man in der Akustik auch Wellen zur Interferenz bringen, die von verschiedenen Schallquellen oder von ganz verschiedenen Stellen einer ausgedehnten Schallquelle ausgehen. Zur Demonstration kann eine in der Mitte befestigte quadratische Platte benutzt werden, die so zum Tönen gebracht wird, daß die Diagonalen Knotenlinien werden (Kap. IV, § 9). Von den vier Feldern der Platte schwingen dann immer zwei gegenüberliegende in gleicher, zwei benachbarte in entgegengesetzer Phase. Es wird nun ein gabelförmiges Rohr, wie es Fig. 42 zeigt, mit den beiden unteren Enden dicht über die schwingende Platte gehalten. Das obere Ende des Rohres ist mit einer Membran M verschlossen, auf die Korkstaub oder Sand gestreut wird. Befinden sich die beiden offenen Enden des Rohres über zwei einander gegenüberliegenden Feldern der Platte, so überlagern sich in dem Rohr zwei Wellen gleicher Phase, es tritt gegenseitige Verstärkung ein, und man erkennt das Mitschwingen der Membran am Aufwirbeln des Sandes. Hält man dagegen die beiden Enden des Rohres über zwei benachbarte Felder der Platte, so löschen sich die beiden Wellenzüge aus, und die Membran bleibt in Ruhe.

Fig. 42.



Gabelrohr.

Überlagern sich zwei Wellen von entgegengesetzter Richtung, so bilden sich stehende Wellen aus (Kap. I, § 12). Das tritt ein, wenn eine Schallwelle senkrecht auf eine reflektierende Wand fällt. Aus der Interferenz der einfallenden und der reflektierten Welle resultiert die stehende Welle. Enthält die Schallquelle mehrere Frequenzen, so liegen die Knoten und Bäuche der stehenden Wellen für die einzelnen Frequenzen an verschiedenen Stellen im Raume. Befindet sich das Ohr gerade in einem Bauch der Druckschwankungen einer bestimmten Frequenz, so tritt dieser Ton in dem Gesamtschall besonders deutlich hervor. Man kann auf diese Weise das Vorhandensein von Tönen feststellen, die sonst der Aufmerksamkeit entgehen. Beispielsweise hört man aus dem Plätschern eines Springbrunnens in der Nähe einer reflektierenden Wand verschiedene Töne heraus, wenn das Ohr der reflektierenden Wand mehr oder weniger genähert wird. Die so gehörten Töne werden zuweilen — nicht sehr glücklich — als Reflexionstöne bezeichnet. Man kann sie gelegentlich auch beim Geräusch mancher Flugzeuge beobachten, wenn das Ohr dem Erdboden mehr oder weniger genähert wird. Hierbei treten

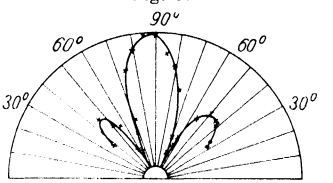
aber vor allem auch echte Reflexionstöne (ds. Kap., § 8) auf, indem irgend ein vom Flugzeug herrührender Schallimpuls (Explosion) sowohl auf direktem Wege als auch nach Reflexion am Erdboden ins Ohr gelangt. Nähert man das Ohr der Erde, so wird der Zeitabstand, mit dem diese beiden Impulse zum Ohre gelangen, kleiner, der Ton wird höher. Hält man das Ohr in konstanter Höhe und entfernt sich das Flugzeug, so wird der Ton ebenfalls höher.

Komplizierter werden die Interferenzerscheinungen, wenn sich die zusammentreffenden Wellenzüge kreuzen. Da jedes Luftteilchen unter dem Einfluß einer einzigen Welle in einer ganz bestimmten Richtung schwingt, so beschreibt es unter dem gleichzeitigen Einfluß mehrerer sich kreuzenden Wellen im allgemeinen eine Lissajousfigur (Band I, 1, Kap. IV, § 57 u. 58). Sind zwei punktförmige Schallquellen gegeben, deren Abstand etwa einige Wellenlängen betragen möge, so verstärken sich in manchen Punkten des Raumes die von den beiden Quellen kommenden Wellen, in anderen Punkten schwächen sie sich, je nach der Phasenverschiebung, die die beiden Wellen in dem betreffenden Punkte haben. Schwingen die beiden Quellen in gleicher Phase, so tritt Verstärkung in den Punkten ein, deren Abstände von den beiden Schallquellen sich um ein gerades Vielfaches einer halben Wellenlänge unterscheiden. In der Ebene liegen alle Punkte, die von zwei festen Punkten die gleiche Abstandsdifferenz haben, auf einer Hyperbel, die die beiden festen Punkte zu Brennpunkten hat; hier im Raume bilden sich daher um die beiden Schallquellen Rotationshyperboloide als Flächen gleichen Gangunterschiedes aus. Unter anderen hat Humby hierüber Versuche angestellt. Als Schallquellen benutzte er zwei Telephone gleicher Empfindlichkeit; sie wurden mit demselben Wechselstrom betrieben und stellten so zwei Schallquellen gleicher Intensität dar. Ihr Abstand war 40 cm, die Wellenlänge 2,8 cm; das entspricht einer Frequenz von etwa 12000 Hertz. Als Schallindikator wurde eine empfindliche Flamme benutzt. Die Punkte größter Beeinflussung der Flamme, d. h. die Punkte maximaler Verstärkung, liegen dann auf den erwähnten Rotationshyperboloiden. Der Versuch wird besonders eindrucksvoll, wenn man die empfindliche Flamme an eine Stelle bringt, an der sich die Wellen durch Interferenz auslöschen, so daß die Flamme ganz ruhig brennt. Schaltet man jetzt das eine Telephon aus, so reagiert die Flamme kräftig.

Ist die Ausdehnung einer einzelnen Schallquelle, z. B. einer schwingenden Membran, von der Größenordnung der Wellenlänge oder noch größer, so interferieren die von verschiedenen Stellen der Membran ausgehenden Wellen ebenfalls miteinander. Nur ist die Erscheinung jetzt noch verwickelter als in dem Falle zweier punktförmigen Schallquellen, weil die Membran unendlich viele punktförmige Schallquellen darstellt. Die Verteilung der Schallintensität in der Umgebung großer tönender Platten (Blatthaller) hat Trendelenburg mit Hilfe des Kondensatormikrophons (Kap. V, § 7) untersucht. Ein quadratischer Blatthaller von 53 cm Seitenlänge wird in eine passend gestaltete Öffnung einer senkrecht stehenden ebenen Wand eingesetzt und zum Tönen gebracht. Von der Mitte des Blatthallers aus werden in der horizontalen Ebene Halbkreise markiert,

längs deren das Aufnahmemikrophon verschoben wird. Fig. 43 zeigt die Intensitätsverteilung auf einem Halbkreis von 3 m Radius bei einer erregenden Frequenz von 1200 Hertz. Die Länge des Radiusvektor gibt die Schallintensität in der betreffenden Richtung an. Man sieht, daß die Interferenz eine Richtwirkung des Schallsenders hervorruft, indem nur unter einigen diskreten Winkeln merkliche Ausstrahlung erfolgt.

Fig. 43.



Richtwirkung eines Blatthallers.

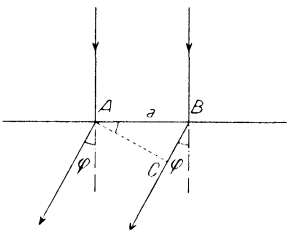
Bei der Besprechung der Beugung (ds. Kap., § 6) war erwähnt worden, daß bei den Beugungserscheinungen die Interferenz dann eine Rolle spielt, wenn die Ausbildung der Hindernisse nicht mehr klein gegen die Wellenlänge λ, also von der Größenordnung von λ oder groß gegen λ ist. Dort war auch gesagt worden, warum eine Öffnung in einer Wand als störendes Hindernis betrachtet werden kann. Befindet sich z. B. in einer Wand eine rechteckige Öffnung, deren lineare Ausdehnung etwa einige Wellenlängen beträgt, und trifft eine Schallwelle senkrecht zur Wand auf diese Öffnung, so verläuft der Wellenvorgang auf der der Schallquelle abgewendeten Seite der Wand annähernd so, als ob sich in den einzelnen Punkten der Öffnung punktförmige Schallquellen gleicher Phase befinden. Daher muß die hervorgerufene Interferenzerscheinung der eben besprochenen Richtwirkung eines Blatthallers in einer ebenen Wand ähnlich sein. Humby[1]) hat das auch durch Versuche bestätigt, indem er als Schallquelle ein Telephon und als Schallindikator eine empfindliche Flamme gebrauchte. Das Telephon befand sich 40 cm vor der rechteckigen Öffnung, die 20 cm breit und 43 cm hoch war. In einer Entfernung von 40 cm hinter der Öffnung konnten dann mit der empfindlichen Flamme das mittlere Intensitätsmaximum und mehrere seitliche Nebenmaxima festgestellt werden. Die benutzten Wellenlängen lagen zwischen 3,0 und 7,3 cm.

Die Interferenz am Beugungsgitter, die auftritt, wenn die Gitterkonstante a die Größenordnung einiger Wellenlängen hat, ist aus der Optik bekannt (Optik II, 1, Kap. XV, § 6). Die von zwei benachbarten Spalten (Fig. 44) unter dem Winkel φ abgebeugten Strahlen verstärken sich am meisten, wenn der Gangunterschied $s = BC = a \cdot \sin\varphi$ ein Vielfaches der Wellenlänge beträgt, also wenn $a \sin\varphi = n \cdot \lambda$ ist. Durch die gleichzeitige Wirkung einer großen Anzahl von Spalten wird die Schärfe der Interferenzmaxima erheblich vergrößert. Altberg hat als erster ein Beugungsgitter für Schallwellen benutzt. Das Gitter befindet sich in einer Spiegelspektrometeranordnung, wie sie Fig. 45 zeigt. Die von der Funkenstrecke F ausgehenden Schallstrahlen werden durch den Hohlspiegel S_1 parallel gemacht und fallen senkrecht auf das Beugungsgitter G. Die in einer bestimmten Richtung abgebeugten Strahlen werden durch den zweiten Hohlspiegel S_2 auf dem Altbergschen Schalldruckapparat D vereinigt. Der Spiegel S_2 mit dem

[1]) S. R. Humby, Proc. Phys. Soc. **39**, 435, 1927.

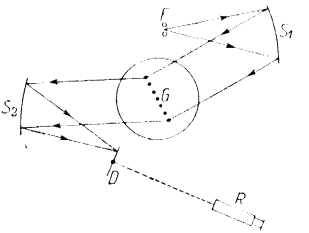
Druckapparat D ist fest aufgestellt, der Spiegel S_1 mit der Funkenstrecke F und dem Beugungsgitter G ist auf dem beweglichen Arm des Spektrometers montiert. Die Justierung des Spektrometers kann in einfacher Weise bewerkstelligt werden, indem man die an den Vorderseiten versilberten Spiegel S_1 und S_2 optisch auf das Licht des Funkens F einstellt. Die Beugungsgitter

Fig. 44.



Interferenz am Beugungsgitter.

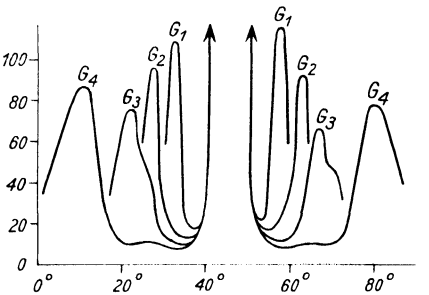
Fig. 45.



Aufnahme der Interferenzkurven am Beugungsgitter.

wurden aus Glas- bzw. Stahlstäben so hergestellt, daß der Abstand zweier Stäbe gleich ihrer Dicke war. Fig. 46 zeigt das Ergebnis einer Messung. Es ist die Schallintensität in Abhängigkeit von dem Winkel φ aufgetragen, unter dem die Strahlen abgebeugt werden. Die Messung ist für vier verschiedene Gitter mit den Konstanten $a = 11{,}8$, $a = 7{,}9$, $a = 6{,}2$, $a = 4{,}1$ mm

Fig. 46.



Interferenzkurven am Beugungsgitter.

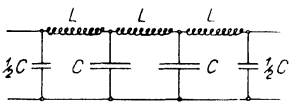
ausgeführt, die Wellenlänge ergab sich aus den Messungen zu 2,4 mm. Die Schallintensität, die der direkt durchgehende Strahl hervorruft (das Maximum nullter Ordnung), konnte wegen der großen Empfindlichkeit des Druckapparates nicht mehr gemessen werden. Hohe Empfindlichkeit ist aber notwendig, um die in der Fig. 46 dargestellten Maxima erster Ordnung überhaupt feststellen zu können.

§ 12. Die elektrischen Filter. Bei der Besprechung der Interferenzrohre wurden bereits die sogenannten akustischen Filter erwähnt. Sie sind den elektrischen Filtern nachgebildet worden, die wir Karl Willy Wagner verdanken. Unabhängig von Wagner hat auch Campbell elektrische Filter

konstruiert. Um den Bau und die Wirkungsweise der akustischen Filter zu verstehen, gehen wir zunächst kurz auf die elektrischen Filter ein.

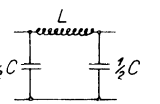
Die Filter oder Siebe sind sogenannte Kettenleiter. Diese bestehen aus einer Reihe von gleichartigen Stromkreisen, die wie die Glieder einer Kette miteinander verbunden sind. Der Zweck der Filter ist der, eine Wechselstromleitung für bestimmte Frequenzen zu sperren. Man kann drei Grundtypen unterscheiden. Der erste Typ sperrt die Leitung für alle Frequenzen oberhalb einer bestimmten Grenzfrequenz n_1, läßt also nur die unterhalb von n_1 liegenden Frequenzen durch. Im Anschluß an die amerikanische Ausdrucksweise wäre dieser Typ als Tieftondurchlasser zu bezeichnen. Er wird durch die sogenannte Drosselkette repräsentiert. Sie enthält im Zuge der Leitung nur Selbstinduktionen (Drosseln), quer dazu nur Kapazitäten (Fig. 47). Ein einzelnes Glied der Drosselkette ist in Fig. 48 dargestellt. Seine Eigenfrequenz $\frac{1}{2\pi} \cdot \frac{2}{\sqrt{LC}}$ ist die Grenzfrequenz n_1, oberhalb deren nichts durchgelassen wird. Die Wirkung der Drosselkette ist qualitativ sofort einleuchtend, wenn man sich klarmacht, daß für hohe Frequenzen Selbstinduktionen einen

Fig. 47.



Drosselkette.

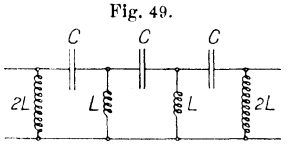
Fig. 48.



Einzelglied der Drosselkette.

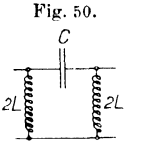
großen, Kapazitäten einen kleinen Widerstand darstellen. Der zweite Typ sperrt umgekehrt die Leitung für alle Frequenzen unterhalb einer bestimmten Grenzfrequenz (Hochtondurchlasser). Er wird durch die sogenannte Kondensatorkette repräsentiert (Fig. 49). Ihre Grenzfrequenz ist die Eigenfrequenz $\frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{2\sqrt{LC}}$ eines Einzelgliedes (Fig. 50). Auch die Wirkung der Kondensatorkette ist qualitativ sofort einleuchtend, da für hohe Frequenzen die im Zuge der Leitung liegenden Kondensatoren kleine Widerstände, die Selbst-

Fig. 49.



Kondensatorkette.

Fig. 50.



Einzelglied der Kondensatorkette.

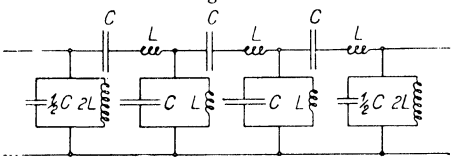
induktionen, die die Nebenschlüsse bilden, große Widerstände darstellen. Der dritte Typ, der oft als Siebkette im engeren Sinne des Wortes bezeichnet wird, läßt aus dem gesamten Schwingungsspektrum nur einen schmalen Bereich zwischen zwei Grenzfrequenzen n_1 und n_2 durch. Nach der amerikanischen Ausdrucksweise könnte er etwa als Streifen- oder Banddurchlasser bezeichnet werden. Er wird beispielsweise durch eine Kette nach Fig. 51

repräsentiert. Ein Einzelglied wird durch Fig. 52 dargestellt. Der gesamte Siebkreis hat zwei Eigenfrequenzen

$$n_1 = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{LC}} (\sqrt{2} - 1) \quad \text{und} \quad n_2 = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{LC}} (\sqrt{2} + 1),$$

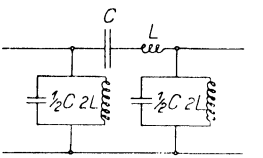
die gleichzeitig die Grenzfrequenzen für den Durchlässigkeitsbereich sind. Wenn man die Wirkungsweise dieses Filters verstehen will, muß man bedenken, daß eine Reihenschaltung von Selbstinduktion und Kapazität bei tiefen Frequenzen als Kapazität, bei hohen als Selbstinduktion wirkt, eine Parallelschaltung von Selbstinduktion und Kapazität dagegen umgekehrt.

Fig. 51.



Siebkette.

Fig. 52.



Einzelglied der Siebkette.

n_1 und n_2 berechnen sich folgendermaßen: Um die Eigenfrequenzen eines elektrischen Stromkreises zu erhalten, muß man die Summe der komplexen Widerstände, aus denen er besteht, gleich Null setzen. Bezeichnen wir bei einem Einzelglied den Kombinationswiderstand des Nebenschlusses mit x, so muß also sein: $i\omega L + \frac{1}{i\omega C} + 2x = 0$. Da x eine Parallelschaltung der Selbstinduktion $2L$ und der Kapazität $C/2$ darstellt, wird es durch die Gleichung bestimmt:

$$\frac{1}{x} = \frac{1}{i\omega 2L} + i\omega \frac{C}{2} = \frac{1 - \omega^2 LC}{i\omega 2L},$$

$$x = \frac{i\omega 2L}{1 - \omega^2 LC}.$$

Infolgedessen erhalten wir für die Eigenfrequenzen des gesamten Siebkreises die Gleichung:

$$i\omega L + \frac{1}{i\omega C} + \frac{i\omega 4L}{1 - \omega^2 LC} = 0$$

oder

$$(1 - \omega^2 LC)^2 - 4\omega^2 LC = 0,$$

$$\omega^4 - \omega^2 \cdot \frac{6}{LC} = -\frac{1}{L^2 C^2},$$

$$\omega_{2,1}^2 = \frac{1}{LC} \cdot (3 \pm 2\sqrt{2}),$$

$$\omega_{2,1} = \frac{1}{\sqrt{LC}} (\sqrt{2} + 1).$$

Also ist

$$n_1 = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{LC}} (\sqrt{2} - 1),$$

$$n_2 = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{LC}} (\sqrt{2} + 1).$$

Wir haben ferner zu zeigen, warum eine Reihenschaltung von L und C für tiefe Frequenzen als Kapazität, für hohe als Selbstinduktion wirkt und bei Parallelschaltung umgekehrt. Der komplexe Widerstand einer Reihenschaltung von L und C ist ja

$$i\omega L + \frac{1}{i\omega C} = i\omega L - \frac{i}{\omega C}.$$

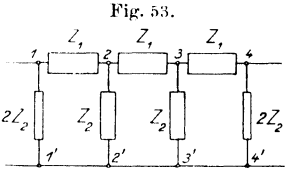
Sowohl Selbstinduktion wie Kapazität weisen den Faktor i auf, das bedeutet eine Phasenverschiebung von $\pi/2$ zwischen Spannung und Strom. Der charakteristische Unterschied zwischen beiden besteht darin, daß bei der Selbstinduktion der Ausdruck das positive Vorzeichen hat, weil der Strom hinter der Spannung zurückbleibt, bei der Kapazität dagegen das negative, weil der Strom der Spannung vorauseilt. Die Reihenschaltung wirkt daher als Selbstinduktion, wenn ihr komplexer Widerstand positiv ist; als Kapazität, wenn er negativ ist. Aus dem angegebenen Ausdruck des komplexen Widerstandes ist nun sofort ersichtlich, daß bei tiefen Frequenzen $\left(\text{kleiner als } \omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}\right)$ das zweite, negative Glied überwiegt, weil es die Frequenz ω im Nenner enthält. Hier wirkt die Kombination also als Kapazität. Bei hohen Frequenzen $\left(\text{größer als } \omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}\right)$ dagegen ist das erste positive Glied ausschlaggebend, so daß sich die Kombination wie eine Selbstinduktion verhält.

Handelt es sich um eine Parallelschaltung von L und C, so wird der komplexe Widerstand gleich $\frac{i\omega L}{1-\omega^2 LC}$. Für Kreisfrequenzen unterhalb $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ wird der Nenner und damit der ganze Bruch positiv, die Kombination wirkt als Selbstinduktion; für Kreisfrequenzen oberhalb $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ wird der Nenner und damit der Bruch negativ; die Kombination verhält sich wie eine Kapazität.

Infolgedessen wirkt die angegebene Siebkette für tiefe Frequenzen wie eine Kondensatorkette, d. h. wie ein Hochtondurchlasser, und für hohe Frequenzen wie eine Drosselkette, d. h. wie ein Tieftondurchlasser. Die Siebkette drosselt also sowohl tiefe wie hohe Töne ab. In dem mittleren Bereich, d. h. in der Umgebung der Stelle $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$, wird der im Zuge der Leitung liegende Widerstand verschwindend klein, der Nebenschlußwiderstand dagegen ungeheuer groß. Der mittlere Bereich wird also durchgelassen.

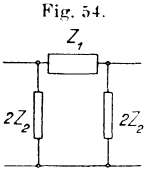
Es lassen sich auch Filter mit mehr als zwei Grenzfrequenzen bauen, wobei die Grenzfrequenzen immer mit den Eigentönen irgendwelcher Kombinationen der Elemente des Siebkreises zusammenfallen. Die Filter spielen in der modernen Elektroakustik eine hervorragende Rolle.

Fig. 53.



Allgemeines Schema eines elektrischen Filters.

Fig. 54.

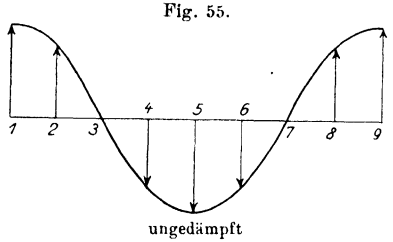


Einzelglied eines elektrischen Filters.

Das allgemeine Schema eines elektrischen Filters zeigt Fig. 53. Ein Einzelglied ist in Fig. 54 dargestellt. Z_1 bedeutet den komplexen Widerstand des im Zuge der Leitung liegenden Stromzweiges, Z_2 den komplexen Widerstand der Abzweigung. Die Zweige Z_1 und Z_2 können in beliebiger Weise aus Ohmschen Widerständen, Drosseln und Kondensatoren zusammengesetzt sein. Beschränkt man sich auf Leitungen, in denen der Ohmsche Widerstand vernachlässigt werden kann, so gibt es nach der allgemeinen Theorie der Kettenleiter solche Frequenzbereiche, in denen sich die elektrische Energie nach Art von fortschreitenden Wellen längs der Leitung ausbreitet, solche, in denen der Vorgang längs der Leitung mit räumlich gedämpften stehenden Wellen verglichen werden kann, und schließlich solche, in denen der Vorgang längs der Leitung ohne Wellenbildung

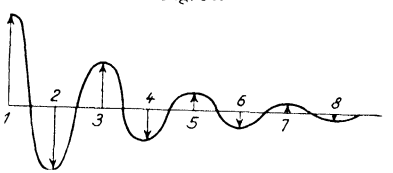
abzuklingen scheint. Es handelt sich dabei natürlich nicht um Wellen im eigentlichen Sinne des Wortes. Denn die Abmessungen der einzelnen Kettenglieder sind klein gegen die Wellenlängen anzunehmen, die den benutzten Frequenzen entsprechen. Daß aber die Spannungsverteilung auf dem Kettenleiter an die Bildung von Wellen erinnert, soll kurz mit Hilfe der Fig. 55 bis 57 erläutert werden. Die Pfeile geben die Größe der Spannung am Ende jedes Kettengliedes an, also die Spannung zwischen den Punkten 1 und 1′ bzw. 2 und 2′ usw. der Fig. 53. Im ersten Falle (Fig. 55) haben die Spannungen benachbarter Kettenglieder einen Phasenunterschied, der zwischen Null und π liegt; eine räumliche Dämpfung ist nicht vorhanden. Die Verbindungslinie der Pfeilspitzen liefert eine räumliche ungedämpfte Sinuslinie, die sich mit der Zeit vorwärtsschiebt. Die Ausbreitung entspricht also der einer ungedämpften fortschreitenden Welle. Im zweiten Falle (Fig. 56) ist der Phasenunterschied zweier aufeinanderfolgenden Spannungen π, außerdem tritt jetzt eine räumliche Dämpfung auf. Die Verbindungslinie der Pfeilspitzen bildet eine räumlich gedämpfte Sinuslinie, deren „Knoten" zeitlich festliegen, so daß der Vergleich mit einer gedämpften stehenden Welle naheliegt. Ihr Zustandekommen wird dadurch erklärt, daß an den einzelnen Kettengliedern eine Reflexion der elektrischen Energie erfolgt. Im dritten Falle endlich (Fig. 57) ist der Phasenunterschied benachbarter Spannungen Null, d. h. längs der ganzen Leitung schwingt die Spannung in gleicher Phase; außerdem ist der Vorgang räumlich gedämpft. Die Verbindungslinie der Pfeilspitzen liefert eine exponentiell abklingende Kurve. Der erste der drei genannten Fälle liegt in den Durchlässigkeitsbereichen vor; die beiden anderen liefern die Frequenzgebiete der Abdrosselung. In den oben erwähnten speziellen Beispielen (Fig. 47 bis 52) handelt es sich immer um Fall 2, also um die Ausbildung „stehender Wellen". Es sei besonders betont, daß die Abdrosselung nicht auf einer Absorption (Umwandlung in eine andere Energieform), sondern auf Interferenz beruht. Die Theorie liefert das Ergebnis, daß die Frequenzgebiete ungedämpfter Übertragung durch die Ungleichung gegeben sind: $-4 < \frac{Z_1}{Z_2} < 0$. Die Grenzfrequenzen erfüllen also die Gleichungen $\frac{Z_1}{Z_2} = -4$ und $\frac{Z_1}{Z_2} = 0$, wobei nicht gesagt ist, daß umgekehrt auch jede Wurzel dieser Gleichungen eine Grenzfrequenz darstellt. Die erste Gleichung bedeutet, daß die Summe aller Widerstände eines Kettengliedes verschwindet: $Z_1 + 2Z_2 + 2Z_2 = 0$ oder $Z_1 = -4Z_2$. Die zweite Gleichung kann durch $Z_1 = 0$ oder $Z_2 = \infty$ befriedigt werden. Aus den allgemeinen Formeln für die Grenzfrequenzen lassen sich die in den speziellen Beispielen angegebenen Grenzfrequenzen leicht ableiten.

Fig. 55.



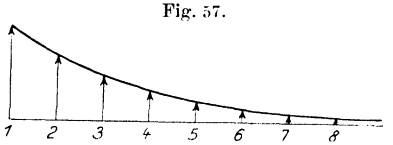
ungedämpft

Fig. 56.



gedämpft

Fig. 57.



exponentiell

Spannungsverteilungen längs der Kette.

Wenn der in Wirklichkeit immer vorhandene Ohmsche Widerstand der Leitung nicht sehr groß ist, erfahren die Ergebnisse nur eine geringe Modifikation.

§ 13. Analogien zwischen elektrischen und akustischen Größen.

Wir wollen jetzt gewisse Analogien zwischen elektrischen und akustischen Größen besprechen, um auf Grund dieser Analogien Bau- und Wirkungsweise der akustischen Filter darstellen zu können. Wir vergleichen zunächst einen elektrischen Schwingungskreis mit einem elastischen

Massenpunkt. Der elektrische Schwingungskreis wird im einfachsten Falle von einem Kondensator mit der Kapazität C gebildet, dessen Belegungen durch eine kapazitätsfreie Selbstinduktion L verbunden sind. Der elastische Massenpunkt wird durch eine Masse m repräsentiert, die an dem einen Ende einer praktisch massefreien Spiralfeder befestigt ist, deren anderes Ende festliegt. Die Elastizität der Spiralfeder sei a^2. In diesem akustischen „Schwingungskreis" sind also Masse und Elastizität räumlich voneinander getrennt, ebenso wie in dem elektrischen Schwingungskreis L und C. Eine wenigstens formal befriedigende Herleitung der Analogien zwischen elektrischen und akustischen Größen kann nur an Hand der Schwingungsgleichungen gegeben werden. Wir wollen uns hier mit groben, aber möglichst anschaulichen Vorstellungen begnügen.

Um sich ein rohes Bild von den Schwingungsvorgängen zu machen, könnte man die an den Kondensator angelegte EMK als die treibende Kraft für die Schwingungen auffassen und sie demgemäß in Analogie setzen zu der elastischen Kraft, die die Schwingungen des Massenpunktes unterhält. Die durch Aufladen eines Kondensators von der Kapazität C zwischen seinen Belegungen erzeugte Spannung V ist der Ladungsmenge e proportional, der Kapazität C aber umgekehrt proportional, also

$$V = \frac{1}{C} \cdot e \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Die elastische Kraft K, die unseren Massenpunkt an die Ruhelage kettet, ist der Elongation x des Massenpunktes proportional, also

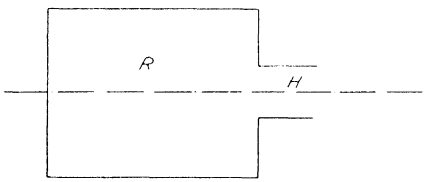
$$K = -a^2 . x \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Die veränderlichen Teile auf den rechten Seiten der Gl. (1) und (2) sind e bzw. $-x$, die Konstanten $1/C$ bzw. a^2. Also wird man die Kapazität der reziproken Elastizität, die negative Elektrizitätsmenge der Elongation analog setzen. Da die Stromstärke gleich der negativen zeitlichen Änderung der Elektrizitätsmenge ist, ist sie analog zu setzen der Geschwindigkeit, die ja durch die zeitliche Änderung der Elongation gegeben ist. Die Selbstinduktion erteilt der Elektrizitätsmenge gewissermaßen eine Trägheit, indem sie das Ansteigen der Stromstärke verzögert, und kann so in Analogie mit der trägen Masse gesetzt werden. Es entsprechen sich also V und K, $-e$ und x, $1/C$ und a^2, L und m, i und v.

Im Hinblick auf die akustischen Filter wollen wir noch ein gasförmiges akustisches Schwingungsgebilde betrachten, bei dem Masse und Elastizität ebenfalls räumlich voneinander getrennt sind. Es ist dies der Luftresonator, der in einer Form nach Fig. 58 vorliege. Wird der Resonator erregt, so schwingt die Luftmasse in dem Hals H wie ein Kolben als Ganzes hin und her, repräsentiert also die schwingende Masse (analog der Selbstinduktion). Wenn der Luftkolben in das Innere R des Resonators eindringt, so verkleinert er das Volumen für die dort im Ruhezustand vorhandene Luftmasse, komprimiert sie also und erteilt ihr damit eine Spannung, die den Luftkolben wieder zurückstößt. Bei Auswärtsbewegung des Luftkolbens tritt das Um-

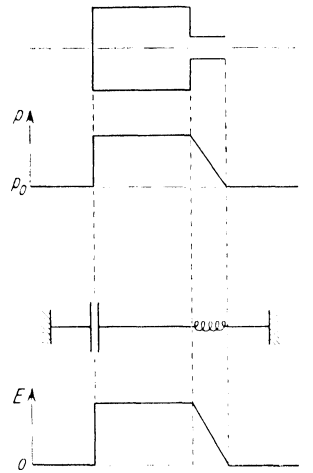
gekehrte ein. Die Luft in dem Hohlraum R stellt die Elastizität dar, analog der reziproken Kapazität. Die Druckdifferenz zwischen dem Innern des Resonators und dem Außenraum repräsentiert, wenn noch die Querschnitte berücksichtigt werden, die wirkende elastische Kraft in Analogie zur elektromotorischen Kraft auf elektrischem Gebiete. In Fig. 59 wird die Analogie

Fig. 58.



Luftresonator.

Fig. 59.



Analogie zwischen Luftresonator und Schwingungskreis.

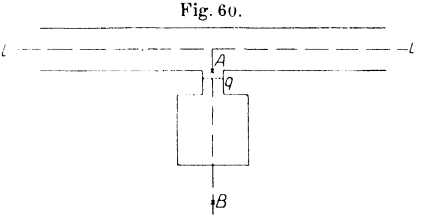
der Schwingungsvorgänge im Resonator und im elektrischen Schwingungskreis dargestellt. Im oberen Teile ist der Luftresonator skizziert; darunter ist der Verlauf des Druckes in der Resonatorachse gezeichnet für die Phase, in der die Luft im Resonator infolge der Einwärtsbewegung des Luftkolbens komprimiert ist. Außerhalb des Resonators, in der Figur ganz links, herrscht der normale Atmosphärendruck. Im Resonatorvolumen herrscht in der betrachteten Phase ein Überdruck; an der Stelle der Rückwand des Resonators macht also unsere Druckkurve einen Sprung. Der Druck bleibt dann konstant bis zum Beginn des Resonatorhalses. Im Hals sinkt er allmählich auf Atmosphärendruck ab, den er an der in den Außenluftraum mündenden Stelle erreicht. Der elektrische Schwingungskreis besteht aus einer Reihenschaltung von Kapazität und Selbstinduktion, die an den Enden geerdet ist, so daß ein durch die Erde hindurch geschlossener Kreis vorliegt. Die darunter gezeichnete Kurve stellt den Spannungsverlauf dar für den Augenblick, in dem der Kondensator gerade aufgeladen ist. Links vom Kondensator herrscht infolge der Erdung die Spannung Null. Am Kondensator selbst erfolgt der Spannungssprung, innerhalb der Selbstinduktionsspule sinkt die Spannung wieder auf Null ab. Der Spannungsverlauf im Schwingungskreis entspricht also vollkommen dem Druckverlauf im Resonator. An dem beschriebenen Beispiel erkennt man auch, daß der Außenluftraum für den akustischen Fall die gleiche Rolle spielt, wie die Erdrückleitung im elektrischen Falle. Wir werden darauf weiter unten noch einmal zurückkommen.

Wir wollen die Zusammenhänge zwischen elektrischen und akustischen Größen noch in einer etwas anderen Form besprechen. Da die akustischen Filter ein verzweigtes Röhrensystem bilden, ebenso wie die elektrischen ein verzweigtes Leitersystem, betrachten wir die Verhältnisse

an einer Verzweigung. Im elektrischen Falle gilt dann die Kirchhoffsche Regel, daß die algebraische Summe der Ströme gleich Null ist, oder anders ausgedrückt, daß ebensoviel Elektrizität zu- wie abfließt, also $i = i_1 + i_2$. Im akustischen Falle soll sich ein Rohr vom Querschnitt q in zwei Rohre mit den Querschnitten q_1 und q_2 gabeln. Damit an der Verzweigungsstelle keine Stauung eintritt, muß ebensoviel Luft zu- wie abfließen. Sind v, v_1 und v_2 die Geschwindigkeiten der Luftteilchen in den Rohren, so muß also sein: $vq = v_1 q_1 + v_2 q_2$. Dabei ist angenommen, daß die Geschwindigkeit in jedem Rohre über den ganzen Rohrquerschnitt hin die gleiche ist. Man sieht aus den beiden Gleichungen, daß bei einem Rohrsystem das Produkt aus Geschwindigkeit und Querschnitt $v \cdot q$ das Analogon zur Stromstärke i ist. Das Produkt $v \cdot q$ wird auch Mediumstrom genannt, denn es gibt das in der Zeiteinheit durch den Querschnitt fließende Luftvolumen an.

Die Amplitude des elektrischen Wechselstromes in einem Leitungsabschnitt ist der Amplitude der Spannungsdifferenz an den Enden des Abschnitts proportional. Zwischen Stromschwankungen und Spannungsschwankungen besteht im allgemeinen ein Phasenunterschied. Es ist daher zweckmäßig, die komplexe Darstellung zu benutzen. Der komplexe elektrische Widerstand wird definiert als das Verhältnis der momentanen Spannungsdifferenz zur momentanen Stromstärke; beide Größen sind komplex auszudrücken. Im akustischen Falle ist entsprechend die Amplitude des Mediumstromes in einem akustischen Leiter der Amplitude der Druckdifferenz an den Enden des Leiters proportional. Man kann daher in völliger Analogie zum elektrischen Wechselstromwiderstand einen komplexen akustischen Widerstand definieren als das Verhältnis der momentanen Druckdifferenz zur momentanen Stärke des Mediumstromes. Der so definierte akustische Widerstand bezieht sich also auf einen Abschnitt einer akustischen Leitung. Er ist zu unterscheiden von dem Widerstand, den wir oben bei der Besprechung der Brechung (ds. Kap., § 9) eingeführt haben; sein Wert war in einem Punkte eines Schallfeldes gebildet. Daß beide Definitionen in einem sehr engen Zusammenhang stehen, soll an folgendem Beispiel gezeigt werden. Der akustische Leiter, etwa ein Luftresonator, sei von einem Leitungsrohr LL abgezweigt (Fig. 60). Wie aus der oben dargestellten Analogie zwischen elektrischem Schwingungskreis und Resonator hervorgeht, ist dann der Resonator zwischen Leitungsrohr und Außenluftraum (analog der geerdeten Rückleitung), also zwischen A und B eingeschaltet zu denken. Ist p die momentane Druckschwankung an der Einmündungsstelle A und $i = v \cdot q$ der durch den Querschnitt q fließende Mediumstrom, so ist nach der früheren Definition der komplexe Widerstand an der Stelle A gleich p/i. An der Stelle B, d. h. im Außenluftraum, ist die Druckschwankung gleich Null. Infolgedessen ist die

Fig. 60.



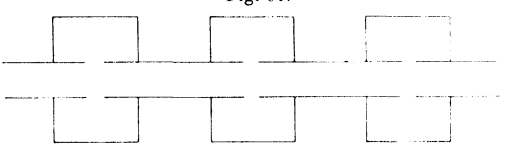
Akustischer Widerstand eines Luftresonators.

momentane Druckdifferenz zwischen A und B gleich der momentanen Druckschwankung p im Punkte A. Nach der jetzt eingeführten Definition ist also der komplexe Widerstand des Leiters AB ebenfalls gleich p/i.

Man kann die Identität auch von einer etwas anderen Seite betrachten: Ist J die Amplitude des Mediumstromes, so ist der Verlustwiderstand gleich $2L/J^2$. Dabei ist L das eine Mal das Zeitmittel des Energiestromes, der durch den Querschnitt q fließt, das andere Mal das Zeitmittel der im Leiter AB sekundlich verbrauchten Energie. Die Gleichheit dieser Energiebeträge ist sofort einleuchtend.

§ 14. Die akustischen Filter. Auf Grund der im vorhergehenden Paragraphen kurz dargelegten Analogie zwischen elektrischen und akustischen Größen hat Stewart[1]) akustische Filter gebaut. Als „Leitung" für den Schall dient ein Rohr AB. Den elektrischen Abzweigungen entsprechend werden an das Rohr seitliche Abzweigungen in der Form von Löchern, offenen oder geschlossenen Rohrstutzen, Resonatoren usw. angesetzt. Man stellt sich am besten vor, daß der Schall von einer das eine Rohrende A verschließenden Membran, etwa einer Telephonmembran, ausgeht. Zur Konstruktion eines Tieftondurchlassers wird man zunächst versuchen, eine Elastizität, die ja einer reziproken Kapazität entspricht, in die Abzweigung zu legen. Wir wissen vom Resonator her, daß ein Luftkissen als Elastizität wirkt. Aber wenn man eine solche Luftkammer seitlich an das Leitungsrohr anbringt, so wird an der Einmündung die Luft hin und her schwingen, wie in dem Hals eines Resonators, d. h. die angeschlossene Luftkammer wirkt wie eine Reihenschaltung einer Elastizität und einer Masse. Da man das Mitauftreten der

Fig. 61.



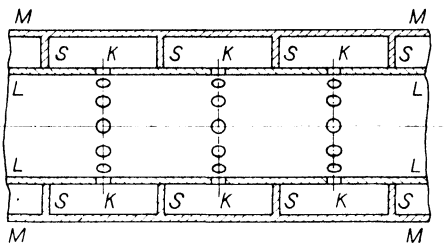
Schema eines akustischen Tieftondurchlassers.

Masse in Kauf nehmen muß, beschränkt man sich darauf, ihre Größe einigermaßen festzulegen. Das geschieht durch Anbringen einer Anzahl Löcher bestimmter Größe zwischen Luftkammer und Leitungsrohr. Die seitliche Abzweigung erhält dadurch vollkommen den Charakter eines Luftresonators. Fig. 61 zeigt ein Schema dieser Anordnung. Eine weitere Schwierigkeit besteht darin, dem Leitungsabschnitt zwischen zwei benachbarten Abzweigungen eine bestimmte Kombination von Masse und Elastizität zuzuordnen. Stewart läßt ihm in seinen Berechnungen ganz formal eine Parallelschaltung von Masse und Elastizität entsprechen. Obwohl also die Analogie zu der elektrischen Anordnung nur in grober Annäherung besteht, ist der Effekt schon bei geringer Zahl von Kettengliedern (drei bis sechs) ein sehr guter. Fig. 62 zeigt einen Querschnitt des von Stewart konstruierten Tieftondurchlassers. Das Leitungsrohr LL ist von einem Mantelrohr MM umgeben. Der zwischen

[1]) G. W. Stewart, Phys. Rev. (2) **20**, 528, 1922.

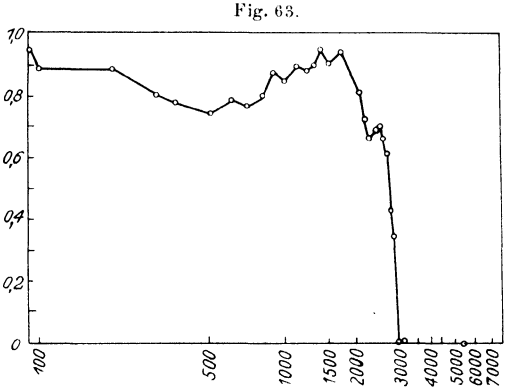
beiden Rohren entstehende Luftraum ist durch die Scheidewände S in die ringförmigen Luftkammern K abgeteilt. Jede der Kammern K steht mit dem Leitungsrohr durch einen Kranz von Löchern in Verbindung. Der Querschnitt dieses Lochkranzes bildet den Abzweigpunkt der Leitung. In einem speziellen Beispiel betrug die Länge jedes Kettengliedes, d. h. der Abstand zweier benachbarten Lochkränze, 1,67 cm, der Radius des Leitungsrohres 0,75 cm, der Radius des Mantelrohres 1,30 cm, das Volumen jeder Luftkammer 4,36 ccm; die Anzahl der Löcher eines Kranzes war 16, die Anzahl der benutzten Kettenglieder 4. Für diese Anordnung ist in Fig. 63 die Durchlässigkeit, d. h. das Verhältnis der durchgelassenen Energie zur hineingeschickten Energie, als Funktion der Frequenz aufgetragen. Von der Frequenz $n = 2900$ Hertz an aufwärts wird praktisch nichts mehr durchgelassen. Die Kurve ist auf folgende Weise erhalten: Der Ton eines mit konstanter Wechselstromstärke erregten Telephons T_1 wird dem Ohre einmal direkt und einmal unter Zwischenschaltung des Filters dargeboten. In beiden Fällen wird seine Stärke mit der eines zweiten Telephons T_2 von veränderbarer Tonstärke verglichen. Zu diesem Zwecke wird die Erregungsstärke von T_2 in meßbarer Weise so weit geändert, bis T_1 und T_2 gleich starke Töne geben. Das Verhältnis der beiden Tonstärken von T_2 liefert die Durch-

Fig. 62.



Tieftondurchlasser.

Fig. 63.



Durchlässigkeit eines Tieftondurchlassers.

lässigkeit. Obwohl die Meßgenauigkeit nur etwa 10 bis 20 Proz. beträgt, kommt die Wirkung des Filters deutlich zum Ausdruck.

Zur Konstruktion eines Hochtondurchlassers müssen die Zweigleitungen aus Massen, die ja den Selbstinduktionen entsprechen, gebildet werden. Das geschieht durch Anbringen kurzer offener Rohrstutzen an das Leitungsrohr. In den Rohrstutzen schwingt dann die Luft wie in dem Hals eines Resonators, der Zweig stellt also eine Masse dar.

Wie schon oben bei dem Vergleich zwischen Resonator und Schwingungskreis läßt sich auch hier leicht zeigen, daß bei den akustischen Kettenleitern in Analogie zu den elektrischen von einer Rückleitung gesprochen werden darf. In den Schaltbildern der elektrischen Kettenleiter (Fig. 47 bis 52) waren in die Rückleitung keine besonderen Widerstände eingezeichnet; der Ohmsche Widerstand des Drahtes wird vernachlässigt. Daraus folgt, daß eine Spannungsdifferenz zwischen zwei beliebigen Punkten der Rückleitung nicht eintritt; wir könnten sie uns etwa geerdet denken, d. h. das Spannungsniveau der Rückleitung als das Nullniveau der Spannung ansehen. Wie die Zweige der elektrischen Kette zwischen Hin- und Rückleitung eingeschaltet sind, so sind jetzt beim akustischen Hochtondurchlasser die in den Rohrstutzen schwingenden Luftmassen zwischen die Rohrleitung und den äußeren Luftraum eingeschaltet. Die widerstandslose elektrische Rückleitung erteilt allen in sie einmündenden Zweigenden die gleiche Spannung. Ganz entsprechend gibt der äußere Luftraum allen Öffnungen der Rohrstutzen den gleichen Druck. Der äußere Luftraum stellt also die akustische Rückleitung dar. Für den Tieftondurchlasser liegen die Verhältnisse nicht so einfach. Doch kann man auch dort die Außenluft als Rückleitung ansehen.

Fig. 64 zeigt den Querschnitt eines von Stewart gebauten Hochtondurchlassers. In einem speziellen Falle beträgt die Länge eines Kettengliedes, d. h. der Abstand zweier Rohrstutzen 5 cm, der Radius des Leitungsrohres

Fig. 64.



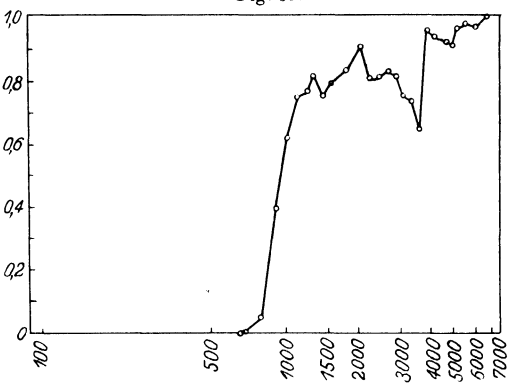
Hochtondurchlasser.

0,483 cm, die Länge eines Rohrstutzens 0,5 cm, sein Radius 0,139 cm; die Zahl der benutzten Kettenglieder war 12. Die mit dieser Anordnung erhaltene Durchlässigkeitskurve zeigt Fig. 65. Hier liegt der starke Anstieg der Kurve etwa bei der Frequenz $n = 800$ Hertz.

Schließlich soll auch der dritte Filtertyp, der akustische Streifendurchlasser beschrieben werden. Im elektrischen Beispiel (Fig. 51) lag eine Parallelschaltung von Selbstinduktion und Kapazität im Nebenschluß. Es handelt sich also jetzt darum, von der akustischen Leitung eine Parallelschaltung von Elastizität und Masse abzuzweigen. Das erreicht Stewart durch eine An-

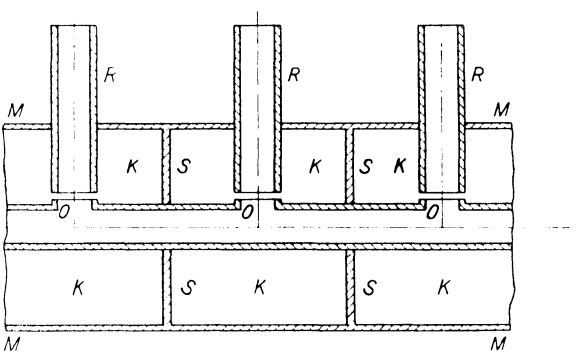
ordnung, deren Schema in Fig. 66 angegeben ist. Das innere oder Leitungsrohr ist wie bei dem oben (Fig. 62) skizzierten Tieftondurchlasser von einem Mantelrohr MM umgeben. Ebenso wie dort teilen die Scheidewände S die einzelnen ringförmigen Luftkammern K, die die Elastizitäten darstellen, voneinander ab. Die Verbindung jeder Kammer mit dem Leitungsrohr wird jetzt nicht mehr durch einen Kranz von Löchern, sondern durch eine einzige Öffnung O hergestellt. Hier, wo die Elastizität des Zweiges mit der Leitung

Fig. 65.



Durchlässigkeit eines Hochtondurchlassers.

Fig. 66.

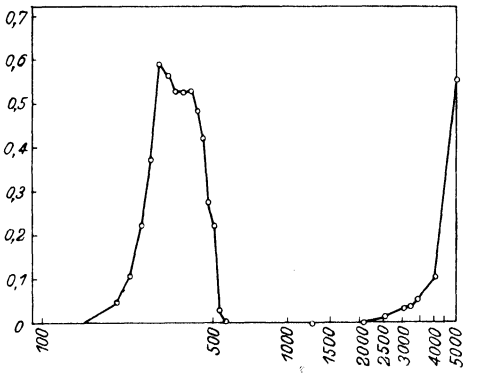


Streifendurchlasser.

zusammenstößt, muß jetzt noch eine Masse abgezweigt werden, um eine Parallelschaltung von beiden zu erhalten. Daher wird noch ein an beiden Enden offener Rohrstutzen R so angebracht, daß das eine Ende der Öffnung O dicht gegenüberliegt, während das andere in den freien Luftraum führt. In diesem Rohrstutzen schwingt die Luft wie in den Rohrstutzen des Hochtondurchlassers als Ganzes hin und her und wirkt so als Masse. Der Apparat stellt somit eine Kombination von Hoch- und Tieftondurchlasser dar. Daß er ebenso wie sein elektrisches Vorbild als Streifendurchlasser wirkt, bestätigt

die in Fig. 67 dargestellte Durchlässigkeitskurve. Der Streifen reicht von etwa 150 bis 550 Hertz. Bei der benutzten Anordnung betrug die Länge eines Kettengliedes, d. h. der Abstand zweier Rohrstutzen, 2,66 cm, der Radius des Leitungsrohres 0,243 cm, die Länge eines Rohrstutzens 2,40 cm,

Fig. 67.



Durchlässigkeit eines Streifendurchlassers.

sein Radius 0,243 cm, das Volumen einer Luftkammer 22,7 ccm. Der Anstieg der durchgelassenen Intensität oberhalb von 2000 Hertz zeigt, daß wir es in Wirklichkeit nicht mit einem einfachen Banddurchlasser zu tun haben, sondern daß mehr als zwei Grenzfrequenzen vorhanden sind.

D. Raum- und Bauakustik [1]).

§ 15. Die Aufgabe der Raum- und der Bauakustik. Die Raumakustik behandelt alle Fragen, die sich auf das akustische Verhalten von (geschlossenen oder auch offenen) Räumen beziehen, soweit es die mehr oder weniger deutliche und gute Hörbarkeit des in dem betreffenden Raume erzeugten Schalles (namentlich von Sprache und Musik) bedingt. Sie hat also zunächst die Faktoren festzustellen, von denen die Güte der „Akustik" oder der „Hörsamkeit" des Raumes abhängt; sie hat ferner die Methoden auszuarbeiten, mit denen diese Faktoren (experimentell und rechnerisch) bestimmt werden, und sie hat die Abhängigkeit der Hörsamkeit von diesen Faktoren in Regeln zu fassen. Dadurch soll sie den Architekten in den Stand setzen, schon beim Entwurf des Bauwerkes die akustischen Verhältnisse zu prüfen und diejenigen Maßnahmen zu treffen, die geeignet sind, eine gute Hörsamkeit zu gewährleisten. Bei schlechter Hörsamkeit bereits fertiger Räume soll sie die Mittel liefern, die Hörsamkeit zu verbessern.

Freilich ist es ein verkehrter Weg, Vortragsräume und Musiksäle zu bauen, ohne sich vorher über die akustischen Verhältnisse genau zu orientieren. Verbesserungen nachträglich anzubringen, wird nur selten zu einem vollen

[1]) Bearbeitet von E. Waetzmann und Dr. K. Schuster in Breslau.

Erfolge führen oder wird wenigstens unverhältnismäßig hohe Kosten verursachen. Leider scheint in Architektenkreisen noch immer die Ansicht verbreitet zu sein, daß man sich in akustischer Beziehung beim Entwurf des Bauwerkes auf das „Gefühl" verlassen dürfe und daß die Raumakustik ja doch nicht imstande sei, den Architekten in vernünftiger und wirklich nutzbringender Weise zu beraten. Gewiß steckt die Wissenschaft der Raumakustik noch in den Kinderschuhen; feste oder gar allgemein gültige Rezepte gibt es noch nicht, aber bei genügender akustischer Erfahrung und bei genügender Kenntnis der bisher erforschten Gesetzmäßigkeiten läßt sich doch schon vieles helfen. Das ist bereits von dem Schöpfer der modernen Raumakustik, W. C. Sabine[1]), in zahlreichen Fällen durch die Tat bewiesen worden. Der Architekt, der heute kostspielige Vortrags- oder Musiksäle baut, ohne die akustischen Verhältnisse schon beim Entwurf gründlich zu prüfen oder prüfen zu lassen, handelt leichtfertig. Freilich muß man sich darüber klar sein, daß diese Prüfung nicht einfach ist und auch mit erheblichen Kosten — die aber gegenüber den Gesamtkosten des Baues nicht in Betracht kommen — verknüpft sein kann.

Die Bauakustik[2]) behandelt vorwiegend diejenigen akustischen Fragen, die sich auf den Schutz von Gebäuden und Wohnräumen gegen Erschütterungen und gegen das Eindringen von Schall beziehen. Die Untersuchungsmethoden für die hörbaren Schwingungen und für die Schwingungen unterhalb der Hörgrenze sind oft die gleichen, so daß durch das Hören oder Nichthören der erzeugten Schwingungen eine strenge Grenze nicht gegeben ist. Ein radikales Schutzmittel würde natürlich die Beseitigung der Störungen sein. Deshalb ist eine der wichtigsten Aufgaben des Bauakustikers die, die Geräusche und Erschütterungen — soweit sie unvermeidbar sind — nach Möglichkeit zu vermindern (geeignete Straßenpflasterung, gutes Verlegen der Schienen der elektrischen Bahnen, Ausbalancieren von Maschinen, Bereifung von Wagenrädern, Auspuffdämpfung der Motorwagen usw.). Es müssen also alle Faktoren, die zur Entstehung von Lärm und Erschütterungen Anlaß geben, sowie ihre Wirkungen genau geprüft werden, wobei auch seismographische Methoden mit Erfolg angewandt werden. Soweit sich die Störungsursachen nicht beseitigen lassen, muß versucht werden, die Fortleitung der Störungen zu verhindern. Dazu müssen die Gesetze der Fortleitung studiert werden, und es müssen Isolierstoffe gegen die Ausbreitung der Schwingungen geschaffen werden, eine Aufgabe, der sich die Technik in neuerer Zeit energisch zugewendet hat. Es scheint noch nicht allgemeine Klarheit darüber zu herrschen, wie ernst die Schäden sind, die durch Lärm und Erschütterungen in vielen Beziehungen angerichtet werden. Der Bauakustiker sollte der ständige Berater des Bauingenieurs jeder Richtung sein, und es ist ein nachahmenswertes Beispiel, wenn in Amerika besondere Schallingenieure ausgebildet werden. Die vorstehenden allgemeinen Hinweise sind gemacht worden, um die Wichtigkeit

[1]) W. C. Sabine, Collected papers on acoustics. Cambridge Harvard University press, 1923.

[2]) F. Weisbach, Bauakustik. Berlin 1913.

der Bauakustik hervorzuheben und die Akustiker zu veranlassen, sich mehr als bisher mit diesen Spezialfragen ihres Arbeitsgebietes zu befassen.

Bau- und Raumakustik haben also im allgemeinen getrennte Aufgaben, wenn auch zahlreiche Berührungspunkte und Übergänge vorhanden sind, wofür beispielsweise an die Dämpfung des Lärms in industriellen Betrieben und in großen Räumen für Fernsprech- und Telegraphierbetrieb erinnert sei.

§ 16. Allgemeine Grundlagen der Raumakustik. Der von irgend einer Quelle ausgehende Schall kann sich in geschlossenen Räumen nicht frei ausbreiten, sondern erleidet vielfache Reflexionen, womit Schallkonzentrationen, Nachhall, in speziellen Fällen Echos, Interferenzerscheinungen (Maxima und Minima, eventuell „tote“ Stellen), Resonanzerscheinungen und Absorption verbunden sind. Schallwellen werden schon bei der Ausbreitung durch den Luftraum bis zu einem gewissen Grade absorbiert, aber so schwach, daß diese Absorptionen in raumakustischen Fragen kaum eine Rolle spielen. Hier handelt es sich vielmehr um die Absorption, die mit der Reflexion an den Wänden oder an sonstigen in dem Raum befindlichen Gegenständen verbunden ist. Auch die von den Raumbegrenzungen nach außen durchgelassene Schallenergie wird dabei der Einfachheit halber oft zur absorbierten Energie hinzugerechnet. In einem Raume, dessen Begrenzungen vollkommen absorbieren, würde nur der direkte (nicht reflektierte) Schall zur Empfindung beitragen. Nachhall, Echos, Interferenz- und Resonanzerscheinungen wären dann völlig vermieden, womit aber nicht gesagt ist, daß ein derartiger Raum gute Hörsamkeit besitzt. Es ist bekannt, daß in Räumen mit übermäßiger Absorption der Schall „leer“ klingt. Das ist ja auch im Freien der Fall, wo der Schall „verweht“, und es würde hier in noch höherem Maße der Fall sein, wenn nicht doch in der Regel noch gewisse Reflexionen (an Häuserwänden, am Erdboden usw.) und damit Nachhall mitwirkten.

Bei sehr geringem Nachhall ist also der Schall, beispielsweise Sprache, zu kurzdauernd und damit zu schwach, wenn auch deutlich, während bei zu langem Nachhall der Schall laut („hallend“), aber undeutlich wird. Die erste Gefahr liegt hauptsächlich im Freien (Naturbühne, Waldoper), die zweite in geschlossenen Räumen vor.

Ein spezieller Fall des Nachhallens ist der, daß zwei, etwa von einer gesprochenen Silbe herrührende, noch genügend starke Schallstrahlen mit einer Zeitdifferenz von etwa $^1/_{15}$ Sekunde oder mehr, also mit einer Wegdifferenz von etwa 23 m oder mehr an das Ohr des Zuhörers gelangen. Wir haben dann ausgesprochene Echowirkung (ds. Kap., § 8), die natürlich in einem Vortrags- oder Musikraum unbedingt vermieden werden muß. Das kann auch bei großen Abständen zwischen Schallquelle, Hörer und reflektierenden Wänden dadurch erreicht werden, daß diejenigen Wandstellen, die zur Echobildung Veranlassung geben, stark absorbierend gemacht werden. Aber auch schon bei kleineren Zeitdifferenzen zwischen direktem und stark reflektiertem Schall, bis etwa $^1/_{20}$ Sekunde und auch darunter, kann sich der Widerhall störend bemerkbar machen. Das merkt der Redner, der in einem hohen

Raume spricht, dessen Decke den Schall nicht genügend absorbiert oder zerstreut. Hier kann, wie gelegentlich von uns ausprobiert wurde und wie durch das Urteil anderer bestätigt wurde, die Höherlegung des Rednerpultes um $^1/_2$ m schon eine merkbare Verbesserung bringen. Auf der anderen Seite ist, wie schon erwähnt wurde, ein gewisser Nachhall für gute Hörsamkeit unbedingt erforderlich. Wir werden uns deshalb in den folgenden Paragraphen noch ausführlich mit dem Nachhall und mit seinem Einfluß auf die Hörsamkeit beschäftigen.

Die Reflexionen an der Umgrenzung des Raumes sollen so erfolgen, daß der Raum möglichst gleichmäßig von dem Schall durchflutet wird, ohne daß sich Schallkonzentrationen oder Brennlinien ausbilden. Wie aus den Gesetzen der Reflexion (ds. Kap., § 8) ohne weiteres zu sehen ist, sind hierfür namentlich hohlgekrümmte Grenzflächen, z. B. tonnenförmige Deckengewölbe gefährlich. Durch weitgehende, tiefe Gliederung derartiger Grenzflächen und die dadurch hervorgerufene diffuse Reflexion oder auch wiederum durch Absorption läßt sich hier Abhilfe schaffen. Ähnliches gilt für störende Interferenzerscheinungen (ds. Kap., § 11). Mitschwingen irgendwelcher Raumbegrenzungen (Podium, Holzverkleidungen, Fußböden) wirkt im allgemeinen günstig, zumal die Schallausbreitung in den in Betracht kommenden festen Körpern viel schneller erfolgt als in Luft und dadurch dem Hörer verstärkender Schall zugeleitet wird, ohne daß die Gefahr störenden Nachhalls vorliegt. Etwas Ähnliches wird erreicht, wenn ein Raum mit einer größeren Zahl von Lautsprechern ausgerüstet wird.

§ 17. Raumakustik im Freien. Bei der Anlage einer Naturbühne muß nach dem im vorigen Paragraphen Gesagten zunächst darauf geachtet werden, daß Nachhallmöglichkeiten gegeben sind. Eine kleine Waldlichtung, namentlich mit dichtem Unterholz, ist viel günstiger als freies Feld. Der Boden darf nicht mit hohem Gras bewachsen sein, weil hierdurch zu starke Absorption bedingt wird. Vor allem sind passend gestaltete Abhänge aufzusuchen, der Art, daß sowohl die Akteure wie die Zuschauer reflektierende „Wände“ hinter sich haben. Ferner ist es bei Naturbühnen von grundlegender Wichtigkeit, daß der Hauptschallstrom in der rechten Richtung, auf die Zuhörer hin, ausgesandt wird, weil ja nicht wie in geschlossenen Räumen Decken und Wände vorhanden sind, die auch anders gerichteten Schall nutzbar machen. Reflektierende Wände von geeigneter Form und Größe, die unmittelbar hinter den Schallquellen angebracht werden, können verhindern, daß der Schall sich nach oben „verflüchtigt“ und können ihn in die richtigen Bahnen lenken. Wenn der Platz von Natur aus nicht besonders günstig ist, wird es oft noch nötig sein, auch von der anderen Seite her nachzuhelfen, indem die Zuhörersitze nach hinten zu ansteigend angeordnet werden. Besondere Schwierigkeiten kann die Unterbringung eines Orchesters machen, das verdeckt sein soll. Es darf dann nicht einfach in einer Bodensenkung oder dergleichen so untergebracht werden, daß der Schall die Zuhörer im wesentlichen nur indirekt durch Beugung (ds. Kap., § 6) erreicht, weil hierdurch nicht nur die Schallstärke, sondern auch die Klangfarbe in entscheidender Weise leiden.

Beispielsweise wurde (nach dem Urteil sachverständiger Musiker) die Akustik für das Orchester der Waldbühne in Zoppot dadurch wesentlich verbessert, daß nach dem Vorschlage Waetzmanns die Höhenverhältnisse des Orchesterraumes geändert und die bis dahin ungeeignet gestaltete reflektierende Wand in einfacher Weise verändert wurde.

Bekanntlich zeigten schon das griechische und das römische Theater die nach außen zunehmende Erhöhung der Zuschauerplätze, ihre bogenförmige Anordnung um die Bühne herum und eine Bühnenrückwand. Trotzdem mußten die Schauspieler Gesichtsmasken mit schalltrichterartigen Mundöffnungen zur Verstärkung der Sprache tragen [1]).

Auch in geschlossenen Räumen ist die Verwendung von Reflektoren (Schalldeckel, Schallmuscheln usw.) eine altbekannte Maßnahme zur Verbesserung der Hörsamkeit. Jedoch kann dieses Hilfsmittel, wenn es nicht richtig angewendet wird, die Hörsamkeit verschlechtern statt verbessern. Ein berühmtes Beispiel hierfür ist der Trocadéro-Saal in Paris in seiner alten Ausführungsform. Dem stehen aber zahllose Fälle der Praxis gegenüber, in denen die Reflektoren günstig wirken. Um auch hierfür ein Beispiel zu nennen, sei erwähnt, daß in einem gelegentlich der Jahrhundertfeier der Universität Breslau aufgeschlagenen, etwa 7000 Personen fassenden Zelt die Stimme des Redners fast überall gut zu hören und gut zu verstehen war, nachdem hinter dem Redner eine Schallmuschel von geeigneter Größe und Form angebracht war. Ohne die Schallmuschel reichte die Stimme (infolge der starken Absorption durch die Zeltwände) nicht annähernd aus, um den Raum zu durchdringen; kleine Änderungen der Form (Vorschieben oder Zurückziehen der Seitenwände) gaben schon merkliche Unterschiede.

§ 18. Raumakustische Untersuchungsmethoden. Für die Beurteilung der Hörsamkeit eines Raumes ist es wichtig, ein genaues Bild von dem Verlauf der von der Quelle ausgehenden Schallwellen zu haben. Man kann hierzu aus dem Reflexionsgesetz und aus der Größe der Schallgeschwindigkeit die Wellenflächen in bestimmten Zeitmomenten zeichnerisch konstruieren. Da das räumliche Bild zu kompliziert würde, beschränkt man sich auf die Betrachtung gewisser horizontalen und vertikalen Querschnitte. Aus den Wellenbildern ist der Verlauf der Schallwellen und der zeitlich aufeinanderfolgenden einzelnen Reflexionen ohne weiteres zu entnehmen. Fig. 68 zeigt ein derartiges Wellenbild in einem rechtwinklig umgrenzten Saal von 12×20 m Grundfläche [2]). Die Schallquelle befindet sich im Punkte *M*. „Ein von ihr ausgehender Schall sei 16 m weit gelangt, entsprechend einem Zeitverlauf von $16 : 340 = 0{,}05$ Sekunde. Im freien Raume würde die Schallwelle eine Kugel von 16 m Halbmesser bilden, wie in der Zeichnung durch die gestrichelte Kreislinie angedeutet ist. Im Saal kann sie sich aber nicht ungehindert ausbreiten, vielmehr wird sie im Zeitraum von 0,05 Sekunde bereits mehrfach zurückgeworfen. Von der

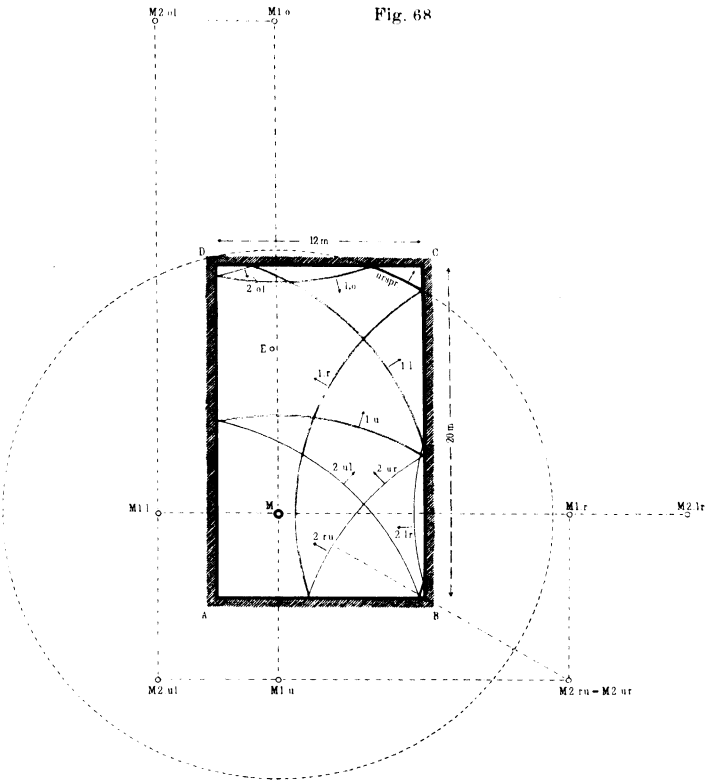
[1]) R. Berger, Die Schalltechnik. Braunschweig 1926.

[2]) Fig. 68 nebst Beschreibung, sowie die Fig. 69, 71 und 72 sind entnommen aus E. Michel, Hörsamkeit großer Räume. Braunschweig 1921.

ursprünglichen Schallwelle bleibt nur noch ein kleines Stückchen in der dem Erregungsmittelpunkt *M* diagonal gegenüberliegenden Ecke übrig, während sich an den vier Wänden Rückwürfe erster Ordnung, nämlich 1 . *r*, 1 . *o*, 1 . *l* und 1 . *u* als Bögen von ebenfalls 16 m Halbmesser bilden.

Der Mittelpunkt für den Wellenbogen 1 . *r* liegt im Punkt *M* 1 . *r*, der senkrecht gegenüber dem Punkt *M*, und zwar rechts von der zurückwerfenden Wand *B C* liegt, im gleichen Abstand von dieser wie Punkt *M*. Ebenso ergeben sich *M* 1 . *o*, *M* 1 . *l* und *M* 1 . *u* als Mittelpunkte für die entsprechenden Rückwurfwellen.

Fig. 68



Reflexionen in Rechteckumgrenzung; Schallhalbmesser 16 m.

Der Rückwurf 1 . *r* hat aber zum Teil die Schmalwand *A B* getroffen, und dadurch ist ein Rückwurf zweiter Ordnung, mit 2 . *r u* bezeichnet, entstanden. Der Mittelpunkt dafür liegt im Punkt *M* 2 . *r u*, der von der Langwand *B C* gleichen Abstand wie *M* 1 . *r* und von der Schmalwand *A B* gleichen Abstand wie *M* 1 . *u* hat. Der Punkt *M* 2 . *r u* ist aber zugleich Mittelpunkt für einen Rückwurf zweiter Ordnung 2 . *u r*, der sich dadurch ergibt, daß der Rückwurf 1 . *u* zum Teil auf die Langwand *B C* trifft und von dieser zurück-

geworfen wird. Da die Bögen $2.ru$ und $2.ur$ mit demselben Halbmesser aus demselben Mittelpunkt geschlagen sind, gehen sie ohne ersichtliche Trennung tangential ineinander über, und zwar dort, wo der von M $2.ru$ nach der Saalecke B gezogene Halbmesser die Bogenlinie trifft. Der Einfachheit halber sei bei derartigen Rückwürfen für den ganzen Bogen nur eine der beiden Bezeichnungen benutzt.

Weitere Rückwürfe zweiter Ordnung ergeben sich als Bogenlinien $2.ul$, $2.lr$ und $2.ol$ mit den entsprechenden gleichbezeichneten Mittelpunkten, deren Lage sich nach dem Gesagten ohne weiteres erklärt.

Zu beachten ist, daß sich an jede Rückwurfwelle dort, wo sie an der Raumbegrenzung endigt, ein neues Wellenstück anschließt und daß somit alle Wellenstücke einen fortlaufenden Linienzug bilden. Wir erkennen daher einen Fehler in der Aufzeichnung sofort daran, daß sich der Linienzug nicht schließt. Tatsächlich müssen ja auch bei einer geradlinigen Raumumgrenzung, wie sie in Fig. 68 angenommen ist, alle Bogenstücke Teile eines einheitlichen Vollkreises sein. Wir können dies veranschaulichen, indem wir auf durchscheinendem Papier den Rechteckgrundriß $ABCD$ mit dem Erregungsmittelpunkt M aufzeichnen. Dann schlagen wir um M einen Kreis, im vorliegenden Beispiel mit dem Halbmesser von 16 m. Wird die Kreisfläche ausgeschnitten, das Papier an den Rechteckseiten umgeknifft und dann gegen das Licht gehalten, so zeigen die sich überschneidenden Kreiskanten des Papiers dieselben Linien, wie sie in der Fig. 68 ermittelt worden sind.

Das in der letzteren dargestellte Gesamtbild der Wellenlinien läßt uns erkennen, daß die Rückwürfe erster Ordnung sehr rasch auf die ursprüngliche Welle folgen, also diese kräftigen helfen. Wir sehen auch, daß die Rückwürfe $1.r$, $1.o$ und $1.u$, wenn sie nur um eine Kleinigkeit, etwa 4 m, weiter fortschreiten, sich etwa im Punkte E treffen und damit gegenseitig verstärken und daß sie zugleich den dicht vorauseilenden unmittelbaren Schall unterstützen. Es läßt dies allgemein auf akustisch günstige Verhältnisse für den rückwärtigen Raumteil schließen, indem hier, wie schon Sturmhoefel[1]) betont hat, die Stärkeeinbuße, welche der unmittelbare Schall infolge der zurückgelegten Weglänge bereits erfahren hat, durch die zutretenden Rückwürfe großenteils wieder eingebracht wird. Die Rechteckform kann demnach als vorteilhaft gelten."

Fig. 69, die nach dem zu Fig. 68 Gesagten ohne weiteres verständlich sein dürfte, zeigt ein Wellenbild in Rechteckumgrenzung mit Halbkreisabschluß an der einen Schmalseite. Besonders bemerkenswert ist, daß die von dem Halbkreis reflektierten Schallstrahlen in der Gegend des Halbkreismittelpunktes konzentriert werden, also einen Brennpunkt und in räumlicher Übersetzung eine Brennlinie bilden.

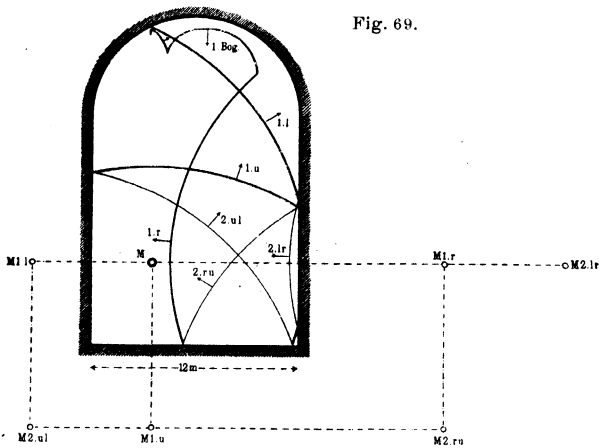
Zeichnet man nach dem Vorgange Woods die Wellenbilder in mehreren, kurz aufeinanderfolgenden Zeitmomenten und stellt einen Film von diesen Bildern her, so kann man die Wellenausbreitung kinematographisch verfolgen.

---

[1]) A. Sturmhoefel, Zentralbau oder Langhaus? S. 36. Berlin 1897.

Bei sehr kompliziert gestalteten Querschnitten ist die Konstruktion der Wellenflächen zu umständlich. Man begnügt sich dann damit, den Verlauf einzelner Schallbündel zeichnerisch zu verfolgen, womit auch schon gewisse

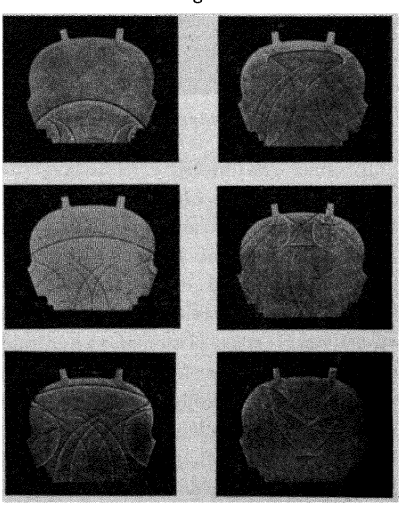
Fig. 69.



Reflexionen in Rechteckumgrenzung mit Halbkreisabschluß; Schallhalbmesser 16 m.

Einblicke in die Wirkung der reflektierenden Wände gewonnen werden. Der Verlauf einzelner Schallstrahlen kann auch mit Hilfe einer Wechselstrom-Bogenlampe verfolgt werden. Die Lampe ist in dem Brennpunkt eines Parabolspiegels montiert, sendet also in der Achsenrichtung des Spiegels sowohl ein Schall- wie ein Lichtbündel aus. Durch Drehen des Spiegels werden die Wände des Raumes abgetastet. Stellen, die starke Reflexionen geben, können zur weiteren Verfolgung des Licht- (und Schall-) Weges noch mit optischen Spiegeln belegt werden.

Fig. 70.



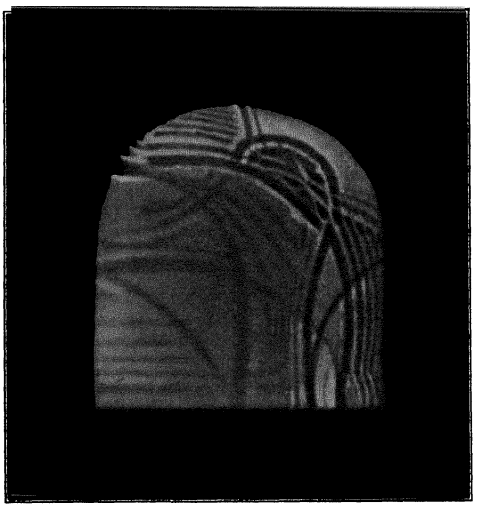
Wellenphotographie im Grundrißmodell des New Theatre, New York.

Neben dem zeichnerischen Verfahren haben Sabine und andere noch ein direktes Verfahren zur Sichtbarmachung der Schallwellen benutzt. In Querschnittsmodellen des zu untersuchenden Raumes wird durch eine einzige Funkenentladung eine Welle sehr kurzer Wellenlänge erzeugt und nach der Töplerschen Schlierenmethode (Kap. I, § 4) photographiert. Fig. 70 zeigt einige derartige Bilder, wie sie von Sabine in einem

Grundrißmodell des New Theatre in New York aufgenommen sind. Die hörnerartigen Ansätze an der Oberseite der Bilder sind Ausgänge; die Bühne hat man sich an die Unterseite anschließend zu denken. Hier wird eine einzige Welle erzeugt, die nun in mehreren, dicht aufeinanderfolgenden Zeitmomenten photographiert ist.

E. Michel hat statt der Luftwellen Wasserwellen (Kap. I, § 2) in Querschnittsmodellen erzeugt und kinematographisch aufgenommen. Ein großer Vorzug dieser Methode liegt in der Einfachheit der Handhabung und in der geringen Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wasserwellen. Fig. 71 zeigt ein

Fig. 71.



Wellenphotographie bei Rechteckumgrenzung mit Halbkreisabschluß.

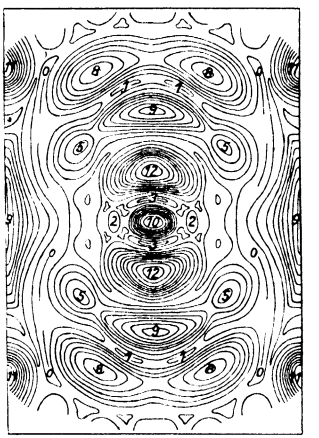
aus einer ganzen Serie herausgegriffenes Bild, das bei Rechteckumgrenzung mit Halbkreisabschluß aufgenommen ist. Die relative Lage der Erregungsstelle ist die gleiche wie in Fig. 69, der Zeitmoment der Aufnahme ungefähr der gleiche, so daß beide Bilder sich stark ähneln.

Um ein Bild der infolge der Reflexionen und Interferenzen bei Dauerschall im stationären Zustand sich einstellenden Schallverteilung zu bekommen, muß die relative Intensität an zahlreichen Stellen des Raumes gemessen werden. In roher Weise können derartige Messungen etwa mit einer Orgelpfeife als Schallquelle und mit einem Mikrophon mit angeschlossenem Telephon als Empfänger ausgeführt werden. Dem Telephon liegt ein veränderlicher Widerstand parallel, der bei jeder Einstellung so weit geschwächt wird, bis der Ton im Telephon eben verschwindet. Auch das sorgfältige Abhören mit bloßem Ohr gibt schon einen brauchbaren Überblick. Werden Punkte gleicher Schallstärke miteinander verbunden, so erhält man ein Schema von Intensitätslinien nach Art der Höhenlinien einer Landkarte. Fig. 72 zeigt ein derartiges Bild nach Sabine, das sich auf den horizontalen Querschnitt eines recht-

eckigen Raumes (mit tonnenförmigem Deckengewölbe) bezieht, wobei die Schallquelle in der Mitte des Querschnittes angeordnet ist.

Die rechnerische und zeichnerische (sowie photographische) Verfolgung des Verlaufs der Schallwellen, die namentlich in dem zitierten Buche von Michel ausführlich dargestellt ist, ist ein wichtiges Hilfsmittel für raumakustische Untersuchungen. Ihre Resultate müssen aber unbedingt ergänzt werden durch rein physikalische Untersuchungen über Absorption und Nachhall. Diese Untersuchungen bilden das eigentliche Kernstück der raumakustischen Methoden. Je nach der Größe des Raumes soll nämlich eine bestimmte günstigste Nachhalldauer existieren, bei der die Hörsamkeit die beste ist. Die grundlegenden Versuche sind von W. C. Sabine ausgeführt worden. Unter Nachhalldauer versteht man die Zeit, in der die Schallintensität, vom Erlöschen der Schallquelle an gerechnet, auf den Schwellenwert der Hörempfindung (Kap. III, § 6) herabsinkt. Natürlich ist diese Zeit je nach der Anfangsintensität verschieden. Man kann, um eine feste Definition zu gewinnen, mit Sabine diese Anfangsintensität auf das 10^6-fache der Schwellenintensität festsetzen. Das ist eine Intensität, bei welcher der Raum von recht kräftigem Schall erfüllt ist. Ist eine Schallquelle, die die Standardintensität liefert, gegeben und mißt man nach dem Ausschalten der Schallquelle mit der Stoppuhr die Zeit bis zum Erlöschen der Schallempfindung, so ist damit die Nachhalldauer gemessen. Sie kann auch ohne Herstellung der Standardintensität bestimmt werden, indem die Abklingezeit für zwei verschiedene Schallstärken, deren Verhältnis nur bekannt zu sein braucht, gemessen wird; unter der Voraussetzung exponentiellen Abklingens läßt sich dann auf die Nachhalldauer für eine Anfangsintensität von der 10^6fachen Schwellenintensität extrapolieren.

Fig. 72.



Intensitätslinien im Horizontalquerschnitt eines rechteckigen Saales; Schallquelle in der Mitte.

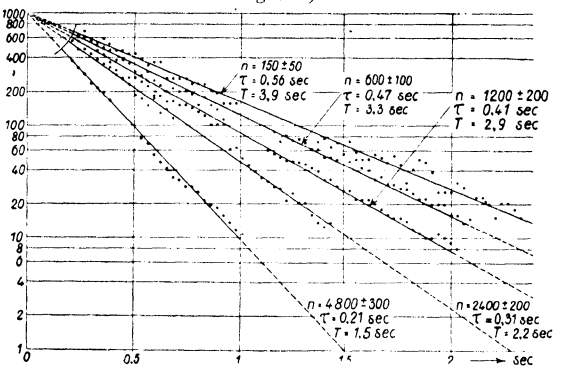
Das subjektive Meßverfahren ist natürlich ungenau und versagt gänzlich bei sehr kurzen Nachhallzeiten. Deshalb hat schon Aigner[1]) objektive Messungen mit photographischer Registrierung des abklingenden Schalles vorgenommen. Leider waren damals die experimentellen Hilfsmittel und die akustischen Meßmethoden noch zu wenig ausgebildet. Mit modernen Hilfsmitteln und Methoden haben dann Meyer und Just[2]) gearbeitet. Als Schallquelle diente ein elektrodynamischer Lautsprecher (Kap. V, § 17), der mit Überlagerungssummer betrieben wurde; als Empfänger wurden Reisz-Mikrophone

[1]) F. Aigner, Wiener Akad. Ber., math.-naturw. Klasse, Bd. 123, Abt. IIa, S. 1489, 1914.

[2]) E. Meyer und P. Just, Elektr. Nachr.-Techn. (ENT) 5, 293, 1928.

(Kap. V, § 6) benutzt, deren Ströme, mit Elektronenröhren verstärkt, gleichgerichtet und dann registriert wurden. Es wurden also die relativen Druckamplituden gemessen. Da die Nachhallkurve nach kurzer Zeit nur noch sehr kleine Amplituden hat, wurde die Empfindlichkeit der Verstärkeranordnung während der Kurvenaufnahme erhöht. Wird der Nachhall eines einfachen Tones registriert, so ergeben sich Schwierigkeiten, die darauf zurückzuführen sein dürften, daß beim Abklingen nur einige wenige Eigenschwingungen der Luftmasse des Raumes auftreten. Die Abklingekurven zeigen nicht exponentiellen, sondern schwebungsartigen Charakter. Zur Beseitigung dieser Schwierigkeit arbeiteten Meyer und Just nicht mit reinen Tönen, sondern mit Tongemischen (Frequenzbändern), die in ähnlicher Weise hergestellt wurden, wie es auf S. 343 beschrieben ist. Fig. 73 zeigt die um-

Fig. 73 [1]).



Nachhallkurven von Tongemischen verschiedener mittlerer Frequenz.

gezeichneten Meßresultate, die in einem leeren Raume gewonnen wurden. Als Ordinaten sind die Druckamplituden in logarithmischem Maßstab, umgerechnet auf den Anfangswert 1000, als Abszissen die Abklingezeiten aufgetragen. Es sind die Abklingungskurven für fünf verschiedene Töne bzw. Tongemische (mittlere Schwingungszahl n) eingezeichnet: $n = 150 + 50$, $600 + 100$, $1200 + 200$, $2400 + 200$, $4800 + 300$. Die Kurven sind gerade Linien und zeigen damit zum ersten Male direkt den exponentiellen Abfall der Schallstärke beim Nachhall, da der Ordinatenmaßstab ja logarithmisch ist. Sie geben ferner objektive, quantitative Werte für die Nachhallzeiten. Diejenige Zeit τ, innerhalb deren die Druckamplitude (noch besser vielleicht die Intensität) auf den e-ten Teil abklingt, kann nach dem Vorschlage der Verfasser als Zeitkonstante des betreffenden Raumes bezeichnet werden. Natürlich läßt sich auch die Sabinesche Nachhalldauer T aus den Kurvenbildern entnehmen. Man hat dann diejenige Zeit abzulesen, innerhalb deren die Druckamplitude auf den 10^3ten und damit die Schallintensität auf den 10^6ten Teil herabsinkt. Das Kurvenbild zeigt eine starke Abnahme der Nachhalldauer mit

[1]) Nach E. Meyer und P. Just, Elektr. Nachr.-Techn. (ENT) 5, mit Erlaubnis der Weidmannschen Buchhandlung, Berlin.

wachsender Frequenz. Für $n = 150$ ist die Nachhalldauer etwa 2,6 mal so groß wie für $n = 4800$. Bei der Angabe der Nachhallzeiten muß also die Frequenz mit angegeben werden. Wir kommen auf die Frage der Frequenzabhängigkeit noch zurück.

Die Nachhalldauer hängt von der Größe des Raumvolumens, der Raumumgrenzungen und von ihren Absorptionskoeffizienten ab. Da die einzelnen Flächenstücke F_k der Raumbegrenzung je nach dem Material, aus dem sie bestehen, verschieden stark absorbieren, stellt sich die gesamte „Absorption" A als eine Summe von Einzelgliedern $a_k F_k$ dar, wobei die a_k die „Absorptionskoeffizienten" des Materials der Flächenstücke F_k sind. Der Absorptionskoeffizient ist dabei als das Verhältnis der nicht reflektierten zur auffallenden Energie definiert, so daß auch die von dem Material durchgelassene Energie mit zur absorbierten gerechnet wird. Man würde deshalb vielleicht besser von Dämpfungskoeffizienten sprechen. Auch der Ausdruck Verschluckungszahl ist vorgeschlagen worden. Der Dämpfungs- oder Absorptionskoeffizient für eine ins Freie führende Wandöffnung, durch die alle auftreffende Energie nach außen entweicht, ist gleich 1. Die Absorption von 1 m² offener Fensterfläche ist dann ebenfalls gleich 1, wenn die Flächengrößen in Quadratmetern gerechnet werden. Das Produkt aus auftreffender Energie und Absorptionskoeffizient gibt also den bei der Reflexion eintretenden Energieverlust an, und die Differenz zwischen der auffallenden Energie und dem Verlust ist der nach der Reflexion vorhandene Restbetrag.

Messungen von Absorptionskoeffizienten verschiedenartiger Materialien haben unter anderen Sabine, Weisbach, Watson und Precht ausgeführt. Erwähnt seien auch die Messungen oder richtiger gesagt Schätzungen, die A. Sturmhoefel vor mehr als dreißig Jahren angestellt hat. Aus den räumlichen Abständen, in denen einmal der direkte und dann der an dem zu prüfenden Material reflektierte Schall gehört wurde, wurden Schlüsse auf die Absorption des Materials gezogen. Weisbach[1]) ging in der Weise vor, daß in einem Resonanzrohr stehende Wellen (eines Tones von der Schwingungszahl 256) erzeugt wurden; das eine Ende des Rohres war durch eine Marmorplatte verschlossen, über welche die zu untersuchenden Stoffe gelegt wurden. Je weniger die Stoffe absorbieren, um so stärker sind die Maxima ausgebildet, so daß ihre Größe, die auf irgend eine Methode (Kap. VI) gemessen werden kann, auf die Absorptions- bzw. Reflexionsfähigkeit der Stoffe geschlossen werden kann. Watson[2]) hat mit Hilfe von Rayleighschen Scheiben den direkten und den reflektierten (und auch den durchgelassenen) Schall relativ gemessen und dadurch Absorptionskoeffizienten bestimmt. In ähnlicher Weise hat auch J. Precht[3]) seine Messungen ausgeführt.

Eine besonders elegante Methode zur Bestimmung der Schallabsorption beruht darauf, daß die Nachhalldauer in einem Raume vor und nach dem

[1]) F. Weisbach, Ann. d. Phys. **33**, 763, 1910.
[2]) F. R. Watson, Phys. Rev. **7**, 125, 1916; s. a. A. H. Davis u. T. S. Littler, Phil. Mag. **3**, 177, 1927.
[3]) J. Precht, Verhandl. d. Deutsch. Physikal. Ges. (3) **6**, 37, 1925.

Hineinbringen der zu untersuchenden Materialien gemessen wird. Da Volumen und Raumbegrenzung gleich groß geblieben sind, ist die Verschiedenheit der Nachhalldauer in beiden Fällen allein durch die Verschiedenheit der Absorption bedingt. Mit Hilfe der Formel für die Nachhalldauer (ds. Kap., § 19) läßt sich die Absorption der in den Raum hineingebrachten Materialien dann leicht berechnen. Sabine hat seine zahlreichen Absorptionsmessungen nach dieser Methode, die durch die oben erwähnte Arbeit von Meyer und Just noch objektiviert worden ist, ausgeführt. Ebenso hat F. R. Watson[1]) diese Methode benutzt.

§ 19. Berechnung der Nachhalldauer. Wird eine Schallquelle von gleichbleibender Intensität in Tätigkeit gesetzt, so stellt sich in ganz kurzer Zeit (deren Dauer von der Größe des Raumes abhängt) eine konstante Energiedichte E_0 ein. Bedeutet L die Leistung der Schallquelle, also die in einer Sekunde ausgestrahlte Schallenergie, F die gesamte Flächengröße der Raumbegrenzung, a_m ihren mittleren Absorptionskoeffizienten, der durch die Beziehung $a_m F = \Sigma_k a_k F_k$ definiert sei, und c die Schallgeschwindigkeit, so errechnet sich E_0 zu:

$$E_0 = \frac{4L}{a_m c F} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Wird nun in einem bestimmten Zeitmoment $t = 0$ die Schallquelle abgestellt, so ist die Energiedichte E zur Zeit t:

$$E = E_0 \cdot e^{-\frac{a_m c F}{4V} \cdot t} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

wenn V das Luftraumvolumen bedeutet. Wird für die gesamte Absorption $a_m \cdot F$ noch der Buchstabe A eingesetzt, so gehen die Gleichungen (1) und (2) über in:

$$E_0 = \frac{4L}{Ac} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1')$$

$$E = E_0 \cdot e^{-\frac{Ac}{4V} \cdot t} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2')$$

Definieren wir mit W. C. Sabine die Nachhalldauer T als diejenige Zeit, innerhalb deren die ursprüngliche Schallintensität E_0 auf den 10^6ten Teil herabsinkt, so folgt aus (2'):

$$\frac{E}{E_0} = 10^{-6} = e^{-\frac{Ac}{4V} \cdot T}.$$

Hieraus errechnet sich die Nachhalldauer T für eine Temperatur von 15° C ($c \sim 340$ m/sec) zu

$$T = 0{,}163 \cdot \frac{V}{A} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

Die obigen Formeln gelten nur unter gewissen einschränkenden Voraussetzungen. Die Schallbewegung in dem Raume soll eine völlig ungeordnete sein, die Schallstrahlen (Schallbündel) sollen den Raum nach allen Richtungen hin gleichmäßig durchsetzen. Schallkonzentrationen (infolge hohlgekrümmter Flächen) oder sonstige Besonderheiten sollen nicht auftreten. Wir verfolgen zunächst einen Schallstrahl, der in einem bestimmten Zeitmoment eine gewisse Energie E besitze, auf

[1]) F. R. Watson, University of Illinois, Eng. exp. Station, Bull. No. 172, Nov. 1927.

seinem Wege durch den Raum. Er erfahre innerhalb einer bestimmten Zeit an den Wänden, für die wir einen mittleren Absorptionskoeffizienten a_m einsetzen, N Reflexionen. Bei der ersten Reflexion verliert er also den Energiebetrag $E \cdot a_m$, so daß ihm die Energie $E \cdot (1 - a_m)$ verbleibt. Bei der zweiten Reflexion verliert er den Energiebetrag $E \cdot (1 - a_m) \cdot a_m$, so daß ihm der Betrag

$$E \cdot (1 - a_m) - E \cdot (1 - a_m) \cdot a_m = E \cdot (1 - a_m)^2$$

bleibt. Bei der dritten Reflexion verliert er $E \cdot (1 - a_m)^2 \cdot a_m$, bei der N-ten Reflexion $E \cdot (1 - a_m)^{N-1} \cdot a_m$, während der Restbetrag nach der N-ten Reflexion $E \cdot (1 - a_m)^N$ ist. Der Gesamtverlust bei allen N Reflexionen, den wir mit ΔE bezeichnen wollen, ergibt sich durch Addition der Einzelverluste, ist also:

$$\Delta E = E \cdot a_m \cdot [1 + (1 - a_m) + (1 - a_m)^2 + \cdots + (1 - a_m)^{N-1}],$$

also:

$$\Delta E = E \cdot a_m \cdot \frac{1 - (1 - a_m)^N}{1 - (1 - a_m)} = E \cdot [1 - (1 - a_m)^N] \quad \ldots \quad (4)$$

und nach a_m entwickelt:

$$\Delta E = E \cdot \left[\binom{N}{1} a_m + \binom{N}{2} a_m^2 + \cdots \right].$$

Nun denken wir uns die Energieabnahme nicht in diskreten Stufen (bei den einzelnen Reflexionen) vor sich gehend, sondern kontinuierlich. N kann dann auch gebrochene Zahlen darstellen. Wir wählen $N = n \cdot dt$, wo n die Zahl der Reflexionen je Sekunde und dt ein beliebig kleines Zeitintervall ist. Dann kann unter der Annahme, daß a_m klein ist, die obige Reihe mit dem ersten Gliede abgebrochen werden, und wir erhalten

$$\Delta E = E \cdot a_m \cdot n \, dt,$$

wobei ΔE der Energieverlust in der beliebig kleinen Zeit dt ist. Also ist die Energiezunahme in der Zeit dt

$$dE = -E \cdot a_m \cdot n \, dt.$$

Durch Integration folgt

$$ln \, E = -a_m \cdot n \cdot t + C$$

oder

$$E = e^{-a_m \cdot n \cdot t + C}.$$

Die Energie zur Zeit $t = 0$ sei E_0. Dann wird

$$E = E_0 \cdot e^{-a_m \cdot n \cdot t} \quad \ldots \quad (5)$$

Wir hätten von Gl. (4) aus auch etwas anders vorgehen können, indem wir die identische Umformung

$$(1 - a_m)^N = e^{N \cdot ln(1 - a_m)} = e^{-a'_m \cdot N}$$

einführten, wobei also $a'_m = -ln(1 - a_m)$ ist. In Reihenentwicklung ist

$$e^{-a'_m \cdot N} = 1 - a'_m \cdot N + \frac{a'^2_m \cdot N^2}{2!} - \cdots$$

Da $N = n \cdot dt$ beliebig klein ist, dürfen wir in jedem Falle (also auch bei nicht kleinem a'_m) die Reihe mit dem zweiten Gliede abbrechen. Somit folgt für die Energiezunahme dE in der Zeit dt

$$dE = -E \cdot a'_m \cdot n \, dt,$$

und hieraus ergibt sich die allgemein gültige Formel

$$E = E_0 \cdot e^{-a'_m \cdot n \cdot t} \quad \ldots \quad (6)$$

Da

$$a'_m = -ln(1 - a_m) = \frac{a_m}{1} + \frac{a_m^2}{2} + \frac{a_m^3}{3} + \cdots$$

ist, so geht Formel (6) für genügend kleine Werte von a_m in Formel (5) über. Die Formeln (6) bzw. (5), die zunächst für einen bestimmten Schallstrahl abgeleitet sind, gelten für alle Schallstrahlen. Die Gesamtenergie der in einem

Punkte sich schneidenden Schallstrahlen gibt aber die Energiedichte in diesem Punkte an, also gelten die Formeln auch für die Energiedichte.

Um die Schallvorgänge in dem Raum zu übersehen, berechnen wir erstens noch, welche Energiedichte sich bei vorgegebener Leistung der Schallquelle im stationären Zustand einstellt. Nachdem der stationäre Zustand erreicht ist, kann die Schallquelle unterbrochen werden, und die Energiedichte klingt gemäß Gl. (5) ab, wobei E_0 die im stationären Zustand erreichte Energiedichte bedeutet. Es muß dann zweitens noch die Größe n als Funktion der Dimensionen des Raumes und der Schallgeschwindigkeit berechnet werden.

Endlich kann gefragt werden, wie das Ansteigen der Energiedichte — infolge des Nachhallens — vom Moment des Einschaltens der Schallquelle an bis zur Erreichung des Maximalwertes vor sich geht. Dabei kann die Schallquelle nur einen Moment oder längere Zeit hindurch in Tätigkeit sein.

Eine zunächst kontinuierlich tönende Schallquelle sende in der Sekunde die Energie L aus. Dann liefert sie in der Zeit dt die Energie $L\,dt$. Dieser Energiebetrag, dividiert durch das Gesamtvolumen V des Raumes, ist die Zunahme der Energiedichte in der Zeit dt. Die Energiedichte wächst bis zu einem Maximum, das erreicht ist, wenn in der gleichen Zeit im ganzen Raume an Energie ebensoviel absorbiert wird, wie von der Schallquelle neu geliefert wird. Die in der Zeit dt absorbierte Energiemenge war $E_0 \cdot a_m \cdot n\,dt$; also ist im stationären Zustand

$$E_0 \cdot a_m \cdot n\,dt = \frac{L}{V}\,dt,$$

also

$$E_0 = \frac{L}{V a_m n} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (7)$$

Zur Berechnung von n folgen wir einer wichtigen Arbeit von G. Jäger[1]), der die Zahl der Reflexionen wie die Stoßzahl der Moleküle in der Gastheorie durch eine Wahrscheinlichkeitsbetrachtung berechnet. Ist c die Schallgeschwindigkeit, so ist der in der Zeit dt von einem Schallstrahl zurückgelegte Weg $c \cdot dt$. Es wird nun gefragt, wie groß die Wahrscheinlichkeit dafür ist, daß der Schallstrahl auf diesem Wege ein Flächenelement dF der Wände trifft. Zur Beantwortung können wir uns den Schallstrahl ruhend und statt seiner die Wände mit gleicher Geschwindigkeit und in entgegengesetzter Richtung bewegt denken. Ein Flächenelement dF besitzt dann als „Spur" einen unendlich kleinen zylindrischen Raum vom Querschnitt $dF \cos\vartheta$ und von der Höhe $c \cdot dt$, wobei ϑ der Winkel ist, den der Schallstrahl mit der Flächennormale bildet. Die Wahrscheinlichkeit des Auftreffens des Schallstrahles auf das Flächenelement dF ist dann die gleiche wie die, daß er in den Zylinderraum $v = c \cdot dt \cdot dF \cos\vartheta$ eintritt. Diese Wahrscheinlichkeit ist aber gleich v/V. Als Richtungswinkel für den Strahl müssen wir das Mittel von allen möglichen Richtungen nehmen, so daß $\cos\vartheta = 1/4$ wird. Dann wird die Wahrscheinlichkeit $\mathfrak{W}$ für das Auftreffen auf irgend ein Flächenelement dF, also auf irgend eine Stelle der Wände

$$\mathfrak{W} = \frac{c\,F}{4\,V} \cdot dt.$$

Wählen wir das Zeitintervall $dt = \tau_0$ so, daß $\frac{c \cdot F}{4\,V} \cdot \tau_0 = 1$ wird, so bedeutet das: τ_0 ist die mittlere Zeit, innerhalb deren der Schallstrahl die Wände einmal treffen muß. Also ist die mittlere Zahl der Reflexionen in der Sekunde n gleich $1/\tau_0$, also

$$n = \frac{c\,F}{4\,V} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (8)$$

Durch Einsetzen dieses Wertes in die Gl. (7) ergibt sich

$$E_0 = \frac{4\,L}{a_m\,c\,F},$$

in Übereinstimmung mit Gl. (1). Führen wir für $a_m \cdot F$ noch die „Absorption" $\sum_k a_k F_k = A$ ein, so wird $E_0 = \frac{4\,L}{A \cdot c}$, in Übereinstimmung mit Gl. (1'). Aus Gl. (5) folgt dann

$$E = \frac{4\,L}{A\,c} \cdot e^{-\frac{A\,c}{4\,V} \cdot t} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (9)$$

[1]) G. Jäger, Wiener Akad. Ber., math.-naturw. Klasse, Bd. 120, Abt. IIa, 1911.

Gl. (9) beherrscht den gesamten Vorgang des Nachhallens. Die Abklingezeit t läßt sich berechnen, wenn E, L, A und V gemessen sind. Wartet man speziell, bis E auf den Schwellenwert herabgesunken ist, bei dem die Schallempfindung eben verschwindet, so gibt t die Nachhalldauer für die vorgegebene Energie $4\,L/Ac$ an. In der Definition der Nachhalldauer nach Sabine ist dabei der Betrag von $4\,L/Ac$ das 10^6fache des Schwellenwertes, so daß bei Einsetzen dieses Betrages aus Gl. (9) die Formel (3) folgt.

Umgekehrt läßt sich bei bekannter Nachhalldauer Gl. (3) benutzen, um die Absorption zu messen. Setzen wir den Zahlenwert 0,163 noch gleich einer Konstante K, so geht Gl. (3) über in

$$T = K \cdot \frac{V}{A}.$$

Wird jetzt die Nachhalldauer T_1 in dem zunächst leeren Raume mit der Absorption A_1 gemessen und dann die Nachhalldauer T_2 in dem gleichen Raume nach Hineinbringen der zu untersuchenden Stoffe mit der Absorption A_2, so gilt

$$A_1 T_1 = KV$$

und

$$(A_1 + A_2) \cdot T_2 = KV,$$

woraus sich die Absorption A_2 ergibt.

Wir wollen jetzt noch den Fall besprechen, daß die Schallquelle nur ganz kurze Zeit in Tätigkeit ist, so daß sich das Abklingen der Energiedichte infolge der Absorption dem Anklingen infolge des Nachhalls noch überlagert. Zur Zeit $t = 0$ werde die Schallquelle eingeschaltet, die Energiedichte E ist gleich 0. In der Zeit dt wächst sie um den Betrag $\frac{L}{V}\,dt$ und nimmt um den Betrag $E \cdot a_m n dt$ ab. Die gesamte Zunahme dE ist also

$$dE = \left(\frac{L}{V} - E a_m \cdot n\right) dt.$$

Hieraus folgt durch einfache Rechnung und Einsetzen der von vorher bekannten Werte

$$E = \frac{4L}{Ac} \cdot \left(1 - e^{-\frac{Ac}{4V} \cdot t}\right) \cdot \cdots \cdots \cdots \quad (10)$$

Der Maximalwert von E ist erreicht, wenn der Ausdruck $e^{-\frac{Ac}{4V} \cdot t}$ so klein geworden ist, daß er gegen 1 vernachlässigt werden kann. Dies geschieht um so schneller, je kleiner V ist. In größeren Räumen wird unter sonst gleichen Bedingungen die endgültige Schallstärke also erst nach längerer Zeit erreicht als in kleineren Räumen.

Die Energiedichte, die sich im stationären Zustand einstellt, ist gemäß Gl. (1′) proportional der Leistung der Schallquelle und umgekehrt proportional der gesamten Absorption, was durchaus einleuchtend erscheint. Gemäß Gl. (2′) klingt sie nach Ausschaltung der Schallquelle exponentiell ab. Die Nachhalldauer ist gemäß Gl. (3) proportional dem Volumen des Raumes und umgekehrt proportional der Gesamtabsorption, wiederum ein sehr einleuchtendes Ergebnis. Die Proportionalitätskonstante ist — in befriedigender Übereinstimmung mit der Theorie — auch empirisch bestimmt worden.

Schuster und Waetzmann haben eine exakte Ableitung für die Größe der Nachhalldauer in verschiedenen Räumen gegeben, indem sie die Berechnung als Randwertproblem für die wellenförmige Ausbreitung des Schalles in dem betreffenden Raume formulierten [1]).

Es ist also möglich, die Nachhalldauer für jeden Raum, dessen Volumen und dessen Gesamtabsorption bekannt sind, in einfacher Weise vorher zu berechnen. Zur Bestimmung der Absorption müssen die Absorptions- oder

[1]) K. Schuster und E. Waetzmann, Ann. d. Phys., 1929.

Dämpfungskoeffizienten der verschiedenen Materialien, aus denen die Raumbegrenzung besteht, bekannt sein. Für zahlreiche Materialien liegen die betreffenden Bestimmungen bereits vor. Es darf nicht vergessen werden, die Absorption durch das den Raum benutzende Publikum mit in die Rechnung einzusetzen. Da ein Raum vorgegebener Größe eine gewisse günstigste Nachhalldauer besitzen soll (etwa 1 bis 2 Sekunden), so ist aus der Berechnung der wirklichen Nachhalldauer und aus ihrem Vergleich mit der (angenähert bekannten) optimalen Nachhalldauer zu ersehen, wie die Hörsamkeit des geplanten Raumes ausfallen wird. Ergibt die Rechnung bei vorgeschriebenem Volumen beispielsweise eine zu lange Nachhalldauer, so müssen die Wände teilweise aus stärker absorbierendem Material hergestellt werden, als ursprünglich beabsichtigt war. In dieser Weise kann also schon der Entwurf des Bauwerkes akustisch geprüft und so lange abgeändert werden, bis die Rechnungsresultate eine gute Hörsamkeit erwarten lassen. Auf die Frage nach der günstigsten Nachhalldauer kommen wir in dem übernächsten Paragraphen zurück. Neben der Nachhalldauer müssen bei der Prüfung eines Bauentwurfes natürlich auch die in den vorhergehenden Paragraphen besprochenen Gesichtspunkte berücksichtigt werden.

§ 20. Beobachtungs- und Rechnungsresultate. 1. Absorption. In der folgenden Tabelle sind einige Werte von Dämpfungs- (Absorptions-) koeffizienten zusammengestellt, wie sie W. Sabine für die Frequenz 512 nach der Methode der Nachhallmessungen bestimmt hat.

Tabelle.

Material	Dämpfungskoeffizient (Verhältnis der absorbierten + durchgelassenen zur auftreffenden Energie)
Offenes Fenster	1,000
Bekleidung in Hartfichte	0,061
Putz auf Ziegeln	0,025
Glas, übliche Dicke	0,027
Putz auf Holzlatten	0,034
Linoleum, lose auf Fußboden	0,12
Teppich	0,20
Besonders schwerer Teppich	0,29
Haarfilz, 2,5 cm dick; 8 cm von der Wand entfernt	0,78
Zahlreiche Zuhörerschaft je Person	0,44
Einzelner Mann	0,48
Einzelne Frau	0,54

Die Angabe der Zahlen bis auf die zweite und dritte Dezimale darf nicht darüber hinwegtäuschen, daß die Genauigkeit noch manches zu wünschen übrig läßt. Beispielsweise empfiehlt Petzold[1]) für sitzendes Publikum je Person folgende Zahlen:

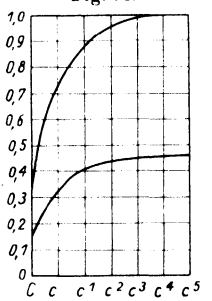
Nur Kinder	0,400
Kinder und eine geringe Zahl Erwachsener	0,440
Nur Männer	0,480
Nur Frauen	0,540
Männer und Frauen (nach Sabine 0,44)	0,500

[1]) E. Petzold, Elementare Raumakustik. Berlin 1927.

Der Unterschied in den Zahlenangaben von Sabine und Petzold beeinflußt den berechneten Zahlenwert der Nachhalldauer für vollbesetzte Säle in durchaus merklicher Weise. Für den vollbesetzten Gewandhaussaal in Leipzig errechnet sich beispielsweise die Nachhalldauer mit der Sabineschen Zahl zu 2,3, mit der Petzoldschen Zahl zu 2,1 Sekunden.

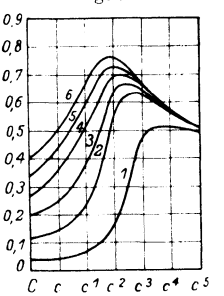
Die Annahme ist naheliegend, daß durch die moderne Kleidung die Schallabsorption durch Frauen gegen früher wesentlich herabgesetzt sein könnte Die Absorption durch Publikum steigt nach Sabine für tiefere Frequenzen mit der Frequenz zunächst stark an, wird dann aber konstant (Fig. 74). Die untere Kurve der Figur bezieht sich auf einen einzelnen Mann, die obere auf 1 m² Publikum ($c^1 = 256$ Hertz). In Fig. 75 ist, ebenfalls nach Sabine,

Fig. 74.



Absorptionskoeffizienten von Publikum in Abhängigkeit von der Tonhöhe.

Fig. 75.



Absorptionskoeffizienten von Filz in Abhängigkeit von der Tonhöhe.

die Frequenzabhängigkeit der Absorptionskoeffizienten von Filz dargestellt. Die einzelnen Kurven 1 bis 6 beziehen sich auf 1 bis 6 Filzlagen von je 1,1 cm Dicke. In einer neueren Arbeit von Watson[1]) findet sich eine Zusammenstellung eigener und fremder Messungen über die Frequenzabhängigkeit der Absorptionskoeffizienten verschiedener Materialien, namentlich solcher, die von der Technik für raumakustische Zwecke hergestellt sind. Vielfach zeigt sich ein Ansteigen der Werte bis in die Gegend von 1000 bis 2000 Hertz und bei 4000 Hertz wieder ein Absinken. Es sei daran erinnert, daß Meyer und Just im leeren Raume (Fig. 73) eine starke Abnahme der Nachhalldauer mit wachsender Frequenz bis 4800 Hertz fanden. Jedenfalls sind weitere Messungen der Absorptionskoeffizienten — und zwar in Abhängigkeit von der Frequenz — notwendig, zumal die Frequenzabhängigkeit einen starken Einfluß auf die Klangfarbe ausüben kann. Überhaupt muß bei raumakustischen Untersuchungen die Klangfarbe mehr als bisher berücksichtigt werden.

2. Nachhalldauer. An allgemeinen Gesetzmäßigkeiten gibt Sabine auf Grund seiner Messungen an, daß die Nachhalldauer bei feststehender Schallquelle an allen Stellen des Raumes fast die gleiche sei, daß sie bei veränderter Stellung der Schallquelle für einen an der gleichen Stelle bleibenden

[1]) Siehe das Zitat auf S. 456.

Beobachter ebenfalls die gleiche sei und daß die Wirkung eines Schalldämpfers fast unabhängig von der Stelle sei, an der er angebracht wird. Es braucht kaum erwähnt zu werden, daß Abweichungen von diesen Angaben eintreten müssen, wenn der Raum irgendwelche Besonderheiten aufweist, welche die gleichmäßige Ausbreitung des Schalles nach allen Richtungen hin und von jeder Stelle aus wesentlich stören. Ebenso gelten ja auch die im vorigen Paragraphen abgeleiteten Formeln nur unter gewissen einschränkenden Voraussetzungen über das akustische Verhalten des Raumes.

Vielfach ist empfohlen worden, zu langen Nachhall durch das Ausspannen von Fäden in dem betreffenden Raume abzukürzen. So wird immer wieder behauptet, daß die schädliche Wirkung von Kuppelräumen durch kreuz und quer gespannte Fäden beseitigt werden kann. Eine derartige Wirkung wäre nicht leicht zu verstehen, und besonders erfahrene Raumakustiker, wie z. B. Watson, geben an, niemals einen Fall beobachtet zu haben, in dem durch eingebrachte Fäden der erwünschte Erfolg mit Sicherheit erreicht worden wäre. Waetzmann hat ebenfalls einen derartigen, gegen seinen Rat unternommenen Versuch fehlschlagen sehen. Es soll aber nicht bestritten werden, daß gelegentlich infolge besonders gearteter — aber noch nicht zu übersehender — Verhältnisse Erfolge erzielt werden können. Es wäre wohl denkbar, daß beispielsweise der Grad der Spannung der Fäden eine Rolle spielt. Bevor die Frage nicht näher geklärt ist, wird man gut tun, sich auf die Wirkung von Fäden nicht zu verlassen, sondern zur Verbesserung schlechter Hörsamkeit andere Maßnahmen (Stoffbekleidung zu stark reflektierender Flächen oder dgl.) zu ergreifen.

Um ein (viel gebrauchtes) Beispiel für die Berechnung der Nachhalldauer aus dem Volumen und der Absorption zu geben, sind im folgenden die Daten für den Leipziger Gewandhaussaal, dessen Hörsamkeit allgemein als gut gilt, zusammengestellt:

Gewandhaussaal in Leipzig.

Länge . . . . . $\sim$ 38 m
Breite . . . . . 19 m
Höhe . . . . . 15,5 m
$V = 11\,200\ \mathrm{m}^3$.

Art der Raumbegrenzung	Fläche F_k in m^2	Dämpfungskoeffizient a_k	$a_k F_k$
Auf Gips verputzte Wände und Decke . .	2206	0,033	73,0
Glas	17	0.027	0,4
Holz	235	0,061	14,0
Vorhänge	80	0,23	18,0
	P'ers.		
Zuhörer auf dem Saalboden	990	—	—
„ „ „ 1. Balkon	494	—	—
„ „ „ 2. „	33	—	—
Gesamte Zuhörerzahl bei voller Besetzung .	1517	0,44	667
Orchester	80	0,48	38
		$\Sigma a_k F_k$ =	810

$$T = 0{,}163 \cdot \frac{11\,200}{810} = 2{,}3 \text{ Sekunden.}$$

Für den nicht besetzten Saal wäre statt der Absorption durch die Zuhörerschaft die Absorption durch die leeren Sitzplätze in die Rechnung einzusetzen. Man bekommt dann in grober Annäherung eine Nachhalldauer von 4 Sekunden. Für die New Boston Music Hall, deren Hörsamkeit ebenfalls gut sein soll und die ein Volumen von 18 300 m³ und 2579 Zuhörerplätze hat, errechnet sich nach Sabine die Nachhalldauer (wie für den Gewandhaussaal von 11 200 m³ Volumen) zu 2,3 Sekunden. Im allgemeinen gilt jedoch die Regel, daß für größere Räume die Nachhalldauer größer sein soll als für kleinere.

§ 21. Regeln zur Erzielung guter Hörsamkeit. Für kleine Räume liegen in erster Linie zwei sorgfältige Beobachtungsreihen von W. Sabine und von S. Lifschitz (Moskau) vor. Sabine bestimmte die Hörsamkeit für Klavierspiel in fünf verschiedenen Räumen von je 4 m Höhe und bzw. 74, 91, 96, 133 und 210 m³ Volumen in der Weise, daß in jedem Raume der Wert der Gesamtabsorption in bekannter (experimentell festgestellter) Weise so lange geändert wurde, bis hervorragende Musiksachverständige angaben, daß die beste Hörsamkeit erreicht sei. Die zugehörigen Werte der (Sabineschen) Nachhalldauer errechnen sich zu 0,95, 1,10, 1,16, 1,09 und 1,10 Sekunden, im Mittel also zu 1,08 Sekunden. S. Lifschitz[1]) fand in ähnlicher Weise in einem Raume von 126 m³ Volumen die günstigste Nachhalldauer $T_{\text{opt.}}$ (Violine und Cello) im Mittel zu 1,03 Sekunden und in einem Raume von 260 m³ Volumen für Klavier, Violine, Singstimme und Sprache[2]) zu 1,11 Sekunden, wobei die am stärksten abweichenden Werte 1,08 und 1,14 waren, und F. R. Watson[3]) bestimmte in der gleichen Weise $T_{\text{opt.}}$ in zwei Räumen von je 95 m³ zu einer Sekunde.

Durch weitere Experimente und durch theoretische Überlegungen kommt Lifschitz zu dem Resultat, daß der mittlere Wert $T_{\text{opt.}} = 1{,}06$ Sekunden für alle Räume gilt, die kleiner als etwa 350 m³ sind. Für größere Räume gilt dieser Wert nicht mehr, wie schon rein empirisch aus dem Beispiel großer Räume mit anerkannt guter Hörsamkeit hervorgeht, deren Nachhalldauer wesentlich größer ist. Fig. 76 (nach Watson) gibt die Abhängigkeit der günstigsten Nachhalldauer $T_{\text{opt.}}$ von der Raumgröße für sieben derartige Musikräume an. Die $T_{\text{opt.}}$-Werte sind für die drei Fälle angegeben, daß die Räume leer, ein Drittel besetzt oder vollbesetzt sind. Die durchgezogene Kurve für die Werte der leeren Räume wird durch die Formel

$$T_{\text{opt.}} = 0{,}75 + 0{,}12 \sqrt[3]{V} \quad \cdots \cdots \cdots \cdots \quad (1)$$

dargestellt.

Watson hat zur Prüfung der Frage, wie groß die Nachhalldauer in Abhängigkeit von dem Volumen des Raumes sein müsse, um die bestmögliche Hör-

[1]) S. Lifschitz, Phys. Rev. **25**, 391, 1926; **27**, 618, 1926.

[2]) Über die Deutlichkeit von Sprache vgl. V. O. Knudsen, Phys. Rev. **25**, 287, 1925.

[3]) F. R. Watson, Journ. of the Franklin Institute **198**, 73, 1924; Acoustics of buildings, New York und London 1923 und Architecture, May, 1927. Vgl. auch H. Reiher, Gesundheitsingenieur **50**, 164, 1927.

samkeit zu erzielen, etwa folgende Überlegung angestellt: Nach der in § 19 abgeleiteten Formel (3) ist

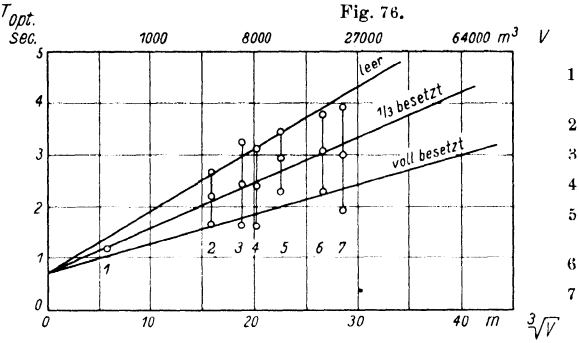
$$T = 0{,}163 \frac{V}{A} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (2)$$

und nach Formel (1') in dem gleichen Paragraphen ist die Energiedichte, also die Schallintensität

$$E_0 = \frac{4L}{a_m F c} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (3)$$

wo V das Volumen des Raumes, F die gesamte Fläche der Umgrenzung, a_m ein mittlerer Absorptionskoeffizient, L die Leistung der Schallquelle und c die Schallgeschwindigkeit bedeuten. Für angenehmes Hören soll die Schallintensität — unabhängig von der Größe des Raumes — einen gewissen konstanten Wert besitzen. Also muß die Leistung L der Schallquelle bei Vergrößerung des Volumens in dem

Fig. 76.



1 New England Conservatory of Music.
2 Kilbourn Hall.
3 Smith Concert Hall.
4 Detroit, Orch. Hall.
5 Leipzig, Gewandhaus.
6 Boston, Music Hall.
7 Eastman Theater.

Günstigste Nachhalldauer in Räumen verschiedener Größe nach F. R. Watson.

gleichen Verhältnis wie das Produkt $a_m F$ gesteigert werden. Da F durch die Dimensionen des Raumes festgelegt ist, handelt es sich letzten Endes um die Beziehung zwischen L und a_m. Leider ist es nun nicht angängig, a_m und L in beliebiger Weise derart zu ändern, daß die Forderung $E_0 = const$ erfüllt ist, weil sich nach (2) mit der Änderung von a_m auch T ändert, das für gute Hörsamkeit ebenfalls von großer Bedeutung ist. Käme es auf T allein an, d. h. müßte T unabhängig vom Volumen konstant sein, so müßte a_m proportional $\sqrt[3]{V}$ geändert werden, was man am leichtesten sieht, wenn man sich kugelförmige Räume vorstellt. Um aber auch E_0 konstant zu halten, müßte dann die Schalleistung proportional V geändert werden. Das würde eine übermäßige Steigerung der nötigen Zahl der Instrumente bedeuten und auch die nötige Steigerung von a_m würde sich nur schwer durchführen lassen. Deshalb schlägt Watson vor, a_m konstant zu halten. Dann braucht L nur proportional der Fläche gesteigert zu werden und T wächst dann proportional $\sqrt[3]{V}$. Für $V = 0$ würde dann aber $T_{\text{opt.}} = 0$ werden. Deshalb wird nicht $T_{\text{opt.}} = const \sqrt[3]{V}$, sondern $= const + const \sqrt[3]{V}$ anzusetzen sein, wie es in Gl. (1) geschehen ist. Die Werte für die Konstanten sind aus den Kurven der Fig. 76 abzulesen.

Lifschitz[1]) leitet durch theoretische Überlegungen, von denen hier auch nur der Grundgedanke skizziert werden kann, eine andere Formel für die günstigste Nachhalldauer ab, und zwar für Räume, deren unteres Grenzvolumen wir zu 350 m³ ansetzen (was sich in den Zahlenwerten der Formel bemerkbar

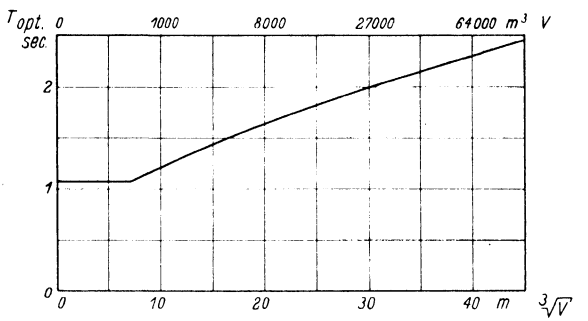
[1]) Neben den bereits zitierten Arbeiten sei noch auf eine ausführliche Arbeit im russischen Journ. f. Physik u. Chemie **40**, 1924 hingewiesen.

macht). Die Leistung der Schallquelle wird als konstant angenommen. Als maßgebende Größe für das Hören wird das Produkt aus Empfindungsstärke und Dauer des Reizes eingeführt. Für die Reizdauer wird die Nachhalldauer eingesetzt und für die Empfindungsstärke [gemäß dem Weber-Fechnerschen Gesetz (Kap. II, § 6)] der Logarithmus der Reizstärke, also der Schallintensität. Hieraus ergibt sich für Räume, die größer als 350 m³ sind, folgender Zusammenhang zwischen V und $T_{\text{opt.}}$:

$$(10{,}23 - lg^{10} V)\, T_{\text{opt.}} + 0{,}97\,(0{,}4 - lg^{10} V)\, T_{\text{opt.}}^{1/2} = 6 \quad \cdots \quad (4)$$

Diese Formel ist in Fig. 77 graphisch dargestellt. In der zweiten der zitierten Arbeiten gibt Lifschitz noch eine verbesserte Formel, die sich

Fig. 77.



Günstigste Nachhalldauer in Räumen verschiedener Größe nach S. Lifschitz.

von (4) aber nur innerhalb der experimentellen Fehlergrenzen unterscheidet. Sie kann unter gewissen, unbedeutenden Vernachlässigungen geschrieben werden:

$$lg^{10} V = (6 - lg^{10} 1{,}06 + lg^{10} 350) + lg^{10} T_{\text{opt.}} - \frac{6\sqrt{1{,}06}}{\sqrt{T_{\text{opt.}}}} \quad \cdots \quad (5)$$

oder:

$$lg^{10} V = 8{,}67 + lg^{10} T_{\text{opt.}} - \frac{6{,}18}{\sqrt{T_{\text{opt.}}}} \quad \cdots \quad (6)$$

In der auf S. 459 zitierten Arbeit haben Schuster und Waetzmann die verschiedenen Möglichkeiten zur Festlegung von $T_{\text{opt.}}$-Werten diskutiert und einige Formeln aufgestellt.

Zur Herleitung seiner Formeln bezieht Lifschitz die Verhältnisse in größeren Räumen, für welche die Formeln allein gelten, auf die Verhältnisse in einem kleineren Raume. Hierfür wählen wir einen Raum von 350 m³ Volumen, für den $T_{\text{opt.}}$ als durch die Erfahrung gegeben zu 1,06 sec angesetzt wird. Als Standardintensität setzen wir nach Sabine das 10^6fache der Schwellenintensität an. Die genannten Zahlen 6 und 1,06 und 350 finden sich in dem Klammerausdruck der rechten Seite von Formel (5). Neben der Sabineschen Nachhalldauer T wird noch die (je nach der Anfangsintensität verschiedene) wirkliche Nachhalldauer $t = \frac{T}{6}\, lg^{10} E_0$ eingeführt. Die einzelnen Größen für den kleinen Raum bezeichnen wir mit den gleichen Buchstaben wie die für die großen Räume, aber mit dem Index 1 ver-

sehen. Es ist $lg^{10} E_{0\,1} = 6$ und $t_1 = T_1 = T_{\text{opt. }1} = 1{,}06$. Es wird nun erstens gefordert, daß $L = L_1$ sein soll; dann folgt aus (3)

$$E_0 = E_{0\,1} \frac{A_1}{A} \quad \text{oder} \quad lg^{10} E_0 = 6 + lg^{10} A_1 - lg^{10} A \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Unter der Annahme, daß die für das Hören maßgebende Größe $t\, lg^{10} E_0$ ist, wird zweitens gefordert, daß diese Größe unabhängig vom Volumen eine Konstante, also $= t_1 lg^{10} E_{0\,1} = 1{,}06 \,.\, 6$ sein soll. Dann folgt aus der Definition von t:

$$\frac{T}{6} (lg^{10} E_0)^2 = 1{,}06 \,.\, 6 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

wobei T auf Grund der zweiten Forderung und der experimentellen Tatsache, daß $T_{\text{opt. }1} = 1{,}06$ ist, jetzt die optimale Nachhalldauer für die großen Räume darstellt. Unter Benutzung von (7) und (3) folgt aus (8) sofort Formel (5).

Daß die für das Hören maßgebende Größe nicht einfach nach dem Weber-Fechnerschen Gesetz (Kap. II, § 6) gegeben ist, sondern daß sie auch von der Reizdauer abhängen muß, erscheint selbstverständlich. Dagegen ist die Form dieser Funktion nicht selbstverständlich, wenn es auch naheliegt, $lg^{10} E$ mal dem Zeitintervall dt zu bilden und das Integral dieses Produktes über die Zeit des Nachhallens anzusetzen. Auf diese Weise kann man sich die oben angegebene zweite Forderung verständlich machen. Solange es nicht gelingt, die Hörfunktion als solche vollkommen sicher anzugeben und ihren Absolutwert für „beste Hörsamkeit" auf anderem Wege festzustellen, ist eine absolute Berechnung der günstigsten Nachhalldauer nicht möglich. Aber selbst abgesehen von der Frage des Nachhalls in dem Raume macht noch die Frage des Abklingens (und des Anklingens) der Schallquellen selbst große Schwierigkeiten. Es gehen hier schwierige Fragen des Instrumentenbaues, der Spieltechnik und der Raumakustik ineinander über.

Zur Prüfung der Formel vergleicht Lifschitz die wirkliche (auf Grund experimenteller Daten errechnete) Nachhalldauer einiger Musiksäle in Rußland mit der optimalen Nachhalldauer, wie sie sich für Räume der entsprechenden Größe aus seiner Formel errechnet. Dieser Vergleich fällt durchaus zugunsten der Formel aus. Der Saal des Hauses der Verbände in Moskau (12 500 m³; 1600 Sitzplätze) soll (vollbesetzt) eine wirkliche Nachhalldauer von 1,75 Sekunden haben, während die Kurve der optimalen Nachhalldauer für 12 500 m³ Volumen angenähert den gleichen Wert ergibt. In der Tat soll dieser Saal eine hervorragend gute Akustik besitzen und von dem Dirigenten Nikisch als der beste Musiksaal Europas bezeichnet worden sein.

Man könnte hiernach annehmen, daß sich die Hörsamkeit zahlreicher Räume, die als Muster für gutes akustisches Verhalten genannt werden, noch weiter verbessern läßt. Beispielsweise müßte dann die Nachhalldauer des Gewandhaussaales in Leipzig durch Verkleidung stark reflektierender Wandflächen mit absorbierenden Stoffen noch wesentlich herabgesetzt werden, um die bestmögliche Hörsamkeit zu erreichen. Wir wollen aber nicht in den Fehler verfallen, das Problem schon als endgültig gelöst zu betrachten. Bei genauen Überlegungen (namentlich hinsichtlich der Berücksichtigung der Leistung der Schallquelle) drängen sich sofort manche Bedenken auf. Der Boden, auf dem der Raumakustiker steht, ist immer noch etwas schwankend, wenn auch festgestellt werden darf, daß bereits bedeutende Erfolge erzielt worden sind.

§ 22. Allgemeine Grundlagen der Bauakustik. Wie bereits in § 15 dieses Kapitels erwähnt wurde, hat sich der Bauakustiker nicht nur mit dem hörbaren Schall zu beschäftigen, der die Nerven der Menschen bedroht, sondern auch mit den unhörbaren Erschütterungen, welche die Bauwerke bedrohen. Auch ist es als Ausnahme zu bezeichnen, daß ganz langsame Schwin-

gungen entstehen, die nicht von Oberschwingungen begleitet sind. Lärm und Erschütterungen gehen also ineinander über und überdecken sich. Lärm erreicht sein Opfer in der Regel durch Vermittlung der umgebenden Luft, wenn er auch auf dem Wege von der Entstehungsstelle an vielfach durch feste Körper fortschreitet. Gelegentlich kann er auch unmittelbar aus festen oder flüssigen Körpern auf den menschlichen Körper übergehen und — im wesentlichen durch Knochenleitung (Kap. III, § 3) — dem Mittelohr zugeleitet werden. Man denke z. B. an den Lärm in schlecht gefederten Eisenbahnwagen mit Holzsitzen. Durch Isolierung des Körpers (Luftkissen) wird neben den fühlbaren Erschütterungen auch der Lärm vermindert. Erschütterungen (langsame Schwingungen), die nur in Luft verlaufen, pflegen den Menschen nicht zu stören, wenn wir von starken Explosionen und dergleichen absehen; dagegen können sie in unleidlicher Weise auf das Tastgefühl wirken, wenn sie aus festen (oder flüssigen) Körpern direkt auf den menschlichen Körper übergehen. Schon bei kleinen Amplituden handelt es sich hier infolge der großen Massen um große Energien. Aber selbst Erschütterungen, die nur eine kleine Energie repräsentieren, können sich stark bemerkbar machen. Man halte beispielsweise ein Zeitungsblatt in geeigneter Weise (probieren!) zwischen den Fingern beider Hände, wenn in der Nähe musiziert wird. Die Vibrationen des Papiers sind stark zu spüren. In grober Weise können derartige Erschütterungen durch Aufsetzen einer (tiefen) Stimmgabel auf den Schädel erzeugt werden. Schon durch kleine, namentlich dauernde Erschütterungen können Bauwerke bis zur Rißbildung beansprucht werden, und welche katastrophalen Folgen größere Erschütterungen haben können, lehrt jedes Erdbeben. Die Periode der Erschütterungen ist dabei durchaus nicht gleichgültig. Es sei in diesem Zusammenhang an die Schädigungen von Tieren durch hochfrequente, elastische Schwingungen erinnert, wie wir sie in § 25 des zweiten Kapitels besprochen haben.

Zum Schutze gegen Schall und Erschütterungen, deren Entstehungsursachen sich nicht beseitigen lassen, sind Isoliermittel nötig. In § 8 und namentlich in § 9 dieses Kapitels haben wir ausführlich die Gesetzmäßigkeiten besprochen, denen der Schall an der Grenzfläche zweier verschiedenen Medien gehorcht. Teils wird er reflektiert, und teils dringt er aus dem ersten Medium in das zweite ein. Der Prozentsatz der auffallenden Energie, der reflektiert bzw. gebrochen wird, hängt von dem Verhältnis q der Schallwiderstände der beiden Medien ab. Der Schallwiderstand war definiert als Produkt aus Schallgeschwindigkeit und Dichte des Mediums. Ist $q = 1$, haben also beide Medien den gleichen Schallwiderstand [und damit auch die gleiche Schallhärte (Kap. VI, § 1)], so tritt bei senkrechtem Einfall die gesamte Energie aus dem Medium 1 in das Medium 2 über. Ist im anderen Extremfalle $q = 0$ oder $q = \infty$, so wird die gesamte Energie beim Auftreffen auf das zweite Medium reflektiert, wobei es also gleichgültig ist, ob der Schall in dem schallharten Medium verläuft und auf das schallweiche auftrifft oder umgekehrt. Demgemäß würde man Luftschall am besten durch feste Körper (die sehr schallhart sind) abfangen, Bodenschall durch Luftschichten.

Ein gutes Beispiel dafür, wie Luftschall fernzuhalten ist, geben Fenster und Türen. Luftschlitze und Löcher sind unbedingt zu vermeiden, da hier namentlich die hohen Töne in großer Stärke durchgehen. Die Verwendung von Doppelfenstern (in getrennten Rahmen!) ist in akustischer Beziehung nicht so sehr wegen der dazwischenliegenden Luftschicht nützlich, als vielmehr deshalb, weil der durch die Ritzen des einfachen Fensters dringende Schall besser abgehalten wird, wenn er noch eine zweite Fensterschicht zu passieren hat. Aber auch bei sehr gut schließenden Fenstern und Türen können noch große Schallmengen (namentlich tiefe Töne) hindurchdringen. Wir kommen damit auf den wichtigsten Punkt beim Durchgang von Schall durch geschlossene Türen und Fenster und durch Wände. Der auftreffende Schall versetzt diese plattenartigen Gebilde in Transversal-(Biegungs-)Schwingungen (Kap. IV, § 8); die Energie dieser Schwingungen wird infolge der großen Fläche der Wand in vorzüglicher Weise an die auf der anderen Seite befindliche Luft weitergegeben. Der Schalldurchgang durch Poren spielt daneben nur eine untergeordnete Rolle. Weisbach, Berger und Ottenstein haben übereinstimmend betont, daß die Schallfortleitung durch Wände hindurch im wesentlichen durch Biegungsschwingungen geschieht. Berger[1]) äußert sich dahin, daß die Biegungsschwingungen bei dünnen Wänden und Platten „die unangenehmsten und gefährlichsten Umformer von Luft in Bodenschall und umgekehrt" sind. Demgemäß müssen Türen schwer und gut versteift, Fensterscheiben möglichst dick und klein sein, damit ihr Mitschwingen auf auftreffenden Schall möglichst herabgesetzt wird. Wände dürfen natürlich nicht direkt durchlässig (stark porös) sein, aber vor allem sind auch bei ihnen die Biegungsschwingungen zu unterbinden oder unschädlich zu machen[2]). Früher schlug man hauptsächlich möglichst harte, schwere, nicht schwingungsfähige Stoffe vor. Jedoch können auch leichtere Stoffe bei geeigneter Anordnung die Weitergabe von Schall durch Biegungsschwingungen verhindern. Es werden dazu Doppelwände mit einer Zwischenschicht konstruiert. Die Außenschichten sollen hart und luftundurchlässig (z. B. Holzplatten), die Zwischenschichten elastisch oder plastisch (z. B. Kork) sein und eventuell noch mit Einlagen von dünnen Bleiplatten oder dergleichen versehen werden. Diese Zwischenschichten verhindern dann, daß die Schwingungen der einen Außenschicht auf die andere Außenschicht übertragen werden[3]).

Während es grundsätzlich keine Schwierigkeiten macht, die Fortleitung von Luftschwingungen durch Wände aus schallhartem Material zu verhindern, ist es umgekehrt leider nicht möglich, feste schwingende Körper vollkommen durch Luftschichten zu isolieren, weil diese Körper nicht frei in der Luft schweben können. Ihre Unterstützungspunkte oder Flächen müssen deshalb durch feste Stoffe isoliert werden, die nach Möglichkeit keine Biegungsschwin-

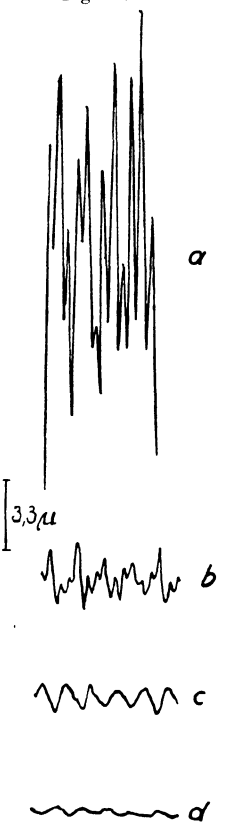
[1]) R. Berger, Die Schalltechnik. Braunschweig 1926.

[2]) In der Zeitschrift „Die Schalltechnik" finden sich (Heft 2 und 3, 1928) Angaben über das Schallisolationsvermögen von Wänden, Decken, Türen und Fenstern nach neuen Versuchen von A. Krüger (Stockholm).

[3]) Über die Dämpfung von Luftschall vgl. H. Reiher, Habilitationsschrift T. H. München 1926.

gungen ausführen und möglichst schallweich sind. Die Technik hat bereits eine größere Zahl von Stoffen hergestellt, die mit Erfolg benutzt werden können. Natürlich können auch Luftschichten (Isolierschächte) zur Verhinderung der Ausbreitung von Wellenbewegungen, namentlich von Oberflächenwellen (Kap. I, § 2) mitbenutzt werden. Besonders wichtig ist es, schon den Störungsherd möglichst gut zu isolieren. Je homogener und härter der Boden oder die Wände sind, um so besser leiten sie den Schall fort. Deshalb bringt es in jedem Falle — ob es sich um die vorsorgliche Isolierung des Herdes oder um die Isolierung gewisser Punkte fernab von dem Herde handelt — gewisse Vorteile mit sich, den Schallweg möglichst inhomogen zu machen, also den Schall Schichten verschiedenen Materials passieren zu lassen.

Fig. 78.



Abnahme der Bodenbewegung mit der Entfernung vom Motor.

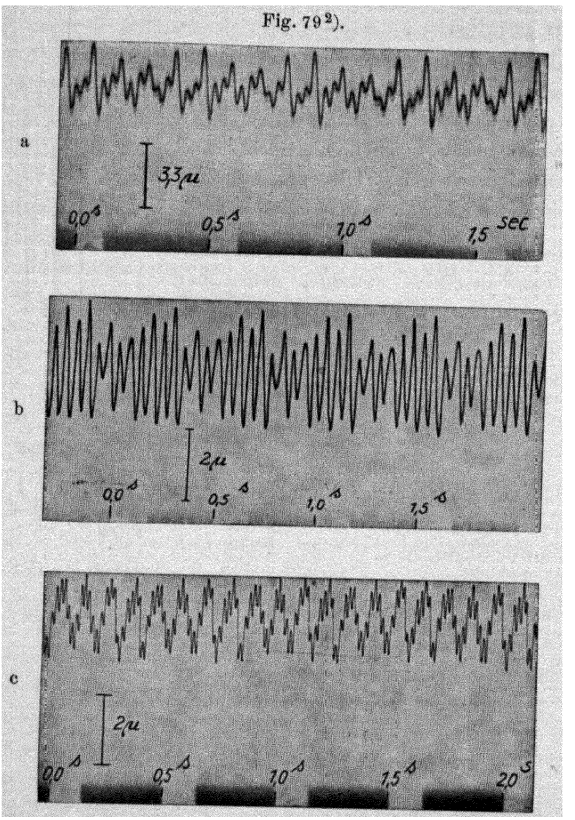
§ 23. Bauakustische Untersuchungsmethoden. Schon ganz primitive Methoden geben eine erste Orientierung über die Leitfähigkeit von Baumaterialien und von Bauteilen. So klingt eine angeschlagene Stimmgabel, die mit dem Stiel an eine Mauer angedrückt wird, um so schneller ab, je besser das Mauerwerk den Schall fortleitet. Schallsignale und Klopfzeichen können entweder direkt mit dem bloßen Ohr oder durch Vermittlung von Aufnahmeapparaten — bei Bodenschall durch Vermittlung von Geophonen (Kap. V, § 4) — abgehört werden. Die Benutzung von Aufnahmeapparaten gestattet sofort auch die Registrierung der ankommenden Schallzeichen. Die üblichen Laboratoriumsmethoden zur Bestimmung der reflektierten, absorbierten und durchgelassenen Schallanteile, die in vorhergehenden Paragraphen dieses Kapitels besprochen worden sind, haben wichtige Ergebnisse gebracht. Jedoch genügt es nicht, sie in kleinem Maßstabe mit kleinen Mengen der zu untersuchenden Materialien auszuführen, sondern es müssen beispielsweise für die Untersuchung der Eigenschaften von Wänden wirkliche Wände aufgeführt werden, wie sie im fertigen Bauwerk vorhanden sind.

Zur Untersuchung von Bodenschall und Erschütterungen[1]) sind vor allem die geophysikalischen und seismischen Methoden (Bd. V, 1 dieses Lehr-

[1]) Eine gedrängte Übersicht (mit einigen Literaturangaben) über neuere Forschungen auf dem Gebiet der mechanischen Schwingungen und Erschütterungen gibt W. Hort in der Zeitschrift des Vereins Deutscher Ingenieure **72**, 1118, 1928. Vgl. auch W. Hort, Techn. Schwingungslehre, Berlin 1922 und vor allem „Messungen mechanischer Schwingungen" von Hermann Steuding unter Mitwirkung von Hugo Steuding, herausgegeben von W. Hort, Berlin 1928.

buches) heranzuziehen. Mit besonders konstruierten, photographisch registrierenden seismischen Apparaten haben Angenheister und Schneider[1]) die durch Maschinen und Fahrzeuge hervorgerufenen Boden- und Gebäudebewegungen gemessen. Je nach der Größe der zu messenden Erschütterungen können die Instrumente auf verschiedene Vergrößerungen eingestellt werden. In der Nähe eines Motors genügte eine Vergrößerung von etwa 200, in 100 m Entfernung mußte sie bereits auf das Dreißigfache gesteigert werden.

Fig. 79[2]).



Schwingungskomponenten in einer bestimmten Entfernung vom Motor.

Die maximale Vergrößerung betrug über 100000. Fig. 78 gibt ein Bild von der Abnahme der Schwingungsamplitude im Boden mit wachsender Entfernung von einem Motor. Es ist hier die Vertikalkomponente der Bodenbewegung aufgezeichnet. Die Kurven *a*, *b*, *c* und *d*, die auf den gleichen

[1]) W. Angenheister und W. Schneider, Zeitschr. f. techn. Phys. **9**, 115, 1928.
[2]) Die Fig. 78, 79 und 80 wurden mit Erlaubnis des Verlages J. A. Barth, Leipzig, dem in Anmerkung 1 erwähnten Aufsatz Angenheister-Schneider entnommen.

Maßstab umgezeichnet sind, beziehen sich auf die Entfernungen 0,5, 38, 68 und 100 m vom Sockel des Motors. Fig. 79 gibt ein Bild von den verschiedenen Komponenten der Schwingungsbewegung in ein und derselben Entfernung (38 m) vom Motor. Kurve *a* zeigt die vertikale Schwingungskomponente, *b* die horizontale, senkrecht zur Welle, *c* die horizontale, parallel zur Welle des Motors. Die Fig. 80 zeigt die Horizontalschwingungen im zweiten Stockwerk eines Gebäudes beim Vorbeifahren eines Autoomnibus.

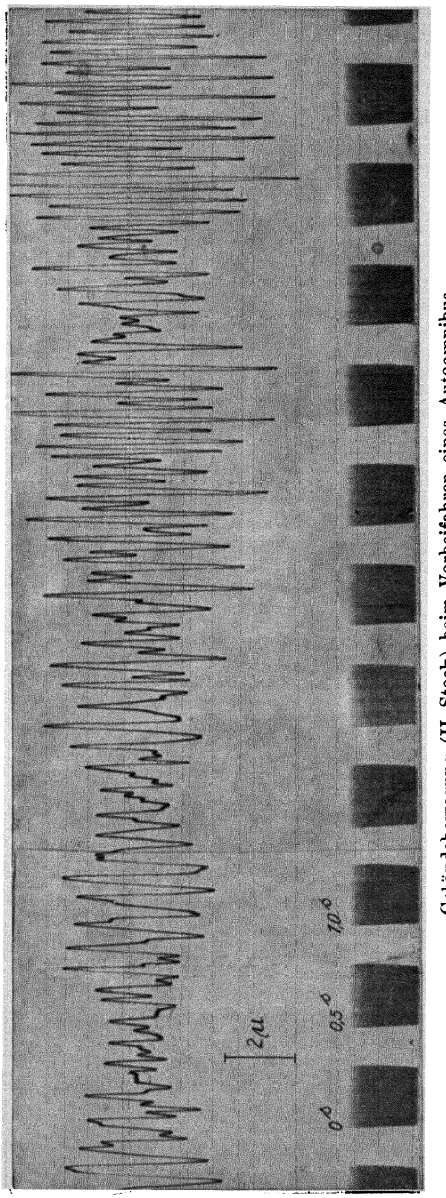


Fig. 80. Gebäudebewegung (II. Stock) beim Vorbeifahren eines Autoomnibus.

Die gemessenen Maximalschwingungen hatten unabhängig von der Erregungsursache (Motor und Fahrzeuge) im Erdboden und in den Häusern zwei Hauptfrequenzen, etwa 10 Hertz und etwa 20 bis 25 Hertz. Eine weitere Schwingung mit der Periode von 0,4 sec, die dem Arbeitsgang des Motors entsprach und in der Nähe des Motors festgestellt wurde, verschwand in größerer Entfernung vollkommen. Die Frequenzen 10 und 25 wurden als diejenigen erkannt, die auch bei der natürlichen Bewegung des Bodens und der Gebäude bei stillstehendem Motor auftraten. Die Erschütterungsperioden sind also im wesentlichen nicht die Perioden der erregenden äußeren Kraft, sondern die Eigenperioden des mit den Häusern belasteten Untergrundes. Liegt die Eigenfrequenz bestimmter Häuserteile in der Nähe der Eigenfrequenz des

Untergrundes, so treten kräftige Resonanzerscheinungen auf. Die vorstehend skizzierten Untersuchungen wurden bei einem Untergrund, der bis zur Tiefe von 20 m aus wechselnden Sanden und Tonen bestand, und an leichten, ein- bis zweistöckigen Häusern ausgeführt. Die Übertragung der Resultate auf andere Verhältnisse darf natürlich nur mit großer Vorsicht geschehen. Aber schon die bisherigen Ergebnisse zeigen, daß die seismischen Methoden dem Bauakustiker (und überhaupt dem Bauingenieur) noch hervorragende Dienste leisten werden.

Namen- und Sachverzeichnis

zum dritten Teil des ersten Bandes.

Abkühlungseffekt 375.
Abraham, Einlochknall 70.
Absorption 420, 455, 460.
Absorptionskoeffizient 422, 455, 460, 461.
Aigner, Messung von Nachhallzeiten 453, Unterwasserschalltechnik 201.
Akkord 119, 126.
Akustik, Einteilung 44.
Akzente der Sprache 288.
Altberg, Beugungsgitter für Schallwellen 431, Schalldruckapparat 371, 423, 428, 431.
Altberg und Zernow, Schalldruckmessungen 105.
Althorn 274.
Altklarinette 267.
Altposaune 269.
Amplitudentreue 340.
Analogien zwischen elektrischen und akustischen Größen 436.
Analysatoren, harmonische 66.
Analyse, harmonische 65; — von Klängen 61, 67, 291, 317, 322, 366; — von Sprachlauten 281.
Angenheister und Schneider, Messung von Bodenschall 470.
Angerer, v. und Ladenburg, Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Knalls 72, Knallaufnahmen 77, Messung der Schallgeschwindigkeit 386, 396.
Äolsharfe 231.
Arnold und Crandall, Thermophon 365.
Asymmetrietöne 97.
Atmosphärische Krümmung der Schallstrahlen 417.
Atmungsapparat 278.
Auerbach, Intensitäten der Partialtöne einer gezupften Saite 172, Prüfung der Helmholtzschen Vokaltheorie 281.
Aufschnitt der Lippenpfeifen 262.
Ausbreitung des Schalles 380, gestörte 417.
Balalaika 240.
Bändchenmikrophon 322, 372.
Banddurchlasser 433.
Bandlautsprecher 346.
Barkhausen, Geräuschmessung 56, 378; Lautstärke zusammengesetzter Schalle 376.
Barkhausen und Lichte, Abnahme der Schallintensität in Wasser 421.
Barnes und West, Prüfung der Rayleighschen Scheibe 360.
Barus, Strahlbildung an Resonatoren 109.
Basilarmembran 144.
Baß 236.
Bassetthorn 267.
Baßklarinette 267.
Baßposaune 270.
Baßtuba 272.
Bauakustik 445, 466.
Bauakustische Untersuchungsmethoden 469.
Becken 249.
Becker, Knallwellen 71, 76.
Behm, Echolot 411, 412.
Behmscher Kurzzeitmesser 412.
Behn und Geiger, Messung der Schallgeschwindigkeit in Helium 393.
Belas, Nachweis von Differenztönen an Wasserstrahlen 98, schallempfindliche Flüssigkeitsstrahlen 98, 310.
Belas und Barrett, Nachweis von Differenztönen mit Flammen 98.
Belikov, Absorption im Resonatorengitter 424.
Bell, Telephon 198, Mikrophon 311.
Benton, Schneidentöne 221.
Berger, Bauakustik 468, Schallfortleitung durch Wände 468.
Berliner, Phonograph 326, Schrift 326.
Bernoulli, Saitenschwingungen 172.
Bestrahlungstöne 211.
Beugung 402.
Bewegungsamplitude 353, 371.

Bewegungsempfänger 357.
Biehle, Glockenprüfungen 205.
Binaurales Hören 163.
Bjerknes, Bewegungserscheinungen an pulsierenden Kugeln 116, hydrodynamische Untersuchungen 107, Phasenkräfte 108.
Blasinstrumente 251, 260; — mit Polsterzungen 268.
Blatthaller 347, Richtwirkung 431.
Blechblasinstrumente 268.
Blessing, Glockenschwingungen 206.
Blockflöte 264.
Bodenschall 470.
Böhmflöte 263.
Bombardon 272.
Bomhart 266.
Bosscha und König, R., Koinzidenzmethode 386.
Bourget und Benard, Membranschwingungen 187.
Bratsche 236.
Brechung 414.
Brechungsquotient, akustischer 414.
Brusttöne 277.
Bügelhorn 272, 273.

Campbell, elektrische Filter 432, Temperaturabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit 399.
Carrière, Schneidentöne 221.
Celesta 243, 244.
Cello 236.
Cembalo 238.
Cent 121, 122.
Cermak, Einfluß der Endwand bei der gedackten Pfeife 216.
Charakterstimmen der Orgel 262.
Chemische Harmonika 210.
Chladni, Entstehung der Dur- und Mollskala 126, 127; Glockenschwingungen 205, Klangfiguren 113, 195, 196, 197, 198; singende Flammen 208, Stimmgabelversuche 182.
Cimbalon 239.
Colladon und Sturm, Messung der Schallgeschwindigkeit in Wasser 383, 386.
Cook, Temperaturabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit 399.
Cortisches Organ 144.
Cosens und Hartridge, Einfluß der Phase auf Klangfarbe 64.
Cranz, Aufnahmen von Geschoßwellen 72.
Cuvier, Stimmorgane von Tieren 279.

Dämpfung 424.
Dämpfungskoeffizient 455, 460.
Dauerschwelle 162.
Detonation 71.
Dichotische Schwebungen 92.
Dichteamplitude 354, 372.
Differenzton 84, 91, 92, 96, 103.
Diotisches Hören 163.
Dispersion 406.
Dissonanz 118, 119.
Dixon, Temperaturabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit 399.
Dominante 128.
Doppelmikrophon 317.
Dopplersches Prinzip 51
Dörsing, Staubfiguren in Flüssigkeiten 393.
Drahttöne 211.
Drehorgel 246.
Dreiklang 127.
Drosselkette 433.
Druckamplitude 352, 362.
Druckempfänger 357.
Druckmesser nach Altberg 371, 423, 428, 432.
Dufour, Hauptfrequenz von Knallen 76.
Dulong, Schallgeschwindigkeiten in verschiedenen Gasen 383.
Durskala, diatonische 124.
Dur- und Mollskala 126.
Dvořák, akustische Anziehung und Abstoßung 116, Schalldruck 105, 106; Strahlbildung an Resonatoren 109, Strömung an schwingenden Platten 112.
Dvořák und Lebedew, Schalldruck auf Resonatoren 107.
Dynamischer Akzent 288.

Eberhardt, Heraushören von Klangkomponenten 153.
Echo 409, harmonisches 409.
Echolot 411, 412.
Echowirkung in geschlossenen Räumen 446.
Edison, Phonograph 326, Schrift 326.
Eigenperiode 48.
Eigenton 48.
Einlochknall 70.
Elongationsmikrophon 358.
Empfindliche Flammen 211.
Empfindlichkeit des Ohres 157.
Empfindungsstärke 56.
Engl, Massolle und Vogt, Kathodophon 323, Statophon 346, tönender Film 328.
Englisches Horn 265.
Enharmonische Verwechslung 135.
Erdbebenwellen 34.
Erhitzungstöne 211.
Euphone 245.
Ewald, Schallbildertheorie 154, Stimmbildungsvorgang 275.
Explosionswellen in Wasser 78.

Fagott 265.
Fallot 413.
Falsettöne 277.
Faltlautsprecher 348.
Faraday, Erklärung des Trevelyaninstruments 213, Luftwirbel bei Entstehung der Chladnischen Klangfiguren 115.
Fellinstrumente 246.
Fernsprechmikrophon 311.
Fessenden, Echolot 413, elektrodynamischer Luftschallsender 203.
Film, tönender 328.
Filmgrammophon 328.
Filter, akustische 440, elektrische 432.
Fischer, schematische Darstellung der Schnecke 144, Zustandekommen von Schwebungen im Ohr 90.
Flageolettöne 235.
Flammen, empfindliche 309, singende 208.
Flammenrohr 43.
Fletcher, Lautstärkevergleich 377, Sprechleistung 290, Sprachverständlichkeit beim Abschneiden von Tonbereichen 289.
Fletscher und Wegel, Schwellenintensitäten 158.
Flickerphonometer 377.
Flickerprinzip 159.
Flöte 263.
Flügel 240.
Flügelhorn 272, 273.
Flugzeugschall 299.
Flüssigkeitsbewegung in der Schnecke 147.
Flüssigkeitsstrahlen, schallempfindliche 310.
Flüstergewölbe 408.
Formanten 281, 287.
Fortpflanzungsgeschwindigkeit von Wellen 8.
Fourieranalyse 65.
Fourierscher Satz 65.
Franck, Schallzuleitung zum Innenohr 150.
Frauenstimme 289.
Frequenz 47.
Frequenzbänder 454.
Frequenzkurve eines Kohlemikrophons 315; — eines Kondensatormikrophons 365, 368; — von Lautsprechern 342, 361.
Frequenznormale, Piezoquarze als — 55.
Frequenzunabhängigkeit von Lautsprechern 339.
Friese und Waetzmann, Messung der Temperaturamplitude 373.
Funkenschallwellen 427.
Galtonpfeife 50.
Gambe 236.
Ganzton, großer und kleiner 129.
Garten und Kleinknecht, automatische Klanganalyse 333.
Gartenscher Schallschreiber 333.
Gasharmonika 210.
Gay-Lussac, Bestimmung der Schallgeschwindigkeit 385.
Gehlhoff, Messung der Bewegungsamplitude 371.
Geige 234, 235.
Geophon 307.
George, Bewegung geschlagener Saiten 177.
Geräusch 79.
Geräuschmessung 56, 379.
Gerdien, akustischer Schwinger 190.
Gerlach, automatische Klanganalyse 336, Faltlautsprecher 348, Frequenzkurve mit Heuler 343, Schallkompensation 369.
Gerlach und Schottky, Bändchenmikrophon 322.
Gesangtechnik 277.
Geschoßknall 71, 72, 74.
Geschwindigkeit des Schalls, siehe Schallgeschwindigkeit.
Geschwindigkeitsamplitude 352, 359.
Geschwindigkeitsmikrophon 358.
Gildemeister, Hörgrenzen 50.
Gitarre 240.
Glasharmonika 251.
Gleichklang 119.
Gleichrichtung 100, 102, 103.
Glocke 204, 249, 250.
Glockenklavier 243, 244.
Glockenspiel 251.
Goldbaum und Waetzmann, Abkühlungseffekt 374.
Gong 249, 250.
Govi, empfindliche Flammen 310.
Grammophon 274.
Grundton 46, 119.
Grüneisen und Merkel, Schallgeschwindigkeit 391, 397.
Grützmacher, automatische Klanganalyse 334.
Grützmacher und Meyer, elektrische Eichung des Kondensatormikrophons 367, Registrierung von Frequenzkurven 342.
Grützner, Vokalanalyse 282, 427.
Guthrie, akustische Anziehung und Abstoßung 116.
Guyot, akustische Anziehung und Abstoßung 116.

Hackbrett 239.
Hahnemann und Hecht, Schwellenintensitäten 159, Theorie des Schallfeldes 353, Tonpilz 190, 202; Unterwasserschallsender 191, 202.
Hajech, Messung des akustischen Brechungsquotienten 414.
Halbton, großer und kleiner 129.
Hammerklavier 240.
Hanna und Slepian, Trichtertheorie 294.
Harfe 237.
Harfenähnliche Instrumente 237.
Harmonie 123.
Harmonische Analyse 65; — Obertöne 46.
Harmonium 245.
Hartley und Fry, Phasentheorie des Richtungshörens 165.
Hartmann, Schwelle des Kohlemikrophons 316.
Hauptformanten 282.
Heindlhofer, Temperaturamplitude in Schallwellen 373.
Held und Kleinknecht, Untersuchung an Basilarmembranen 153.
Helikon 272.
Helmholtz, Basilarmembran als Resonatorenapparat 144, Klangfarbe und Phase 64, Kombinationstöne 84; — höherer Ordnung 92, reduzierte Rohrlänge 208, Resonanzschärfe der Ohrresonatoren 148, Resonanztheorie 153, Schwebungen 91; — im Ohr 90, Theorie der gestörten Superposition 94; — — gestrichenen Saite 230; — — Zungenpfeifen 252, Unsymmetrien im Ohre 96, untere Grenze der Hörbarkeit 50, Vokaltheorie 281.
Helmholtzscher Kraftansatz 96.
Hensen, Sprachzeichner 326.
Hermann, Differenztöne 96, Formanten 281, Variationstöne 82, Vokaltheorie 281.
Hertz 47.
Herz- und Atmungsgeräusche 308.
Hiebtöne 217, 230.
Hiefhorn 273.
Hifthorn 273.
Hippe, Druckkräfte an Resonatoren 107, Reaktionsrad mit Eigenerregung 110.
Hippel, v., Thermomikrophon 376.
Hochtondurchlasser, akustischer 442, elektrischer 433.
Hoersch, Trichtertheorie 294, 298.
Holzblasinstrumente 263.
Holzharmonika 180, 243.
Hookesches Gesetz 191, 381.
Hörbarkeit, obere Grenze 51, untere Grenze 50.
Hören 141, binaurales 163, diotisches 163, monotisches 163, stereoakustisches 166.
Hörfläche 160.
Horn 268, 270.
Hornbostel, v. und Wertheimer, Dichotische Schwebungen 92, Zeitunterschiedstheorie des Richtungshörens 164, 387.
Hörrohr 292.
Hörsamkeit von Räumen 448, 463.
Hörschwelle 157.
Hörstärkemessung 56.
Hörtheorie, Resonanz- 152, zentrale 156.
Hughes, Kohlemikrophon 312.
Humby, Interferenzversuche 430.
Hydrodynamischer Druck 116.

Impedanz, akustische 295.
Infra-Schall 53.
Instrumente mit Membranen 246; — — schwingenden Luftmassen 251; — — — Platten 249; — — — Stäben 242.
Instrumentenkörper 234.
Intensität 55, 351.
Intensitätstheorie des Richtungshörens 163.
Intensitätsverteilung bei Reflexion und Brechung 418.
Interferenz 425; — am Beugungsgitter 431; — zweier Sinuswellen 25; — — Wellenzüge 29.
Interferenzflächen an Stimmgabeln 185.
Interferenzrohr 426.
Interferometer, akustisches 114.
Intermittenzton 81.
Intervall 118, 120.
Intervallmaß, logarithmisches 121.
Intonierung 277.
Isoliermittel gegen Schall 467.

Jagdhorn 271.
Jäger, Berechnung der Nachhalldauer 458.
Jochlaute 238.
Jonescu und Cisman, Messung der Schallgeschwindigkeit 386.
Julius, Wellenmaschine 23.

Kalähne, Anwendung der Resonanzmethode von Quincke 389, Saitenschwingungen 174, Schallerzeugung mit mechanischen Mitteln 233, Temperaturabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit 399, 400.
Kammerton, internationaler 140.
Kármán, v., Wirbelsysteme 218.

Kasterin, Absorption im dispergierenden Medium 424, Dispersion am kubischen Raumgitter 406.
Kathodophon 323, 328, 372.
Kaufmann, Bewegung geschlagener Saiten 177.
Kehlkopf 275, 276.
Kesselmundstück 268.
Kesselpauke 247.
Keys, Explosionswellen in Wasser 78.
Kielflügel 238.
Kingsbury, Hörstärkemessung 56, 159, 378.
Kirchenglocke 250.
Kirchhoff, Absorptionskoeffizient 422, 423; Einfluß von innerer Reibung und Wärmeleitung auf Schallgeschwindigkeit 396, Theorie der Kreisplatte 192.
Kithara 238.
Klang 45, 57; — von Saiteninstrumenten 228.
Klanganalyse 291, 317, 332, 336; objektive 67, subjektive 61.
Klangaufzeichnung 67.
Klangfarbe 57; — und Phase 64.
Klangfiguren 113, 195, 196, 197, 198.
Klanggemisch 280.
Klappenhorn 269, 270, 271.
Klappeninstrumente 255.
Klarinblasen 268.
Klarinette 267.
Klaviatur 136.
Klavicembalo 238.
Klavichord 238.
Klavier 240.
Klirrfaktor 341.
Knall 69.
Knallkurven 76, 77.
Knallwelle 71, 75.
Knallwellen, Registrierung 76.
Knochenleitung 149.
Knotenkreise der Glocke 204.
Knotenlinien von Membranen 188, 189; — von Platten 192, 194, 195.
Knotenmeridiane der Glocke 204.
Knudsen, Unterschiedsschwellen der Tonhöhe 160.
Koch, Druckabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit in Luft 400.
Kohlegrießmikrophon 312.
Kohlekörnermikrophon 312.
Kohlemikrophon 311.
Köhler, Trommelfellversuche 142.
Kohlrausch, Spalttöne 220.
Koinzidenzmethode zur Messung der Schallgeschwindigkeit 386.
Kolbenmembran 189, 190, 351.
Kombinationstöne 92; — im Helmholtzschen Sinne 84, 97; objektive 97, subjektive 92, Theorie 103.
Komma 123, 124.
Kompensationsmethoden 369.
Kondensatorkette 433.
Kondensatormikrophon 320, 365.
König, R., Einfluß der Phase auf Klangfarbe 64, Entstehung des Differenztones 91, Klangbilder 69, Klangfiguren an rechteckigen Platten 198, Membrankapsel 67, Resonatoren 62, Stoßtontheorie 93, 103; Variationstöne 82, Vokalsynthese 284, Wellensirene 61.
König, W., Kundtsche Staubfiguren 392, Mitschwingen kleiner Teilchen 371, Rayleighsche Scheibe 359, 360; Schneidentöne 221.
Konsonanten 279.
Konsonanz 118, 119.
Kontaktmikrophon 312.
Kontrabaß 236.
Konzertlaute 239.
Kopfwellenknall 74.
Kopplungstöne 232; — bei Pfeifen 259.
Kornett 268, 272.
Körperschall 306.
Korteweg, Theorie der Schallausbreitung in Röhren 397.
Kranz, Schwellenintensitäten 158, Spiegelanordnung auf Membranen 330.
Kreisfrequenz 47.
Krigar-Menzel und Raps, Saitenschwingungen 175, 177.
Krueger, F., Zwischentöne 149.
Krüger, F., Hiebtöne 218, Schneidentöne 222, Spalttöne 220.
Krüger, F. und Lauth, Hiebtöne 217.
Krüger, F. und Schmidtke, Spalttöne 220.
Krümmung von Schallstrahlen in Luft 417; — — — in Wasser 416.
Kugelwelle 1, 354.
Kundt, Schallgeschwindigkeit 391, 392; Staubfiguren 115, 208, 391, 392; Ventilmanometer 217.
Kundtsches Rohr mit Kugeln 407.
Kunze, Richtungshören 167, Meßverfahren für Schallgeschwindigkeit 388.
Küpfmüller, Geräuschspannungsmesser 377, nichtlineare Verzerrung und Klirrfaktor 341.
Kurzzeitmesser nach Behm 412.

Labialpfeife 214, 257.
Lagrange, Saitenschwingungen 172.
Lamellenton 257.
Langevin, Unterwasserschallsender 55.
Langevin-Florisson-Lot 413.

Laute 239.
Lautenähnliche Instrumente 239.
Lautsprecher 337, Amplitudentreue 340, elektrodynamischer 346, elektromagnetischer 344, elektrostatischer 346, Frequenzunabhängigkeit 339, Lautstärke 339, 341; Prüfung 338, Schallausstrahlung 293.
Lautstärke 56, Messung 376; — von Lautsprechern 339, 341.
Leier 238.
Leierkasten 246.
Leistung beim Sprechen 290.
Leitwert, akustischer — eines Seitenloches 256.
Lewin, Spiegelanordnung 330.
Lichtbogen, tönender 211, 212.
Lichte, Absorption in Röhren 423, elektrische Schallsender 201, Kräfte an Telephonmembranen 199, singende Bogenlampe 213.
Lifschitz, günstigste Nachhalldauer in Räumen 463, 464.
Lindig, Asymmetrietöne 97, Einfluß der Phase auf Klangfarbe 64.
Lingualpfeifen 256.
Linse, akustische 416.
Lippenpfeife 213, 251, 257, 262, Tonerzeugung 223.
Lissajousfiguren 173.
Lochsirene 49.
Lommel, Sichtbarmachung von Interferenzflächen 185.
Longitudinalschwingungen von Stäben 181.
Longitudinalwellen 5.
Loomis, Schwingungen von Piezoquarzen 55.
Löwenstein, Schallmeßverfahren 398.
Lübcke, Echolot 412.
Luftblattinstrumente 263.
Luftfeuchtigkeit, Einfluß auf Schallgeschwindigkeit 394.
Luftresonator 62, 438.
Luftschallsender, elektrodynamischer 203, elektromagnetischer 201.
Luftwellen, stehende 40.
Luftwirbel im Kundtschen Rohre 115; — über Platten 193.
Lumière, Lautsprecher 345.
Lummer, Peitschenknall 71.
Lummer und Waetzmann, Klangkurve 59.
Lur 272, 274.
Lux, Modell der Schnecke 146.
Lyra 238.

Mach, Erzeugung von Variationstönen 81, Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Knallwelle 72, Wellenmaschine 19.
Mackenzie, Flickerphonometer 377, relative Ohrempfindlichkeit 159.
Magnavox-Lautsprecher 349.
Mandola 239.
Mandoline 239.
Männerstimme 289.
Marbe und Déguisne, Rußbilder 325.
Marconi, Großlautsprecher 348.
Mariotte, Stoßapparat 10.
Martens, Spiegelanordnung auf Membranen 330.
Massolle, Vogt und Engl, Kathodophon 323, Statophon 346, tönender Film 328.
Maul der Lippenpfeifen 262.
Maulton 223, 258.
Mediumstrom 295, 439.
Megaphon 292.
Meissner, A., Piezoquarzuntersuchungen 55, 113.
Meissner, G., Klang der Rohrblattinstrumente 266.
Melde, Glockenschwingungen 204, Membranschwingungen 186, Stimmgabelversuch 37, Wellenmaschine (Meldesche Tafel) 23.
Melodie 123.
Membran 186, Knotenlinien 188, 189; Kolben- 189, 190, 351.
Membrankapsel 67.
Membranmanometer von Wien 362.
Membranschwingungen 186.
Membransignalsender 201.
Mensur von Pfeifen 263.
Meyer, Druckkräfte an Resonatoren 107, Klanganalyse 317, 336; Messung am Kathodophon 324, nichtlineare Verzerrung von Kohlemikrophonen 317, Prüfung der Rayleighschen Scheibe 360, Schallkompensation 370, Trichterwirkung 294.
Meyer und Just, Frequenzabhängigkeit der Absorptionskoeffizienten 461, Nachhallmessungen 453.
Michel, Sichtbarmachen von Wasserwellen 452.
Mikola, Demonstration von Saitenschwingungen 59, 173.
Mikrophone 311, hochwertige 320.
Miller, Formanten 287, Klanganalyse von Flöten 264, Klangbilder der Sprachlaute 285, künstliche Herstellung von Vokalen 284, Phonodeik 285, 330.
Millioktave 121, 122.
Molldreiklang 127.
Mollskala 124, 128.
Monochord 60, 171.
Monotisches Hören 168.

Moore und Curtis, automatische Klanganalyse 334.
Moore und Wegel, automatische Klanganalyse 334.
Moser, Variationstöne 81.
Müller, Bildung von Tönen im Kehlkopf 275.
Mundharmonika 246.
Mundhöhle als Resonanzraum 278.
Mündungsknall 71, 72, 74.
Mündungskorrektion bei Pfeifen 208, 253.
Musikalischer Akzent 288.
Musikinstrumente, Einteilung 226.

Nachhall 409, 446.
Nachhalldauer 453, 461; Berechnung 456, günstigste 463, 464, 465.
Nasenhöhle als Resonanzraum 278.
Naturbühne, Akustik der 447.
Naturtöne 254, 269.
Neesen, akustische Anziehung und Abstoßung 116, Strahlbildung an Resonatoren 109.
Neklepajev, Messung der Absorption 422.
Netztöne 210.
Neuscheler, Temperaturamplitude 373.
Newton, Schallgeschwindigkeit 382.
Nichtlineare Verzerrung von Kohlemikrophonen 315, 319; — — von Lautsprechern 341.
Nutzdämpfung 200.
Nutzwiderstand 295.

Obertöne, harmonische 46, unharmonische 46.
OB-Mikrophon 312.
Oboe 265.
Oettingen, Tongeschlechter 128.
Ohm, Klanganalyse 61.
Ohm-Helmholtz, Grundgesetz der physiologischen Akustik 61.
Ohr, Empfindlichkeit 157, menschliches 141.
Ohrresonatoren 148.
Okarina 265.
Oktave 119.
Oktavenmaß 122.
Oktavieren eines Blasinstrumentes 266.
Oppel, Reflexionstöne 410, 411.
Orgel 260.
Orgelpfeifen 260, 262.
Oszillograph 332.
Ottenstein, Schallfortleitung durch Wände 468.

Palaiologos, tönender Lichtbogen 213.
Pansflöte 207.
Parker, Temperaturabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit 399.
Partialtöne 46.
Pathé-Frères, Papier als Membranmaterial 345.
Pauke 247.
Peitschenknall 71.
Periode 47.
Perrin, Doppelrichtungshörer 168.
Petzold, Absorptionskoeffizienten 460.
Pfaundler, Wellenmaschine 21.
Pfeife 251.
Pfeifen als gekoppelte Schwingungssysteme 258, gedackte 215, konische 253, kubische 251, 253; — mit Membranflammen 216, Mündungskorrektion 208, 253; offene 215, Seitenlöcher 254, 264; Tonerzeugung 256.
Pfeifenlänge, reduzierte 208, 253.
Pfeifregister, menschliches 284.
Pflaum, elektrische Pfeife 211.
Phasenkraft 108.
Phasentheorie des Richtungshörens 164.
Phon 379.
Phonautograph 325.
Phonodeik 285, 330.
Phonograph 274, 326
Pianino 240.
Pianoforte 240.
Piccoloflöte 264.
Pierce, Messung der Schallgeschwindigkeit bei hohen Frequenzen 390, Schwingungen von Piezoquarzen 54.
Piezoelektrischer Effekt 53.
Piezoquarze, Luftströmung 113.
Pinaud, Erhitzungstöne 211.
Pipping, objektive Kombinationstöne 104.
Piston 272.
Platte 191.
Platten, Knotenlinien 192, 194, 195.
Plattenschwingungen 191.
Pohl, Wellenmaschine 20.
Polarisationsversuch 39.
Polychord 171.
Ponderomotorische Wirkungen des Schalls 104.
Posaune 268, 269.
Posthorn 270, 271.
Poulson, Telephonograph 327.
Precht, Messung von Absorptionskoeffizienten 455.
Prinzipalregister der Orgel 262.
Prinzip von der ungestörten Superposition 67.

Propellergeräusche 300.
Protoslautsprecher 345.
Pythagoräisches Komma 124.
Pythagoräische Tonleiter 124.

Querflöte 263.
Querpfeife 263.
Quincke, Interferenzrohr 426, Resonanzmethode zur Messung der Wellenlänge 389.
Quinte 119.
Quintenzirkel 124.
Quintieren eines Blasinstrumentes 266.

Rachenhöhle als Resonanzraum 278.
Raman und Banerji, Bewegung geschlagener Saiten 177.
Raps, Dichteamplitude 372, Druckschwankungen in Pfeifen 217, Klang der Orgelpfeifen 263.
Ratz, Seitenlöcher bei Pfeifen 255, 264.
Raumakustik 444, 446.
Raumakustische Untersuchungsmethoden 448.
Rayleigh, empfindliche Flammen 310, Partialschwingungen einer kreisförmigen Membran 187, Phasentheorie des Richtungshörens 164, Schallabstrahlung der Kolbenmembran 339, singende Flammen 210, Strahlbildung an Resonatoren 109, Strahlungswiderstand der Kolbenmembran 200, Theorie der Glocke 204, Theorie des Schalldrucks 105, 106, 370.
Rayleighsche Scheibe 106, 359, 405.
Reaktionskräfte des Schalls 109.
Redetechnik 277.
Reflexion 408; — in Räumen 449, totale 414.
Reflexionstöne 410, 411, 429.
Register der Orgel 260, 261.
Régnault, Messung der Schallgeschwindigkeit 386.
Reinganum, Telephon 347.
Reis, Ph., erste elektrische Sprachübertragung 311, Telephon 198.
Reisz, E., hochwertiges Kohlemikrophon 315.
Reiszlautsprecher 346.
Reizschwelle der Hörempfindung 160; — der Intensität 157; — der Schmerzempfindung 160; — der Tonhöhe 160; — der Zeit 162.
Reizstärke 56.
Resonanz 37, 48, 61.
Resonanzkörper der Saiteninstrumente 227.
Resonanzkraft 108.
Resonanzmethode zur Messung der Schallgeschwindigkeit 389.
Resonanzrohr 42, 389.
Resonanzschärfe 48, 55.
Resonanztheorie des Hörens 152.
Resonatorenapparat des Ohres 145.
Resonatorenmethode zur Messung der Schallgeschwindigkeit 390.
Rice und Kellogg, Lautsprecher 349.
Rich und Pielemeier, Messung der Absorption 423.
Richardson, Hiebtöne 219, Kombinationstöne 103, singende Flammen 210, Wirkungsweise des Trevelyaninstrumentes 218.
Richtungshören 163, 387.
Richtungshörer 166, 168.
Riegger, Blatthaller 347, Kondensatormikrophon 321.
Roaf, Flüssigkeitsbewegung in der Schnecke 147.
Rohrblattinstrumente 265.
Rohrflöte 254.
Rubens, Flammenrohr 43.
Rußschreiber 68, 324.

Sabine, Absorption und Absorptionskoeffizienten 455, 456, 460, 461; Hörsamkeit von Räumen 463, Nachhalldauer 453, 461.
Sacia, Sprechleistung 290, optisch-elektrischer Analysator 332.
Saite, angeblasene 230, angeschlagene 177, 178, 231; gestrichene 176, 230; gezupfte 175, 231.
Saitenapparat 171.
Saitenfell der Trommel 248.
Saiteninstrumente 227, 233.
Saitenschwingungen 60, 170.
Sauveur, absolute Tonhöhe 137.
Savart, Einfluß nachgiebiger Pfeifenwände 216, Knotenlinien kreisförmiger Platten 192, Luftströmungen bei Entstehung der Chladnischen Klangfiguren 115, Membranschwingungen 187, Pfeifen 215, schallempfindliche Flüssigkeitsstrahlen 310, Transversalschwingungen von Stäben 182, Zahnradsirene 49.
Saxophon 267.
Schaefer, C., Differentialgleichung der Kombinationstöne 97.
Schaefer, Karl L., Galtonpfeife 51, Maulton 258, objektive Kombinationstöne am Telephon 99.
Schaefer, Karl L. und Abraham, Variationstöne 81.
Schaik, van, Versuch über akustische Anziehung und Abstoßung 117, Wellenmaschine 18.
Schallaufnahme 291.
Schallaufnahmeapparate 170.

Schallausbreitung 380, gestörte 402.
Schallbecher 224, 268.
Schallbildertheorie 154.
Schalldichte 351, 357.
Schalldose, elektrische 327.
Schalldruck 370; — auf nicht mitschwingende Körper 104; — auf Resonatoren 107.
Schalldruckapparat 371, 423, 428, 432.
Schalldüse 375.
Schalleitung durch Wände 468; — zum Innenohr 149.
Schallempfänger 291.
Schallfeld 350.
Schallgeber, primäre 169, sekundäre 291.
Schallgeschwindigkeit 380, 382, 393; Abhängigkeit von Druck und Temperatur 383, 399, 400; Einfluß der Luftfeuchtigkeit 394, Einfluß von innerer Reibung und Wärmeleitung 396; — für unendlich ausgedehnte feste Medien 397; — in festen Körpern 382, 401; — in Flüssigkeiten 383, 402; — in Gasen 382, 402; — in Röhren 397; — in Wasser 400, Messung der — 384, Temperaturabhängigkeit 383, 399, 400; Windeinfluß 395.
Schallgeschwindigkeitstabellen 398, 399, 400, 401, 402.
Schallhärte 353, 357.
Schallintensität 55, 351.
Schallkompensation 369.
Schallote 411, 412, 413.
Schallreaktionsrad 110.
Schallregistrierung 324, 326, 328.
Schallrichtungsbestimmung 387.
Schallsender, elektrodynamische 201, 203; elektromagnetische 53, 201, 202; piezoelektrische 53, Unterwasser- 55, 202.
Schalltrichter 292.
Schallwiderstand 353, 418.
Schallwiedergabe, klangtreue, durch Lautsprecher 338.
Schalmei 265.
Schattenwirkung 403.
Scheibler, deutsche Stimmung 140.
Schellbach, akustische Anziehung und Abstoßung 116.
Schellbach und Boehm, Messung des akustischen Brechungsquotienten 415.
Schellentrommel 247, 248.
Schlagfell der Trommel 248.
Schlaginstrumente 226, 242.
Schleifenoszillograph 332.
Schlierenmethode 7.
Schmidt, H., Messung der Schallgeschwindigkeit in festen Körpern 388.
Schmidt, H. W., Wellenmaschine 23.
Schmidt, N., Nachweis von Differenztönen mit Gasflammen 98.
Schnabelflöte 264.
Schnecke 143.
Schneidentöne 221, 258.
Schottky, Schallausbreitung von Membranen 296.
Schottky und Gerlach, Bandlautsprecher 346.
Schramm und Ramsauer, Wellenmaschine 20.
Schubert, „Schwingen“ von Kohlemikrophonen 315.
Schulze, F. A., Hörgrenzen 50, Phasenwechseltöne 81, Variationstöne 81.
Schulze, R., Klangfiguren an Platten 193.
Schulze-Hegenersches Monochord 227.
Schuster und Waetzmann, Nachhalldauer 459, 465.
Schüttelmikrophon 319.
Schwebungen 48, 84, 90; dichotische 92, Zustandekommen im Ohre 90.
Schwebungskurven 85, 86, 87; verzerrte 89.
Schweikert, Schallgeschwindigkeit in feuchter Luft 394.
Schwelle eines Kohlemikrophons 316.
Schwellenkurve der Hörempfindung 160; — der Schmerzempfindung 160.
Schwellenwerte, akustische 56, 157.
Schwinger, akustischer 190.
Schwingungen, erzwungene 48, freie 48, gedämpfte 48, unhörbare 53; — zylindrischer Luftsäulen 206.
Schwingungsbauch 32.
Schwingungsknoten 32.
Schwingungskreis, elektromagnetischer 53.
Schwingungsmaß 122.
Schwingungswiderstand, mittlerer — eines Kohlemikrophons 314.
Schwingungszahl 47; — der Stimmgabel 183, 184; — von Membranen 186, 187; — von Saiten 171, 172; — von Stäben 179, 181.
Scott und König, R., Phonautograph 325.
Seebeck, Lochsirene 49.
Seibt-Lautsprecher 345.
Seilwellen 5.
Seitenlöcher bei Blasinstrumenten 254, 264.
Sell, Schalldüse und Strahlbildung 109, 375.

Siebkette 433, 434.
Signalmethode zur Messung der Schallgeschwindigkeit 384.
Simon, tönender Lichtbogen 213.
Singende Flammen 208.
Singstimme 289.
Sinusschwingung 45, 46.
Sirene 49, 274.
Sivian, Rayleighsche Scheibe 361.
Skala 122, chromatische 134, Dur- und Moll-, 126.
Solmisationssilben 125.
Sondhauss, akustische Linsen 416, empirische Formeln für Luftresonatoren 62, Erhitzungstöne 211, singende Flammen 210, Spalttöne 220, Tonbezeichnung 137.
Sonometer 171.
Sonometrie 56.
Spaeth, Abkühlungseffekt 375.
Spalttöne 220.
Spieldose 244.
Spieluhr 244.
Sprachakzente 288.
Sprachlaute, Analyse und Synthese 281.
Sprachrohr 292.
Sprechleistung 290.
Springen des Tones bei Pfeifen 258.
Stab, fest-fester 179, fest-freier 180, frei-freier 179.
Stabinstrumente 242, Blas- 245, Reibe- 244, Reiß- 244, Schlag- 243.
Stabklavier 243.
Stabschwingungen, longitudinale 181, Torsions- 182, transversale 178.
Statophon 346.
Staubfiguren, Kundtsche 115, 208, 391.
Stefan, Erzeugung von Variationstönen 81, Schallgeschwindigkeit in festen Körpern 393.
Steinberg, Lautstärke zusammengesetzter Schalle 376.
Steinhausen, Wirkung von Seitenlöchern bei Pfeifen 255, 264.
Stereoakustisches Hören 166.
Stethoskop 306.
Stevens, Temperaturabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit 399.
Stewart, akustische Filter 440, Trichtertheorie 294.
Stewart und Stiles, Beugung an einer Kugel 404.
Stimmbänder 275.
Stimme, menschliche 274.
Stimmen der Orgel 260, 261.
Stimmgabel 182, 243.
Stimmgabelschwingungen 47, 58.
Stimmorgane der Tiere 278.
Stimmritze 275.
Stimmumfang 289.
Stimmung, deutsche 140, französische 140, internationale 140, physikalische 137.
Stockmann, Untersuchung von Funkenschallwellen 427.
Stopfen 252, 271.
Stoßapparat 10.
Stoßtontheorie 93.
Strahlbildung 109.
Strahlungsdämpfung 200; — von Trichtern 295.
Strehlke, Knotenlinien kreisförmiger Platten 192.
Streichinstrumente 226, 233, 234.
Streifendurchlasser, akustischer 443, elektrischer 433.
Strohfidel 243.
Strouhal, Hiebtöne 217, 218, 230.
Struycken, Stimmgabelschwingungen 184.
Stumpf, Formanten 282, 285; Geräuschuntersuchung 80, Hörbarkeit von Schwebungen 91, Interferenzanordnung für Vokaluntersuchung 427, Knalluntersuchung 79, Kombinationstöne 92, Prüfung der Helmholtzschen Vokaltheorie 281, Tonfarbe 57, Zustandekommen von Schwebungen im Ohr 90.
Sturmhoefel, Absorptionskoeffizienten 455, Raumakustik 450.
Subdominante 128.
Summationston 84, 92.
Superposition, gestörte 94, ungestörte 67, 94.
Swan, Schwellenintensitäten 159.
Synthese von Sprachlauten 281.
Syntonisches Komma 123.
Szathmari, Messung der Schallgeschwindigkeit 387.

Tamburin 248.
Tamtam 250.
Taylor, Schwingungszahl der Saite 171.
Teiltöne 46.
Telegraphon 327.
Telephon 198.
Telephonograph 327.
Temperatur, gleichschwebende musikalische 135, 242; ungleichschwebende musikalische 135.
Temperaturamplitude 354, 373.
Temporaler Akzent 288.
Tenorhorn 274.
Tenorposaune 269.
Thermomikrophon 374.

Thermophon 211, 365.
Thiesen, Resonatorenmethode zur Messung der Schallgeschwindigkeit 390.
Thomas, Berechnung des Schalldrucks auf Resonatoren 107.
Thomson, Methode zur Messung von Explosionsdrucken 78.
Tieftondurchlasser, akustischer 440, 441; elektrischer 433.
Toepler, Schlierenmethode 7.
Toepler und Boltzmann, Dichteamplitude 372.
Ton 45.
Tonbereich, Gliederung 118.
Tönender Film 328.
Tönender Lichtbogen 211, 212.
Tonfarbe 57.
Tonhöhe 49.
Tonica 119, 128, 129.
Tonleiter 122, 129, 134; chromatische 135.
Tonpilz 190, 202.
Tonstärke 55.
Tonstufen, musikalische 118.
Tonvolumen 49, 55.
Tonwölfe 232.
Torsionsschwingungen 9; — von Stäben 182.
Torsionswellen 24.
Totalreflexion 414.
Transversalschwingungen von Saiten 170; — von Stäben 178.
Transversalwellen 5.
Trendelenburg, Klanggemisch 280, Untersuchung von Herz- und Atmungsgeräuschen 308, Verteilung der Schallintensität um tönende Platten 430, Vokalbilder 288.
Trevelyan-Effekt 213.
Triangel 243.
Trichter, exponentieller 292, 298; konischer 297.
Trichtertheorie 298.
Trommel 247.
Trommelfell 142.
Trompete 270.
Tuba 272.
Tucker und Paris, Abkühlungseffekt 375.
Tyndall, empfindliche Flammen 310, empfindliche Gasstrahlen 310, Reflexionsversuche 409.

Überblasen 215, 258.
Überlagerungssender 53.
Ultra-Schall 53, Messung 369.
Unterbrechungston 81.
Unterschiedsschwelle der Intensität 160; — — Tonhöhe 160.
Unterwasserschallempfänger 320.
Unterwasserschallsender 55, 201, 202.

Variationstöne 80.
Veenekamp, Messung der Schallgeschwindigkeit in Gasen 388.
Ventilhorn 271.
Ventilinstrumente 255, 268.
Ventilkornett 273.
Ventilmanometer 217.
Ventiltrompete 269.
Verdichtung 354.
Verlustdämpfung 200.
Verschluckungszahl 455.
Viola da gamba 236.
Viole 236.
Violine 234, 235.
Violoncello 236.
Vogel, Zungenpfeife 225.
Vogt, Engl und Massolle, Kathodophon 323, Statophon 346, tönender Film 328.
Vokale 279, Abbauversuche 282, Aufbauversuche 282.
Vokalanalyse 281.
Vokaldreieck 280.
Vokalsynthese 284.
Vokaltheorie 280.

Wachsmuth, Schneidentöne 221.
Wachsmuth und Auer, Dispersion in Piezoquarzplatten 406, Strahlbildung an Piezoquarzplatten 113.
Waetzmann, Abhören von Flugzeugschall 302, Allgemeine Asymmetrietheorie der Kombinationstöne 103, Analyse von Flugzeugschall 300, Bedingung für das Auftreten objektiver Kombinationstöne 97, Demonstration von Membranschwingungen 187, Geophon 307, Geschoßknall 75, Gleichrichterwirkung von Kohlemikrophonen 314, Gleichrichtung von Schwebungen 112, Horchtrichter 304, Interferenzflammenrohr 427, Nichtlineare Schwingungen 99, Prüfung der Klangtreue 90, 318; Wasserwellen 14, 36; Resonanzschärfe der Ohrresonatoren 148, Richtungshörer 168, Schwebungen 87, Stärke der Kombinationstöne 95, Theorie des Schalldrucks 371, Tonvolumen 55, 165.
Waetzmann und Schuster, Koppelschwingungen kontinuierlicher Teilsysteme 223.
Waffenknall 71, 74.
Wagner, Drossel- und Kondensatorketten 290, 433; elektrische Filter 432.

Wagnertuben 272.
Waldhorn 271, 273.
Wasserschall 306.
Wasserwellen 2, 4, 14, 36.
Watson, Absorptionskoeffizienten 455, 461; günstigste Nachhalldauer in Räumen 464.
Wattloser Widerstand 296.
Wattwiderstand 295, 296.
Weber, Interferenz von Flüssigkeitswellen 198.
Weber-Fechner, Psycho-physisches Grundgesetz 56, 121, 377.
Wechselwirkungskräfte 107.
Weinhold, Wellenmaschine 16.
Weisbach, Absorptionskoeffizienten 455, Bauakustik 455, Schallfortleitung durch Wände 468.
Weiss und Sokolowski, künstliche Herstellung von Geräuschen 80.
Wellen, ebene 1, 350; fortschreitende 8, 350; Kugel- 1, 2, 354; longitudinale 8, polarisierte 8, stehende 31, 350, 429; transversale 8, 21; Zylinder- 350.
Wellenfläche 380.
Wellenmaschinen 16.
Wellenreflexion 10.
Wellensirene 61.
Wente, Kondensatormikrophon 320, 365; Thermophon 212, 365.
Wheatstone, Erklärung der Chladnischen Klangfiguren 196, Wellenmaschine 19.
Widerstand, akustischer 256, 418, 439; — eines Kohlemikrophons 100, 314.
Widerstandsthermometer 373.
Widerstandsverhältnis, akustisches 419.
Wien, M., Abhängigkeit der Schallintensität von Entfernung 420, Membranmanometer 362, Schwellenenergie 1 7.
Wien, M. und Vogel, H., Zungenpfeife 223.
Wilkinson, Flüssigkeitsbewegung 147.
Williams, elektromechanische Schallaufnahme 327.
Witkowski, Druckabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit 400.
Wölfe 232.
Wolff, Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Knallwelle 72, Periodizität des Knalles 76.
Wood und Loomis, akustisches Interferometer 114, Dispersion des Schalles 406, Schalldruckversuche in Flüssigkeiten 114, Schwingungen von Piezoquarzen 55.
Würschmidt, singende Flammen 209.

Xylophon 180, 243, 244.

Zahnradsirene 49.
ZB-Mikrophon 312.
Zeitdifferenzentheorie 164.
Zernow, Prüfung der Rayleighschen Scheibe 360, Messung des Schalldrucks 371.
„Ziehen" des Tones bei Pfeifen 226, 258.
Ziehharmonika 246.
Zither 238.
Zone des Schweigens 417.
Zunge, aufschlagende 224, 256; Doppel- 224, durchschlagende 224, 256; ein- und ausschlagende 224, Gegenschlag- 256.
Zungenblasinstrumente 245.
Zungenform 256.
Zungeninstrumente 242.
Zungenpfeife 223, 251, 256.
Zupfgeige 240.
Zupfinstrumente 226, 244.
Zylindervibrograph 324.
Zylinderwellen 2, 380.

آخری درج شدہ تاریخ پر یہ کتاب مستعار
لی گئی تھی مقررہ مدت سے زیادہ رکھنے کی
صورت میں ایک آنہ یومیہ دیر انہ لیا جائیگا۔

کتب خانہ

جامعہ عثمانیہ

۱۔ اراکین مجلس امتحان مجلس نصاب مجلس تعلیم مجلس انتظامی
اور اراکین الاسرہ کو یہ کتابیں بلا کرایہ جاری کی جائیں گی۔
۲۔ اساتذہ جامعہ عثمانیہ کو یہ کتابیں بلا کرایہ جاری کی جائیں گی
۳۔ طلباء کو یہ کتابیں بلا کرایہ جاری کی جائیں گی۔
۴۔ مصنفین جن کی کتابیں کتب خانہ میں رکھی جائیں گی
۵۔ ایک نسخہ ہر کتاب کا کتب خانہ میں رکھا جائے گا۔
۶۔ کتب خانہ کے اوقات کار ہر روز صبح ۸ بجے سے شام ۸ بجے تک ہوں گے
۷۔ کتابوں کی فہرست شائع کی جائے گی۔
۸۔ کتابوں کی فہرست ہر سال شائع کی جائے گی۔