Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 14 (1941)
Heft: VII

Artikel: Die Feinstruktur der Resonanzkurven akustischer Resonatoren
Autor: Zickendraht, Hans
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-111193

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 14.07.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Die Feinstruktur der Resonanzkurven akustischer Resonatoren

von **Hans Zickendraht.**

(11. IX. 1941.)

Zusammenfassung. Die vorliegende Arbeit behandelt neue Messungen an mit reinen Tönen erregten akustischen Resonatoren, Zylinder-, Kugel-, Helmholtz'schen Resonatoren und offenen Pfeifen.

Sie zeigt, dass die Resonanzkurven aller dieser Gebilde eine *Feinstruktur* besitzen, d. h. aus mehr oder weniger zahlreichen Teilresonanzstellen verschiedener Intensität zusammengesetzt sind.

Das Auftreten dieser Teilresonanzen wird mit dem in den Mündungen aller Resonatoren insbesondere bei starker Erregung auftretenden asymmetrischen Gasströmungen mit Gleichrichterwirkung in Verbindung gebracht, die die Entstehung von Kombinations-, hauptsächlich Differenztönen zwischen den unharmonischen Obertönen der Resonatoren begünstigt. Die rings um die Grund- und die Oberschwingungen sich anordnenden Teilresonanzstellen sind also mit grosser Wahrscheinlichkeit als Differenztöne zu betrachten.

In den sechziger Jahren des vergangenen Jahrhunderts hat Hermann von Helmholtz dem nach ihm benannten Resonator erfunden. Der Gasinhalt zylindrischer oder kugelförmiger Hohlräume kann in erzwungene oder freie Schwingungen (Resonanzstellen) versetzt werden, die vielfach zur Schallanalyse benutzt worden sind.

Theoretisches: Je nachdem man den Gasinhalt eines geschlossenen oder offenen Hohlraumes betrachtet, erhält man ganz verschiedene Schwingungsverhältnisse, Grund- und Oberschwingungen.

a) Geschlossene Kugelresonatoren: Ihre Theorie ist von Lord Rayleigh hergeleitet worden[1]). Für die Grundschwingung, d. h. für die tiefste mögliche Frequenz des schwingenden Gasinhaltes gab er die Gleichung

$$n_0 = \frac{0{,}3313 \cdot c}{R} \tag{1}$$

wobei c die Schallgeschwindigkeit und R den Kugelradius bedeuten. Rayleigh zeigte ferner, dass der Gasinhalt in einer Reihe von unharmonischen Oberschwingungen erregt werden kann. Die ersten liegen nach seiner Berechnung folgendermassen:

$$n/n_0 = \mathit{1{,}00} \quad 1{,}61 \quad 2{,}16 \quad 2{,}17 \quad 2{,}71 \quad \text{usw.}$$

Für eine geschlossene Kugel vom Durchmesser von 10 cm erhält man demnach die Reihe: *2270* 3650 4900 4920 6150 Hertz usw.

b) Kugelresonatoren mit Öffnungen bzw. Hälsen: Ganz anders verhalten sich Gasräume, die im allgemeinen abgeschlossen, aber durch eine relativ zu ihren Ausmassen kleine Öffnung oder besser einen Kanal mit dem freien Aussenraume in Verbindung stehen. Durch diesen Kanal, der ein bestimmtes, angenähert berechenbares akustisches Leitvermögen a besitzt, lässt sich der Resonator im Gegensatze zum Falle der ganz geschlossenen Hohlräume durch ein äusseres Schallfeld erregen. Die elementare, verschiedene Vernachlässigungen enthaltende Theorie, die ebenfalls von Lord RAYLEIGH stammt, betrachtet den Hohlraum als Feder (Luftpolster) und behandelt die „Luftwechselströme" im Kanale nach Art der Vorgänge in elektrischen Schwingkreisen. Man kann die Grundfrequenzen dann, ungeachtet der besonderen Form des Hohlraumes aus der einfachen Gleichung:

$$n_0' = \frac{c}{2\pi}\sqrt{\frac{a}{V}} \tag{2}$$

angenähert berechnen, wobei V das Volumen des Hohlraumes und a das akustische Leitvermögen des Kanales ist. Dies lässt sich aus dem meist kreisrunden Querschnitte πr^2 und der geometrischen Länge L des Kanales berechnen, der aber um die sog. Mündungskorrektion α zu beiden Seiten zu vermehren ist. Wir schreiben:

$$k \cdot \frac{\pi r^2}{L + \frac{16\,r}{3\pi}} < a < k \cdot \frac{\pi r^2}{L + \frac{\pi r}{2}} \tag{3}$$

denn nach Lord RAYLEIGH[2]) liegt die Mündungskorrektion im allgemeinen zwischen den beiden Grenzwerten

$$\frac{\pi r}{4} < \alpha < \frac{8\,r}{3\pi}. \tag{4}$$

Streng genommen ist, wie es oben geschah, dem Werte von a noch ein Faktor k vorzusetzen, der den verwickelten Gleichrichtervorgängen in der Resonatormündung Rechnung trägt und der experimentell bestimmt werden muss, da es zunächst aussichtslos erscheint, dass man für k einen plausiblen Ansatz machen könne.

Über die unharmonischen Oberschwingungen von Resonatoren mit Öffnungen oder Hälsen schreibt Lord RAYLEIGH (loc. cit. p. 229/30): „Die Obertöne von Resonatoren mit verkürzten Hälsen fallen relativ hoch aus ... es wird selten glücken, die Tonhöhe theoretisch berechnen zu können".

Die Genauigkeit, die man durch Anwendung der Gleichungen (2), (3) und (4) bei der Vorausberechnung von Grundfrequenzen

kugel- oder zylinderförmiger Resonatoren gegenüber den Messergebnissen erreichen kann, ist, wie die folgende Tabelle I zeigt, nicht allzu gross. Unter Annahme der unteren Grenze für die Mündungskorrektion und für $k = 1$ erhielten wir die folgenden Zahlenwerte:

Tabelle I.

A. Kugelresonatoren mit kreisförmigen Öffnungen.

Volumen V cm³	Öffnung Radius r cm	Öffnung Länge L cm	Akustisches Leitvermögen a	Grundfrequenz berechnet Hertz	Grundfrequenz gemessen Hertz
61,1	0,355	0,10	0,602	542	560
160,3	0,300	0,16	0,448	288	298
262,1	0,500	0,22	0,785	300	305
578,8	0,250	0,10	0,397	143	148

B. Zylinderresonatoren mit kreisförmigen Öffnungen bzw. Rohransätzen.

Volumen V cm³	Öffnung, Rohr Radius r cm	Öffnung, Rohr Länge L cm	Akustisches Leitvermögen a	Grundfrequenz berechnet Hertz	Grundfrequenz gemessen Hertz
161,3	0,75	0,3	1,193	472	496
161,3	0,75	2,0	0,555	322	323
161,3	0,75	3,6	0,369	262	263
161,3	0,75	5,3	0,272	225	223
392,5	0,50	0,3	0,724	235	238

Die *Kugelresonatoren* bestanden aus Messing und hatten, im Gegensatze zum eigentlichen Helmholtz-Resonator nur je eine verhältnismässig kleine Öffnung. Die Übereinstimmung zwischen berechnetem und gemessenem Wert der Grundfrequenz ist um so besser, je grösser das Kugelvolumen und je kleiner die Öffnung ist, ein Ergebnis, das durchaus zu erwarten war.

Bei den *Zylinderresonatoren* mit Rohransätzen ist die Übereinstimmung zwischen berechnetem und gemessenem Werte der Grundfrequenz um so besser, je grösser das Resonatorvolumen, je kleiner die Öffnung und je länger der Rohransatz ist.

Bei der Messung der Grundfrequenz fiel von vorneherein auf, dass sich zu beiden Seiten der am stärksten erregbaren Grundfrequenz noch andere Resonanzfrequenzen befanden, die wegen ihrer teilweise beträchtlichen Intensität nicht übersehen werden konnten. Bei der kleinsten Kugel ($V = 61{,}6$ cm³) traten die Frequenzen 560, 548 und 530 Hertz nebeneinander deutlich auf.

Ebenso bei der zweiten Kugel ($V = 160{,}3\ \mathrm{cm}^3$) die Frequenzen 289 und 305 Hertz und beim Zylinder vom Volumen 161,3 cm ohne Rohransatz die drei Frequenzen 496, 500 und 503 Hertz. Diese allgemein zu beobachtende Erscheinung wurde daraufhin zum Gegenstand eingehender Untersuchungen gemacht.

Messmethoden: Helmholtz bestimmte die Grundfrequenzen seiner Resonatoren durch Abhören, durch Anbringen König'scher manometrischer Flammen unmittelbar an die Resonatorwandung oder mit Hilfe von Seifenlamellen, die er über die grössere der beiden Öffnungen ausspannte[3]). Alle drei Verfahren sind für heutige Begriffe unzureichend.

Gegenwärtig bedient man sich entweder Rayleigh'scher Scheiben, die man nahe der Mündung aufhängt, oder der Hitzdraht-Mikrophone, wie sie z. B. von W. S. Tucker und E. T. Paris[4]) für derartige Zwecke entwickelt worden sind.

Die für die vorliegende Arbeit angestellten Messungen wurden mit *schallempfindlichen Flammen* ausgeführt[5]). Diese haben nicht nur den Vorzug grosser Empfindlichkeit (siehe hierüber S. 536), sondern bieten besonders den grossen Vorteil, dass das eigentliche schallempfindliche Organ, ein Gasraum von wenigen Kubikmillimetern Inhalt das kleinste, die Schallfelder am wenigsten verzerrende Mikrophon ist, über das man gegenwärtig verfügt. Wenn man sich mit der Flamme hinreichend weit von der Resonatormündung entfernt — und das ist bei der hohen Schallempfindlichkeit der Flamme fast immer möglich —, so ist keine verzerrende Wirkung des Indikators mehr nachweisbar.

Die Messanordnung ist denkbar einfach: Von einem geeichten Schwebungstongenerator (Fabrikate Philips oder Siemens und Halske) wird unter Verwendung von Verstärkern möglichst sinusoidaler Wechselstrom im kontinuierlichen Frequenzbereich von 50 bis 10000 Hertz einem grossen Philips-Lautsprecher mit breitem Schallbrette zugeführt. Im Schallfelde des Lautsprechers steht der Resonator und in bestimmter Entfernung vor dessen Mündung die elliptische Düse einer schallempfindlichen Flamme. Richtet man die Mündungsellipse des Brenners so, dass ihre grosse Achse genau in die Schallrichtung fällt, so wird die Flamme vom Schalle des Lautsprechers selbst kaum erregt, spricht aber maximal auf den vom Resonator kommenden Schall an, da sie diesem die breite Seite zuwendet. Fig. 1 veranschaulicht eine derartige Anordnung schematisch.

Mit einem Marconi-Ekco-Schallmesser wurden die gewöhnlich verwendeten Intensitäten bestimmt. Sie lagen ohne Resona-

toren zwischen 80 und 100 Phon über der Hörschwelle $p = 0{,}0002$ Dyn/cm². Die Effektivdrucke im ungestörten Schallfelde bewegten sich somit zwischen 2 und 20 Dyn/cm². Dies sind im Vergleich zu den früher angewandten Stimmgabel-Lautstärken ganz beträchtlich stärkere Schalle, ein Umstand, der das Messen derselben sehr erleichtert, aber auch, wie wir sehen werden, wichtige Folgen hat.

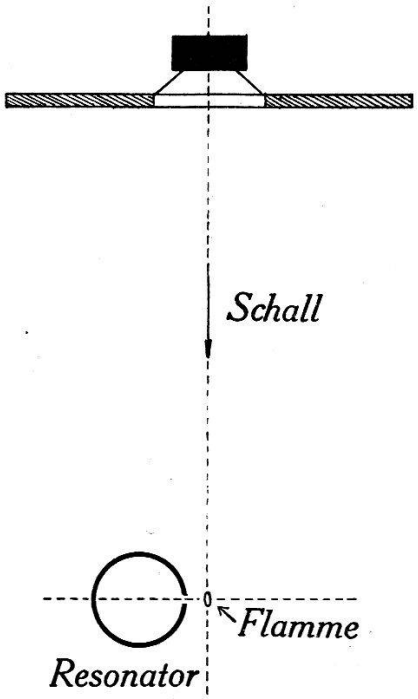

Fig. 1.

Die Untersuchung verschiedener Resonatoren erforderte Flammen, die in den entsprechenden Frequenzbereichen besonders empfindlich waren. Bekanntlich sind Flammen aus grossen länglich-rechteckigen oder elliptischen Düsen für tiefe, solche aus kleinen elliptischen Düsen für höhere und höchste Töne empfindlich. Bei der Messung wurde so verfahren, dass die Flamme im Schallfelde ohne Resonator möglichst wenig Reaktion zeigte, die Resonanzlagen aber trotzdem wegen der dabei auftretenden bedeutend erhöhten Schallamplituden (und Schallschnellen!) deutlich hervortraten. Eventuelle nur der Flamme, nicht aber dem Resonator eigentümliche Reaktionen wurden selbstverständlich gesondert bestimmt.

Der Umstand, dass sich eine empfindliche Flamme je nach der *Intensität* des auffallenden Schalles, genauer je nach der *Schallschnelle,* mehr oder weniger tief kontrahiert, konnte zu einer Bewertung der verschiedenen Resonanzlagen der untersuchten Gasräume benutzt werden. *So gewann man eine besondere Art von Resonanzkurven, die eine bisher noch nicht beobachtete Feinstruktur aufweisen.*

In Figur 2 ist eine solche dargestellt. Es handelt sich dabei um neun Resonanzfrequenzen eines *Zylinderresonators* folgender Dimensionen: Innerer Durchmesser 9,50 cm. Innere Länge 5,54 cm. Volumen 392,5 cm³. Kreisförmige Öffnung von 1,0 cm Durchmesser und 0,3 cm Länge. Die Grundfrequenz war nach Gleichung (1) zu 235 Hertz, das akustische Leitvermögen der Öffnung zu 0,724 berechnet worden. Der Tongenerator wurde mit einer Koenig'schen Stimmgabel von 256 Hertz und unter Zuhilfenahme eines Kathodenoszillographen mit den 50 Perioden des städtischen

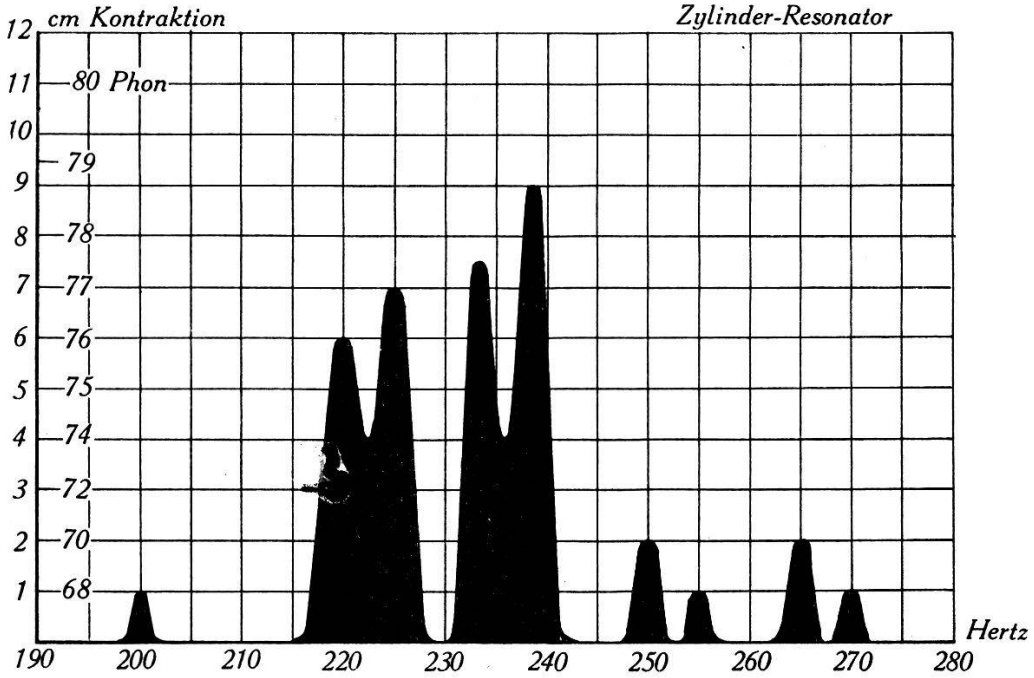

Fig. 2. Zylinderresonator.

Netzes geeicht, so dass der mittlere Frequenzfehler höchstens ± 3% betrug. Neben der schallempfindlichen Flamme war ein Massstab aufgestellt, an dem die Kontraktion in cm abgelesen werden konnte.

Eine besondere Untersuchung der bei diesen Messungen verwendeten Flamme hat übrigens dargetan, dass innerhalb des Gebietes zwischen 1 cm und 15 cm Flammenkontraktion *die Länge der Zusammenziehung angenähert proportional der Schallintensität in Phon über der Hörschwelle war.* Infolgedessen kommt den Ordinaten der Resonanzkurven eine mehr als qualitative Bedeutung zu. Natürlich musste auch darauf geachtet werden, dass keine Schall-Interferenzen, wie sie bei Messungen mit reinen Tönen leicht auftreten (Reflexionen am Tisch oder an Teilen der Apparatur), die Resultate fälschen konnten.

Wie für den Zylinderresonator, so wurden auch für einen *Kugelresonator* der folgenden Dimensionen Kurven der vielfachen Resonanz aufgenommen, von denen Fig. 3 ein charakteristisches Beispiel zeigt: Die Messingkugel von durchschnittlich 0,2 cm Wandstärke hatte 7,94 cm inneren Durchmesser, somit ein Volumen von $V = 262{,}1$ cm³. Der Durchmesser der kreisförmigen Öffnung, durch die sie mit dem Schallfelde des Lautsprechers in Verbinbung stand, war genau 1 cm. Berechnete Grundfrequenz 300 Hertz. Man stellte zunächst fest, dass eine Annäherung der empfindlichen Flamme bis auf 2 cm vor die Resonatormündung noch keinen Einfluss auf die Messergebnisse habe, rückte die Flammendüse dann auf 2,2 cm zurück und mass in einem Frequenzbereiche von 270—410 Hertz bei rein sinusoidaler Erregung mit Schallstärken zwischen 87 bis 95 Phon über $p_0 = 0{,}0002$ Dyn/cm² Hörschwelle, somit bei Schalldrucken zwischen ungefähr 4—11 Dyn/cm².

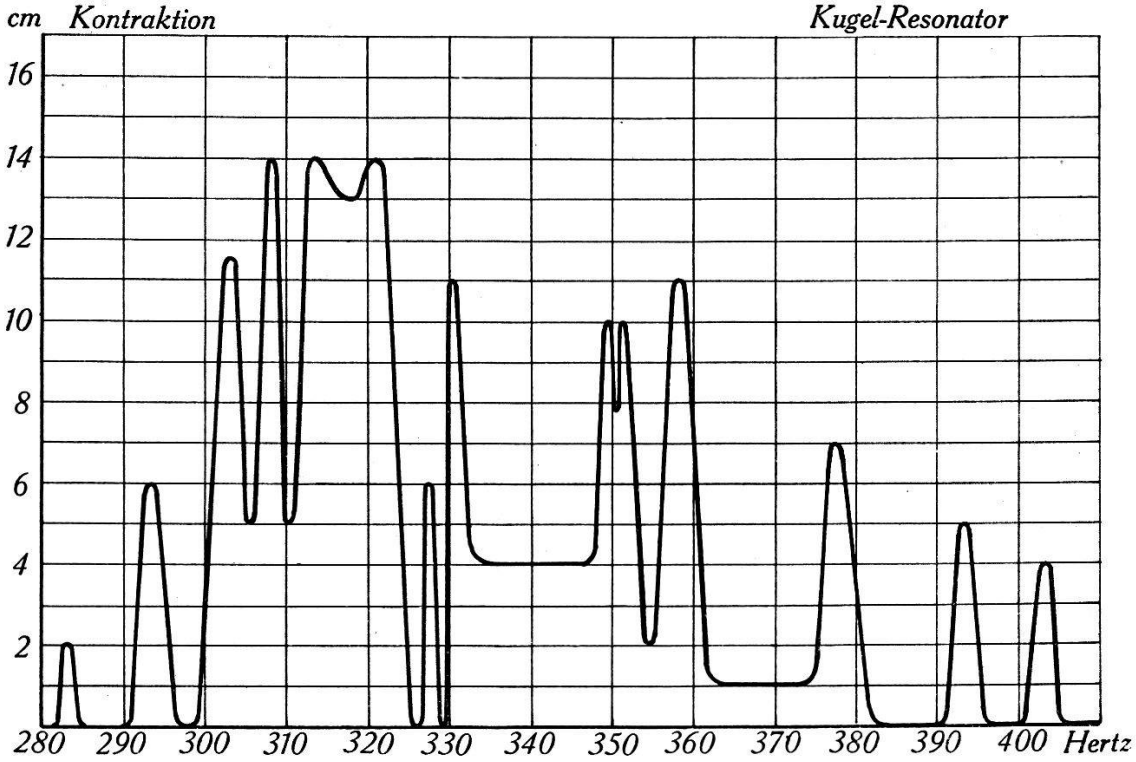

Fig. 3. Kugelresonator.

Fig. 3 zeigt nicht weniger denn 14 Resonanzstellen, von denen die Frequenzen 308, 313 und 321 Hertz etwa als Hauptresonanzen angesprochen werden können. Die Verhältnisse sind also viel verwickelter, als man sie sich früher beim Kugelresonator, der doch zu Schallanalysen gebraucht wurde, gedacht hat.

Der klassische *Helmholtz*'sche *Resonator* hat bekanntlich zwei Öffnungen, von denen die kleinere, trichterförmig auslaufende Mün-

dung in den äusseren Gehörgang eingeführt wird. Sie ist dann beim normalen Gebrauche durch ein menschliches Trommelfell am Ende eines geknickten kurzen Kanales, des äusseren Gehörganges abgeschlossen; bei unsern Versuchen blieb sie offen. Es lag nahe, einen Helmholtz'schen Resonator derselben Untersuchung zu unterziehen, die oben beschrieben worden ist. Fig. 4 gibt die höchst komplizierte Feinstruktur des Resonanzkurve eines Resonators wieder, dessen Dimensionen man der Skizze entnehmen mag.

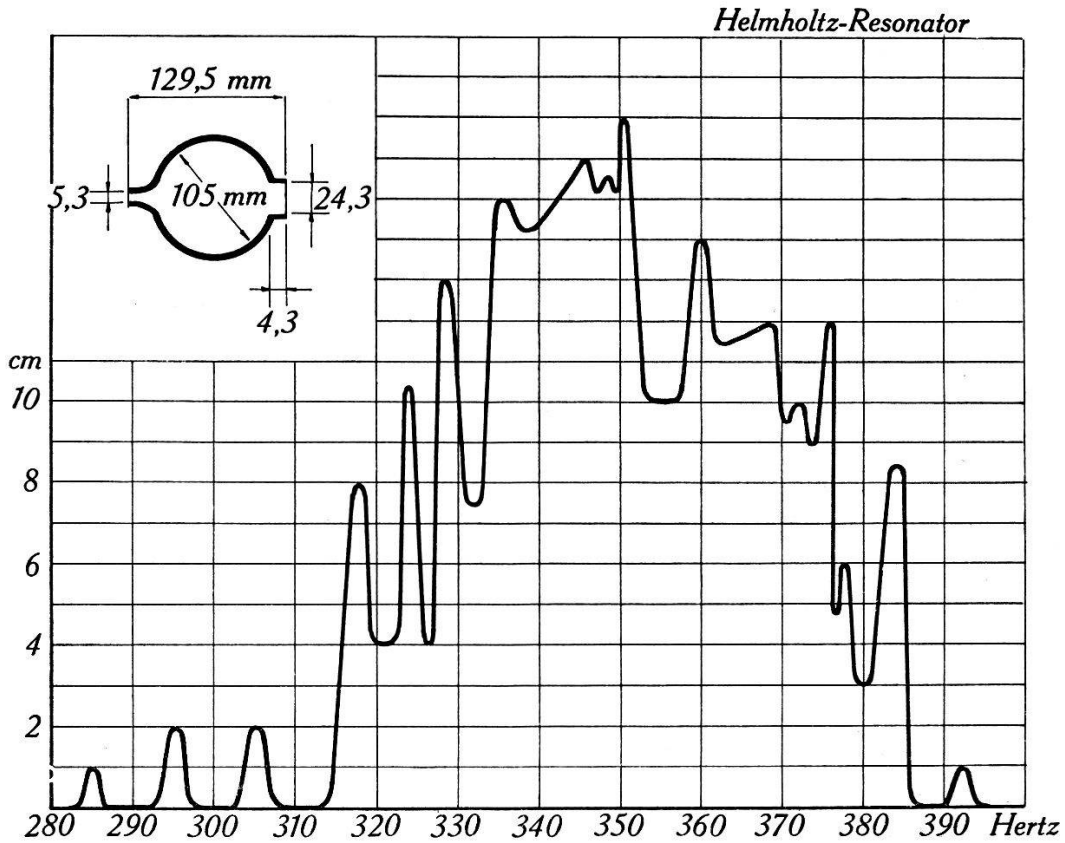

Fig. 4. Helmholtz-Resonator.

Die Erkenntnis, dass abgeschlossene Gasräume akustische *Resonanzkurven* mit komplizierter Feinstruktur haben, die aus Gruppen von Eigenfrequenzen bestehen, legte den Gedanken nahe, auch die Schwingungen von *offenen Zylindern* zu untersuchen. Möglicherweise liessen sich auch bei offenen oder gedeckten Pfeifen mehrfache Grund- und Oberschwingungen nachweisen. Die Versuche bestätigten die Vermutung. Sechs beiderseits offene zylindrische Röhren wurden bezüglich ihrer Grund- und Oberschwingungen durchgemessen. Bei allen Pfeifen, deren Längen zwischen einem Meter und 17 Zentimetern lagen, wurden mehrfache Grund- und Oberschwingungen beobachtet. Hier davon ein Beispiel: Es handelt sich dabei um ein zylindrisches Rohr von 34,9 cm Länge

bei 5,1 cm innerem Durchmesser, das in einem Meter Entfernung vor dem oben erwähnten grossen Lautsprecher senkrecht zur Schallrichtung aufgestellt war. Die Flammendüse befand sich 3 cm vor der einen Mündung der Pfeife, eine Entfernung, die eine die Messungen fälschende Rückwirkung der Flamme auf die Pfeife ausschliesst. Als Resonanzfrequenzen ergaben sich die Zahlen:

427	437	444	**452**	463	493	Hertz
2	3	8	**15**	9	3	cm Flammenkontraktion.

Die Hauptresonanzfrequenz war somit 452 Hertz. Berechnet man nun aus der Pfeifenlänge L, der Mündungskorrektion $\frac{\pi r}{4}$ und der Schallgeschwindigkeit $c = 344$ m/sec bei 20^0 die Grundfrequenz der Pfeife, so folgt: ***466 Hertz.*** Der Unterschied rührt zweifelsohne von dem nicht ganz richtig angesetzten Werte der Mündungskorrektion her.

Die *Ursachen der Feinstruktur der Resonanzkurven* von Helmholtz-Resonatoren, von Zylinder- und Kugelresonatoren und von offenen Pfeifen sind mannigfaltiger Art. Zu ihrer Beurteilung greifen wir auf die eingangs erwähnte Gleichung (2) zurück, in der unter der Wurzel das akustische Leitvermögen a der Öffnung steht. Seit den Untersuchungen von V. Dvorak[8]), der schon 1876 auf die Luftströmungen hinwies, die aus den Mündungen erregter Resonatoren austreten, bis zu den Schalldüsenversuchen von H. Sell[9]), der 1924 Messungen darüber anstellte, ist bekannt, dass sich in den Mündungen erregter Schallresonatoren verwickelte Strömungsvorgänge ausbilden, die einen grossen Einfluss auf das akustische Leitvermögen der Resonatormündung haben müssen. Die von Lord Rayleigh abgeleitete Gleichung (3) gibt ja lediglich das Verhältnis zwischen der Mündungsfläche und der um die beidseitige Mündungskorrektion vermehrten Kanallänge wieder, ist also ein geometrischer Begriff, der den komplizierten aerodynamischen Verhältnissen in der Mündung des schwingenden Resonators nicht Rechnung trägt.

Über die Grösse der Schallamplitude in erregten Kugel- und Zylinderresonatoren im Innern des Hohlraumes und in der Mündung bzw. im Halse des Resonators hat E. G. Richardson[10]) wertvolle Zahlen veröffentlicht. Beim Zylinder mit Rohransatz ist die Amplitude der Grundschwingung im Hohlraume vollständig konstant, nimmt aber im angeschlossenen Halse stark zu. Beim Kugelresonator mit kurzem Halse zeigen die Richardson'schen Messungen deutlich, wie stark je nach der Erregungsstärke die Amplitude im Innern der Kugel vor der Mündung anwächst, und somit einen Einfluss auf die akustische Leitfähigkeit der Mündung ausübt.

P. E. Schiller und H. Castelliz haben 1937 Messungen über die Schalldruckverteilung im Innern von kugel- und würfelförmigen Resonatoren publiziert[11]). Sie verwendeten einen Kugelresonator von 14,5 cm Durchmesser mit einer kreisförmigen Öffnung von 5,7 cm Durchmesser. Hier ist die Öffnung also sehr gross im Vergleiche zum Kugeldurchmesser. Eine graphische Darstellung der Druckverteilung innen und aussen liefert ein anschauliches Bild vom komplizierten Abfalle des Schalldruckes im Innern des Kanales, der die beiden Räume verbindet. Es ist möglich, dass man bei genauerer Kenntnis der betreffenden Funktionen: Druck $= f$ (Koordinaten in der Mündung) eine die Verhältnisse besser darstellende Gleichung für das akustische Leitvermögen herleiten könnte, als Gleichung (3) zu bieten vermag. Wir haben sie ganz roh im Faktor k der Gleichung 3 wenigstens angedeutet.

Beobachtungen an kleinen Gasflammen, die in die Mündung erregter Resonatoren gebracht wurden, ergaben, dass sich in der durch die Mündung gelegten Ebene ein Luftwechselstrom ausbildet, dessen Frequenz gleich derjenigen des erregenden Schallfeldes ist und dessen Bewegungs-Amplitude mehrere Millimeter betragen kann. Solche Strömungen müssen nun in einem Kanale, der einerseits in einen begrenzten Hohlraum, andererseits ins Freie führt, *asymmetrische Luftbewegungen* hervorrufen, wie sie seit langem an Resonatoren beobachtet worden sind. Sie können bekanntlich so stark werden, dass sie kleine Flammen auszulöschen oder auf den Resonator rückwirkende mechanische Kräfte auszuüben vermögen.

Auf diesen einseitigen Luftströmungen, die einen *Gleichrichtereffekt* darstellen, lässt sich eine Theorie der Feinstruktur der Resonanzkurven aufbauen, die, wenn sie auch noch weiterer Ausgestaltung bedarf, doch eine gewisse Wahrscheinlichkeit besitzt, den physikalischen Vorgängen gerecht zu werden:

Man geht dabei von folgenden experimentell geprüften Tatsachen aus: Der Gasinhalt eines nahezu abgeschlossenen, mit dem Aussenraume nur durch eine kleine Öffnung kommunizierenden Hohlraumes ist einer grossen Anzahl von unharmonischen Eigenschwingungen fähig. Früher unterschied man bloss eine Grundschwingung nebst einer grossen Zahl unharmonischer Oberschwingungen. Die vorliegenden Untersuchungen haben aber eindeutig gezeigt, dass sich die Grundschwingung in eine grosse Zahl von scharf ausgeprägten *Teilresonanzen* auflösen lässt, deren Frequenzen scheinbar unregelmässig zu beiden Seiten der am stärksten auftretenden Hauptresonanzstellen angeordnet sind. Diese Erscheinung ist an die asymmetrischen Strömungsvorgänge geknüpft, die

sich in der Mündung der Resonatoren ausbilden und zwar treten die Teilfrequenzen um so stärker hervor, je stärker der Resonator erregt wird, d. h. je ausgeprägter die Asymmetrie der Gasströmungen in der Mündung wird. Dieser Umstand legt es nahe, das Auftreten der Feinstruktur der Resonanzkurve in direkten Zusammenhang mit der Asymmetrie der Mündungsströmung zu bringen. Vermutlich lässt sich daraus auch eine Vorausbestimmung der Teilfrequenzen gewinnen, wenn die unharmonischen Obertöne eines Resonators mit Mündung einmal genau bekannt sein werden. Versuche darüber sind im Gange.

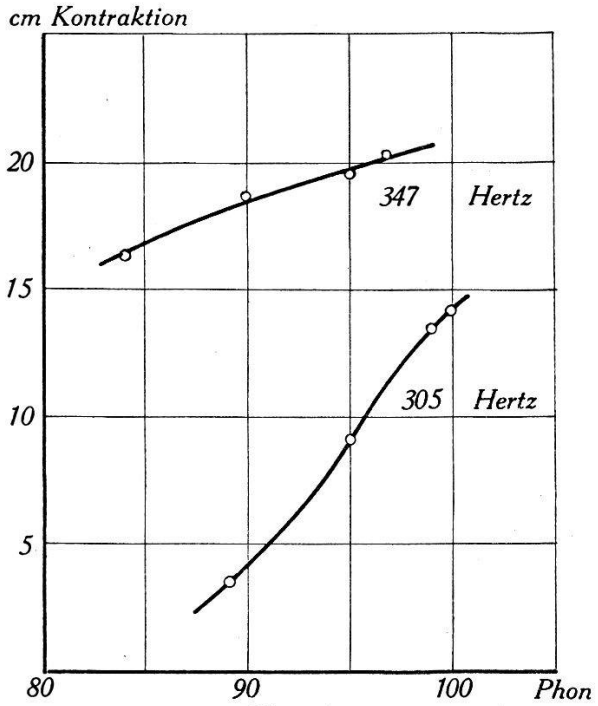

Fig. 5.

Wir gehen von der Annahme eines Resonators aus, der nur ganzzahlige Oberschwingungen, also harmonische Obertöne besitzen soll. Lässt man nun die Bildung von Kombinationstönen, insbesondere *Differenztönen* zu, so kann die Grundschwingung immer auch aus der Differenz zweier benachbarter Oberschwingungen entstanden gedacht werden. Liegen nun aber, wie das hier der Fall ist, *unharmonische Oberschwingungen* vor, so müssen sich als Differenztöne zahlreiche zwischen Grund- und Oberschwingungen liegende Teilfrequenzen ausbilden, die experimentell nachgewiesen werden können, wenn die Bedingungen für ihre Entstehung günstig gewählt werden. Bekanntlich ist jede *Asymmetrie* im Schwingungsvorgange der Bildung von Differenztönen besonders förderlich.

Nun wurde oben darauf hingewiesen, dass in der Mündung eines jeden Resonators asymmetrische Strömungen auftreten, deren Einseitigkeit mit der Intensität der Erregung stark anwächst. Tat-

sächlich traten bei geringen Lautstärken des Schallfeldes nur ganz wenige und schwach ausgebildete Teilfrequenzen auf, die aber mit zunehmender Schallintensität auffallend stark anwuchsen. Fig. 5 zeigt diese Erscheinung beim Helmholtz'schen Resonator für die Grundfrequenz 374 Hertz, deren Intensität nur wenig, und für die Teilfrequenz 305 Hertz, deren Stärke mit zunehmender Erregung rasch anwächst.

Wenn nun auch beim beiderseits offenen Zylinder Teilfrequenzen aufgetreten sind, die offene Pfeife aber unter normalen Bedingungen nur ganzzahlige Oberschwingungen zeigt, so muss angenommen werden, dass bei den hier vorliegenden sehr starken akustischen Erregungen der offenen Pfeife infolge der asymmetrischen Vorgänge in den Mündungen schwache unharmonische Obertöne aufgetreten sein müssen, die bei normaler Erregung kaum erkennbar sein werden.

Nachdem einmal das Vorhandensein vieler den Hauptresonanzstellen benachbarter Nebenresonanzen objektiv nachgewiesen worden war, konnte leicht mit dem Ohre festgestellt werden, dass der Helmholtz'sche und andere akustische Resonatoren auf *viele* nahe nebeneinanderliegende Töne ansprechen, für eine akustische Analyse im heutigen anspruchsvolleren Sinne somit recht wenig geeignet sind. Es ist verwunderlich, dass diese leicht beobachtbare Erscheinung nicht schon längst festgestellt und in der akustischen Literatur erwähnt worden ist.

Basel, Physikalische Anstalt, Abt. für angewandte Physik.

Literaturverzeichnis.

1) Lord Rayleigh. Die Theorie des Schalles. Braunschweig 1880 II, Seite 210.
2) Lord Rayleigh. loc. cit. Seite 222.
3) Hermann von Helmholtz. Die Lehre von den Tonempfindungen. VI. Ausgabe. Braunschweig 1913. Seite 600.
4) W. S. Tucker and E. T. Paris. Philosophical Transactions. A. CCXXI, Seite 389 (1921).
5) H. Zickendraht. Helvetica Physica Acta. V. 317 (1932); VII. 653 (1934); XIV. 195 (1941).
6) H. Zickendraht. Helvetica Physica Acta. XIV. 132 (1941). Von der Empfindlichkeit der verwendeten Flammen zeugt folgendes Messresultat: Bei 2000 Hertz reagierte die in dieser Arbeit am häufigsten verwendete Flamme schon deutlich bei 61 Phon Lautstärke über der Hörschwelle. Dies entspricht aber einer Schallamplitude an der Flammendüse von bloss $6{,}3 \cdot 10^{-7}$ cm und einem Schalldrucke von 0,224 Dyn/cm^2.
7) Lord Rayleigh. loc. cit. Seite 307.
8) V. Dvořák. Poggendorfs Annalen **157**, 42 (1876). — Wiedemanns Annalen **3**, 328 (1878). — Physikalische Zeitschrift **2**, 490 (1901).
9) H. Sell. Zeitschrift für technische Physik **5**, 573 (1924) und **8**, 222 (1927).
10) E. G. Richardson. Proceedings of the Physical Society in London **40**, 206 (1927—28).
11) P. E. Schiller und H. Castelliz. Akustische Zeitschrift **2**, 11 (1937).