

Die Ausmessung der Feinstruktur akustischer Resonanzen mit dem Hitzdrahtschallmesser

Autor(en): **Loebenstein, A.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **16 (1943)**

Heft I

PDF erstellt am: **22.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-111395>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Die Ausmessung der Feinstruktur akustischer Resonanzen mit dem Hitzdrahtschallmesser¹⁾

von A. Loebenstein.

(22. I. 1943).

Zusammenfassung. Die von ZICKENDRAHT gefundene Feinstruktur akustischer Resonanzen wurde mit einem Hitzdrahtschallmesser nachgemessen. Aufbau und Arbeitsweise der Apparatur werden beschrieben, und schliesslich wird auf eine merkwürdige quantitative Beziehung zwischen den gefundenen Resonanzfrequenzen hingewiesen.

Vor kurzem berichtete in dieser Zeitschrift H. ZICKENDRAHT²⁾ über einen neuen Effekt, den er an akustischen Resonatoren beobachtet hat. Er fand, dass ein Helmholtzresonator, und auch solche von zylindrischer Gestalt, nicht nur, wie man früher dachte, eine Resonanzfrequenz habe, sondern mehrere, die mehr oder weniger dicht zusammenliegen und die in keinem harmonischen Verhältnis zueinanderstehen. Gefunden wurden diese Resonanzlagen mit Hilfe der schallempfindlichen Flamme, und es erschien nun wünschenswert, sie auch mit einer andern Methode nachzuweisen.

Ausmessungen akustischer Resonatoren sind in neuerer Zeit schon verschiedentlich gemacht worden. So verwandte HARDUNG³⁾ 1936 zur Untersuchung von offenen und gedeckten Pfeifen ein Thermokreuz, das durch den darauffallenden Schall abgekühlt wurde. 1937 untersuchten SCHILLER und CASTELLIZ⁴⁾ einen Resonator mit Hilfe einer Bolometerdüse, wie sie ihr Gerät nannten. Es ist dies ein enges Rohr, das in den Resonator eingeführt werden kann und das am vorderen Ende einen dünnen Draht trägt, der elektrisch geheizt wird. Der auffallende Schall kühlt ihn ab, dadurch ändert sich sein Widerstand, und die Grösse dieser Widerstandsänderung kann man in einer Wheatstone'schen Brücke messen. Diese Methode wählten wir mit einigen Abänderungen für unsern Zweck.

Das Prinzip, Schallintensitäten so zu bestimmen, wurde zuerst 1921 von TUCKER und PARIS⁵⁾ angewandt. Weiter befassten sich RICHARDS⁶⁾ 1923 und von HIPPEL 1924—1925⁷⁾ damit. Der letztere untersuchte in zwei umfangreichen Arbeiten Theorie und praktische Anwendung des Geräts und kam zu dem Ergebnis, dass

sich dabei mehrere Effekte komplizierter Weise überlagern, auf die näher einzugehen hier zu weit führen würde. Alle Autoren stellen fest, dass, was für unsere Zwecke wesentlich ist, die Widerstandsänderung proportional der Schallintensität ist, die Empfindlichkeit aber mit steigender Frequenz abnimmt.

Wir wählten als Hitzdraht einen Pt-Ir-Draht vom Durchmesser 0,02 mm, von dem ein Stück von ungefähr 2 cm Länge spiralig aufgewunden und an den Enden zwischen je zwei flach gehämmerte Kupferdrähte angelötet wurde. In den Arbeiten anderer Autoren wurde der Hitzdraht immer in ein Rohr, eine Büchse oder einen Schalltrichter eingebaut, um ihn vor Luftströmungen zu schützen (oder auch um Luftströme definierter Richtung zu erhalten) und die Resonanzen dieser Räume zur Verstärkung auszunützen. In unserm Fall war aber die Verstärkung einer bestimmten Frequenz unerwünscht, deswegen liessen wir den Hitz-

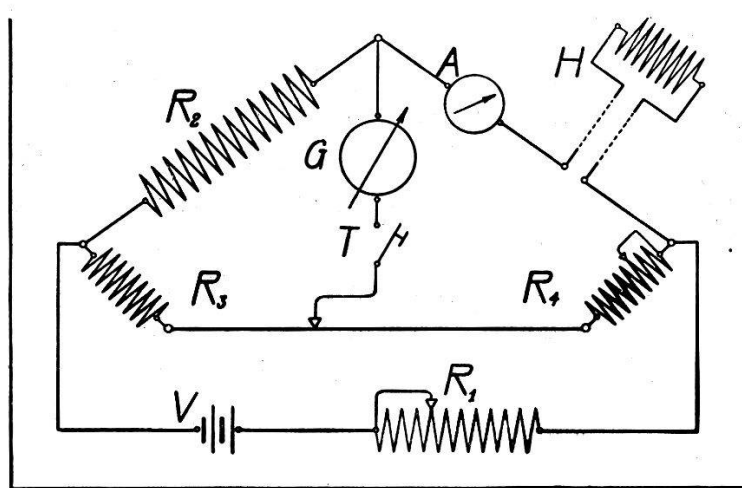


Fig. 1

draht in freier Luft arbeiten. Gegen Luftströmungen wurde er durch eine übergeschobene Gازهülle geschützt und, falls nötig, das ganze Gerät noch mit aufgehängten Tüchern, weicher Pappe usw. umgeben. Dass diese Vorkehrungen die Frequenzmessung nicht stören, zeigen Messungen von Prof. ZICKENDRAHT⁸⁾, der mit dem gleichen Resonator und einer schallempfindlichen Flamme ohne diesen Schutzraum dieselben Resonanzfrequenzen fand wie ich mit dem Hitzdraht.

Die Messung der Widerstandsänderung erfolgte in einer Wheatstone'schen Brücke, deren Schallschema Fig. 1 zeigt. Die Gleichstromspannungsquelle V (12 Volt) dient sowohl zum Betrieb der Brücke wie zur Heizung des Hitzdrahts H . Das Messinstrument A gestattet, den Heizstrom zu messen, der mit Hilfe des variablen Widerstandes R_1 (total 2000 Ω) reguliert werden kann. Er wurde

auf 150 mA konstant gehalten. Die festen Brückenzweige sind R_2 und R_3 mit 40 bzw. 30 Ω , der veränderliche Teil besteht aus dem Widerstand R_4 (total 30 Ω) zur Grobeinstellung und dem Schleifdraht zwischen R_3 und R_4 (2,82 Ω auf 110 cm Länge) zur Feinregulierung. Als Brückengalvanometer G wurden zwei Instrumente verwandt, ein Dosengalvanometer mit der Empfindlichkeit 10^{-6} Amp/Skt. und ein hochempfindliches Spiegelinstrument mit der Empfindlichkeit $4,5 \cdot 10^{-10}$ Amp. pro m Abstand pro mmSkt. Sie waren bei Stille auf Null kompensiert, als Mass für die Widerstandsänderung bei Schalleinwirkung wurden die zugehörigen Galvanometerausschläge genommen.

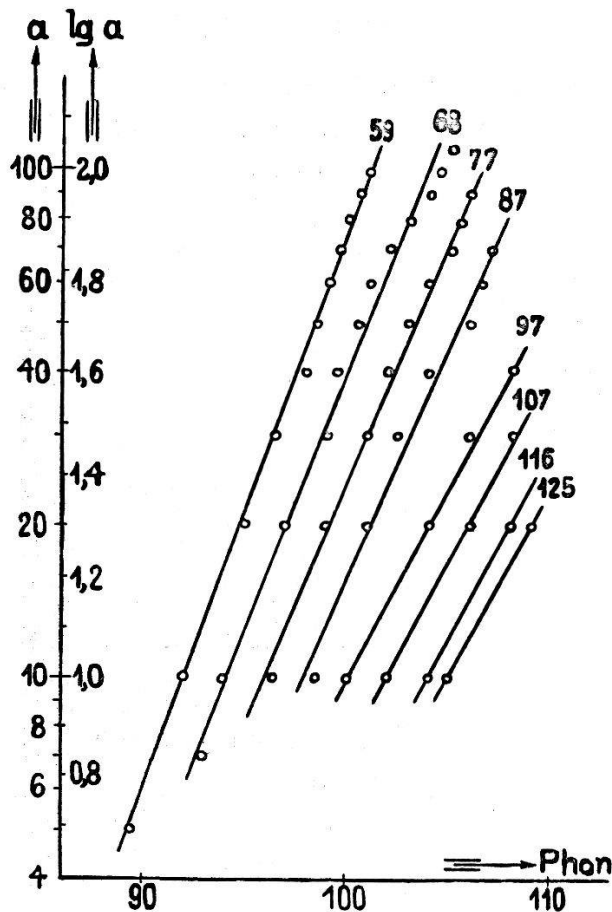


Fig. 2.

Zur Eichung wurden der Hitzdraht und das Mikrophon eines Marconi-Ekco-Schallmessers dicht nebeneinander vor einen Lautsprecher gestellt, der durch einen Siemens-Schwebungstongenerator kontinuierlich zwischen 0 und 10000 Hz erregt werden konnte, und an beiden Geräten abgelesen. Das Ergebnis zeigt Fig. 2. Auf der Abszisse ist die Lautstärke in Phon aufgetragen, auf der logarithmischen Ordinate die Galvanometerausschläge. Es ergibt sich für die verschiedenen Frequenzen eine Schar fast paralleler Gera-

den — die Zahlen an den Geraden bedeuten die Frequenz. Man erkennt, dass die Empfindlichkeit mit steigender Frequenz abnimmt. Weiter sieht man die Proportionalität mit der Schallintensität. Die Geraden haben mit guter Annäherung die Steigung 0,1. Bezeichnet man mit A den Galvanometerausschlag, mit P die Anzahl der Phon, so ist

$$\log A \cong 0,1 P$$

P ist proportional dem 20fachen log des Schalldrucks:

$$P \sim 20 \log p$$

also

$$A \sim p^{20 \cdot 0,1} = p^2$$

Das Quadrat des Schalldrucks ist aber der Schallintensität proportional. Auch SCHILLER und CASTELLIZ haben die Abhängigkeit der Widerstandsänderung vom Schalldruck gemessen und fin-

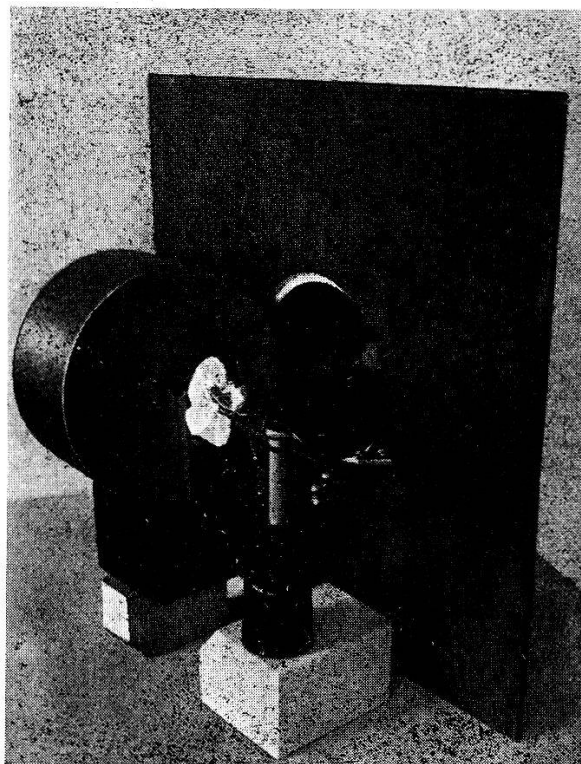


Fig. 3.

den parabelähnliche Kurven, ohne aber den mathematischen Zusammenhang anzugeben.

Der auszumessende Resonator war ein flacher Zylinder (Durchmesser 20 cm, Höhe 11 cm, Mündungs-Durchmesser 1,5 cm, -Länge 0,1 cm). Beide Grundflächen waren durch aufgeschraubte

Leisten verstärkt, um Membranwirkungen zu verhindern. Die nach der Formel⁹⁾

$$n = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{a}{V}}$$

berechnete Resonanzfrequenz betrug 100 Hz (a = akustische Leitfähigkeit der Mündung gleich 1,2 gesetzt).

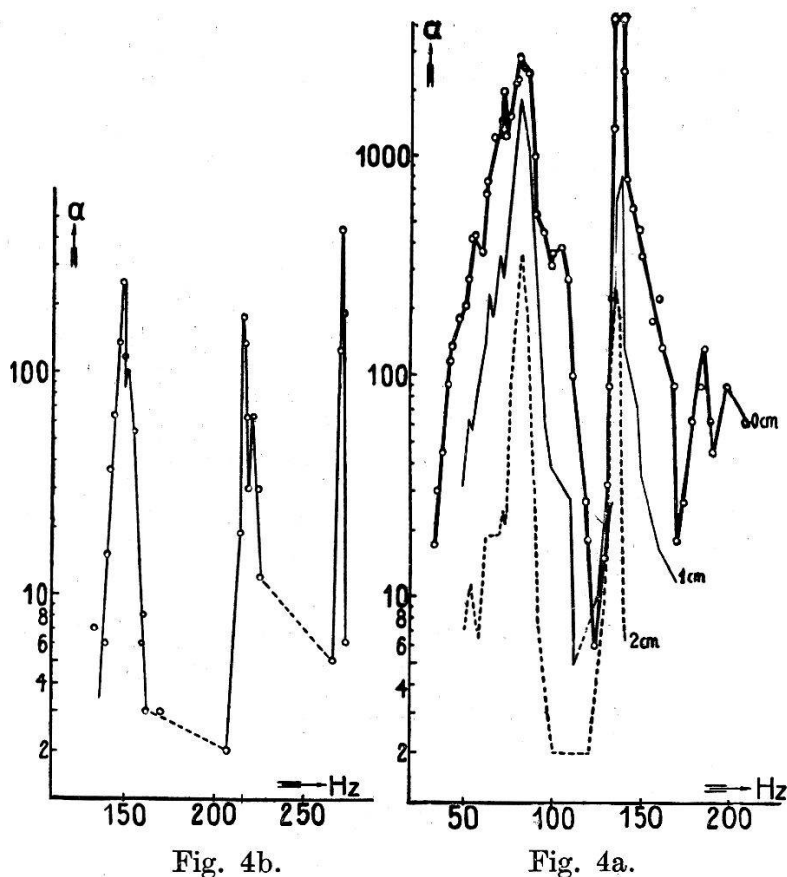


Fig. 4b.

Fig. 4a.

Zur Messung wurde der Hitzdraht zunächst so weit vom Lautsprecher entfernt aufgestellt, dass er ohne Resonator nicht mehr auf den Schall reagierte, und dann der Resonator dazugestellt, wie es Fig. 3 zeigt.

Die Ergebnisse enthält Fig. 4a: Als Abszissen sind die Frequenzen aufgetragen, als Ordinaten die Galvanometerauslässe im logarithmischen Mass. Die drei Kurven beziehen sich auf verschiedene Abstände zwischen Resonatorloch und Hitzdraht, nämlich 2 cm, 1 cm und Ebene des Resonatorlochs. Die Resonanzstelle bei 93 Hz entspricht dem Resonatoreigentone, die Differenz gegen die berechneten 100 Hz lässt sich leicht durch zu hohes Ansetzen der Leitfähigkeit a der Mündung erklären.

Ausserdem treten nun noch drei tieferliegende und drei höherliegende Resonanzstellen auf, die in keinem harmonischen Verhältnis zur Grundschiwingung stehen. Dass die zwei höchsten nur in der obersten Kurve vorkommen, liegt wohl nur daran, dass sie in den beiden unteren Kurven unter die Empfindlichkeitsgrenze des Hitzdrahts gesunken waren. Die drei unteren Resonanzstellen entstehen allein durch Vorgänge an der Mündung, denn, wie Fig. 4b zeigt, fallen sie weg, wenn man mit dem Hitzdraht in den Resonator hineingeht. Zur Aufnahme dieser letzten Kurve ist der Hitzdraht 1,5 cm tief in den Resonator hineingesteckt worden. Der eigentliche Resonanzton ist gegenüber Fig. 4a etwas verschoben, wohl durch Temperatureinflüsse; er zeigt ein doppeltes Maximum. Ferner sind zwei höhere Resonanzlagen vorhanden, die erste davon auch doppelt.

Bei dem Versuch, diese Resonanzen zu deuten, bin ich nun auf eine merkwürdige Übereinstimmung gestossen. Die oben erwähnte Formel für den Resonatoreigenton gilt unter der Voraussetzung, dass die Wellenlänge gross ist gegen die Dimensionen des Resonators. Das ist in unserm Fall erfüllt, denn die Frequenz 93 Hz ergibt eine Wellenlänge von 2,58 m. Die Form des Resonators spielt dabei gar keine Rolle, die in ihm enthaltene Luft wirkt nur durch ihre Zusammendrückbarkeit, der eigentliche Schwingungsvorgang spielt sich in der Mündung ab. Nun kann man aber auch die ebenen radialen Schwingungen der Luft im Zylinder betrachten, wie dies RAYLEIGH in seiner „Theorie des Schalls“ getan hat¹⁰). Er setzt dafür die Wellengleichung an:

$$\Delta^2 \psi + \kappa^2 \psi = 0$$

$$\psi = \text{Geschwindigkeitspotential}; \quad \kappa = \frac{2\pi}{\lambda}; \quad \lambda = \text{Wellenlänge}$$

setzt voraus, dass ψ von der Länge des Zylinders unabhängig ist, entwickelt es in eine Fourierreihe, führt ebene Polarkoordinaten ein und löst die Gleichung unter der Randbedingung

$$\frac{\partial \psi}{\partial r} = 0; \quad r = \text{Radius},$$

d. h. an der Wand ist die Teilchengeschwindigkeit gleich 0. Die Glieder der Fourierreihe für ψ haben dann die Form:

$$\psi_n = A J_n(\kappa r)$$

wobei J_n die n te Besselfunktion ist, und die möglichen Werte für κr genügen der Gleichung

$$\frac{dJ_n}{d(\kappa r)} = 0$$

Für die kleineren Werte von κr hat RAYLEIGH eine Tabelle angegeben. Für unsern Zylinder ergibt sich daraus die tiefste radiale Eigenfrequenz mit einer Wellenlänge von 34 cm, also $n = 1000$. Setzt man diese Frequenz gleich 1, so haben die ersten drei Obertöne die Werte der ersten Spalte von Tabelle 1. Berechnet man nach unsern Ergebnissen das Verhältnis der höheren Resonanzlagen

Tabelle 1.

Schwingungszahlen der Obertöne bezogen auf den Grundton.

Zylinderschwingungen nach RAYLEIGH	Gemessene Frequenzen				
	2 cm	1 cm	0 cm	innen	Mittel
1,66	1,58	1,62	1,63	1,68 1,69	1,64
2,08			2,15		2,15
2,28			2,30	2,26	2,28

Die Überschriften über den Spalten der gemessenen Frequenzen beziehen sich auf die Abstände des Hitzdrahts vom Resonator, entsprechend den Beschriftungen der Kurven auf den Abbildungen.

zur Hauptresonanz, so ergeben sich die folgenden Spalten der Tabelle 1 in einer guten Übereinstimmung mit den theoretischen Werten. Es kommt also das erstaunliche Ergebnis heraus, dass wir bei diesen tiefen Frequenzen, die unmöglich die Rayleigh'schen radialen Schwingungen sein können, die gleiche Obertonfolge haben wie bei jenen. Im Fall der im Resonator gemessenen doppelten Maxima des Grundtons und ersten Obertons gilt die Rayleigh'sche Beziehung für das erste Maximum des Grundtons und das erste des Obertons und für das zweite des Grundtons und das zweite des Obertons je für sich.

Man könnte den Einwand erheben, dass der Tongenerator keine rein sinusoidalen Schwingungen geliefert und der Resonator in Wirklichkeit auf hohe Obertöne um 1000 Hz herum angesprochen habe. In diesem Frequenzgebiet zeigt aber der Hitzdraht nicht mehr an, so dass diese Möglichkeit auszuschliessen ist.

Es soll versucht werden, diese Verhältnisse in einer späteren Arbeit zu klären.

Diese Arbeit wurde an der Abteilung für angewandte Physik der Universität Basel bei Herrn Prof. Dr. ZICKENDRAHT ausgeführt. Ich möchte an dieser Stelle Herrn Prof. ZICKENDRAHT nochmals für viele wertvolle Ratschläge und für die Überlassung der Apparaturen danken.

Physikalisches Institut der Universität Freiburg.

Literaturverzeichnis.

- 1) Siehe vorläufige Mitteilung H.P.A. **15**, 321 (1942).
 - 2) H. ZICKENDRAHT, H.P.A. **14**, 525 (1941).
 - 3) V. HARDUNG, H.P.A. **9**, 341 (1936).
 - 4) P. E. SCHILLER und H. CASTELLIZ, Akust. Ztschr. **2**, 11 (1937).
 - 5) W. S. TUCKER und E. T. PARIS, Phil. Trans. Roy. Soc. London, A **221**, 389 (1921).
 - 6) R. C. RICHARDS, Phil. Mag. [6] **45**, 926 (1923).
 - 7) A. v. HIPPEL, Ann. Physik **75**, 521 (1924); — **76**, 590 (1925).
 - 8) Private, unveröffentlichte Mitteilung.
 - 9) RAYLEIGH, Theorie des Schalls II, S. 211 (Braunschweig 1880).
 - 10) RAYLEIGH, Theorie des Schalls II, S. 344.
-