

Die Messung der Geschwindigkeit und der Absorption von Ultraschall in Gasen vermittelt der optischen Methode

Autor(en): **Bömmel, Hans**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **18 (1945)**

Heft I

PDF erstellt am: **22.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-111596>

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 Messung der Geschwindigkeit und der Absorption von Ultraschall in Gasen vermittelt der optischen Methode

von Hans Bömmel.

(11. XI. 1944.)

1. Einleitung.

Seit der Entdeckung, dass in mehratomigen Gasen die Schallgeschwindigkeit in bestimmten Frequenzbereichen frequenzabhängig sein kann, also Dispersion auftritt, haben Schallgeschwindigkeits- und Absorptionsmessungen in Gasen besonderes Interesse gefunden, da sich aus der Lage und Grösse der Dispersionsgebiete wichtige molekularkinetische Folgerungen ziehen lassen. Es sei hier zunächst kurz die theoretische Deutung der Schalldispersion beschrieben, wie sie von HERZFELD und RICE¹⁾, HENRY²⁾, RUTGERS³⁾ und in der anschaulichsten und einfachsten Form vor allem von H. O. KNESER⁴⁾ gegeben wurde.

In einem Gas, dessen Energie zu einem merklichen Teil aus innerer Energie besteht, wird das Verhältnis zwischen angeregten Molekeln, d. h. solchen, die neben der Translations- noch Schwingungs- und Rotationsenergie besitzen, und nicht angeregten Molekeln nur von der Temperatur abhängig sein. Da nun beim Durchgang einer Schallwelle durch ein Gas adiabatische Temperaturschwankungen eintreten, so können diese Konzentrationschwankungen der angeregten Molekeln hervorrufen. Ist die Periode der Schallschwingungen gross gegenüber der Zeit, die zur Einstellung des Gleichgewichtes zwischen angeregten und nicht angeregten Molekeln nötig ist, dann werden nur Gleichgewichtszustände durchlaufen. Wird aber die Periode vergleichbar mit der Einstelldauer oder kleiner als sie, dann kann das Konzentrationsgleichgewicht den schnellen Temperaturschwankungen nicht mehr folgen, und bei sehr hohen Frequenzen verhält sich das Gas so, als ob der betreffende Schwingungs- oder Rotationsfreiheitsgrad gar nicht vorhanden wäre, d. h. das Verhältnis der spezifischen

1) K. F. HERZFELD und F. O. RICE, Phys. Rev. **31**, 691, 1928.

2) P. S. H. HENRY, Proc. Cambr. Phil. Soc. **28**, 249, 1932.

3) A. J. RUTGERS, Ann. Physik, **16**, 350, 1933.

4) H. O. KNESER, Ann. Physik, **11**, 761, 1931.

Wärmen wird grösser und damit auch die Schallgeschwindigkeit. Die Lage des Dispersionsgebietes wird im wesentlichen durch die „Relaxationszeit“ genannte Grösse

$$\gamma = \frac{1}{k_{1 \rightarrow 0} + k_{0 \rightarrow 1}}$$

bestimmt, worin $k_{1 \rightarrow 0}$ gleich der Zerfallskonstanten für ein Schwingungsquantum, d. h. gleich der reziproken Lebensdauer eines Quants, und $k_{0 \rightarrow 1}$ gleich der reziproken Lebensdauer eines Moleküls im nicht angeregten Zustand ist. Wenn $k_{1 \rightarrow 0} \gg k_{0 \rightarrow 1}$, dann ist $\gamma = \frac{1}{k_{1 \rightarrow 0}}$ ungefähr gleich der Lebensdauer der angeregten Quanten.

Der Quotient $\frac{k_{1 \rightarrow 0}}{N}$, wo N die Stosszahl bedeutet, ist die Wahrscheinlichkeit für die Vernichtung eines Quants pro einem Stoss. Da die Übergangswahrscheinlichkeit bei Druckänderung konstant bleibt, so wird durch die veränderte Stosszahl bei einer Druckänderung eine entsprechende Änderung der Zerfallskonstanten $k_{1 \rightarrow 0}$ bewirkt. Das bedeutet, dass

$$\gamma \sim \frac{1}{p} \quad (p = \text{Druck})$$

ist. Bei Druckerhöhung oder -verminderung verschiebt sich daher das Dispersionsgebiet nach höheren oder tieferen Schallfrequenzen. Diese Tatsache kann man dazu verwenden, um mit einer einzigen Frequenz durch Variation von p eine ganze Dispersionskurve aufzunehmen.

Schallgeschwindigkeits- und Absorptionsmessungen in Gasen wurden bisher fast ausschliesslich mit dem sogenannten Ultraschallinterferometer ausgeführt, das in einem grossen Frequenzbereich als das genaueste Instrument für derartige Messungen anzusehen ist. Dasselbe besteht im Prinzip aus einer Schallquelle, gewöhnlich einem Piezoquarz, der sich in veränderlichem Abstand ein Reflektor gegenüber befindet. Man beobachtet nun die Rückwirkung der reflektierten Welle auf die Schallquelle, die sich z. B. in Anodenstromänderungen des erregenden Senders bemerkbar macht. Diese Rückwirkung ist am grössten, wenn der Abstand Reflektor – Quarz ein Vielfaches der halben Schallwellenlänge ist, d. h. bei akustischer Resonanz. Beim Verschieben des Reflektors führt daher der Anodenstrom periodische Schwankungen aus, aus denen sich die Wellenlänge und damit bei bekannter Frequenz die Schallgeschwindigkeit bestimmen lässt. Durch Verwendung selbstregistrierender Anordnungen¹⁾, bei denen Reflektorver-

¹⁾ J. ZÜHLKE, Ann. Physik **21**, 667, 1934.

schiebung und Anodenstromänderung gleichzeitig auf einem Registrierstreifen aufgenommen werden, lässt sich mit dem Interferometer bei Absolut- und Relativmessungen der Schallgeschwindigkeit eine Genauigkeit von bis zu 1⁰/₀₀ erzielen¹⁾.

Bei höheren Frequenzen als etwa 1500 kHz versagt aber das Interferometer, weil dann erstens infolge der starken Schallabsorption der Abstand Quarz–Reflektor sehr klein gemacht werden muss, um überhaupt noch stehende Wellen zu erhalten, und zweitens die Intensität der stehenden Welle gross genug sein muss, um noch die Rückwirkung auf den Schallquarz messen zu können. Hinzu kommt noch, dass bei der relativ langen Dauer einer Messung mit dem Interferometer das Gas sich, wenn die Absorption gross ist, stark erwärmt und ein Temperaturgradient sowohl längs des Schallstrahls als auch zwischen Schallstrahl und umgebendem Medium eintritt.

Es schien daher berechtigt, einmal zu untersuchen, ob nicht eine optische, bisher hauptsächlich bei Messungen in Flüssigkeiten angewandte Methode für Frequenzen oberhalb 1000—1500 kHz noch zu brauchbaren Resultaten führt, nämlich die Methode der Lichtbeugung an Ultraschallwellen. Diese Methode beruht auf der von DEBYE und SEARS²⁾ und LUCAS und BIQUARD³⁾ entdeckten Tatsache, dass Ultraschallwellen auf durchgehendes Licht wie ein Beugungsgitter wirken. Lässt man durch einen Ultraschallstrahl senkrecht zu dessen Fortpflanzungsrichtung ein paralleles Lichtbündel fallen, so wird ein Teil des Lichtes nach beiden Seiten abgelenkt, und die Beugungswinkel α_n berechnen sich nach der beim Strichgitter gültigen Formel:

$$\sin \alpha_n = \frac{n \cdot \lambda}{A}$$

(λ = Lichtwellenlänge, A = Schallwellenlänge, $n = 1, 2, \dots$). Misst man mit einer geeigneten Anordnung die Beugungswinkel, so kann man A und damit bei bekannter Schallfrequenz die Schallgeschwindigkeit berechnen.

Diese Methode wurde bisher zu Messungen in Gasen nicht angewendet. Als Grund dafür⁴⁾ wird angegeben, dass die erzielbare Genauigkeit zu gering sei infolge der starken Dämpfung der Ultra-

¹⁾ E. HIEDEMANN: „Grundlagen und Ergebnisse der Ultraschallforschung“, Walter de Gruyter-Verlag, Berlin, 1939.

²⁾ P. DEBYE und F. W. SEARS, Proc. Nat. Acad. Sci. **18**, 409, 1932.

³⁾ R. LUCAS und P. BIQUARD, C. R. **194**, 2132, 1932.

⁴⁾ Z. B. L. BERGMANN: „Der Ultraschall und seine Anwendung in Wissenschaft und Technik“, 2. Aufl., S. 185, VDI-Verlag Berlin, 1939.

schallwellen in Gasen. Diese bewirke erstens, dass nur wenige Schallwellenlängen zur Beugung beitragen, die Beugungsbilder also unscharf würden, da man dann ein „Gitter“ mit nur wenigen Strichen hätte, und zweitens erhalte man nur das Spektrum erster Ordnung, dessen Beugungswinkel zu klein sei, um genügend genau messbar zu sein. Der letztere Grund ist sicher nicht stichhaltig, da wegen der kleinen Schallgeschwindigkeit in Gasen die „Gitterkonstante“ bei höheren Frequenzen klein ist und daher die Beugungswinkel auch der ersten Ordnung noch genügend gross werden, um hinreichend genau messbar zu sein. Da KORFF¹⁾ bei anderen Untersuchungen in Gasen mit einer Frequenz von 4280 kHz noch scharfe Beugungsbilder erhielt, die sicher auch zu Schallgeschwindigkeitsmessungen geeignet gewesen wären, so konnte man annehmen, dass die erstgenannte Ursache sich erst bei höheren Frequenzen störend bemerkbar macht.

In der vorliegenden Arbeit werden nun einige Versuche beschrieben, die gemacht wurden, um die Eignung der optischen Methode für Schallgeschwindigkeitsmessungen in Gasen zu prüfen und gleichzeitig Dispersionsmessungen bei höheren Frequenzen, als bisher verwendet wurden, durchzuführen.

2. Prinzipielle Anordnung.

Die optische Anordnung zeigt Fig. 1. Mit einem Zeiss'schen C-Filter F wird aus dem Licht einer Quecksilberlampe L die Linie 4358 Å.E. ausgefiltert und mit dem Kondensator K auf den horizontalen Spalt S konzentriert (in Fig. 1 um 90° gedreht darge-

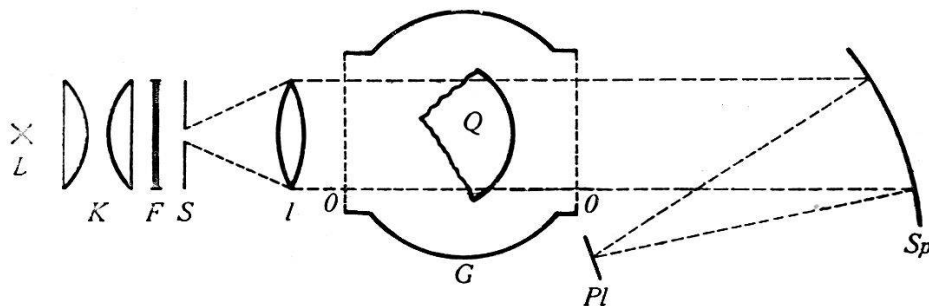


Fig. 1.

stellt). Das von diesem ausgehende Licht wird durch die Linse l ($f = 70$ cm, $\varnothing = 4$ cm) parallel gemacht und fällt dann durch die beiden Fenster o des Gasbehälters G auf den Hohlspiegel Sp ($f = 75$ cm, $\varnothing = 6$ cm), der es wieder sammelt. In seiner Brennebene entstehen dann die Beugungsspektren, die mit der Platte Pl photographiert und deren Abstände mit einem Komparator von

¹⁾ W. KORFF, Phys. Z. **37**, 708, 1936.

Zeiss ausgemessen werden. Auf dem Boden des Gasbehälters lag horizontal der Piezoquarz Q auf, der das Schallfeld erzeugte. Der Hohlspiegel Sp war so gedreht, dass das Beugungsbild ca. 20 cm seitlich des Gasbehälters entstand¹⁾; so war es möglich, dasselbe durch eine Lupe zu beobachten und gleichzeitig die Neigung des Gasbehälters mit dem Quarz so einzustellen, dass der Lichtstrahl senkrecht zum Schallstrahl einfiel. Dies erkennt man daran, dass dann das Beugungsbild symmetrisch zu beiden Seiten der nullten Ordnung liegt.

Bei dieser Anordnung berechnet sich für kleine Beugungswinkel α_n die Schallgeschwindigkeit V nach der Formel:

$$V = \frac{n \cdot \lambda \cdot \nu \cdot f}{a_n}$$

(n = Ordnungszahl, λ = Lichtwellenlänge, ν = Schallfrequenz, f = Spiegelbrennweite, a_n = halber Abstand der Beugungsspektren n -ter Ordnung.)

Die erreichbare Genauigkeit bei Absolutmessungen hängt also im wesentlichen davon ab, wie genau f und a_n bestimmt werden können, da eine exakte Bestimmung von λ und ν keine Schwierigkeiten macht.

Eine Messung von f auf einige ‰ genau ist aber sehr schwer. Da im allgemeinen die genauen Absolutwerte der Schallgeschwindigkeit weniger interessieren als deren Dispersion, wenn eine solche vorhanden ist, so wurde auf Absolutmessungen verzichtet und alle Messungen auf Luft bezogen, d. h. die ganze Apparatur mit Luft geeicht.

Um verschiedene Messungen miteinander vergleichen zu können, muss natürlich die Temperatur, bei der sie ausgeführt wurden, möglichst genau bekannt sein. Die Temperaturmessung erfolgte durch ein dünnes Hg-Thermometer mit 0,1 C-Teilung, das, so in den Deckel des Gasgefäßes eingekittet war, dass es sich wenig ausserhalb des Schallfeldes, mit seinem unteren Ende etwa 0,5 cm oberhalb des Piezoquarzes befand.

Die Tatsache, dass das Thermometer sich ausserhalb des Schallstrahles befinden muss und natürlich auch eine gewisse Trägheit besitzt, bewirkt, dass es sicher nicht genau die momentan im Schallfeld herrschende Temperatur anzeigt. Um diese Unsicherheit zu vermeiden, wurde daher für die Dispersionsmessungen eine Anordnung gewählt, die es gestattet, das Verhältnis der Schallgeschwindigkeiten bei zwei verschiedenen Frequenzen unter genau gleichen Temperatur-Bedingungen zu messen.

¹⁾ Eine merkliche astigmatische Verzerrung der Beugungsbilder entstand dadurch nicht.

Wie BERGMANN¹⁾, PARTHASARATHY u. a. bei Versuchen in Flüssigkeiten gezeigt haben, werden bei gleichzeitiger Erregung eines Quarzes in mehreren Eigenfrequenzen, die Beugungsbilder aller dieser Frequenzen sichtbar. Es wurden daher, durch gleichzeitiges Erregen des von uns benutzten Quarzes in seiner Grund- und dritten respektive fünften Oberschwingung, die Beugungsspektren beider Frequenzen zusammen photographiert und das Verhältnis ihrer Abstände auf der Platte gemessen. Da bei kleinen Beugungswinkeln der Abstand der Spektren proportional der Schallfrequenz ist, so muss dieses Verhältnis, wenn *keine* Dispersion vorhanden, gleich dem Verhältnis der beiden Schallfrequenzen sein. Nämlich dagegen z. B. die Schallgeschwindigkeit mit steigender Frequenz zu, so müsste sich das Abstandsverhältnis der Beugungsspektren entsprechend ändern, weil ja dann die Schallwellenlänge, die die Gitterkonstante darstellt, nicht mehr umgekehrt proportional zur Frequenz sein würde. Die Schallfrequenzen sind durch Messung der elektrischen Quarzfrequenzen sehr genau bestimmbar.

Mit der beschriebenen Anordnung wurden nun Versuche in Luft, Kohlensäure, Sauerstoff, Stickstoff und Argon vorgenommen.

Auf eine besondere Reinigung der benutzten Gase wurde verzichtet und alle, ausser der Luft, direkt aus Bomben entnommen. Für gute Trocknung der Gase wurde durch ein dem Gasbehälter vorgeschaltetes P_2O_5 -Rohr sowie durch zwei kleine mit P_2O_5 gefüllte Schalen im Behälter *G* selbst gesorgt.

Der Druck betrug zunächst bei allen Versuchen 720 m/m Hg.

3. Gasbehälter, Quarz und Quarzhalterung.

Der Gasbehälter war ein zylindrisches Messinggefäß von 6,5 cm Höhe und 8,5 cm Innendurchmesser (Fig. 2). Der Ein- und Austritt des Lichtes erfolgte durch 2 runde Glasfenster von 4 cm Durchmesser, die, mit je 2 Gummiringen zur Abdichtung, durch aufgeschraubte Messingringe am Gefäß befestigt waren. An beiden Seiten war je ein kleiner Messingstutzen angelötet. In den einen war ein Ebonitpfropfen eingekittet, durch den die elektrische Zuleitung zur oberen Quarzelektrode führte, die Zuleitung zur zweiten Elektrode erfolgte durch das Gefäß selbst. Der Quarz lag auf einer metallischen Unterlage von passender Höhe. Auf den anderen Stutzen war ein Glasrohr gekittet, von dem aus die Verbindungen zum Trockenrohr *T*, Manometer *M*, Gasbombe und Pumpe gingen. Der mit zwischengelegter Gummidichtung aufge-

¹⁾ L. BERGMANN, Hochfrequenztechn. u. Elektroakust. **43**, 83, 1934.

schraubte Deckel war ebenfalls mit einem angelöteten Messingstutzen versehen, in den das Thermometer t eingekittet war.

Als Piezoquarz wurde ein Bruchstück (von ca. 18 cm^2 Oberfläche) eines ursprünglich runden Quarzes von 6 cm Durchmesser und 3 mm Dicke verwendet, der bei den Vorversuchen infolge zu hoher Belastung gesprungen war. Die einzelnen Bruchstücke erhielten dabei anscheinend günstigere Berandungen, da sie die gleiche und sogar grössere Belastung vertrugen, ohne wieder zu springen.

Der Quarz hatte eine Grundfrequenz von 951 kHz; er wurde gleichzeitig in der Grundschiwingung und der 3. Oberschiwingung oder in der Grundschiwingung und der 5. Oberschiwingung erregt.

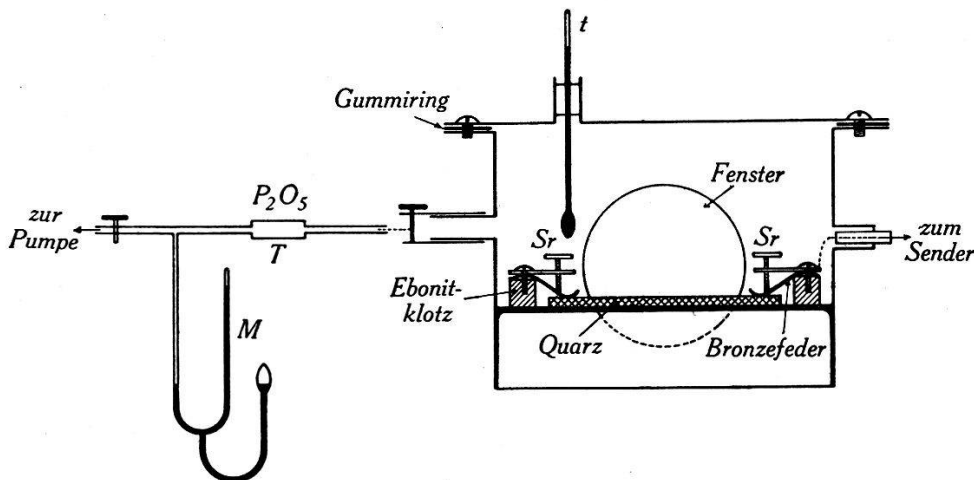


Fig. 2.

Als Elektroden waren auf dem Piezoquarz dünne Kupferschichten elektrolytisch aufgebracht, weil die ursprünglich aufgestäubten Goldelektroden bei den Vorversuchen durch Funkenüberschläge beschädigt worden waren und die Cu-Schichten rasch und bequem erneuert werden konnten. Die Dämpfung war nicht merklich grösser als mit den Goldelektroden.

Gehaltert war der Quarz derart, dass er an seinen äussersten Enden durch zwei auf Ebonitklötzchen isoliert befestigte Bronzefedern mit mässigem Druck gegen seine Unterlage gedrückt wurde. Der Druck konnte durch die beiden Schrauben Sr (Fig. 2) reguliert werden.

4. Sender, Frequenzbestimmung.

Zur Erregung der Grundschiwingung diente ein quarzgesteuerter Gegentaktsender der Firma Habicht in Schaffhausen. Für die beiden anderen Frequenzen wurde ein zweiter kleiner Gegentaktsender mit zwei Philipsröhren TC 04/10 verwendet, für den aber leider keine passenden Steuerquarze vorhanden waren. Um von

diesem Sender die Frequenz möglichst exakt zu bestimmen, wurde wie folgt vorgegangen:

Da der genaueste Wellenmesser des Institutes, ein Ultrakurzwellenmesser von ROHDE und SCHWARZ in München (Wellenbereich 0,9—10 m), nur für viel höhere Frequenzen geeignet war, konnten die Frequenzen der beiden Sender nicht direkt miteinander verglichen werden. Es wurden statt dessen passende Oberschwingungen der beiden Sender miteinander verglichen, und zwar wurde die Frequenz der 45. Oberschwingung des quartzesteuerten Senders mit der Frequenz der 15. respektive 9. Oberschwingung des zweiten Senders verglichen. Die Messung ergab für das Verhältnis dieser Frequenzen nicht 1,0000, sondern 1,0032 respektive 1,0016.

Der Grund für diese relativ starke Abweichung konnte nicht ermittelt werden, liegt aber vermutlich entweder darin, dass der zur Erzeugung der Ultraschallwellen verwendete Piezoquarz mehrere dicht beieinanderliegende Grundfrequenzen besass, oder aber daran, dass seine Oberschwingungen nicht streng harmonisch sind (Halterung?).

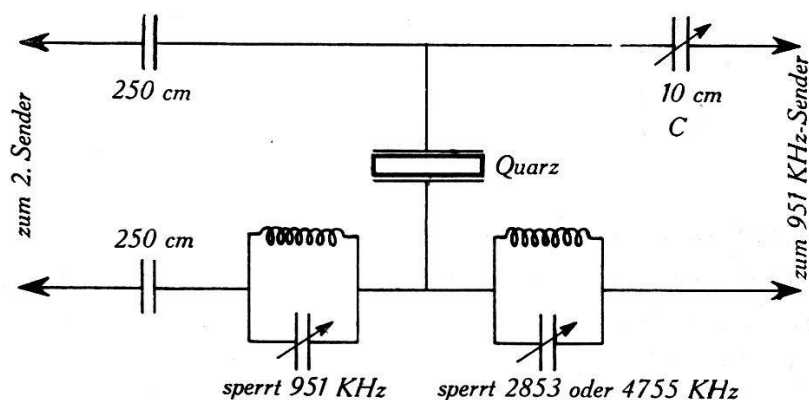


Fig. 3.

Der genannte Wellenmesser eignete sich auch sehr gut zur Kontrolle der Frequenzkonstanz während einer Messung, da er nach dem Überlagerungsprinzip konstruiert ist und das Eintreten der Resonanz mit der zu messenden Schwingung durch Verschwinden des Schwebungstones im Kopfhörer festgestellt wird. Wurde daher der Wellenmesser etwas gegen die Resonanzeinstellung verstimmt und eine bestimmte Höhe des Schwebungstones eingestellt, so machte sich jede Frequenzänderung des Senders durch eine Änderung der Tonhöhe bemerkbar. Die Frequenz blieb bei allen Versuchen immer sehr gut konstant.

Die Einstellung des zweiten Senders auf die Eigenfrequenzen des Schallquarzes erfolgte derart, dass der Drehkondensator des

Senders langsam durchgedreht wurde, bis die Beugungsspektren in der Brennebene des Spiegels sichtbar wurden, was mit einer Lupe beobachtet wurde. Die Einstellung war sehr scharf, was bedeutet, dass der Quarz in der beschriebenen Halterung nur sehr schwach gedämpft ist.

Die gleichzeitige Ankopplung des Quarzes an beide Sender zeigt Fig. 3. Damit sich die beiden Sender gegenseitig nicht störten, war in die Zuleitungen je ein Sperrkreis für die Frequenz des anderen geschaltet. Wie weiter unten noch erwähnt wird, war es nötig, die Ankopplung des 951-kHz-Senders variieren zu können dazu diente der kleine Drehkondensator *C* (Fig. 3).

5. Ergebnisse.

Die Versuche wurden in folgender Weise ausgeführt: Zunächst wurde das Gasgefäß 5mal abwechselnd mit einer Kapselpumpe auf ca. 0,2 mm Hg ausgepumpt und mit dem zu untersuchenden Gas gefüllt, um das Gefäß durchzuspülen. Die letzte Füllung blieb 4 Stunden stehen, um Feuchtigkeitsreste zu beseitigen. Danach wurden beide Sender eingeschaltet, mit dem Wellenmesser in der beschriebenen Weise das Verhältnis der Quarzfrequenzen bestimmt, darauf noch einmal ausgeschaltet und etwas gewartet, um die durch diese Messung etwa auftretende Temperaturänderung im Gasbehälter auszugleichen. Dann wurde die Temperatur abgelesen, die Sender wieder eingeschaltet, die Beugungsbilder photographiert (Belichtungszeit 10 Sekunden bei 951 und 2853 kHz respektive 15 Sekunden bei 951 und 4755 kHz), wieder die Temperatur abgelesen und zum Schluss nochmals das Verhältnis der Frequenzen kontrolliert. Die Temperaturerhöhung während der Belichtungszeit betrug 0,4–0,6, doch kann sie wegen der Trägheit des Thermometers in Wirklichkeit grösser sein. Um zu prüfen, ob die Temperaturerhöhung wirklich nur durch die Schallabsorption im Gase und die Eigenerwärmung des Quarzes verursacht und nicht etwa durch Wirbelströme im Quecksilber des Thermometers gefälscht wurde, wurden beide Sender etwas gegen die Resonanzeinstellung verstimmt, so dass der Quarz nicht mehr schwang, und etwa 20 Minuten in Betrieb gelassen, doch wurde nach dieser Zeit keine Temperaturänderung beobachtet.

Bei der Frequenz 2853 kHz waren die Beugungsbilder der 1. Ordnung scharf und intensiv, die der 2. Ordnung zwar noch sichtbar, aber nicht deutlich genug, um ausmessbar zu sein. Bei direkter Ankopplung des 951-kHz-Senders konnten zwar ohne weiteres noch die 4. Ordnungen sichtbar gemacht werden, doch

wurde er, um die eintretende Erwärmung auf ein Minimum zu beschränken, über den kleinen Drehkondensator *C* so lose ange-koppelt, dass auch bei dieser Frequenz nur die 1. Ordnungen auf-traten. Die Abstände der beiden Spektren 1. Ordnung betragen bei 951 kHz in den verschiedenen Gasen ca. 1,8—2 mm.

Die Tabelle 1 zeigt die Ergebnisse mit der beschriebenen An-ordnung. Die erste Kolonne gibt das verwendete Gas an, die zweite und dritte das gemessene Verhältnis *a* : *b* der Abstände *a* und *b* der beiden Beugungsspektren 1. Ordnung bei $\nu = 951$ und 2853 kHz respektive bei $\nu = 951$ und 4755 kHz, wobei gleichzeitig das mit dem Wellenmesser bestimmte Verhältnis der Quarz-frequenzen $\nu_1 : \nu_2$ angegeben ist. Die vierte Kolonne gibt die berechneten (auf Luft = 331,5 m/sec bei 0° C. bezogenen) und auf 0° C. reduzierten Schallgeschwindigkeiten an, während die letzte Kolonne die der Literatur entnommenen, bei Hörfrequenzen ge-messenen Schallgeschwindigkeiten zeigt¹⁾.

Tabelle 1.

	$\frac{a}{b}$ bei $\frac{\nu_1}{\nu_2} = 3,0095$	$\frac{a}{b}$ bei $\frac{\nu_1}{\nu_2} = 5,0082$	<i>V</i> m/sec.	<i>V</i> m/sec Gemessen von
Ar	$3,007_8 \pm 0,003_0$	$5,011_2 \pm 0,006_0$	$307,8 \pm 0,9$	308,6 (berechnet für ein Gemisch von 90,1% Ar + 9,8% N ₂ + 0,1% O ₂).
CO ₂	$3,008_5 \pm 0,002_3$	$5,015_5 \pm 0,005_6$	$268,3 \pm 0,7$	258,0 BUCKENDAHL
O ₂	$3,009_9 \pm 0,002_8$	$5,009_3 \pm 0,006_0$	$316,6 \pm 0,9$	315,2, SCHEEL und HEUSE, 317 DULONG.
N ₂	$3,010_1 \pm 0,003_3$	$5,007_8 \pm 0,006_1$	$336,6 \pm 1,0$	337,5 BUCKENDAHL
Luft	$3,008_8 \pm 0,003_0$	$5,010_8 \pm 0,006_0$	331,5	331,5 angenommener Bezugswert

Bei jedem Gas wurden 10 Aufnahmen der Beugungsbilder gemacht und die experimentellen Fehler in der üblichen Weise bestimmt. Wie man sieht, ist bei keinem der untersuchten Gase innerhalb der Fehlergrenze eine Frequenzabhängigkeit festzu-stellen, und mit Ausnahme von CO₂ stimmen die berechneten Schallgeschwindigkeiten mit den bei Hörfrequenzen gemessenen überein. Die Messung in Argon wurde ausgeführt, um die Genauig-keit der Apparatur mit einem Gase, in dem bestimmt keine Dis-persion auftreten kann, festzustellen. Das verwendete Argon enthielt nach Angabe der Firma an Verunreinigungen 9,8% N₂ und 0,1% O₂.

¹⁾ Siehe LANDOLT-BÖRNSTEIN: Physikal. Chem. Tabellen, 5. Aufl., Bd. II, Seite 1633, Verlag J. Springer Berlin, 1923.

Wegen dieser Verunreinigung kann man den in Ar gemessenen Wert von V nicht mit dem in reinem Ar gemessenen Wert vergleichen, sondern man muss zum Vergleich die Schallgeschwindigkeit V_g des Ar—N₂-Gemisches berechnen.

Nach SCHWEIKERT¹⁾ ist das Verhältnis der spez. Wärmen κ_g eines aus zwei Komponenten bestehenden Gasgemisches:

$$\kappa_g = \frac{P_1 \kappa_1 (\kappa_2 - 1) + P_2 \kappa_2 (\kappa_1 - 1)}{P_1 (\kappa_2 - 1) + P_2 (\kappa_1 - 1)},$$

worin P_1 und P_2 die Partialdrucke der beiden Komponenten, κ_1 und κ_2 deren $\frac{c_p}{c_v}$ -Werte bedeuten. Mit den Werten $\kappa_1(\text{Ar}) = 1,668$ und $\kappa_2(\text{N}_2) = 1,404$ ergibt sich in unserem Fall:

$$\kappa_g = 1,627.$$

Hieraus sowie der aus den Dichten der Komponenten ($\rho_{\text{Ar}} = 1,784 \cdot 10^{-3}$, $\rho_{\text{N}_2} = 1,251 \cdot 10^{-3}$ bei Normalbedingungen) berechneten Dichte ρ_g des Gemisches

$$\rho_g = 1,731 \cdot 10^{-3}$$

erhält man für die Schallgeschwindigkeit im Gemisch:

$$V_g = 308,6 \text{ m/sec}$$

ein Wert, der innerhalb der Fehlergrenze mit dem von uns gefundenen übereinstimmt.

Die Schallgeschwindigkeit in CO₂ ergab sich, wie Tabelle 1 zeigt, um etwa 3,8% höher als bei Hörfrequenzen. Nun ist schon lange bekannt^{2) 3)}, dass CO₂ zwischen 15 und 1000 kHz ein Dispersionsgebiet besitzt, das durch den Ausfall von Knickschwingungen und von symmetrischen Valenzschwingungen und der dadurch verkleinerten spezifischen Wärme entsteht. Nach WALLMANN⁴⁾ liegt der Wendepunkt der Dispersionskurve, auf den Druck von 720 mm Hg umgerechnet, bei 67 kHz, und die gesamte Schallgeschwindigkeitszunahme beträgt 3,7%, was mit unserem oben genannten Ergebnis gut übereinstimmt, da die von uns verwendeten drei Frequenzen alle bereits oberhalb des Dispersionsgebietes liegen.

Die bisherigen Ergebnisse zeigen, dass sich mit der beschriebenen Anordnung auch noch bei hohen Frequenzen eine verhältnismässig grosse Genauigkeit erzielen lässt. Es war deshalb natürlich

1) G. SCHWEIKERT: Ann. Phys. **48**, 593, 1915.

2) H. O. KNESER, Ann. Phys. **11**, 777, 1931.

3) M. WALLMANN, Ann. Phys. **21**, 671, 1934.

4) Loc. cit.

von Interesse, die Methode auch einmal innerhalb eines Dispersionsgebietes anzuwenden. Dazu bietet die anfangs erwähnte Abhängigkeit der Lage des Dispersionsgebietes vom Druck die Möglichkeit. Um die Mitte der Dispersionskurve von CO_2 in unser Frequenzintervall, z. B. nach 1500 kHz, zu verschieben, wäre allerdings ein Druck von etwa 21 Atm nötig. Da der verwendete Gasbehälter für so hohe Drucke nicht geeignet war, so wurde noch ein weiteres Mittel zu Hilfe genommen, um das Dispersionsgebiet nach der gewünschten Frequenz zu verschieben.

Wie durch eine grosse Zahl von Arbeiten, besonders von EUCKEN und Mitarbeitern, bekannt ist, wird durch Fremdgaszusätze das Dispersionsgebiet nach höheren Frequenzen verschoben. Diese Verschiebung hängt im allgemeinen linear von der Fremdgaskonzentration ab. EUCKEN und BECKER¹⁾ sowie WALLMANN²⁾ haben z. B. CO_2 — H_2 -Gemische untersucht. Aus ihren Messungen kann man entnehmen, dass durch Zusatz von 10% H_2 zu CO_2 der Wendepunkt der Dispersionskurve ungefähr zur Frequenz 820 kHz rückt (auf 720 mm Hg umgerechnet). Erhöht man nun noch den Gesamtdruck um das 2,5-fache auf 1800 mm Hg, so verschiebt er sich etwa zur Frequenz 2050 kHz, d. h. etwas oberhalb der Mitte des Frequenzintervalls zwischen 951 und 2853 kHz. Auf diese Weise kommt unser verwendetes Frequenzintervall in das Gebiet des grössten Anstiegs der Schallgeschwindigkeit zu liegen. Man muss daher hier die maximale Abweichung des Verhältnisses der Beugungswinkel von demjenigen der Frequenzen erwarten.

Die Messungen unter den obigen Bedingungen (10% Zusatz von H_2 , Druck 1800 mm Hg) ergaben für das Verhältnis der Beugungswinkel

$$a : b = 2,944_5 \pm 0,006_7$$

während das der zugehörigen Frequenzen wieder

$$\nu_1 : \nu_2 = 3,0095$$

war. Die Zunahme der Schallgeschwindigkeit beträgt also 2,16 %. Aus der Dispersionskurve von WALLMANN würde man im Gebiet des steilsten Anstieges für ein Intervall von 1,5 Oktaven eine Geschwindigkeitsänderung von 1,9% ablesen.

Die kleinere Genauigkeit dieser letzten Messung ($\pm 0,006_7$ gegen $\pm 0,002_3$ bei reinem CO_2) rührt daher, dass, wie bekannt³⁾,

¹⁾ A. EUCKEN und R. BECKER, Z. physik. Chem. (B) **27**, 219, 1934.

²⁾ M. WALLMANN, Ann. Phys. **21**, 671, 1934.

³⁾ Siehe z. B. H. O. KNESER, Ann. Phys. **16**, 337, 1933.

im Dispersionsbereich neben der Geschwindigkeitsänderung eine, ebenfalls durch die verzögerte Einstellung des Konzentrationsgleichgewichtes bedingte, zusätzliche „molekulare“ Schallabsorption eintritt. Infolgedessen waren bei diesen Versuchen die Beugungsbilder weniger intensiv und scharf.

Zusammenfassend lässt sich also sagen, dass die optische Methode noch brauchbare Messungen bei Frequenzen gestattet, bei denen andere Methoden, insbesondere die interferometrische, versagen.

6. *Über die Möglichkeit einer Messung der Schallabsorption aus der Halbwertsbreite der Beugungsbilder.*

Bei der Untersuchung der durch Lichtbeugung an Ultraschallwellen entstehenden Interferenzmaxima beobachtet man, dass diese um so unschärfer werden, je höher die Schallfrequenz ist. Dies ist ohne weiteres verständlich, da bei hohen Frequenzen infolge der dann sehr grossen Schallabsorption die Zahl und die Intensität der zur Beugung beitragenden „Gitterstriche“, d. h. Schallwellen, verringert wird und eine solche Verringerung bekanntlich das Auflösungsvermögen vermindert und somit verbreiternd auf die Beugungsmaxima wirkt. Es lag daher der Gedanke nahe, zu überlegen, ob man nicht z. B. durch eine Messung der Halbwertsbreite der Beugungsmaxima die Schallabsorption berechnen könne.

Macht man die Annahme, dass die Amplitude des in die 1. Ordnung abgebeugten Lichtes proportional der Schallamplitude ist, was bei nicht zu grosser Schallintensität und Schallfeldtiefe erlaubt ist¹⁾ (solange die höheren Ordnungen nicht mit merklicher Intensität auftreten), so kann man sich in erster Näherung das Beugungsbild entstanden denken durch Interferenz einer Reihe von n -kohärenten parallelen Strahlenbündeln, deren Amplitude von Strahl zu Strahl in konstantem Verhältnis abnimmt. (Hierbei vernachlässigt man die Tatsache, dass das Schallgitter zunächst nur ein Phasengitter ist und man eigentlich zur Erklärung des Zustandekommens der Beugungserscheinung die RAMAN-NATH'sche²⁾ Theorie zu Hilfe nehmen müsste.) Man ersetzt also gewissermassen das räumliche Schallgitter durch ein ebenes Gitter, bei dem die Intensität des auffallenden Lichtes längs der Breite des Gitters

¹⁾ Z. B. H. E. R. BECKER, Ann. Phys. **25**, 373, 1936.

²⁾ C. V. RAMAN und N. S. N. NATH, Proc. Indian. Acad. Sci. (A) **2**, 406, 1935.

abnimmt. Bekanntlich gilt in diesem Fall ganz allgemein bei senkrechter Inzidenz nach LUMMER und GEHRCKE¹⁾:

$$I_p = d^2 \left[\frac{\sin \left(\pi \frac{d \cdot \sin \alpha}{\lambda} \right)}{\pi \frac{d \cdot \sin \alpha}{\lambda}} \right]^2 \left[\frac{(1 - q^n)^2 + 4 \cdot q^n \cdot \sin^2 \left(\frac{\pi \cdot \varphi n}{\lambda} \right)}{(1 - q)^2 + 4 \cdot q \cdot \sin^2 \left(\pi \cdot \frac{\varphi}{\lambda} \right)} \right] \quad (1)$$

wo I_p die Intensität im Vereinigungspunkte der Strahlen im Unendlichfernen oder in der Brennebene einer Sammellinse, q das Amplitudenverhältnis zweier benachbarter Lichtbündel, φ den Gangunterschied zweier korrespondierender Strahlen in diesen Bündeln, n die Anzahl der Strahlen, λ die Lichtwellenlänge, d die Spaltbreite und α den Beugungswinkel bedeutet.

Da wir nun q auch gleich dem Verhältnis der Schallamplituden an zwei um eine Schallwellenlänge auseinanderliegenden Punkten des Schallfeldes setzen wollen, also

$$q^2 = e^{-\varepsilon \cdot A} \quad (2)$$

wo ε den Schallabsorptionskoeffizienten der *Intensität* und A die Schallwellenlänge bedeutet, so handelt es sich also darum, wenn man ε bestimmen will, eine Beziehung zu finden, die q als Funktion der Halbwertsbreite zu berechnen gestattet.

Da wir uns nur für die Halbwertsbreite eines einzelnen Beugungs-Maximums interessieren, können wir in der obigen Formel für I_p den ersten Klammerausdruck weglassen, ebenso den Proportionalitätsfaktor d^2 .

Weiter machen wir noch die Annahme, dass

$$q^n \ll 1$$

Jetzt vereinfacht sich die Formel für I_p , bis auf einen konstanten Faktor, zu

$$I_p = \frac{1}{(1 - q)^2 + 4 q \cdot \sin^2 \frac{\pi \cdot \varphi}{\lambda}} \quad (3)$$

Dass die Annahme $q^n \ll 1$ berechtigt ist, sieht man sofort ein. Sobald nämlich merkliche Schallabsorption vorliegt, ist sicher $q < 1$. Bei einer Frequenz von z. B. 2853 kHz ist die Wellenlänge in einem Gas von der Größenordnung 10^{-2} cm. Die Ausdehnung des Schallfeldes in Richtung der Schallfortpflanzung betrug bei

¹⁾ O. LUMMER und E. GEHRCKE, Wissenschaftl. Abhdlg. der Phys. Techn. Reichsanstalt 4 (1), 61, 1904, vgl. z. B. auch: MÜLLER-POUILLET, Lehrbuch der Physik, 11. Aufl., Bd. II₁, Seite 740, Verlag Vieweg & Sohn, Braunschweig 1926.

der obigen Frequenz in den früheren Versuchen ca. 1 cm. Also wäre n in diesem Fall etwa 100, womit die Berechtigung der Annahme $q^n \ll 1$ gezeigt ist. Bei grösserer Absorption wird zwar n kleiner, aber ebenfalls q , so dass die Behauptung sicher für einen grösseren Frequenzbereich erfüllt ist.

Aus Formel (3) ersieht man, dass I_p Maxima hat, wenn

$$\sin^2 \frac{\pi \cdot \varphi}{\lambda} = 0.$$

Für die Stelle, für die die Intensität eines Maximums auf die Hälfte gesunken ist, muss daher gelten:

$$(1 - q)^2 = 4 q \sin^2 \frac{\pi \cdot \varphi}{\lambda}$$

eine quadratische Gleichung, aus der sich ergibt:

$$q_{1,2} = \frac{4 \sin^2 \frac{\pi \cdot \varphi}{\lambda} + 2 \pm \sqrt{\left(4 \sin^2 \frac{\pi \cdot \varphi}{\lambda} + 2\right)^2 - 4}}{2}. \quad (4)$$

Zur Bestimmung von q aus dieser Gleichung ist es noch nötig, den Gangunterschied φ an der Stelle $I = \frac{1}{2} I_{\max}$ zu kennen; dies kann folgendermassen geschehen: Trägt man die Intensitätsverteilung zwischen der 0. und einer 1. Ordnung als Funktion des Beugungswinkels α auf, so erhält man einen Verlauf, wie ihn sche-

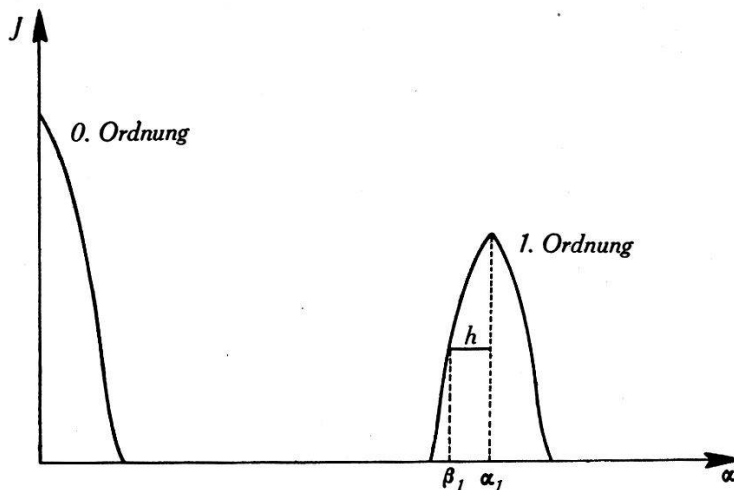


Fig. 4.

matisch (jedoch ohne die Nebenmaxima) Fig. 4 zeigt. Nun weiss man, dass für die Abszisse α_1 der Gangunterschied $\varphi = \lambda$ ist. Ist nun $h = \alpha_1 - \beta_1$ die halbe Halbwertsbreite der 1. Ordnung, so wird die Phasendifferenz für die Abszisse β_1 , d. h. für die Stelle, wo $I = \frac{1}{2} I_{\max}$ ist:

$$\varphi = \lambda \cdot \frac{\alpha_1 - h}{\alpha_1}$$

sein. Setzt man dies in (4) ein, so erhält man:

$$q_{1,2} = \frac{4 \sin^2 \pi \frac{\alpha_1 - h}{\alpha_1} + 2 \pm \sqrt{\left(4 \sin^2 \pi \frac{\alpha_1 - h}{\alpha_1} + 2\right)^2 - 4}}{2}, \quad (5)$$

womit man die gewünschte Beziehung zwischen q und der Halbwertsbreite hat.

Zur Prüfung der Anwendbarkeit der obigen Gleichung zu Absorptionsbestimmungen wurde ein Versuch in reinem CO_2 gemacht, in dem die Beugungsbilder am intensivsten sind. Verwendet wurde als Schallfrequenz $\nu = 2853$ kHz und ein Druck von 2 Atm.

Es wurde das Beugungsbild auf einer photographischen Platte aufgenommen, nachdem in den Strahlengang zwei Polaroidfilter, eines vor das andere hinter den Gasbehälter G (siehe Fig. 1), gebracht worden waren. Auf der Platte wurden dicht nebeneinander zwei Aufnahmen gemacht, einmal bei parallelen Schwingungsrichtungen der Filter und dann, wenn diese einen Winkel von 45° miteinander bildeten. Im zweiten Falle wird die auf die photographische Platte auffallende Lichtintensität an jeder Stelle auf die Hälfte heruntersgesetzt. Diese photographischen Aufnahmen wurden mit einem Mikrophotometer von KIPP und ZONEN (Delft) ausphotometriert. Die maximale Höhe der 1. Ordnung bei der zweiten Aufnahme ergibt diejenige Ordinate der 1. Ordnung bei der ersten Aufnahme, die zu der gesuchten Abszisse β_1 gehört. An Stelle der Beugungswinkel als Abszissen können natürlich die Abszissen in Millimeter auf dem Photogramm genommen werden, da es sich nur um kleine Winkel handelt.

Auf diese Weise wurde z. B. auf einem Photogramm gemessen:

$$h = (2,5 \pm 0,3) \text{ mm und } \alpha_1 = (171 \pm 0,3) \text{ mm.}$$

Daraus würde sich nach (5) ergeben:

$$q_1 = 0,91.$$

Der Wert q_2 entspricht dem umgekehrten Verhältnis der beiden Schallamplituden. Aus Gleichung (2) mit

$$A = \frac{28826}{2853000} = 1,01 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$$

(28826 cm/sec = Schallgeschwindigkeit in CO_2 bei 2 Atm und 20° C) folgt:

$$\varepsilon = 18,4$$

als Absorptionskoeffizient pro cm für die Schallintensität.

Die Genauigkeit unseres Resultates ist sicher nicht sehr gross und schwer richtig abzuschätzen, da neben den erwähnten Vernachlässigungen auch eventuell eine Lichtdiffusion innerhalb der photographischen Schicht eintreten und das Ergebnis fälschen kann. Der grosse Fehler in der Bestimmung von h rührt daher, dass durch die zwischengeschalteten beiden Polaroidfilter die an sich schon nicht sehr grosse Intensität der Beugungsbilder noch weiter herabgesetzt wurde und sich deswegen im Photogramm bereits das Korn der photographischen Platte störend bemerkbar machte.

Multiplizieren wir ε mit dem Quadrat der Schallwellenlänge $\Lambda^2 = 1,0201 \cdot 10^{-4}$, so erhalten wir:

$$\varepsilon \cdot \Lambda^2 = 18,8 \cdot 10^{-4} \text{ cm.}$$

Auf den Druck von 1 Atm umgerechnet, ergibt sich:

$$\varepsilon \cdot \Lambda^2 = 37,6 \cdot 10^{-4} \text{ cm.}$$

Dieses Produkt $\varepsilon \cdot \Lambda^2$ sollte nach der klassischen STOKES-KIRCHHOFF'schen Absorptionsformel

$$\varepsilon = \frac{2\pi^2}{\rho \cdot V \cdot \Lambda^2} \left(\frac{4}{3} \eta + \frac{\kappa - 1}{\kappa} \cdot \frac{K}{C_v} \right),$$

wobei V die Schallgeschwindigkeit, Λ die Schallwellenlänge, ρ die Dichte, η den Reibungskoeffizienten, K den Wärmeleitungs-koeffizienten und κ das Verhältnis der spez. Wärmen $\frac{C_p}{C_v}$ bedeutet, konstant sein, unabhängig von der Frequenz, und für CO_2 den Wert

$$\varepsilon \cdot \Lambda^2 = 2,14 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$$

haben (bei einem Druck von 1 Atm und Zimmertemperatur).

Gemessen wurde, unter diesen Bedingungen von 1 Atm und Zimmertemperatur, von PIELEMEIER¹⁾ bei 1408 kHz $\varepsilon \cdot \Lambda^2 = 14 \cdot 10^{-4}$, während innerhalb des Dispersionsgebietes (15—1000 kHz), wo die molekulare Absorption die klassische weit überwiegt, von GROSSMANN²⁾ z. B. bei 99,5 kHz $\varepsilon \cdot \Lambda^2 = 720 \cdot 10^{-4}$, von ABELLO³⁾ bei 612 kHz $\varepsilon \cdot \Lambda^2 = 62 \cdot 10^{-4}$ gefunden wurde.

Da unsere Messung oberhalb des Dispersionsgebietes ausgeführt wurde, sollte man erwarten, dass deren Ergebnis ungefähr mit demjenigen von PIELEMEIER übereinstimmt. Wie ersichtlich,

¹⁾ W. H. PIELEMEIER, Phys. Rev. **41**, 833, 1932.

²⁾ E. GROSSMANN, Physik. Z. **33**, 202, 1932.

³⁾ T. B. ABELLO, Proc. Nat. Acad. Amer. **13**, 699, 1927.

ist dies nur grössenordnungsmässig der Fall. Da jedoch PIELMEIER selbst seinen Wert als „weniger zuverlässig“ bezeichnet und die Genauigkeit unserer Messung noch ziemlich gering sein dürfte, so kann die Übereinstimmung als für einen ersten Versuch befriedigend angesehen werden.

Zusammenfassung.

1. Es wird die Anwendbarkeit der Methode der Lichtbeugung an Ultraschallwellen zu Schallgeschwindigkeitsmessungen in Gasen im Frequenzbereich 951—4755 kHz geprüft.

2. Eine Methode wird angegeben, die es gestattet, relative Schallgeschwindigkeitsmessungen bei 2 verschiedenen Frequenzen gleichzeitig auszuführen.

3. Weiter wird eine Methode aufgezeigt, um aus einer Messung der Halbwertsbreite der Beugungsmaxima die Grösse der Schallabsorption bestimmen zu können.

Die vorliegende Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Universität Zürich ausgeführt. Zu meinem grossen Schmerz ist es mir nicht mehr möglich, dem verstorbenen Herrn Prof. Dr. RICHARD BÄR, der die Arbeit anregte und unter dessen Leitung sie grossenteils durchgeführt wurde, für die vielen Anregungen und Förderungen, die ich ihm schulde, zu danken.

Meinem hochverehrten Lehrer Herrn Prof. Dr. EDGAR MEYER danke ich herzlich für die Förderung und das grosse Interesse, das er der Arbeit stets entgegenbrachte.

Zürich, Physikalisches Institut der Universität.
