

Über eine optische Methode zur Messung stehender Ultraschallwellen in Flüssigkeiten

Autor(en): **Wyss, Rudolf**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **7 (1934)**

Heft IV

PDF erstellt am: **20.09.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-110374>

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.

Über eine optische Methode zur Messung stehender Ultraschallwellen in Flüssigkeiten

von Rudolf Wyss.

(8. III. 34.)

Inhaltsangabe. Die Wellenlänge stehender Ultraschallwellen in Flüssigkeiten wird direkt gemessen unter Verwendung des Debye-Sears-Effektes als Indikator. Es werden Versuchsergebnisse über die Schallgeschwindigkeit, deren Temperaturkoeffizient, sowie über die Absorption des Ultraschalls mitgeteilt.

Die Lichtbeugungserscheinungen, welche die Ultraschallwellen in Flüssigkeiten hervorrufen¹⁾, bieten ein einfaches Mittel zur Untersuchung des Schallfeldes, bzw. des Verhaltens des Ultraschalls in Flüssigkeiten. Bei all den bereits zahlreich vorliegenden Versuchen²⁾ konnten fortschreitende Wellen benutzt werden, da die im Vergleich zur Lichtgeschwindigkeit kleine Bewegung der Schallwellen keinen merklichen Einfluss auf die optische Gitterwirkung ausübt. Indessen mussten Messungen der Schallwellenlängen und damit der Schallgeschwindigkeit notwendig mit einer Unsicherheit behaftet sein, da die für ebene Gitter gültige Formel $\lambda = G \sin \varphi$ für das räumliche Gitter nur annäherungsweise gelten kann³⁾. Es musste daher von Interesse sein, Messungen an *stehenden* Wellen auszuführen um die Wellenlänge direkt zu messen. Hierzu bot gerade der Debye-Sears-Effekt als Indikator ein bequemes und sicheres Mittel. Im folgenden sei in Kürze über die neue Methode und die bisher ausgeführten Versuche berichtet. Hierzu sei bemerkt, dass den äusseren Anlass zu dieser *vorläufigen* Mitteilung eine soeben von Bachem, Hiedemann und Asbach veröffentlichte Arbeit⁴⁾ bot, worin erstmalig über Versuche an stehenden Ultraschallwellen in Flüssigkeiten berichtet wird. Es wird dort die Sichtbarmachung des Schallfeldes durch eine optische Schlierenmethode beschrieben, wodurch eine Ausmessung der Wellenlängen ermöglicht wird. Noch unmittelbarer und sehr zuverlässig lassen sich die Wellenlängen nach der von uns verwendeten Methode bestimmen, die auf folgendem Prinzip beruht: Die zu mechanischen Schwingungen angeregte Quarzplatte wird wie üblich in die Flüssigkeit hineingehängt. In einigen Zentimetern Ab-

stand wird nun eine ebene Glasplatte als Reflektor angebracht, die durch eine Justiervorrichtung der Quarzplatte parallel gestellt wird. Die Glasplatte ist überdies mittels eines Mikrometertriebes gegen die Quarzplatte hin verschiebbar. Jeweils, wenn der Abstand Reflektor-Quarz ein Vielfaches einer halben Wellenlänge beträgt, müssen stehende Wellen auftreten und die optische Beugungserscheinung wird zu einem Maximum. Nähert oder entfernt man daher den Reflektor allmählich, so beobachtet man eine rhythmische

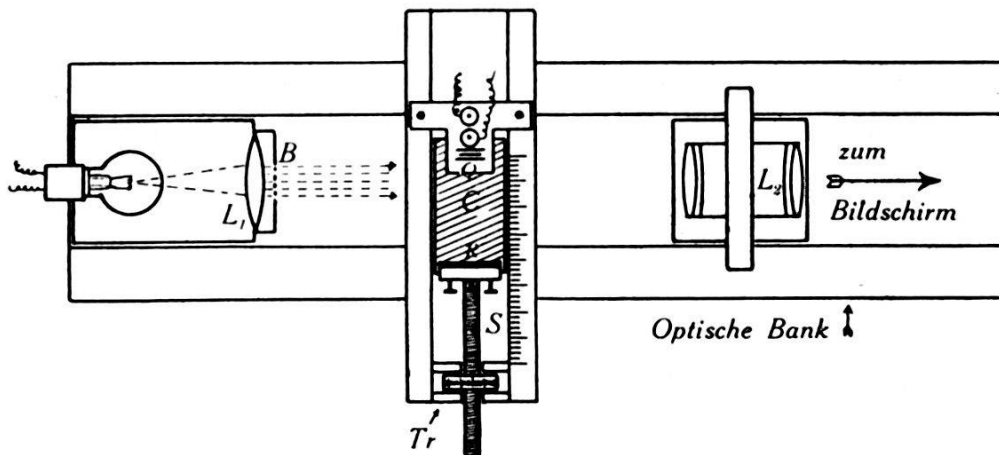


Fig. 1a.

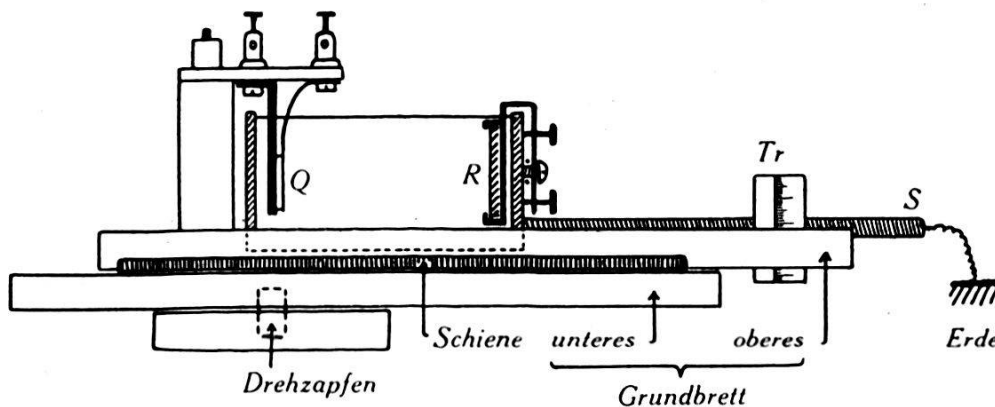


Fig. 1b.

Veränderung des Beugungsspektrums. Durch die Beobachtung dieser „Pulsationen“ lassen sich die Wellen nun sehr exakt direkt mittels eines Mikrometers ausmessen.

Versuchsanordnung.

Diese ist aus Figur 1 ersichtlich. Das Versuchsgefäß *C* besteht aus Messing bis auf die mit Bleiglyzerid eingekitteten Seitenplatten aus Spiegelglas. Die Cuvette kann mittels des Schraubengewindes *S* (Ganghöhe 1 mm, Trommel 100 Teile) auf dem oberen Grundbrett verschoben werden. Das kleine Gestell, an dem der

Schwingquarz befestigt ist, ist andererseits fest mit diesem verbunden. Das Ganze kann noch gemeinsam auf einem unteren Grundbrett verschoben werden, welches letzteres mittels eines Drehzapfens noch drehbar angeordnet ist. Die obengenannte Verschiebbarkeit geht quer zum Lichtstrahl. Auf diese Weise lassen sich verschiedene Teile des Schallfeldes durchleuchten. Um gleichzeitig mehrere Partien untersuchen zu können, sind hinter dem Kondensator L_1 fünf Spalte B angebracht, deren gegenseitiger Abstand je 2 mm beträgt. Das Objektiv L_2 dient in bekannter Weise zur Projektion der Beugungsstreifen. In der Cuvette ist zur Erzeugung stehender Wellen ein Spiegelglas-Reflektor R angebracht, der mittels dreier Stellschrauben parallel zum Quarz Q justiert werden kann.

Ausführung der Messungen.

Um die Wellenlänge des Ultraschalls in verschiedenen Flüssigkeiten zu bestimmen, wurde zunächst der Reflektor R mittels Stellschrauben bis zur maximalen Ausbildung der Beugungsstreifen justiert. Der Abstand $Q-R$ konnte zumeist bis 60 mm gewählt werden. Zuerst wurde nun die erste Maximumstelle durch Mittelnehmen aus mehreren Einzelmessungen so genau als möglich bestimmt. Sodann bewegte man den Reflektor R mittels der Schraube S durch das Schallfeld hindurch unter Abzählen der „Pulsationen“. Gewöhnlich wurde nach Verschiebung um 200 Halbwellen die betreffende Maximumstelle wieder exakt bestimmt. Es ergab sich so, wenn von einem Eichfehler der Schraube abgesehen wird, eine Genauigkeit für die Wellenlänge von $0,2\text{‰}$. Als Fehlerquelle kam indessen die Erwärmung der Flüssigkeit in Betracht, die eine allmähliche Änderung der Wellenlänge während der Messdauer zur Folge hatte. Die Erwärmung betrug im Mittel für die verschiedenen Substanzen etwa $0,4^\circ\text{C}$. Man bestimmt daher eine mittlere Wellenlänge für die Temperaturen $\frac{t_1 + t_2}{2}$ wenn t_1 und t_2 die Anfangs- und Endtemperatur bedeuten. Besondere kalorimetrische Messungen unter Zuhilfenahme einer Heizspirale ergaben, dass der Quarz je nach der Stärke der Anregung eine Leistung von 7–12 Watt abgab. Hierbei wird allerdings der kleine aus dem Trog austretende Anteil nicht erfasst. Der weitaus grösste Teil der Quarzenergie wird dem Schallfeld der Flüssigkeit zugeführt und dort in Wärme umgesetzt, zum kleineren Teil aber auch direkt am Quarz in Reibungswärme verwandelt. Es wurde dies aus den dort beobachteten unregelmässigen Schlieren

geschlossen. Diese Ungleichmässigkeit in der Dichte der Flüssigkeit war es auch, die eine Verwendung des Schallfeldes in unmittelbarer Nähe des Quarzes zur Ausmessung ausschloss. Immerhin liess sich das Schallfeld mittels der Beugungsspektren auch daselbst untersuchen, wenn man die photographischen Aufnahmen unmittelbar nach Einschalten des Senders ausführte (vide Fig. 2, Aufnahmen 1—3).

Versuchsergebnisse.

A) Die Wellenlängen, wie sie für verschiedene Flüssigkeiten nach dem neuen Verfahren sich ergaben, sind in folgender Tabelle zusammengestellt. Dazu seien vergleichsweise die nach dem an fortschreitenden Wellen bestimmten und nach der Beugungsformel

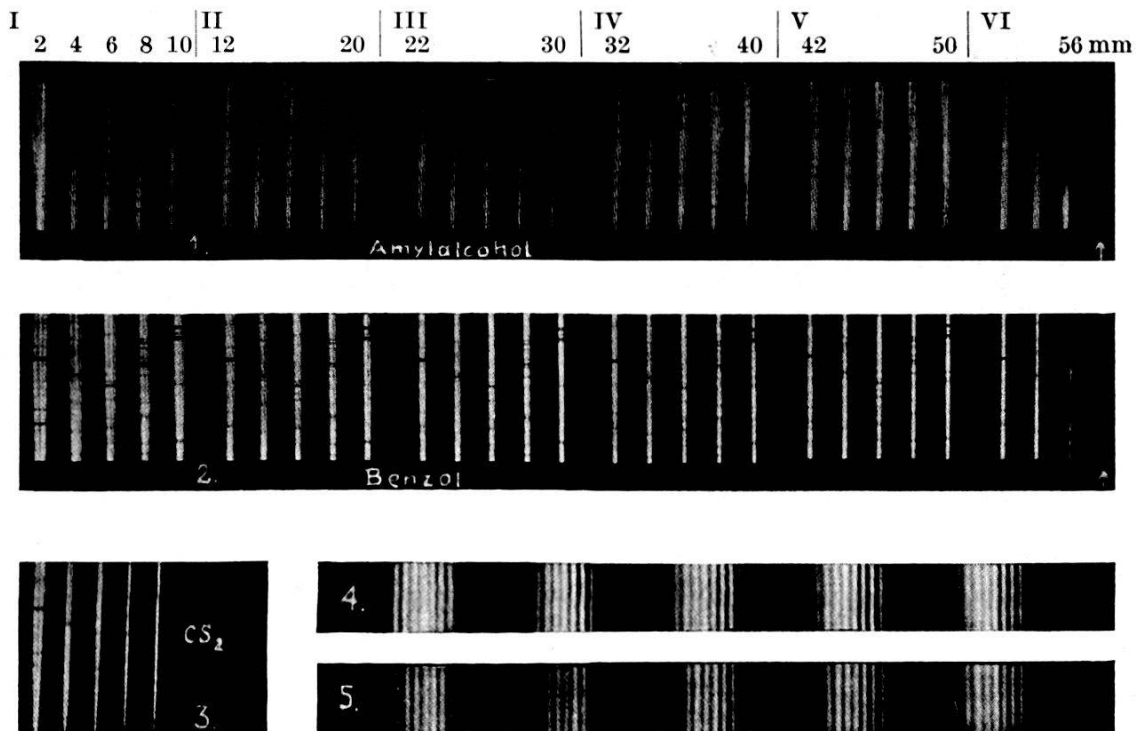


Fig. 2.

$k \cdot \lambda = d \sin \varphi_k$ errechneten Werte beigefügt. Ein exakter Wert für die Schallgeschwindigkeit kann nicht angegeben werden, da die Frequenz des Quarzes noch nicht bestimmt wurde. Die trotzdem gemachte Angabe bezieht sich auf die Annahme, dass der Quarz einer elektrischen Welle von 50 Metern entspreche, dass also die Frequenz 6000 Kilohertz betrage.

Hierzu ist noch zu bemerken, dass in CS_2 wegen der bekanntlich grossen Absorption⁵⁾ stehende Wellen nicht erzeugt und daher auch nicht gemessen werden konnten.

Für Benzol und Tetrachlorkohlenstoff wurde aus Messungen bei zwei verschiedenen Temperaturen der mittlere Temperaturkoeffizient der Wellenlänge bzw. der Schallgeschwindigkeit, d. h.

$$\alpha = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_2 (t_2 - t_1)} \quad \text{bzw.} \quad \frac{c_2 - c_1}{c_2 (t_2 - t_1)},$$

bestimmt. Es ergab sich für C_6H_6 : $\alpha = 0,00133$ und für
 CCl_4 : $\alpha = 0,00762$

Tabelle 1.

Stoff	Mittels stehender Wellen gemessen		
	Wellenlänge mm	Geschwindigk. für Ultraschall m sec ⁻¹	Temp. °C
Benzol	0,2032	1219	21,5 ⁰
Xylol	0,2037	1222	21,0
Paraffinöl	0,2177	1306	18,0
Amylalkohol	0,1905	1143	23,0
Äthylalkohol	0,2020	1212	25,0
Tetrachlorkohlenstoff . .	0,1438	863,1	18,5

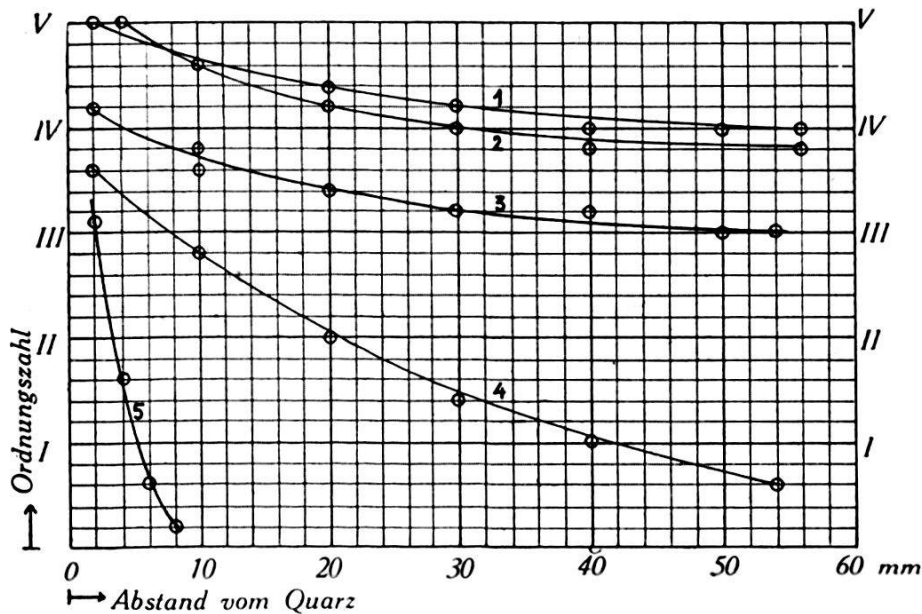
Stoff	Aus den Beugungserscheinungen			aus „Critical Tables“	
	Wellenlänge mm	Geschwindigk. für Ultraschall m sec ⁻¹	Temp. °C	Geschwindigk. für Hörschall m sec ⁻¹	Temp. °C.
Benzol	0,208	1250	18,6	1160	17
Xylol	0,214	1286	18,6	—	—
Paraffinöl	—	—	—	—	—
Amylalkohol	0,281	1688	18,6	1269,8	20
Äthylalkohol	—	—	—	1160	23
Tetrachlorkohlenstoff	0,154	922	18,6	—	—

B) In Fig. 2 sind noch einige Aufnahmen über den Intensitätsverlauf im Schallfeld bzw. über die Absorption der Schallwellen wiedergegeben. Statt der von Meyer u. Bär verwendeten Lochblenden wurden hier ca. 0,1 mm weite Spalte verwendet, welche die Stelle grösster Intensität bzw. Beugungswirkung in vertikaler Richtung besonders leicht erkennen und ausmessen liessen. Auch wurde, um möglichst identische optische Verhältnisse in allen Teilen des Schallfeldes zu haben, dieses nicht in einem Male aufgenommen, sondern mit den fünf Lichtbändern von cm zu cm abgetastet. Aufnahme 1 zeigt zunächst, dass die Schallintensität vom mittleren Teil des Schallfeldes nach aussen hin abnimmt,

aber auch mit der Entfernung vom Quarz schwächer wird. Da die Zahl der Beugungsmaxima mit der Intensität zunimmt, so bieten diese ein einfaches, wenn auch willkürliches Mass für die Schallstärke. Indem man etwa Bruchteile der äussersten Beugungsmaxima schätzt z. B. nach dem Schema:

0,0	keine Spur einer höheren Ordnung vorhanden.
0,2	die nächst höhere Ordnung schwach vorhanden,
0,4	„ „ „ „ mittelmässig vorhanden,
0,6	„ „ „ „ deutlich vorhanden
0,8	„ „ „ „ ist vergleichsweise etwas schwächer ausgebildet wie die vorhergehende,

lassen sich Intensitätskurven für die verschiedenen Flüssigkeiten aufstellen. In Fig. 3 sind die erhaltenen Ergebnisse zusammenge-



1 Äthylalkohol; 2 Amylalkohol; 3 Xylol; 4 Benzol; 5 Schwefelkohlenst.

Fig. 3.

stellt. Wenn sich hieraus auch kein absolutes Mass für die Schallabsorption ergibt, so geben die Kurven doch ein recht gutes Bild über die relativen Absorptionsverhältnisse.

Unter 4 und 5 Fig. 2 sind noch zwei vergrösserte Aufnahmen wiedergegeben, welche die Änderung des Beugungsbildes bei den „Pulsationen“ erkennen lassen. 4) zeigt das Aussehen bei einer Zwischenstelle, 5) die Verbreiterung, bzw. das Anwachsen der Streifenzahl bei der Ausbildung der stehenden Wellen (Resonanz). In beiden Fällen ist der Streifenabstand derselbe, da sowohl für fortschreitende als für stehende Wellen der optische Gitterab-

stand eine Wellenlänge beträgt. Der Wegabstand zwischen zwei Pulsationen beträgt aber, analog wie bei der von Bachem²⁾ beschriebenen Methode, $\frac{1}{2}$ Wellenlänge. Falls man die Beugungsspektren auf eine Photozelle wirft, kann man die Pulsationen auch galvanometrisch registrieren.

An dieser Stelle möchte ich meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. H. Greinacher für die Anregung zu dieser Arbeit sowie sein förderndes Interesse meinen verbindlichsten Dank aussprechen.

Bern, Physikalisches Institut der Universität.

Literatur.

¹⁾ DEBYE und SEARS, Proc. Nat. Acad. Sc. **18**, 409, 1932. LUCAS und BIQUARD, Journ. de Phys. et le Radium **3**, 464, 1932.

²⁾ MEYER und BÄR, Phys. Zeitschr. **34**, 393, 1933. BÄR H., Phys. Acta **6**, 242, 1933; **6**, 570, 1933. BACHEM, Zeitschr. f. Phys. **87**, 738, 1934. HIEDEMANN und ASBACH, Phys. Zeitschr. **35**, 26, 1934.

³⁾ P. DEBYE, Phys. Zeitschr. **33**, 849, 1932.

⁴⁾ BACHEM, HIEDEMANN und ASBACH, Zeitschr. f. Phys. **87**, 734, 1934.

⁵⁾ R. BÄR. Phys. Acta Helv. **6**, 750, 1933.
