

<b>Zeitschrift:</b>	Helvetica Physica Acta
<b>Band:</b>	9 (1936)
<b>Heft:</b>	IV
<b>Artikel:</b>	Über Versuche zur Theorie von Raman und Nagendra Nath über die Beugung des Lichtes an Ultraschallwellen
<b>Autor:</b>	Bär, R.
<b>DOI:</b>	<a href="https://doi.org/10.5169/seals-110627">https://doi.org/10.5169/seals-110627</a>

### **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:** 10.01.2026

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

# Über Versuche zur Theorie von Raman und Nagendra Nath über die Beugung des Lichtes an Ultraschallwellen

von R. Bär.

(13. III. 36.)

*Inhalt:* § 1. Einleitung. — A. Versuche mit der Ultraschallfrequenz 7500 kHz. — § 2. Die Verteilung der Lichtintensität auf die Beugungsspektren bei fortschreitenden und bei stehenden Wellen. — § 3. Beugungsscheinungen, die durch die Raman-Nath'sche Theorie nicht erklärt werden können. a) Existenz eines Amplitudengitters. b) Beugungsscheinungen bei schiefer Inzidenz des Lichtes auf eine fortschreitende Welle. — B. Versuche mit der Ultraschallfrequenz 1500 kHz; strenge Gültigkeit der Raman-Nath'schen Theorie. — § 4. Versuche über das Amplitudengitter. a) Kontaktkopien. b) Abbildung des Amplitudengitters. — § 5. Die Verteilung der Lichtintensität auf die Beugungsspektren. a) Fortschreitende Wellen: Abhängigkeit der Intensitätsverteilung vom Einfallswinkel. b) Fortschreitende Wellen: Abhängigkeit der Intensitätsverteilung von der Lichtwellenlänge. c) Vergleich der Intensitätsverteilungen bei fortschreitenden und bei stehenden Wellen. — § 6. Diskussion der Versuchsergebnisse. — C. Nachtrag zu früheren Versuchen. — § 7. Über die Abbildung stehender Ultraschallwellen. — § 8. Zusammenfassung.

## § 1. Einleitung.

In zwei Arbeiten habe ich<sup>1)</sup> einige Versuche zur Beugung des Lichtes an Ultraschallwellen beschrieben; hier sollen nun einige weitere Versuche mitgeteilt werden. Bevor dies geschieht, muss aber die erfolgreiche Entwicklung, die die Theorie der Lichtbeugung am Ultraschall in der jüngsten Zeit erfahren hat, kurz besprochen werden, weil die Notwendigkeit zu weiteren Versuchen sich aus der neuen Theorie ergeben hat.

Bekanntlich war die Theorie der Beugung des Lichtes an Ultraschallwellen bis vor kurzem nicht in der Lage, die experimentellen Resultate auch nur qualitativ richtig wiederzugeben. Dies lag daran, dass eine strenge Theorie der Versuche auf grosse mathematische Schwierigkeiten stösst, während eine den Versuchsbedingungen angepasste angenäherte Theorie nicht gefunden werden konnte. Es bedeutete daher einen überaus grossen Fortschritt, als es RAMAN und NAGENDRA NATH<sup>2)</sup> jüngst gelang, doch

<sup>1)</sup> R. BÄR, Helv. Phys. Acta **6**, 570, 1933 und **8**, 591, 1935 (im folgenden zitiert als RB I und RB II).

<sup>2)</sup> C. V. RAMAN und N. S. NAGENDRA NATH, Proc. Ind. Acad. Sci. (A) **2**, 406, 1935 (im folgenden zitiert als RNN I).

eine solche angenäherte Theorie aufzustellen. Die Vernachlässigung, welche diese Autoren vornehmen, um das Problem der Rechnung zugänglich zu machen, ist die Nichtberücksichtigung der Krümmung, die die Lichtstrahlen beim Durchgang durch die Schallwelle erfahren. Es wird angenommen, dass die Kompressionen und Dilatationen der Schallwelle nur die Geschwindigkeit, also die Phase, nicht aber die Richtung der hindurchlaufenden Lichtwelle beeinflussen. Wenn also eine ebene Lichtwelle durch eine ebene Schallwelle senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung des Schalls hindurchgeht, so ist dann in einer Ebene, die parallel zur Phasen-ebene der einfallenden Welle unmittelbar hinter der Schallwelle liegt, die Amplitude des Lichts immer noch konstant; dagegen ist in dieser Ebene die Phase eine periodische Ortsfunktion mit der Schallwellenlänge als Periodizitätsstrecke. Die Schallwelle wirkt daher nach RAMAN und NATH auf das hindurchgehende Licht wie ein Phasengitter, zum Unterschied vom Strichgitter der Optik, das ein Amplitudengitter darstellt. Wenn diese Annahme zutrifft, dann fällt die bekannte Schwierigkeit fort, welche die Erklärung des Auftretens der Beugungsspektren der höheren Ordnungen früher der Theorie bereitete, als man glaubte, dass es zur Beobachtung des Effektes der Lichtbeugung nötig sei, dass die Amplitude des Lichts durch die Schallwellen merklich verändert werde. Ein solches Phasengitter liefert nämlich schon bei rein sinusförmigen Phasenänderungen diese höheren Ordnungen und es lassen sich die Intensitäten, mit denen die einzelnen Beugungsspektren auftreten, sogar leicht quantitativ ausrechnen.

Die Theorie wird in RNN I nur für ein ruhendes und zeitlich unveränderliches Schallgitter und für senkrechten Einfall des Lichts auf die Schallwelle entwickelt. Sie liefert dann natürlich nicht die durch den Dopplereffekt hervorgerufene Frequenzänderung des abgebeugten Lichtes. Da man aber durch eine blosse Koordinatentransformation, die die Intensitätsverteilung ungeändert lässt, den Fall der ruhenden Schallwelle auf den der fortschreitenden übertragen kann, so muss die Theorie, wenn die zugrundeliegenden vereinfachenden Annahmen zutreffen, die Intensitätsverteilung auf die Beugungsspektren, die man bei der fortschreitenden Schallwelle erhält, schon richtig wiedergeben. Die Intensitätsverteilung, die die Autoren berechnen, ist in der Tat sehr genau die experimentell in RB I gefundene, und auch ihre Abhängigkeit von der Schallintensität, von der Länge der Strecke, die das Licht im Schall durchläuft, und von der Lichtwellenlänge stimmt so gut mit der damals erhaltenen überein, als der Vergleich mit diesen nur qualitativen Versuchen möglich ist.

Eine Erweiterung dieser angenäherten Theorie ist dann nach verschiedenen Richtungen durchgeführt worden. Erstens behandeln RAMAN und NAGENDRA NATH<sup>1)</sup> den Fall der schiefen Inzidenz des Lichtes auf die Schallwelle. Es ergibt sich in Übereinstimmung mit den Beobachtungen von DEBYE und SEARS<sup>2)</sup> das Resultat, dass eine Reihe diskreter Einfallswinkel existiert, bei denen die Beugungsspektren stark auftreten, während dazwischen Winkel liegen, wo dieselben ganz verschwinden. Es ist noch wichtig, zu bemerken, dass die Verteilung der Lichtintensität auf die Beugungsspektren auch bei schiefer Inzidenz nach dieser Theorie symmetrisch zum einfallenden Lichtstrahl bleiben muss.

Wesentlich komplizierter und auch interessanter ist eine weitere Verallgemeinerung der Theorie, nämlich die auf den Fall der Beugung des Lichtes an *stehenden* Ultraschallwellen. Dieser Fall ist experimentell wichtig, weil stehende Schallwellen bekanntlich durch Reflexion einer fortschreitenden Welle an einer ebenen Wand leicht erzeugt werden können. Sie wurden deshalb mehrfach zur Lichtbeugung verwendet, und es ist anzunehmen, dass sie wegen dieser leichten Erzeugbarkeit sogar oft auch ungewollt auftraten. Ihre Einwirkung auf das hindurchgehende Licht ist von derjenigen der fortschreitenden Wellen vollständig verschieden. Da nämlich eine stehende Welle mit dem Sinus der Frequenz der zugehörigen fortschreitenden Wellen dauernd entsteht und verschwindet, so wird hier das in die verschiedenen Beugungsspektren geworfene Licht ebenfalls mit gewissen Frequenzen entstehen und verschwinden. Dadurch wird das Licht dieser Beugungsspektren mit diesen Frequenzen moduliert, und es entstehen im abgebeugten Licht neben der Frequenz des einfallenden Lichtes eine Reihe neuer Frequenzen. Hierauf hat zuerst BACHEM<sup>3)</sup> hingewiesen. Experimentell ergibt sich aus Versuchen über die gegenseitige Interferenzfähigkeit des Lichtes der verschiedenen Beugungsspektren die merkwürdige Tatsache (vgl. RB II), dass die sämtlichen Beugungsspektren in zwei Gruppen zerfallen: in allen Spektren mit geraden Ordnungszahlen treten gemeinsame Lichtfrequenzen auf, und in allen ungeraden Spektren gibt es wieder nur diesen gemeinsamen Frequenzen, während die Gruppe der geraden mit der Gruppe der ungeraden Beugungsspektren keine Frequenzen

<sup>1)</sup> C. V. RAMAN und N. S. NAGENDRA NATH, Proc. Ind. Acad. Sci. (A) **2**, 413, 1935 (im folgenden zitiert als RNN II).

<sup>2)</sup> P. DEBYE und F. W. SEARS, Proc. Nat. Acad. Sci. Washington **18**, 409, 1932.

<sup>3)</sup> CH. BACHEM, Dissertation Köln 1935, zitiert nach E. HIEDEMANN, Ergebn. d. exakt. Naturw. **14**, 214, 1935.

gemeinsam hat. Man kann die Existenz dieses Effektes schon durch die Annahme, dass das Licht in die höheren Ordnungen nur durch Mehrfachbeugung gelangt, plausibel machen und findet dann, dass in den geraden Beugungsspektren die Frequenzen  $\nu_0 \pm 2 k \omega$  und in den ungeraden Beugungsspektren die Frequenzen  $\nu_0 \pm (2 k + 1) \omega$  auftreten. Hierbei bedeutet  $\nu_0$  die Frequenz des einfallenden Lichts,  $\omega$  die Schallfrequenz und  $k = 0, 1, 2, 3 \dots$  Eine Abschätzung der Intensitäten, mit denen die einzelnen Frequenzen in den verschiedenen Spektren auftreten, ist auf diese Weise natürlich nicht möglich, und es ist ein besonderer Vorzug der Theorie von RAMAN und NATH, dass sie nicht nur dieses qualitative Resultat bestätigt, sondern darüber hinaus eine quantitative Berechnung der Intensitäten durchzuführen gestattet. Wenn man jetzt noch die Intensitäten der sämtlichen Frequenzen, die in einem bestimmten Beugungsspektrum auftreten, addiert, und diese Rechnung für alle Spektren, die noch mit merklicher Intensität entstehen, durchführt, so erhält man die Verteilung der Lichtintensität auf die Beugungsspektren bei stehenden Schallwellen. Diese Weiterentwicklung der Raman-Nath'schen Theorie wurde gleichzeitig und unabhängig von RAMAN und NATH selbst<sup>1)</sup> und von LEVI<sup>2)</sup> vorgenommen. Es ergibt sich, wie zu erwarten, eine vollständig andere Intensitätsverteilung als bei fortschreitenden Schallwellen; insbesondere tritt die nullte Ordnung immer relativ stark auf, weil das Gitter der stehenden Schallwellen  $2 \omega$ -mal pro Sekunde verschwindet, und die grossen Intensitätsunterschiede, die die höheren Beugungsspektren bei fortschreitenden Schallwellen aufweisen, machen bis auf kleinere Schwankungen hier einer angenähert stetigen Abnahme der Intensität mit zunehmender Ordnungszahl des Beugungsspektrums Platz. Derartige Intensitätsverteilungen sind zwar experimentell oft beobachtet worden (z. B. von LUCAS und BIQUARD<sup>3)</sup>), aber es wurde nicht untersucht, ob sie auch wirklich durch stehende Schallwellen erzeugt worden waren, und es wurden auch keine Massnahmen getroffen, damit stehende Wellen auftreten sollten. Ebensowenig war anderseits in RB I untersucht worden, ob die dort erhaltenen Intensitätsverteilungen tatsächlich von fortschreitenden Wellen herrührten.

<sup>1)</sup> C. V. RAMAN und N. S. NAGENDRA NATH, Proc. Ind. Acad. Sci. (A) **3**, 75, 1936. Die von Raman und Nath ausserdem noch durchgeführte Verallgemeinerung ihrer Theorie (a. a. O. **3**, 119, 1936) auf nichtsinusförmige Schallwellen sei hier nur erwähnt; sie findet auf unsere Versuche wohl keine Anwendung.

<sup>2)</sup> F. LEVI, Helv. Phys. Acta **9**, 208, 1936.

<sup>3)</sup> R. LUCAS und P. BIQUARD, Journ. de Phys. et Radium **3**, 464, 1932.

Es ergibt sich also zuerst die Notwendigkeit, experimentell zu prüfen, ob durch fortschreitende und durch stehende Schallwellen die von der Theorie geforderten verschiedenen Verteilungen der Lichtintensität auf die einzelnen Beugungsspektren wirklich hervorgerufen werden. Die Versuche (§ 2) bestätigen, wie schon hier erwähnt sei, vollständig die theoretische Erwartung. Trotzdem ist dadurch noch nicht bewiesen, dass die der Theorie zugrundeliegende Annahme richtig ist, dass die Schallwelle auf das hindurchgehende Licht nur wie ein Phasengitter einwirkt. Es lassen sich nämlich auch Versuche anstellen (§ 3), deren Resultate mit der Theorie nicht im Einklang stehen: hierher gehört der durch die „Abbildung“ stehender Ultraschallwellen gelieferte Beweis für die Existenz eines Amplitudengitters; ferner ist die bei schiefer Inzidenz auftretende Beugungerscheinung nicht die aus der Theorie folgende.

Die bisher erwähnten Versuche wurden mit einer Schallfrequenz von 7500 kHz angestellt, weil zu den in RB I und II beschriebenen Versuchen, auf die sich RAMAN und NATH beim Vergleiche ihrer Theorie mit dem Experiment beziehen, ebenfalls diese Frequenz benutzt worden war. Nun gilt aber die Theorie dieser Autoren umso besser, je kleiner die Schallfrequenz ist. Daher wurden alle Versuche nochmals mit der Frequenz 1500 kHz ausgeführt (§ 4 und § 5); dieselben ergaben dann tatsächlich eine vollständige Übereinstimmung mit der Raman-Nath'schen Theorie.

#### **A. Versuche mit der Ultraschallfrequenz 7500 kHz.**

##### **§ 2. Die Verteilung der Lichtintensität auf die Beugungsspektren bei fortschreitenden und bei stehenden Wellen.**

Um den Vergleich zwischen der Verteilung der Lichtintensität auf die Beugungsspektren bei fortschreitenden und bei stehenden Wellen zu ermöglichen, wurden die in RB I darüber angestellten Versuche wiederholt, wobei einmal die fortschreitenden und das andere Mal die stehenden Schallwellen mit möglichst guter Annäherung erzeugt wurden. Bei der Erregung der fortschreitenden Welle musste die Reflexion dieser Welle an der Gefässwand verhindert werden, da sie das Auftreten einer stehenden Welle verursacht. Die Versuche wurden daher in einem 40 cm langen Flüssigkeitstroß ausgeführt, dessen reflektierende Wand ausserdem noch mit Kork belegt war. Als Flüssigkeit wurde wieder, wie in RB I, Xylol verwendet. Der die Schallwellen erzeugende Piezoquarz (es wurde der in RB II benutzte Kristall in der dort beschriebenen

Aufstellung verwendet) befand sich am einen Ende des Trogs und unmittelbar hinter demselben wurde die Schallwelle mit Quecksilberlicht durchstrahlt, so dass die Lichtbeugung bei Verwendung der Zeiss'schen Monochromat-Filter mit den einzelnen *Hg*-Linien getrennt beobachtet werden konnte. Die fortschreitende Schallwelle musste nun vom Ort, wo die Lichtbeugung stattfand, noch fast 40 cm zurücklegen, bis sie an die reflektierende Wand gelangte. Die Welle musste also, bis sie wieder in das Gebiet der Lichtbeugung zurückkam, einen ca. 75 cm langen Weg zurücklegen. Schon ohne Berücksichtigung des Verlustes bei der Reflexion ergibt sich aus Messungen von BIQUARD<sup>1)</sup>, dass infolge der Absorption im Xylol die Energie der reflektierten Welle nur noch ca. 2% der vom Quarz emittierten beträgt. Die Realisierung einer fortschreitenden Welle war also in dieser Anordnung sehr gut durchgeführt.

Um in derselben Anordnung stehende Schallwellen zu erzeugen, wurde in ca. 5 cm Abstand vom Piezoquarz und parallel zu demselben eine Spiegelglasplatte in den Strahlengang hineingeklappt. Die Prüfung, ob die Justierung von Quarz und Glasplatte hinreichend gut war, um die Ausbildung intensiver stehender Wellen zu ermöglichen, geschah optisch durch die Abbildung des Ultraschallgitters, wie in RB II beschrieben und mit der dort angegebenen Optik. Um es zu ermöglichen, dass diese Justierung ausgeführt und gleichzeitig das durch die Abbildungslinse in ca. 5 m Entfernung entstehende Bild der Schallwelle beobachtet werden konnte, wurde das Licht an einem hinter dieser Linse in den Strahlengang gestellten Spiegel unter einem Winkel von ungefähr  $180^\circ$  reflektiert. Der Spiegel war ausserdem in solcher Entfernung von der Linse aufgestellt, dass das Bild der Austrittsebene des Lichts aus der Schallwelle nach der Reflexion am Spiegel ungefähr am Ort des Flüssigkeitstrogs entworfen wurde; die hier entstehende Beugungsscheinung, eine ca. 10fach vergrösserte Abbildung der in der Austrittsebene zustandekommenden Lichtbeugung, konnte dann mit einer Lupe beobachtet werden.

Obgleich, wie erwähnt, stehende Schallwellen bei jeder Reflexion einer fortschreitenden Welle erzeugt werden, so bilden sie sich doch erst gut aus, wenn der Abstand vom emittierenden Quarz zur reflektierenden Wand ein Vielfaches der halben Wellenlänge beträgt. Dies konnte entweder durch Veränderung der Schallwellenlänge (sog. Ziehen des Quarzes) erreicht werden, oder dann

<sup>1)</sup> P. BIQUARD, L'Absorption des Ondes ultra-sonores par les Liquides; Thèses, Masson & Cie., Paris 1935.

durch Parallelverschieben des Quarzes mittels einer Mikrometer-schraube.

In Fig. 1a und b sind zwei zusammengehörige Beugungsbilder wiedergegeben: (a) ist eine mit der *Hg*-Linie 5461 Å bei fortschreitenden Wellen erhaltene Intensitätsverteilung und (b) ist die unter denselben Versuchsbedingungen beim Hineinklappen der Glasplatte entstehende Intensitätsverteilung bei stehenden Schallwellen. Die Fig. 1a entspricht genau dem in RNN I in Figg. 1i, j, k dargestellten Typus, also einer theoretisch berechneten Beugungs-

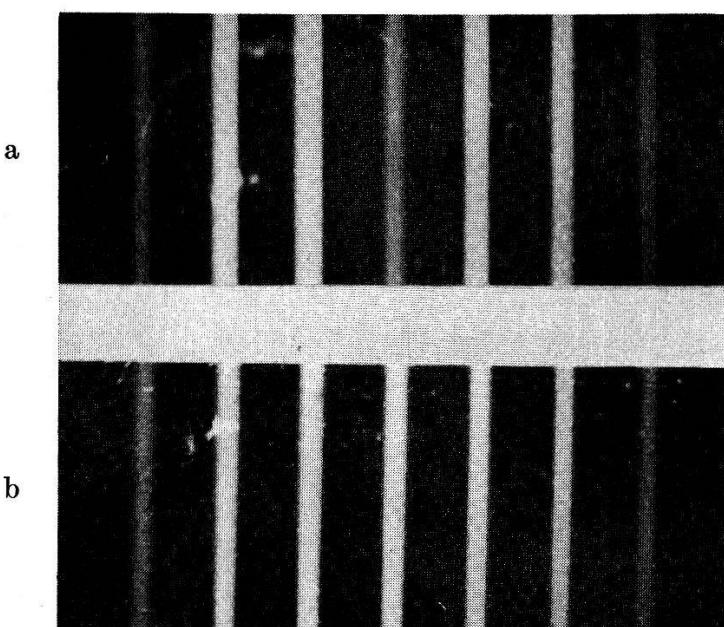


Fig. 1.

Intensitätsverteilung bei fortschreitenden (a) und bei stehenden (b) Schallwellen.

erscheinung an einer fortschreitenden Schallwelle. Die in den Figg. i, j, k wiedergegebene Intensitätsverteilung ergibt sich im speziellen, wenn der örtlich sinusförmige Verlauf der Phase, der nach dem Durchgang durch die Schallwelle in der Lichtwelle vorhanden ist, maximale Abweichungen vom Mittel im Betrage von  $\pm 2,0$  bis  $\pm 2,5$  aufweist. Bei Veränderung von Lichtwellenlänge und Schallintensität erhält man in dieser Versuchsanordnung andere Beugungsbilder vom Aussehen der in RB I wiedergegebenen, so dass durch diesen Versuch bestätigt wird, dass jene Bilder tatsächlich durch fortschreitende Schallwellen erzeugt worden waren. In der Anordnung für stehende Wellen erhält man dagegen (vgl. Fig. 1b) immer nur eine monotone Abnahme der Beugungsspektren mit wachsender Ordnungszahl. Eine solche wird, wie die Fig. 2 der oben erwähnten Arbeit von LEVI zeigt, angenähert

auch von der Theorie gefordert. Der Versuch zeigt gut, wie die Beugungerscheinung beim Übergang von fortschreitenden zu stehenden Wellen plötzlich ein anderes Aussehen gewinnt; eine eingehendere Diskussion desselben soll aber erst bei Wiederholung des Versuchs mit der Frequenz 1500 kHz gegeben werden (vgl. § 5 c).

**§ 3. Beugungerscheinungen, die durch die Raman-Nath'sche Theorie nicht erklärt werden können.**

a) *Existenz eines Amplitudengitters.*

Trotzdem also die Raman-Nath'sche Theorie durch die früher in RB I und II beschriebenen Versuche und den hier in § 2 als Ergänzung mitgeteilten so gut bestätigt wird, als der qualitative Charakter der Experimente dies überhaupt zulässt, so kann man doch leicht zeigen, dass die der Theorie zugrundeliegende Annahme, dass die Lichtamplitude durch die Schallwelle nicht beeinflusst wird, bei der hier benutzten Frequenz von 7500 kHz nicht mehr zutrifft. Schon die Tatsache, dass man mit der in RB II beschriebenen Versuchsanordnung eine „Abbildung“ des Ultraschallgitters einer stehenden Welle erhalten kann, ist ein Beweis dafür, dass ausser dem Phasengitter auch ein Amplitudengitter beim Austritt des Lichts aus der Schallwelle vorhanden sein muss. In dieser Versuchsanordnung wird nämlich, wie schon erwähnt, die Austrittsebene der Lichtwelle aus dem Ultraschallstrahl auf die photographische Platte abgebildet; wenn in dieser Ebene nun noch keine Unterschiede der Lichtamplitude vorhanden wären, so dürfte auch auf der photographischen Platte kein Schallgitter sichtbar sein. Man kann sich von der Existenz des Amplitudengitters aber auch leicht dadurch direkt überzeugen, dass man eine photographische Platte oder ein Stück lichtempfindliches Papier hinter der Schallwelle in den Lichtstrahlengang stellt. Derartige „Kontaktkopien“ des Ultraschallgitters sehen natürlich ähnlich aus wie die in RB II wiedergegebene Abbildung 5, die durch Zusammenwirken aller Beugungsspektren entstanden war; von der Reproduktion solcher Aufnahmen kann daher hier abgesehen werden. Diese Kontaktkopie-Methode hat zur Untersuchung der Lichtbeugung gegenüber der Abbildungs-Methode noch den Vorteil, dass man das lichtempfindliche Papier auch in die Schallwelle selbst hineinbringen und dadurch also das allmähliche Entstehen des Amplitudengitters beim Durchgang des Lichts durch die Schallwelle verfolgen kann. Mit Hilfe der Abbildungsmethode ist dies natürlich nicht möglich: Wenn man eine Ebene

innerhalb des Schallstrahls auf die photographische Platte abbildet, so werden die Lichtstrahlen, die aus dieser Ebene austreten, beim weiteren Durchgang durch die Schallwelle nochmals von derselben beeinflusst, so dass die entstehende Abbildung nichts mehr mit der Beugungerscheinung in der abgebildeten Ebene zu tun hat. Aus demselben Grunde erhält man daher auch „Abbildungen“ der Schallwelle, wenn man die Abbildungslinse auf eine Ebene einstellt, die sich vor dem Durchgang des Lichts durch die Schallwelle befindet.

Es sei noch bemerkt, dass man das Amplitudengitter der stehenden Welle an jeder Raumstelle hinter der Schallwelle natürlich auch subjektiv mit einer Lupe beobachten kann; auf die dann sichtbaren, im allgemeinen sehr komplizierten Beugungerscheinungen sei nicht näher eingegangen.

Was schliesslich die Theorie dieser Erscheinung betrifft, so sei auf die zitierte Arbeit von Lucas und Biquard verwiesen. Die Überlegungen dieser Autoren gestatten zwar keinerlei Aussagen über die Verteilung der Lichtintensität auf die Beugungsspektren, aber in der Arbeit wird der gekrümmte Verlauf der Lichtstrahlen in der Schallwelle berechnet und in Fig. 4 sehr anschaulich dargestellt.

b) *Beugungerscheinungen bei schiefer Inzidenz des Lichts auf eine fortschreitende Schallwelle.*

Die unter a) beschriebenen Versuche sind natürlich nur mit stehenden Schallwellen ausführbar (ausser bei Verwendung einer Einrichtung zur stroboskopischen Beobachtung). Bei schiefer Inzidenz des Lichts treten aber auch bei fortschreitenden Schallwellen Erscheinungen auf, die mit Hilfe der Raman-Nath'schen Theorie nicht erklärt werden können. Fällt Licht unter einem nur wenig von  $90^\circ$  abweichenden Winkel auf die Ultraschallwelle auf, so bleibt der einzelne Lichtstrahl auch bei geradlinigem Durchgang durch die Welle nicht dauernd in einem Gebiet mit konstantem Brechungsindex. Ein Strahl, der bei senkrechtem Einfall eine Zone durchläuft, in der der Brechungsindex ein Maximum ist, geht nun auch durch Gebiete mit kleinerem Brechungsindex, und das Umgekehrte gilt für einen Strahl, der bei senkrechtem Einfall durch ein Minimum hindurchläuft. Dadurch tritt eine Verflachung der Maxima und Minima, d. h. eine Verkleinerung der Phasendifferenzen auf; die schiefe Inzidenz wirkt daher nach RNN II wie eine Verringerung der Schallintensität, und die Intensitätsverteilung des Lichtes auf die Beugungsspektren

der verschiedenen Ordnungen ist, wie schon oben erwähnt wurde, immer noch symmetrisch zur nullten Ordnung. Die Experimente zeigen aber, dass bei schiefer Inzidenz des Lichts ausser diesem aus der Raman-Nath'schen Theorie folgenden Effekt auch noch eine deutliche Asymmetrie der Beugungerscheinung auftritt. Dieser letztere Effekt, der der Theorie widerspricht, ist sogar so stark ausgeprägt, dass es umgekehrt schwer hält, derart genau auf senkrechten Lichteinfall zu justieren, dass die Asymmetrie nicht

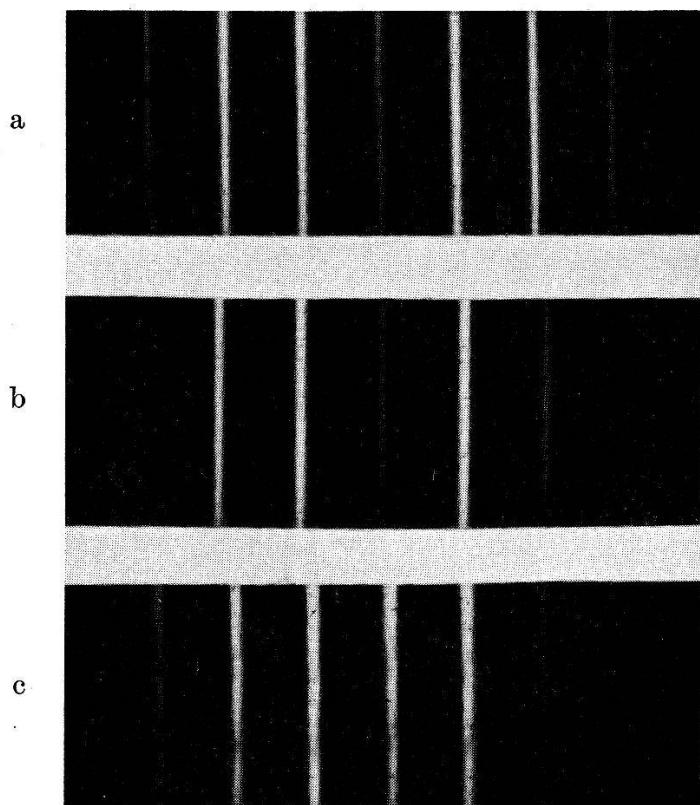


Fig. 2.

Veränderung der Beugungerscheinung, wenn der Quarz um kleine Winkel aus der Lage der senkrechten Inzidenz (a) gedreht wird.

zustandekommt. Tatsächlich sind z. B. in RB I in den Figg. 1 und 2 solche nichtgewollten Asymmetrien gut sichtbar. Deutlicher tritt die Erscheinung in den hier in Fig. 2 reproduzierten Abbildungen auf, welche erhalten wurden, indem der Quarz aus der in (a) realisierten Stellung der senkrechten Inzidenz um einen kleinen Winkel in die Lage (c) herausgedreht wurde; das Bild der dazwischenliegenden Stellung (b) ist mit etwas anderer Schallwellenlänge aufgenommen. Man sieht, dass sich bei Veränderung des Einfallswinkels nicht nur das durch die Grösse der vorkommenden Phasendifferenzen verursachte Muster des Beugungsbildes ver-

ändert, sondern dass ausserdem auch eine einseitige Intensitätsverlagerung auftritt. Die Erklärung für diese Asymmetrie ist augenscheinlich die, dass das Licht der dem Einfallslot näherliegenden ersten Ordnung stärker in die höheren Ordnungen gebeugt wird als das der vom Einfallslot entfernteren ersten Ordnung.

**B. Versuche mit der Schallfrequenz 1500 kHz; strenge Gültigkeit der Raman-Nath'schen Theorie.**

**§ 4. Versuche über das Amplitudengitter.**

Die im vorhergehenden Paragraphen mitgeteilten Versuche weisen darauf hin, dass die Krümmung der Lichtstrahlen in dem Schallfrequenzgebiet um 7500 kHz nicht mehr vernachlässigt werden darf. Da die Krümmung des Lichts in einem inhomogenen Medium dem Gradienten des Brechungsindex in der zum Lichtstrahl normalen Richtung proportional ist, so wird sie bei unsren Versuchen umso kleiner, je grösser cet. par. die Wellenlänge des Schalls ist. Es war daher gegeben, die Versuche nunmehr mit einer möglichst kleinen Frequenz zu wiederholen, um nachzusehen, ob dann diejenigen Effekte, die Abweichungen von der Raman-Nath'schen Theorie darstellen, wegfallen. Diese Versuche, die bei 1500 kHz angestellt wurden und in der Tat eine volle Bestätigung der Theorie ergaben, sollen im Folgenden besprochen werden.

Als Piezoquarz wurde hier eine kreisförmige Scheibe von 2 cm Durchmesser verwendet, die für 1500 kHz geschliffen war und mit einem Sender betrieben wurde, der wieder mit einem für dieselbe Frequenz geschliffenen Quarz-Frequenznormal gesteuert wurde. Um die stehenden Wellen intensiv zu erhalten, war es bei dieser fünfmal grösseren Schallwellenlänge noch notwendiger als früher, dass der Abstand vom Quarz bis zur reflektierenden Wand ein Vielfaches der halben Wellenlänge betrug. Dies röhrt offenbar daher, dass die Dämpfung bei der grossen Schallwellenlänge viel geringer ist, so dass durch die reflektierte Welle eine stärkere Rückwirkung auf den Piezoquarz ausgeübt wird.

a) „Kontaktkopien“ des Amplitudengitters.

Wenn man bei stehenden Schallwellen der angegebenen Frequenz ein Stück lichtempfindliches Papier in den Strahlengang stellt, so zeigt sich, dass unmittelbar hinter der Schallwelle noch kein Amplitudengitter vorhanden ist. In grösserer Entfernung von der Welle wird dieses Gitter aber allmählich erkennbar, und

schliesslich kommt eine Stelle bester Sichtbarkeit. In noch grösserer Entfernung treten komplizierte Beugungerscheinungen auf, die schliesslich immer verwaschener und lichtschwächer werden. Der Lichtstrahlenverlauf ist nun natürlich auch noch von der Schallintensität abhängig: Je grösser die Intensität ist, desto näher rückt die Stelle bester Sichtbarkeit an die Schallwelle heran. Über die ungefähre Grösse der hier in Betracht kommenden Entfernung orientiert die folgende Tabelle: In der ersten Kolonne ist die Zahl der auftretenden Beugungsspektren, die ein Mass für die Schallintensität liefert, angegeben; in der zweiten Kolonne ist der Abstand des Ortes, wo das Amplitudengitter gerade sichtbar wird (gemessen von der Austrittsebene des Lichtes aus der Schallwelle), eingetragen; in der dritten Kolonne steht die Entfernung des Ortes mit bester Sichtbarkeit.

Tabelle 1.

Lage des von den stehenden Schallwellen erzeugten Amplitudengitters.

Anzahl der Beugungsspektren	Abstand des Ortes (in cm), wo das Amplitudengitter	
	gerade sichtbar wird	seine beste Sichtbarkeit besitzt
1	20	50
2	10	25
3	3	10
5	—	2

Es mag noch bemerkt werden, dass dieser Zusammenhang zwischen der Schallintensität und der Lage des Ortes bester Sichtbarkeit des Amplitudengitters eine Methode zur Messung von Ultraschallintensitäten liefert. Hierauf hat BAUMGARDT<sup>1)</sup> hingewiesen und auch gezeigt, wie sich nach dieser Methode die Ultraschallabsorption in Flüssigkeiten messen lässt.

b) *Abbildung des Amplitudengitters.*

Die Wiederholung der oben mit 7500 kHz ausgeführten Abbildungsversuche bei der Frequenz 1500 kHz ergab natürlich das von den Kontaktkopie-Versuchen her zu erwartende Resultat: Wurde die Austrittsebene des Lichtes aus dem Ultraschallstrahl abgebildet, so konnte das Amplitudengitter nur bei den grössten Schallintensitäten sichtbar gemacht werden. Dagegen war das Schallwellengitter natürlich gut zu sehen, wenn man auf die hinter den Schallwellen gelegene Ebene bester Sichtbarkeit des

<sup>1)</sup> E. BAUMGARDT, C. R., Paris, 199, 1383, 1934.

Amplitudengitters einstellte. Diese Erscheinung ist übrigens das genaue Analogon zu der dem Mikroskopiker bekannten Tatsache, dass ein durchsichtiges Objekt im Mikroskop bei unscharfer Einstellung besser sichtbar wird; vgl. hierzu die Überlegungen und Demonstrationsversuche von ZERNIKE<sup>1)</sup>.

### § 5. Die Verteilung der Lichtintensität auf die Beugungsspektren.

Bei den Versuchen mit der grossen Schallwellenlänge wurde, weil mit der bisher verwendeten Optik die Beugungsspektren zu

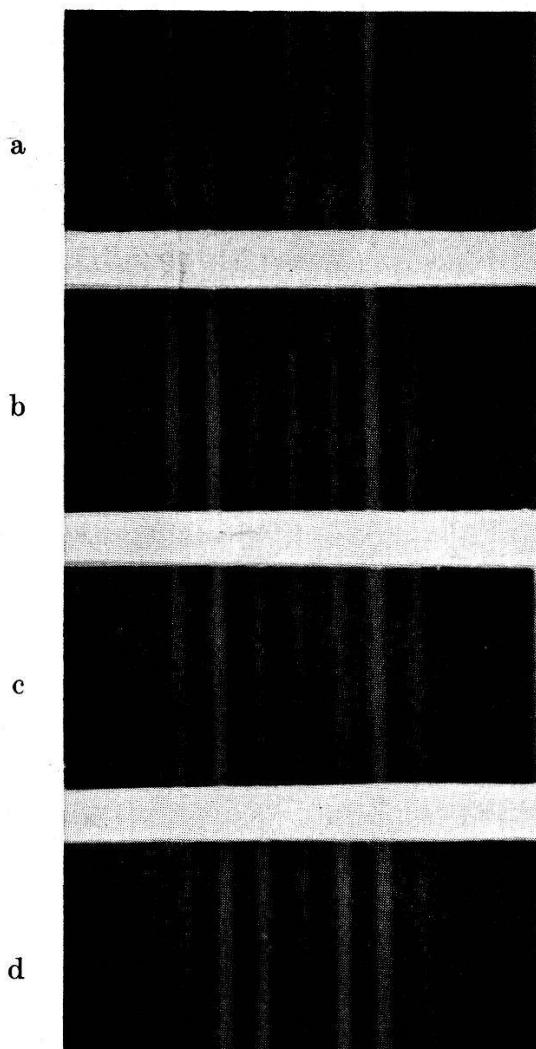


Fig. 3.

Veränderung der Beugungerscheinung, wenn der Quarz um kleine Winkel aus der Lage der senkrechten Inzidenz (a) gedreht wird.

nahe zusammenfallen würden, noch eine Zerstreuungslinse hinter die Abbildungslinse gestellt. Die in diesem Paragraphen wiedergegebenen Bilder sind daher gegenüber den entsprechenden des § 3 mehrfach vergrössert.

<sup>1)</sup> F. ZERNIKE, Phys. ZS. 36, 848, 1935.

a) *Fortschreitende Wellen: Abhängigkeit der Intensitätsverteilung vom Einfallswinkel.*

Die Realisierung einer reinen fortschreitenden Welle war bei dieser kleinen Schallfrequenz infolge der geringeren Dämpfung zuerst schwierig. Auch in dem bisher verwendeten 40 cm langen Trog wurde nämlich immer noch ein merklicher Bruchteil der Schallwelle reflektiert. Als bester Schallabsorber für 1500 kHz erwies sich schliesslich ein dicker Bausch aus einem ganz groben Gewebe (sog. Steifleinen); wenn derselbe vor die reflektierende Wand gestellt wurde, war sogar in einem Gefäss von nur 10 cm Länge keine stehende Schallwelle mehr sichtbar.

Nachdem die in § 4 beschriebenen Versuche gezeigt hatten, dass bei der Frequenz 1500 kHz die Schallwellen tatsächlich nur wie ein Phasengitter auf das hindurchgehende Licht einwirken, war zu erwarten, dass auch die Versuche über die Verteilung der Lichtintensität auf die Beugungsspektren bei schiefer Inzidenz des Lichtes eine Bestätigung der in RNN II gegebenen Raman-Nath'schen Theorie darstellen würden; in der Tat war dies in vollkommener Weise der Fall. Figg. 3a—d geben die Intensitätsverteilungen wieder, die mit der Linie 4358 Å erhalten wurden, wenn der Quarz um kleine Winkelbeträge immer weiter aus seiner Normallage (a) herausgedreht wurde. Man sieht, dass das Beugungsbild auch dann noch vollständig symmetrisch bleibt; dagegen verändert sich die Beugungerscheinung so, wie dies bei abnehmender Phasendifferenz der Fall sein muss. Beide Ergebnisse sind, wie erwähnt, ausgezeichnete Bestätigungen der Raman-Nath'schen Theorie. Man sieht aus diesen Versuchen noch, wie wichtig die genaue Einstellung auf senkrechte Inzidenz ist, wenn man aus dem Beugungsbild auf die Intensität der Schallwellen schliessen will; hierauf wird schon in RNN II hingewiesen.

b) *Fortschreitende Wellen: Abhängigkeit der Intensitätsverteilung von der Lichtwellenlänge.*

Figg. 4a und b geben die bei fortschreitenden Wellen auftretenden Beugungerscheinungen und zwar für die *Hg*-Linien 5461 Å (a) und 4358 Å (b) wieder. Durch Vergleich mit Fig. 1 in RNN I kann man wieder die Grösse der maximalen Phasendifferenzen ermitteln, die nach der Theorie auftreten müssen, damit die beobachteten Intensitätsverteilungen zustandekommen. Man findet dann für (a) den Wert  $\pm 2,2$  und für (b) den Wert  $\pm 3,2$ . Das Produkt aus Lichtwellenlänge und Phasendifferenz, welches nach der Theorie konstant sein muss, wird

für (a) =  $12,0 \cdot 10^{-5}$  und für (b) =  $13,9 \cdot 10^{-5}$ ; die Übereinstimmung ist wohl innerhalb der Fehlergrenzen dieser nur qualitativen Versuche. Wenn man noch für die Länge der Strecke, die der Lichtstrahl in der Schallwelle zurücklegt, ihren Wert 2,0 cm einsetzt, so kann man aus der Raman-Nath'schen Theorie die durch die Schallwelle hervorgerufene Amplitude des Brechungsindex berechnen; man erhält dafür den Wert  $1 \cdot 10^{-5}$ . Leider ist für Xylol die Grösse  $dn/dp$ , d. h. die Änderung des Brechungsindex  $n$  mit dem Druck  $p$  nicht gemessen; daher kann man aus der Amplitude des Brechungsindex hier die Druckamplitude  $\delta p$  nicht berechnet werden. Für alle Flüssigkeiten aber, für welche  $dn/dp$  bekannt ist, kann man nach dieser Methode, allerdings nur in dem ihr zugänglichen ziemlich engen Frequenzbereich von 1000—2000 kHz, wohl sehr genaue Messungen der Schallintensität und Schallabsorption anstellen.

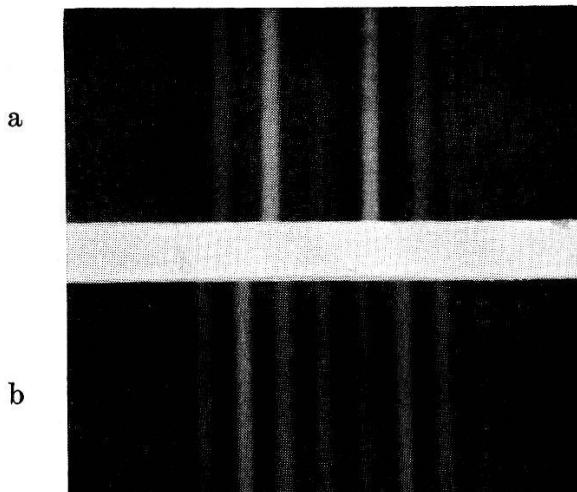


Fig. 4.

Abhängigkeit der Beugungerscheinung bei fortschreitenden Wellen von der Lichtwellenlänge: Intensitätsverteilung für 5461 Å (a) und für 4358 Å (b).

### C. Vergleich der Intensitätsverteilungen bei fortschreitenden und bei stehenden Wellen.

Die mit der Linie 4358 Å erhaltenen Beugungsbilder sind in Figg. 5a—c wiedergegeben. (a) ist die Intensitätsverteilung bei fortschreitenden Wellen; beim Übergang zu stehenden Wellen (Entfernen des Steifleinen-Bausches vor der reflektierenden Wand) geht die Beugungerscheinung in (b) über, und durch passende Einstellung des Abstandes Quarz—reflektierende Wand lässt sich die Intensität dieser Beugungerscheinung nochmals soweit steigern, dass statt der sechs Beugungsspektren auf jeder Seite in (c) nun elf Spektren sichtbar werden. Beim Vergleich der Bilder

(b) und (c) mit den theoretisch von LEVI (a. a. O. Fig. 2) berechneten fällt auf, dass experimentell nur eine monotone Abnahme der Intensität mit wachsender Ordnungszahl des Beugungsspektrums sichtbar ist, während theoretisch immer auch kleinere Abweichungen von dieser Reihenfolge auftreten. Man darf wohl annehmen, dass solche Abweichungen bei einer genaueren Messung der Intensität in den Experimenten ebenfalls bemerkbar würden.

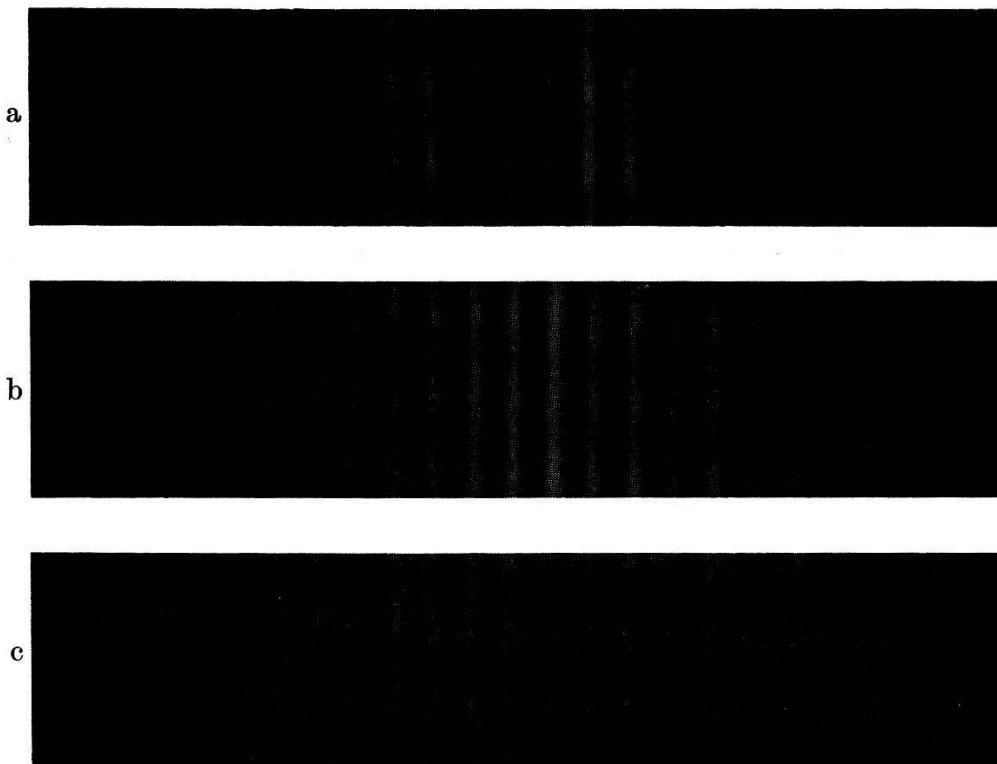


Fig. 5.

Verteilung der Lichtintensität auf die Beugungsspektren bei fortschreitenden (a) und bei stehenden Wellen (b), (c).

Derartige Messungen haben aber wenig Zweck, solange man nicht die stehenden Wellen durch Gegenüberstellung zweier gleicher schwingender Piezoquarze realisiert. Bei der hier verwendeten Methode, in der der eine Quarz durch eine reflektierende Wand ersetzt wird, ist der stehenden Welle natürlich immer eine starke vom Quarz ausgehende fortschreitende Welle überlagert.

## § 6. Diskussion der Versuchsergebnisse.

Man darf aus den in den vorhergehenden Paragraphen mitgeteilten Versuchen den Schluss ziehen, dass die Raman-Nath'sche Theorie der Lichtbeugung an Ultraschallwellen für die Frequenz 1500 kHz in sehr guter Annäherung erfüllt ist. Dieses Resultat

war auch theoretisch zu erwarten. Als Mass für die Güte der Näherung, mit der die Raman-Nath'sche Theorie erfüllt wird, kann man wahrscheinlich das Verhältnis  $\varkappa = \Delta/\lambda^*$  ansehen; hierin bedeutet  $\Delta$  die Strecke, um die der Lichtstrahl am Ende seines Durchgangs durch die Schallwelle (Wellenlänge =  $\lambda^*$ ) aus der ursprünglichen Richtung abgelenkt wird. Je kleiner der Wert von  $\varkappa$  wird, desto genauer muss die Theorie gelten. Wir wollen  $\varkappa$  abschätzen, indem wir die Verhältnisse des in § 5 b beschriebenen Versuchs zugrundelegen: Länge des Wegs, den das Licht im Schallstrahl zurücklegt = 2 cm, Brechungsindex  $n = 1,5$ , Amplitude des Brechungsindex  $\delta n = 1 \cdot 10^{-5}$ . Aus der bekannten Gleichung  $1/R = 1/n \cdot dn/d\nu$  ( $R$  = Krümmungsradius,  $dn/d\nu$  = Änderung des Brechungsindex in Richtung der Normalen  $\nu$ ) für die Krümmung eines Lichtstrahls in einem Medium mit variablem Brechungsindex berechnet man dann als kleinsten Krümmungsradius  $R = 2,4 \cdot 10^4 \lambda^*$ . Dann wird  $\Delta = 4/R = 1,7 \cdot 10^{-4}/\lambda^*$ , also  $\varkappa = 1,7 \cdot 10^{-4}/\lambda^{*2}$ . Für 1500 kHz wird  $\lambda^* = 0,1$  cm, also  $\varkappa = 1,7 \cdot 10^{-2}$ ; unter denselben Versuchsbedingungen wird dagegen für 7500 kHz, weil  $\varkappa$  quadratisch von  $\lambda^*$  abhängt,  $\varkappa = 0,42$ .

Man muss daraus den Schluss ziehen, dass alle Anwendungen der Theorie, für welche es auf quantitative Übereinstimmung ankommt, nicht bei wesentlich grösseren Frequenzen als 1500 kHz angestellt werden dürfen. Da die Lichtbeugung aber für kleinere Frequenzen als 1500 kHz schwer beobachtbar wird, so ist der Frequenzbereich, in dem die Raman-Nath'sche Theorie in ihrer heutigen Form quantitativ anwendbar ist, ein kleiner. In diesem Bereich freilich stellt die Theorie einen überaus grossen Fortschritt dar: sie lässt sich nicht nur zur Messung der Intensität und der Absorption von Schallwellen in Flüssigkeiten verwenden, sondern auch Versuche nach Art der kürzlich von Ali<sup>1)</sup> mitgeteilten über den Dopplereffekt bei der Lichtbeugung an stehenden Schallwellen gestatten, wenn sie mit dieser Frequenz wiederholt werden, eine quantitative Auswertung.

Es ist klar, dass die Theorie von Raman und Nath aber auch ausserhalb des Bereiches der quantitativen Anwendbarkeit noch sehr wertvolle Dienste leistet; dies geht schon daraus hervor, dass sie im wesentlichen aufgestellt wurde zur Erklärung von Erscheinungen, die bei der Frequenz 7500 kHz erhalten wurden.

Zum Schlusse soll noch auf eine in jüngster Zeit erschienene Arbeit von Rytow<sup>2)</sup> hingewiesen werden, in der die Lichtbeugung

<sup>1)</sup> LUTFI ALI, Helv. Phys. Acta **9**, 63, 1936.

<sup>2)</sup> S. M. RYTOW, Sov. Phys. **8**, 626, 1936.

an Ultraschallwellen für Frequenzen von 30000 und 70000 kHz theoretisch und experimentell untersucht wird. Es zeigt sich, dass man bei diesen hohen Frequenzen Intensitätsverteilungen erhält, die sich schon stark der selektiven Reflexion unter dem Bragg'schen Glanzwinkel annähern. Andeutungen für diesen Effekt hat auch BECKER<sup>1)</sup> gefunden. Zusammenfassend kann man daher sagen, dass die Lichtbeugung an Ultraschallwellen für sehr kleine und sehr grosse Frequenzen theoretisch behandelt werden kann; in dem experimentell am leichtesten zugänglichen Frequenzbereich von 5000—10000 kHz existiert aber leider noch keine quantitative Theorie.

### C. Nachtrag zu früheren Versuchen.

#### § 7. Über die Abbildung stehender Ultraschallwellen.

Es sollen hier einige ergänzende Versuche und daran anknüpfende Bemerkungen zu der in RB II behandelten Abbildung des Ultraschallgitters mitgeteilt werden, obwohl dieser Gegenstand mit der Frage nach den Gültigkeitsgrenzen der Raman-Nath'schen Theorie nicht im Zusammenhang steht.

Bei der Besprechung der bei Überlagerung von mehr als zwei Beugungsspektren auftretenden Interferenzerscheinungen (a. a. O. § 4) war versucht worden, die je nach den Versuchsbedingungen verschiedenen starke Intensität, mit der dann die Nebenmaxima auftreten, allein aus der verschieden grossen Intensität der einzelnen Beugungsspektren zu erklären. Diese Erklärung ist unvollständig und unrichtig: Obgleich zwar die Intensität der Beugungsspektren beim Zustandekommen der Erscheinung ebenfalls eine Rolle spielt, so ist sie doch nicht für die Mannigfaltigkeit dieser a. a. O. als „Feinstruktur“ bezeichneten Beugungerscheinungen verantwortlich. Bei jener Erklärung wurde davon ausgegangen, dass die in RB I beschriebenen Versuche gezeigt hatten, dass die einzelnen Beugungsspektren schon bei kleinen Veränderungen in den Versuchsbedingungen grosse Intensitätsänderungen aufweisen, und durch diese letztern sollten dann die Änderungen der Feinstruktur verursacht werden. Nun ist aber jetzt bewiesen, dass die grossen in RB I beobachteten Intensitätsänderungen nur bei fortschreitenden Schallwellen auftreten, während die Abbildungsversuche natürlich an stehenden Wellen ausgeführt werden. Die Unhaltbarkeit der obigen Erklärung geht ferner daraus hervor, dass die Nebenmaxima ihre Intensität und Lage verändern, wenn nicht

<sup>1)</sup> H. E. R. BECKER, Ann. d. Phys. **25**, 373, 1936.

die Austrittsebene des Lichtes aus der Schallwelle, sondern irgend eine dahinter gelegene Ebene abgebildet wird. Dadurch wird natürlich die Intensität der Beugungsspektren nicht verändert; was sich ändert, sind nur die gegenseitigen Phasendifferenzen der einzelnen kohärenten Beugungsspektren. Man sieht also, dass es die Phasendifferenzen sind, die die Mannigfaltigkeit der sichtbaren Beugungerscheinungen hervorrufen. Dies geht auch daraus hervor, dass die Beugungsbilder durch Zwischenschalten einer dicken Glasplatte in genau derselben Weise verändert werden können. Welche vielfältigen Erscheinungen bei der Überlagerung kohärenter Beugungsspektren auftreten können, zeigt schon eine Arbeit von WOLFKE<sup>1)</sup>, in der gewisse Spezialfälle numerisch durchgerechnet werden.

Dagegen beruht auf der Veränderung der Intensität der Beugungsspektren eine andere Erscheinung, die ebenfalls seinerzeit

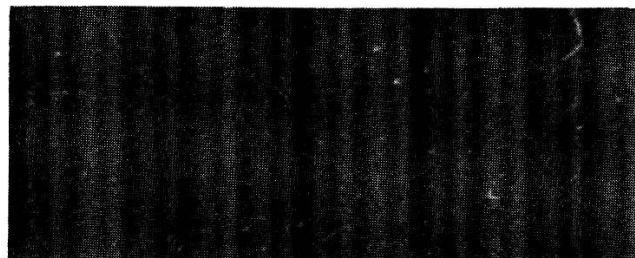


Fig. 6.

Beugungerscheinung bei unsymmetrischer Verteilung der Lichtintensität auf die Beugungsspektren.

nicht aufgeklärt werden konnte und welche darin besteht, dass „die bei der Überlagerung mehrerer Spektren entstehenden schwächeren Streifensysteme nicht immer vollständig symmetrisch zu den starken Interferenzen der beiden ersten Ordnungen liegen“. Es wurde damals schon bemerkt, dass „diese Asymmetrie wahrscheinlich in irgendwelchen Mängeln der Justierung“ begründet ist. Tatsächlich handelt es sich hier um den den Mikroskopikern bekannten sog. Reliefeffekt (vgl. F. ZERNIKE, a. a. O.). Dieser Effekt tritt dann auf, wenn die Intensitätsverteilung auf die einzelnen Beugungsspektren nicht symmetrisch zur nullten Ordnung ist. Er kommt also bei Ultraschallversuchen mit der Frequenz 7500 kHz zum Beispiel bei schiefer Inzidenz des Lichts zustande. Der Effekt kann natürlich durch unsymmetrisches Wegblenden einzelner Spektren beliebig intensiv gemacht werden. Fig. 6

<sup>1)</sup> M. WOLFKE, Ann. d. Phys. **34**, 277, 1911. Ähnliche Erscheinungen beschreibt ferner A. WINKELMANN, Ann. d. Phys. **27**, 905, 1908 (freundlicher brieflicher Hinweis des Herrn E. HIEDEMANN).

gibt ein solches Beispiel wieder. Natürlich kommt auch dieser **Effekt** nur zustande, wenn die zusammenwirkenden Spektren kohärent sind. Er kann daher bei der Überlagerung der Spektren  $-2, 0, +2$  beobachtet werden; dagegen tritt er nicht auf bei Überlagerung der Spektren  $-2, -1, +1, +2$ , weil diese Spektren, obgleich sie dieselbe „Feinstruktur“ ergeben, paarweise inkohärent sind.

### § 8. Zusammenfassung.

Es werden Versuche beschrieben zur Festlegung der Grenzen, innerhalb welcher die neue Raman-Nath'sche Theorie der Lichtbeugung an Ultraschallwellen gültig ist. Diese Versuche zeigen, dass die Theorie bei der Schallfrequenz 1500 kHz so genau gilt, als die Prüfung mit Hilfe der hier verwendeten photographischen Methode (ohne Ausphotometrieren) durchführbar ist. Die Theorie stellt daher in dem Frequenzgebiet zwischen 1000 und 2000 kHz einen überaus grossen Fortschritt dar und gestattet wahrscheinlich mannigfache Anwendungen. Die bei der Frequenz 7500 kHz angestellten Versuche, insbesondere die bei schiefer Inzidenz des Lichtes auftretende asymmetrische Verteilung der Lichtintensität auf die Beugungsspektren, zeigen dagegen, dass die Theorie für diese Frequenz nur noch qualitative Geltung hat. — Im Anhang werden noch einige Versuche zur Abbildung stehender Ultraschallwellen beschrieben, die früher mitgeteilte Versuche über denselben Gegenstand ergänzen und berichtigen sollen.

Es ist mir ein Bedürfnis, meinem Freunde Dr. FRITZ LEVI für die zahlreichen anregenden Diskussionen, die ich schon seit mehreren Jahren mit ihm über mein Arbeitsgebiet führen konnte, auch an dieser Stelle den herzlichsten Dank auszusprechen.

Physikalisches Institut der Universität Zürich.