

Protokoll zu

# Versuch E-102

## Beugung an periodischen Strukturen

Fortgeschrittenen-Praktikum Teil I  
Wintersemester 2002/2003

Von  
Jan Stillings, Kathrin Valerius

Semesterzahl: 7  
Hauptfach: Physik  
Gruppe  $\alpha$  2

Assistent: Ulrich Blum  
Datum: 23.09.02

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einführung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1	Licht als elektromagnetische Welle . . . . .	3
2.2	Beugung am Strichgitter . . . . .	3
2.3	Ultraschallerzeugung mit dem piezoelektrischen Effekt . . . . .	4
2.4	Beugung am Ultraschallgitter . . . . .	5
2.5	Bestimmung der Schallgeschwindigkeit in einer Flüssigkeit . . . . .	6
<b>3</b>	<b>Versuchsaufbau</b>	<b>7</b>
<b>4</b>	<b>Versuchsdurchführung</b>	<b>9</b>
4.1	Justierung der optischen Elemente . . . . .	9
4.2	Eichung des X-Y-Schreibers . . . . .	9
4.3	Beugungsbilder . . . . .	9
4.4	Transmissionskurven . . . . .	10
<b>5</b>	<b>Auswertung der Messdaten</b>	<b>11</b>
5.1	Transmissionskurve des Strichgitters . . . . .	11
5.2	Beugungsbilder des Strichgitters . . . . .	11
5.2.1	Abstand der Maxima . . . . .	11
5.2.2	Intensitäten der Maxima . . . . .	12
5.2.3	Extrapolation der Lage und Intensität höherer Nebenmaxima . . . . .	13
5.3	Transmissionsbilder des Ultraschallgitters . . . . .	13
5.3.1	Variation der Schwingungsamplitude . . . . .	13
5.3.2	Variation der Schwingungsfrequenz . . . . .	13
5.4	Beugungsbilder des Ultraschallgitters . . . . .	14
5.4.1	Variation der Amplitude der Quarzschwingung . . . . .	14
5.4.2	Variation der Frequenz der Quarzschwingung . . . . .	14
5.4.3	Variation des Einfallswinkels . . . . .	14
5.5	Bestimmung der Schallgeschwindigkeit . . . . .	14
<b>6</b>	<b>Schlussbemerkung und Referenzen</b>	<b>16</b>
6.1	Fazit . . . . .	16
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>18</b>
A.1	Tabellen zu den Beugungsbilder des Ultraschallgitters . . . . .	18
A.2	Tabellen zu den Transmissionsbildern des Ultraschallgitters . . . . .	19
A.3	Diagramme . . . . .	20

# 1 Einführung

In diesem Versuch wollen wir den Durchgang von Licht durch eine Flüssigkeit untersuchen, in der stehende Ultraschallwellen erzeugt werden. Dabei sollen die Beugungs- und Brechungsphänomene betrachtet und schließlich die Schallgeschwindigkeit innerhalb der Flüssigkeit bestimmt werden.

## 2 Theoretische Grundlagen

### 2.1 Licht als elektromagnetische Welle

Licht hat sowohl Teilchen- als auch Welleneigenschaften. In diesem Versuch beschäftigen wir uns mit Beugungs- und Interferenzphänomenen, weshalb das elektromagnetische Wellenbild des Lichts verwendet wird. Idealisiert kann Licht als ebene Welle der Form

$$A(\vec{x}, t) = A_0 \cdot e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{x})},$$

angegeben werden, wenn es ausreichend von der Quelle entfernt ist. Zur Beschreibung nahe der Quelle eignet sich hingegen besser die Idealisierung als Kugelwelle:

$$A(x, t) = \frac{A_0}{x} \cdot e^{i(\omega t - kx)}.$$

Für elektromagnetische Wellen gilt das Superpositionsprinzip, d.h. die Amplituden zweier sich überlagernder Wellen addieren sich. Überlagert man hingegen zwei Wellen gleicher Frequenz und fester Phasenbeziehung, so kommt es zu Interferenz, die durch den Gangunterschied der Wellen bestimmt wird.

In diesem Versuch wird Licht einer bestimmten Wellenlänge auf eine periodische Struktur gestrahlt, die so gewählt ist, dass Beugung auftritt. Die Beugung lässt sich nach dem Huygesschen Prinzip erklären:

Nach Huygens ist jeder Punkt, der auf einer Wellenfront liegt, Ausgangspunkt einer neuen Elementarwelle. Die Elementarwellen aller Punkte fügen sich zu der neuen Wellenfront zusammen. Trifft die Wellenfront auf einen Spalt, wie in unserem Gitter, so können sich die Elementarwellen nicht mehr alle zu einer Wellenfront zusammenfügen. Die Wellenfront erreicht jedoch trotzdem Gebiete, die nach der geometrischen Optik eigentlich wellenfrei sein müssten.

Durch die Beugung am Gitter wird ein Gangunterschied zwischen den Wellen erzeugt, weshalb die Wellen miteinander interferieren.

### 2.2 Beugung am Strichgitter

Ein Strichgitter besteht aus mehreren Spalten in einer Blende, die Licht passieren lassen. Die charakteristischen Größen für ein solches Strichgitter sind die Dicke  $b$  der Spalte (auch Spaltbreite) und der Abstand  $a$  der Spaltenmittelpunkte voneinander. Die Spaltabstände und -breiten sind typischerweise im Gitter konstant, weshalb der Spaltabstand als Gitterkonstante bezeichnet wird.

Mathematisch lässt sich das Gitter als Faltung einer Rechteckfunktion mit einer Kammfunktion, d.h. einer Überlagerung mehrerer Delta-Funktionen, beschreiben. Es gilt daher:

$$g(x) = \text{rect}(x) \otimes \text{schah}(x)$$

mit

$$\text{rect}(x) = \begin{cases} 0, & \text{falls } |x| > \frac{b}{2} \\ 1, & \text{falls } |x| \leq \frac{b}{2} \end{cases}$$

$$\text{schah}(x) = \sum_{n=0}^{N-1} \delta(x - na)$$

Hierin ist  $N$  die Anzahl der Spalte des Gitters.

Ein wesentliches Merkmal der Faltung ist, dass die Fouriertransformierte der Faltung zweier Funktionen gleich dem Produkt der Fouriertransformierten der beiden Einzelfunktionen ist. In unserem

Versuch betrachten wir die Fraunhofer-Beugung, weshalb sowohl Lichtquelle, als auch der Beobachtungsschirm im unendlichen stehen müssen. Das Spektrum des Gitters wird nach Fraunhofer durch seine Fouriertransformierte dargestellt. Mit den oben definierten Funktionen gilt dann:

$$\begin{aligned}
 F(\text{rect}(x) \otimes \text{sach}(x))(u) &= F(\text{rect})(u) \cdot F(\text{sach})(u) \\
 &= \int_{-b/2}^{b/2} e^{iux} dx \sum_{n=0}^{N-1} e^{inau} \\
 &= \frac{e^{\frac{iub}{2}} - e^{-\frac{iub}{2}}}{iu} \sum_{n=0}^{N-1} e^{inau} \\
 &= \frac{2}{u} \sin\left(\frac{u}{2}\right) \frac{e^{iNau} - 1}{e^{iau} - 1} \\
 &= \frac{2}{u} \sin\left(\frac{u}{2}\right) \frac{\sin\left(\frac{Nau}{2}\right) e^{\frac{iNau}{2}}}{\sin\left(\frac{au}{2}\right) e^{\frac{iau}{2}}}
 \end{aligned}$$

Für  $u$  setzt man die räumliche Kreisfrequenz  $u = 2\pi \frac{\sin \vartheta}{\lambda}$  ein, wobei  $\lambda$  die Wellenlänge des Lichtes darstellt. Für die Intensität unter dem Winkel  $\vartheta$  zur optischen Achse erhält man:

$$I(\vartheta) = \left| F(\text{rect}(x) \otimes \text{sach}(x)) \left( 2\pi \frac{\sin \vartheta}{\lambda} \right) \right|^2 \quad (1)$$

$$= I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \vartheta\right) \sin^2\left(\frac{\pi Na}{\lambda} \sin \vartheta\right)}{\left(\frac{\pi b}{\lambda}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin \vartheta\right)} \quad (2)$$

Aus dieser Gleichung folgt, dass Intensitätsmaxima betrachtet werden können, falls:

$$\sin \vartheta_n = \frac{n\lambda}{a}, \quad n \in \mathbb{IN}$$

Die maximale Intensität ist gegeben durch

$$I_{max}(n) = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi nb}{a}\right)}{\left(\frac{\pi nb}{a}\right)^2}.$$

Im Versuch werden die Winkel  $\vartheta$  durch eine Linse mit der Brennweite  $f$  in räumliche Abstände von der optischen Achse übersetzt. Für den Abstand  $d_n$  des  $n$ -ten Maximums zum Hauptmaximum gilt dann für kleine Winkel  $\vartheta_n$ :

$$\begin{aligned}
 \frac{d_n}{f} = \tan \vartheta_n &\approx \sin \vartheta_n \\
 \Rightarrow d_n &= \frac{n\lambda f}{a}
 \end{aligned}$$

### 2.3 Ultraschallerzeugung mit dem piezoelektrischen Effekt

Longitudinale Wellen, deren Frequenzen über der menschlichen Hörschwelle liegen (ca. 20 kHz - ca. 10 GHz), bezeichnet man als Ultraschall. Zur Erzeugung von Ultraschallwellen nutzt man häufig den piezoelektrischen Effekt von Kristallen aus:

Bei Isolatoren mit polarer Symmetrieachse kann durch Stauchung oder Streckung des Kristalls ein elektrisches Dipolmoment entstehen und somit ein elektrisches Feld erzeugt werden. Diesen Effekt nennt man *piezoelektrischen Effekt*. Er kann nur in Substanzen mit polarer Symmetrieachse auftreten.

Eine relative Deformation um  $\varepsilon = \frac{\Delta x}{x}$  erzeugt ein elektrisches Feld der Größe

$$E = \delta \frac{\Delta x}{x} \text{ oder eine Spannung } U = \delta \Delta x$$

$\delta$  heißt der piezoelektrische Koeffizient. Er kann je nach Kristallrichtung verschieden sein.

Die Deformation des Kristalls erfolgt gegen die Coulomb-Felder zwischen Elementarladungen. Diese Felder haben die Größenordnung  $e/(4\pi\epsilon_0 r^2)$ , wobei  $r \approx 10^{-10} - 10^{-9}$  m der typische Teilchenabstand ist.

Bringt man andererseits solch einen Isolator in ein elektrisches Feld, so findet eine Verschiebung der Ladungen im Isolator statt, so dass sich je nach Richtung des elektrischen Feldes innere mechanische Spannungen aufbauen können, die zu einer Deformation des Isolators führen. Dies ist der *reziproke piezoelektrische Effekt*, der in unserem Versuch genutzt wird. Legt man an den Isolator ein elektromagnetisches Wechselfeld, so werden im Kristall periodisch Stauchungen und Streckungen vollzogen. Es kommt also zu Druckschwankungen, die an die Umgebung weitergegeben werden. Hat das Wechselfeld eine entsprechend hohe Frequenz, so werden derart Ultraschallwellen erzeugt. Die gebräuchlichsten Piezomaterialien sind Quarz, Turmalin, Bariumtitanat und Piezokeramiken.

## 2.4 Beugung am Ultraschallgitter

In unserem Versuch wird ein Ultraschallgitter erzeugt, in dem stehende Wellen von einem Quarzkristall in einer mit Terpentinersatz gefüllten Küvette erzeugt werden. Die Eigenfrequenz, an der stehende Wellen erzeugt werden, liegt für unseren Quarzkristall bei 2 MHz und 6 MHz.

Die Ultraschallwellen stellen im Terpentinersatz eine Dichteschwankung dar, wodurch der, von der Teilchenzahldichte abhängige, Brechungsindex der Flüssigkeit im Verlauf der Küvette periodisch variiert wird. Dies entspricht einem optischen Gitter. Das Ultraschallgitter kann als Phasen- und als Amplitudengitter betrachtet werden:

Die Lichtgeschwindigkeit in einem Medium ist abhängig vom Brechungsindex:  $c_{\text{medium}} = \frac{c_{\text{vak}}}{n}$ . Da sich der Brechungsindex über das Medium ändert, ergeben sich unterschiedliche Durchgangszeiten für das eingestrahlte Licht. Es liegt daher ein Phasengitter vor.

Betrachtet man die Flüssigkeit als Vektorfeld, so werden die einfallenden parallelen Lichtstrahlen in Richtung des Gradienten des Brechungsindex gebrochen. Tritt das Licht genau an der Konvergenzlinie aus, so beobachtet man dort keine kontinuierliche Verteilung mehr wie beim Eintritt, sondern man findet Maxima und Minima, die genau denen des Brechungsindex der Flüssigkeit entsprechen. Es entsteht also an dieser Stelle ein Amplitudengitter.

Die mathematische Beschreibung des Phasengitters für senkrecht einfallende Lichtstrahlen wurde von Raman und Nagendra Nath behandelt.

Setzt man  $a$  als Amplitude der Phasenmodulation in der Austrittsebene der in  $x$ -Richtung fortschreitenden Lichtwelle und  $\Lambda$  als die Wellenlänge der in  $z$ -Richtung fortschreitenden Ultraschallwelle, so gilt für die Modulation der Lichtwellenfront beim Austritt aus der Ultraschallwelle

$$a_z = a \cdot \sin(\omega t - kz)$$

und mit  $\omega = 2\pi N$ , sowie  $k = \frac{2\pi}{\Lambda}$ :

$$a_z = a \cdot \sin 2\pi \left( Nt - \frac{z}{\Lambda} \right).$$

Die in  $x$ -Richtung fortschreitende Lichtwelle der Frequenz  $f$  und der Wellenlänge  $\lambda^*$  in einem Medium wird beschrieben durch

$$\begin{aligned} & C \cdot \exp \left( i \cdot \left( 2\pi \left( ft - \frac{x}{\lambda^*} \right) + a \sin 2\pi \left( Nt - \frac{z}{\Lambda} \right) \right) \right) \\ &= C \cdot \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_k(a) \cdot \exp \left( i \left( 2\pi(f + kN)t - \frac{2\pi}{\lambda^*} \left( x + k \frac{\lambda^*}{\Lambda} z \right) \right) \right). \end{aligned}$$

Hierin ist  $J_k(a)$  die Besselfunktion  $k$ -ter Ordnung. Die Gleichung beschreibt eine Schar ebener Lichtwellen mit den Fortpflanzungsrichtungen

$$\tan a_k^* = \sin a_k^* = k \cdot \frac{\lambda^*}{\Lambda}$$

innerhalb des schallführenden Mediums und

$$\sin a_k = k \cdot \frac{\lambda}{\Lambda}$$

ausserhalb des Mediums.

Diese Aussage und die periodisch im Abstand  $\Lambda$  auftretenden Maxima und Minima am Amplitudengitter zeigen, dass die gleichen Formeln wie beim Strichgitter gelten, wobei die Gitterkonstante durch die Wellenlänge  $\Lambda$  der Ultraschallwelle ersetzt werden muss. Für die Lage der Intensitätsmaxima gilt also unter kleinen Winkeln

$$d_n = \frac{n\lambda f}{\Lambda},$$

wobei  $f$  hier die Brennweite der Linse ist.

## 2.5 Bestimmung der Schallgeschwindigkeit in einer Flüssigkeit

Aus den oben angegebenen Aussagen erhält man durch einfaches Umformen

$$\Lambda = \frac{n\lambda f}{d_n} \quad \text{und} \quad c_{schall} = \nu_{schall} \cdot \Lambda = \nu_{schall} \cdot \frac{n\lambda f}{d_n}$$

Der Versuch bietet uns also zwei verschiedene Möglichkeiten die Schallgeschwindigkeit im Terpentinersatz zu bestimmen:

- Durch die Messung der Lage der Beugungsmaxima und
- Durch Bestimmung der Wellenlänge  $\Lambda$  aus der Transmissionskurve.

Bei der Berechnung der Schallgeschwindigkeit mit der zweiten Methode ist jedoch zu beachten, dass die Messung der Lichtintensität langsam gegenüber der Periode der stehenden Welle ist. In einer stehenden Welle bilden sich nach einer halben Periode genau an den Stellen Maxima aus, an denen ursprünglich Minima lagen. Daraus ergibt sich, dass der Abstand  $d$  der Maxima in der Transmissionskurve nur der halben Wellenlänge der Ultraschallwelle entspricht:

$$c_{schall} = 2 \nu_{schall} d$$

### 3 Versuchsaufbau

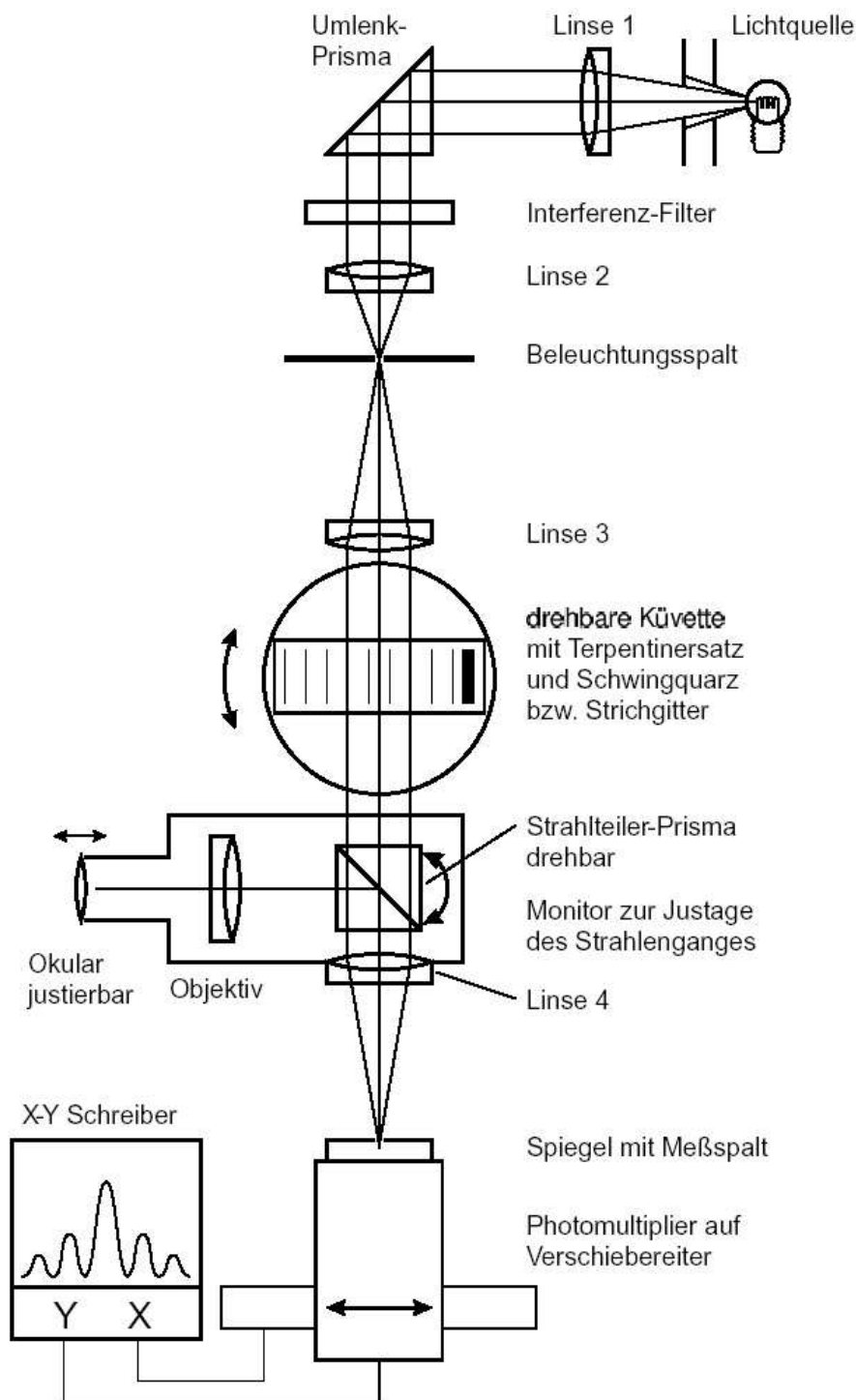


Abbildung 1: Schematischer Aufbau des Versuchs

Der schematische Aufbau des Versuchs ist in Abbildung 1 dargestellt. Als Lichtquelle dient eine normale Glühbirne. Mit Hilfe einer Blende und der Linse 1 ( $f_1 = 60 \text{ mm}$ ) wird das abgestrahlte Licht parallelisiert. Um Streulicht aus der Lichtquelle zu minimieren wird das parallele Licht mit einem Prisma um  $90^\circ$  auf die optische Achse der Apparatur umgelenkt. Um später Interferenz-Erscheinungen zu erhalten, durchläuft das Licht einen Interferenzfilter, der monochromatisches Licht der Nominalwell-

Wellenlänge  $\lambda_0 = 488,8$  nm durchlässt. Linse 2 ( $f_2 = 200\text{mm}$ ) fokussiert die parallelen Lichtstrahlen auf einen Beleuchtungsspalt, mit dem die eigentliche Lichtquelle abgeschlossen wird. Der bisher beschriebene Versuchsteil erzeugt kohärentes, monochromatisches Licht der Wellenlänge  $\lambda_0 = 488,8$  nm.

Die auf die Lichtquelle folgende Linse 3 ( $f_3 = 200$  mm) erzeugt wieder paralleles Licht, das für den Versuch erforderlich ist. Hinter Linse 3 befindet sich im ersten Versuchsteil ein normales Strichgitter, das im zweiten Versuchsteil durch die Küvette ersetzt wird, in der sich Terpentinersatz befindet. In der Küvette werden durch einen Piezokristall stehende Ultraschallwellen erzeugt. Die Frequenz und Amplitude der Ultraschallwellen können stufenlos eingestellt und zusätzlich auf einem Oszilloskop visualisiert bzw. abgelesen werden. Die Küvette ist auf einer drehbaren Bodenplatte gelagert, die mit einer Winkelskala versehen ist. Hinter dem jeweiligen Gitter wird ein Strahlteiler in den Strahlengang gebracht, der einen Teil des Lichts in ein Fernrohr spiegelt. Dieses Monitor-System dient der Justierung des Versuchs und der Strahlteiler wird während der Messung ausgeschwenkt.

Am Rahmen des Monitors ist auch die letzte Linse 4 ( $f_4 = 200$  mm) befestigt, die das Licht auf den Eingang des Photomultipliers fokussiert. Über einen Spiegel und einen Messspalt gelangt das Licht schließlich in den Photomultiplier, der senkrecht zur optischen Achse mit einer Mikrometerschraube bewegt werden kann. Die Signale des Photomultipliers werden auf einem X-Y-Schreiber ausgegeben und können danach ausgewertet werden.



## 4 Versuchsdurchführung

### 4.1 Justierung der optischen Elemente

Vor der Messung muss die Versuchsapparatur justiert werden, um bestmögliche Ergebnisse zu erzielen. Die Justierung erfolgt mit Hilfe des Fernrohres. Alle Linsen, Gitter und der Filter werden hierzu aus dem Strahlengang entfernt und folgende Schritte sind nacheinander abzarbeiten:

- Um zu überprüfen, ob Lichtstrahlen parallel verlaufen, stellt man das Fernrohr auf unendlich ein. Hierzu haben wir das Monitor-System ausgebaut und draußen die Antenne eines weit entfernten Hochhauses fokussiert. Diese Näherung ist für die Justierung ausreichend.
- Der Beleuchtungsspalt wird geöffnet und Linse 1 wird im Strahlengang positioniert, so dass im Fernrohr ein scharfes Bild der Glühwendel der Birne sichtbar ist. Damit sind die Lichtstrahlen parallel.
- Linse 2 wird in den Strahlengang gesetzt und so verschoben, dass auf dem Beleuchtungsspalt ein scharfes Bild der Glühwendel erscheint. Der Spalt befindet sich dann im Brennpunkt der Linse.
- Linse 3 wird so in den Strahlengang gesetzt, dass im Fernrohr wieder ein scharfes Bild des Beleuchtungsspalt zu sehen ist.
- Linse 4 am Monitor-System wird so verschoben, dass ein scharfes Abbild des Spalt auf dem Messspalt des Photomultipliers entsteht. Damit haben wir die Justierung der Linsen abgeschlossen. Beim Einsetzen der Linsen ist darauf zu achten, dass die konvexe Seite immer in Richtung des parallelen Strahlengangs zeigt, um die Linsenfehler zu minimieren.
- Der Interferenzfilter wird an die im Schema angegebene Position gesetzt. Die verspiegelte Seite sollte dabei zur Lichtquelle zeigen, da dann Infrarotstrahlung reflektiert und nicht absorbiert wird. Eine Absorption von IR-Strahlung könnte zu einer Erwärmung des Filters und damit zu einer Veränderung der Nominalwellenlänge führen.
- Das Strichgitter wird in den Strahlengang gestellt.
- Die Breite des Beleuchtungsspalt haben wir soweit verringert, bis wir zufriedenstellende Beugungsfiguren erhielten.

### 4.2 Eichung des X-Y-Schreibers

Für die spätere Ausmessung der Beugungs- und Transmissionskurven haben wir während der Versuchsdurchführung für die verschiedenen Skaleneinstellungen des X-Y-Schreibers jeweils mehrere Eichgeraden aufgenommen. Die Mikrometerschraube wurde für eine Gerade immer um  $d = (1,0 \pm 0,03)$  mm weitergedreht. Es wurde das Übersetzungsverhältnis für 0,1 V/cm, 0,2 V/cm und 0,5 V/cm bestimmt. Für die Übersetzung des X-Y-Schreibers in X-Richtung gilt:

$$S = \frac{d}{\bar{A}} \pm \sqrt{\left(\frac{1}{\bar{A}} \Delta d\right)^2 + \left(\frac{d}{\bar{A}^2} \Delta \bar{A}\right)^2}$$

In der Gleichung ist  $\bar{A}$  die mittlere Länge der Geraden, dessen Fehler durch die Standardabweichung sowie einen geschätzten Ablesefehler von  $\Delta A_{abl} = 0,05$  cm gegeben ist. Die Ergebnisse der Eichung sind in Tabelle 1 angegeben.

### 4.3 Beugungsbilder

Zuerst haben wir die Beugungsbilder des Strich- und des Ultraschallgitters auf dem X-Y-Schreiber aufgenommen. Das Strichgitter erzeugt nur ein Beugungsbild, das wir zweimal aufgenommen haben in jeweils verschiedener Einstellung am Schreiber. Danach haben wir die Messung am Ultraschallgitter wiederholt, wobei verschiedene Parameter geändert wurden. Folgende Variationen wurden untersucht:

	$0,1V/cm$	$0,2V/cm$	$0,5V/cm$
$A_1$ [mm]	187	94	38
$A_2$ [mm]	187	95	37
$A_3$ [mm]	188	95	38
$A_4$ [mm]	188	95	38
$A_5$ [mm]			37,5
$A_6$ [mm]			38
$A_7$ [mm]			37,5
$A_8$ [mm]			37,5
$A_9$ [mm]			38
$A_{10}$ [mm]			37
$A$ [mm]	18,75	9,475	37,75
$\Delta A$ [mm]	1,0	0,93	0,93
$S$	0,005333	0,01055	0,02649
$\Delta S$	0,000060	0,00014	0,00071

Tabelle 1: X-Eichung des X-Y-Schreibers

- Variation der Amplitude der Hochfrequenzschwingung: 3,0 V, 2,25 V und 1,85 V
- Variation der Frequenz der Schwingung: stehende Wellen bei 2 MHz und 6 MHz (nur bei 3,0 V)
- Variation des Einfallswinkels auf die Küvette:  $0^\circ$ ,  $5^\circ$  und  $10^\circ$  (bei 2 MHz und 3,0 V)

#### 4.4 Transmissionskurven

Zur Aufnahme der Transmissionskurven muss Linse 4 aus dem Versuch entfernt und der Photomultiplier direkt hinter das dispersive Element gestellt werden. Beim Strichgitter ergibt sich natürlich wieder nur eine Kurve und beim Ultraschallgitter wurden folgende Parameter geändert:

- Schwingungsamplitude der Hochfrequenz: 3,0 V, 2,25 V und 1,85 V (nur bei 2 MHz)
- Frequenz der Schwingung: 2 MHz und 6 MHz

## 5 Auswertung der Messdaten

### 5.1 Transmissionskurve des Strichgitters

Die aufgenommene Transmissionskurve des Strichgitters ist im Anhang zu finden. Deutlich erkennbar ist, dass das verwendete Strichgitter aus sieben Einzelspalten besteht. Wir haben die Abstände der Einzelspalte voneinander, sowie die Spaltbreiten bestimmt. Zur Bestimmung der Spaltbreiten nutzen wir eine zusätzliche Nulllinie in Höhe des Offsets, der durch Streulicht entsteht und am Rand der Kurve abzulesen ist. Die Spaltbreite wird auf halber Höhe der Maxima bestimmt.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 2 aufgeführt. In der Tabelle sind die Werte für  $X$  die tatsächlich in den Plots gemessenen Abstände und  $x$  die, mit Hilfe der Schreibereichung, umgerechneten Abstände. Der Fehler von  $X$  setzt sich zusammen aus der Standardabweichung und einem Ablesefehler von  $\Delta X_{abl} = 0,25$  mm. Der Fehler von  $x$  folgt dann mittels Gaußscher Fehlerfortpflanzung aus dem Eichungsfehler und  $\Delta X$ :

$$x = X \cdot S \pm \sqrt{(S \cdot \Delta X)^2 + (X \cdot \Delta S)^2}$$

	$a_1$	$a_2$	$a_3$	$a_4$	$a_5$	$a_6$		$a$
$X$ [mm]	16,5	17	17	17	16,5	16,5		$16,75 \pm 0,50$
$x$ [mm]	0,437	0,450	0,450	0,450	0,437	0,437		$0,444 \pm 0,018$
	$b_1$	$b_2$	$b_3$	$b_4$	$b_5$	$b_6$	$b_7$	$b$
$X$ [mm]	4,00	4,50	4,00	4,00	4,50	4,50	4,00	$4,21 \pm 0,50$
$x$ [mm]	0,106	0,119	0,106	0,106	0,119	0,119	0,106	$0,112 \pm 0,014$

Tabelle 2: Spaltabstände und -breiten des Strichgitters

Wir erhalten die charakteristischen Eigenschaften des Gitters: die Gitterkonstante beträgt

$$a = (0,444 \pm 0,018) \text{ mm}$$

und die Spaltbreite beträgt

$$b = (0,112 \pm 0,014) \text{ mm.}$$

### 5.2 Beugungsbilder des Strichgitters

#### 5.2.1 Abstand der Maxima

Wir möchten den theoretischen Zusammenhang für den Abstand der Nebenmaxima vom Hauptmaximum überprüfen. Hierzu messen wir einerseits die Abstände der Nebenmaxima im Beugungsbild und errechnen andererseits den theoretischen Abstand gemäß der Formel in der Theorie:

$$x_n^{theo} = \frac{n\lambda f}{a} \pm n \cdot f \cdot \sqrt{\left(\frac{1}{a}\Delta\lambda\right)^2 + \left(\frac{\lambda}{a^2}\Delta a\right)^2}$$

Einzusetzen sind hier die Brennweite von Linse 4 ( $f_4 = 200$  mm), die Wellenlänge des einfallenden Lichtes ( $\lambda = (4,888 \pm 0,091) \cdot 10^{-4}$  mm) und die errechnete Gitterkonstante ( $a = (0,444 \pm 0,018)$  mm).

Wir haben zwei Messreihen durchgeführt mit zwei verschiedenen Skalen. Beide Plots sind als #1 und #2 im Anhang enthalten. Die Ergebnisse der Vermessung sind in Tabelle 3 dargestellt. Die Messfehler ergeben sich aus einem angenommenen Ablesefehler von  $\Delta X = 0,5$  mm mittels Gaußscher Fehlerfortpflanzung. Es stellt sich heraus, dass Messung 2 auf Grund der höheren Vergrößerung einen kleineren Messfehler aufweist. Trotzdem liegt Messreihe 1 näher am theoretisch errechneten Wert.

Auffallend ist in beiden Messreihen, dass die Abstände asymmetrisch zum Hauptmaximum liegen. Auf der rechten Seite haben die Nebenmaxima grundsätzlich einen größeren Abstand vom Hauptmaximum als auf der linken Seite. Deshalb haben wir für den Vergleich mit dem theoretischen Wert einen Mittelwert aus beiden Seiten gebildet. Das 6. Nebenmaximum konnte auf der linken Seite leider nicht eindeutig lokalisiert werden, weshalb es hier nicht berücksichtigt wird.

Messung 1						
$n$	$X_l$ [mm]	$X_r$ [mm]	$x_l$ [mm]	$x_r$ [mm]	$x$ [mm]	$x^{theo}$ [mm]
1	7,5	8,5	$0,199 \pm 0,014$	$0,225 \pm 0,015$	$0,212 \pm 0,010$	$0,220 \pm 0,010$
2	14,5	12,5	$0,384 \pm 0,017$	$0,331 \pm 0,016$	$0,358 \pm 0,010$	$0,440 \pm 0,020$
3	23	27	$0,609 \pm 0,021$	$0,715 \pm 0,023$	$0,662 \pm 0,013$	$0,661 \pm 0,029$
4	31	35	$0,821 \pm 0,026$	$0,927 \pm 0,028$	$0,874 \pm 0,016$	$0,881 \pm 0,039$
5	39,5	43	$1,046 \pm 0,031$	$1,139 \pm 0,033$	$1,093 \pm 0,018$	$1,101 \pm 0,049$
6		52		$1,377 \pm 0,039$	$1,377 \pm 0,021$	$1,321 \pm 0,059$
Messung 2						
$n$	$X_l$ [mm]	$X_r$ [mm]	$x_l$ [mm]	$x_r$ [mm]	$x$ [mm]	$x^{theo}$ [mm]
1	18,5	22	$0,195 \pm 0,006$	$0,232 \pm 0,006$	$0,214 \pm 0,004$	$0,220 \pm 0,010$
2	39	42,5	$0,412 \pm 0,008$	$0,449 \pm 0,008$	$0,430 \pm 0,005$	$0,440 \pm 0,020$
3	60	63	$0,633 \pm 0,010$	$0,665 \pm 0,011$	$0,649 \pm 0,006$	$0,661 \pm 0,029$
4	81	83	$0,855 \pm 0,013$	$0,876 \pm 0,013$	$0,865 \pm 0,007$	$0,881 \pm 0,039$
5	101,5	104	$1,071 \pm 0,016$	$1,098 \pm 0,016$	$1,084 \pm 0,009$	$1,101 \pm 0,049$
6		125		$1,319 \pm 0,019$	$1,319 \pm 0,010$	$1,321 \pm 0,059$

Tabelle 3: Abstand der Intensitätsmaxima am Strichgitter

### 5.2.2 Intensitäten der Maxima

Die Intensitäten der Maxima haben wir jeweils wieder für beide Diagramme bestimmt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4 festgehalten. Aus der Höhe der Nebenmaxima und der des Hauptmaximums wird die relative Intensität errechnet. Die Fehler ermitteln sich jeweils aus Gaußscher Fehlerfortpflanzung, wobei für den theoretischen Wert gilt:

$$\Delta \left( \frac{I_n}{I_0} \right) = \frac{a}{\pi n b} \cdot \left| 2 \sin \left( \frac{\pi n b}{a} \right) \left( \pi n \cos \left( \frac{\pi n b}{a} \right) - \frac{a}{b} \sin \left( \frac{\pi n b}{a} \right) \right) \cdot \Delta \frac{b}{a} \right|$$

Diese Gleichung scheint jedoch bei einigen Werten zu versagen, da sie dort die Fehler weit über der eigentlichen relativen Intensität liegen.

$n$	$h_l$ [mm]	$h_r$ [mm]	$\bar{h}$ [mm]	$\left( \frac{I_n}{I_0} \right)_{gemessen}$	$\left( \frac{I_n}{I_0} \right)_{theo}$
0	104±1				
1	76	100	$88 \pm 0,707$	$0,846 \pm 0,011$	$0,808 \pm 0,035$
2	24	54	$39 \pm 0,707$	$0,375 \pm 0,008$	$0,400 \pm 0,164$
3	5	14,5	$9,75 \pm 0,707$	$0,094 \pm 0,007$	$0,086 \pm 0,180$
4	3,5	5	$4,25 \pm 0,707$	$0,041 \pm 0,007$	$4,04 \cdot 10^{-5} \pm 0,005$
5	4	8	$6 \pm 0,707$	$0,058 \pm 0,007$	$0,034 \pm 0,093$
6		3,5	$3,5 \pm 1$	$0,034 \pm 0,010$	$0,044 \pm 0,061$
$n$	$h_l$ [mm]	$h_r$ [mm]	$\bar{h}$ [mm]	$\left( \frac{I_n}{I_0} \right)_{gemessen}$	$\left( \frac{I_n}{I_0} \right)_{theo}$
0	108±1				
1	77	108	$92,5 \pm 0,707$	$0,856 \pm 0,010$	$0,808 \pm 0,035$
2	26	51,5	$38,75 \pm 0,707$	$0,359 \pm 0,007$	$0,400 \pm 0,164$
3	6	15	$10,5 \pm 0,707$	$0,097 \pm 0,007$	$0,086 \pm 0,180$
4	6	6,5	$6,25 \pm 0,707$	$0,058 \pm 0,007$	$4,04 \cdot 10^{-5} \pm 0,005$
5	5,5	9	$7,25 \pm 0,707$	$0,067 \pm 0,007$	$0,034 \pm 0,093$
6		4,5	$4,5 \pm 1$	$0,042 \pm 0,009$	$0,044 \pm 0,061$

Tabelle 4: Relative Intensitäten der Beugungsmaxima des Strichgitters

Leider liegen alle experimentell bestimmten Werte außerhalb der Fehlertoleranz im Vergleich zu den theoretischen. Die Werte sind jedoch nicht gleichmäßig größer oder kleiner als die errechneten Intensitäten. Ein möglicher Fehler könnte die Qualität des Gitters sein. Dies würde jedenfalls die Asymmetrie

in den Intensitäten und der Kurve erklären. Auch eine leicht ungenaue Justierung könnte diese Fehler verursachen, wenn z.B. das Gitter nicht völlig senkrecht zum Strahlengang steht. Sicherlich ist auch die Bestimmung der Gitterkonstante und der Spaltbreite im vorherigen Versuchsteil Ursache für Abweichungen. Sie beeinflusst maßgeblich den errechneten theoretischen Wert.

### 5.2.3 Extrapolation der Lage und Intensität höherer Nebenmaxima

Extrapoliert man die Nebenmaxima 7. und 8. Ordnung mit Hilfe der theoretischen Formeln für die Intensität und den Abstand vom Hauptmaximum, so erhält man die in Tabelle 5 dargestellten Werte.

$n$	$\left(\frac{I_n}{I_0}\right)_{theo}$	$x_{theo}$ [mm]	$h_1$ [mm]	$h_2$ [mm]	$X_1$ [mm]	$X_2$ [mm]
7	0,015	1,541	1,579	1,640	58,183	146,035
8	$4,04 \cdot 10^{-5}$	1,761	0,004	0,004	66,494	166,897

Tabelle 5: Extrapolation des 7. und 8. Nebenmaximums

In der Tabelle sind die Größen mit Index 1 für die erste Messung und mit Index 2 für die zweite Messung. Es sind keine Fehler hier angegeben, da es sich nur um eine Näherungsbetrachtung handelt. Das 7. Nebenmaximum ist in Diagramm #1 noch zu erahnen. Eine genaue Lokalisierung des Maximums ist jedoch nicht mehr möglich. der Photomultiplier kann dieses und, auf Grund der sehr niedrigen Intensität, auch das 8. Nebenmaximum vom Untergrundrauschen nicht mehr trennen.

## 5.3 Transmissionsbilder des Ultraschallgitters

Bei der Untersuchung der Transmissionbilder wurden die Parameter der Schwingungsfrequenz und -amplitude der Quarzschwingung verändert. Wir haben vier verschiedene Messungen durchgeführt:

- Plot #11:  $\nu = (2,0010 \pm 0,002)$  MHz,  $U_0 = (3,0 \pm 0,2)$  V
- Plot #12:  $\nu = (2,0011 \pm 0,002)$  MHz,  $U_0 = (2,25 \pm 0,15)$  V
- Plot #13:  $\nu = (2,0005 \pm 0,002)$  MHz,  $U_0 = (1,85 \pm 0,15)$  V
- Plot #14:  $\nu = (6,0000 \pm 0,002)$  MHz,  $U_0 = (3,0 \pm 0,2)$  V

Die gemessenen Abstände zwischen den Intensitätsmaxima befinden sich im Anhang A.2. Gemeinsam haben die Konvergenzlinien, dass die Intensität zur rechten Seite hin abfällt. Dies kann auf Unregelmäßigkeiten der Küvette, wie z.B. Verschmutzung, beruhen.

### 5.3.1 Variation der Schwingungsamplitude

Nach den theoretischen Überlegungen erwarten wir, dass bei steigender Amplitude der Quarzschwingung die Höhe der Intensitätsmaxima steigt. Dabei muss die Lage der Maxima jedoch unverändert bleiben. Beide Aussagen lassen sich mit den aufgenommenen Plots belegen. Legt man sie untereinander, bleiben charakteristische Maxima an ihrem Platz. Außerdem nimmt die Höhe der Maxima derart ab, dass bei geringster Schwingungsamplitude fast nur Rauschen bleibt.

### 5.3.2 Variation der Schwingungsfrequenz

In den Diagrammen, die bei 2 MHz aufgenommen wurden, liegen zwei Maxima ca. 12 mm voneinander entfernt. Nach Berücksichtigung des Übersetzungsverhältnisses erhalten wir somit einen realen Abstand von ca. 0,32 mm. Da jedoch, nach den theoretischen Überlegungen, der Abstand antiproportional zur Schwingungsfrequenz ist, bekämen wir bei der 3-fachen Frequenz einen Abstand von nur noch ca. 0,11 mm. Dies liegt unterhalb des Auflösungsvermögens unserer Apparatur, die durch die Breite des Messspaltes von 0,15 mm begrenzt wird. Daher sind im Diagramm die Maxima nicht mehr eindeutig lokalisierbar und eine Untersuchung bei 6 MHz mit noch niedrigeren Schwingungsamplituden ist wenig sinnvoll.

## 5.4 Beugungsbilder des Ultraschallgitters

Die Beugungsbilder des Ultraschallgitters sind unter #3 bis #9 im Anhang A.3 zu finden. Für jede Messung wurde entsprechend der Sichtbarkeit des Ergebnisses die Empfindlichkeit des X-Y-Schreibers angepasst und die Parameter gemäß der Versuchsanleitung eingestellt. Wir haben folgende Messungen durchgeführt:

Abb. Nr.	$U_0$ [V]	$\nu$ [MHz]	$\vartheta$ [°]
#3	$3,0 \pm 0,2$	$2,0017 \pm 0,0020$	0
#4	$2,25 \pm 0,15$	$2,0012 \pm 0,0020$	0
#5	$1,85 \pm 0,15$	$2,0006 \pm 0,0020$	0
#6	$3,0 \pm 0,2$	$6,0023 \pm 0,0020$	0
#7	$2,25 \pm 0,15$	$6,0009 \pm 0,0020$	0
#8	$3,0 \pm 0,2$	$2,0008 \pm 0,0020$	$5,00 \pm 0,25$
#9	$3,0 \pm 0,2$	$2,0000 \pm 0,0020$	$10,00 \pm 0,25$

Tabelle 6: Parameter für Beugungsbilder

Die Ergebnisse der Vermessung der Beugungsbilder sind in Anhang A.1 aufgelistet.

### 5.4.1 Variation der Amplitude der Quarzschwingung

Durch Anlegen verschieden hoher Spannungen wurde die Amplitude der Quarzschwingung verändert. Es fällt sofort auf, dass die Anzahl der sichtbaren Nebenmaxima mit steigender Amplitude zunimmt. Die Intensität der einzelnen Peaks nimmt jedoch mit steigender Anzahl ab. Das liegt daran, dass die Gesamtintensität, die von der Lichtquelle eingestrahlt wird, konstant bleibt. Wir haben während der Messungen die Lichtstärke nicht verändert.

### 5.4.2 Variation der Frequenz der Quarzschwingung

Aus  $d_n = \frac{nf\lambda}{\Lambda}$  sieht man, dass der Abstand der Nebenmaxima zum Hauptmaximum antiproportional zur Wellenlänge der Ultraschallwellen und somit proportional zur Frequenz der Quarzschwingung ist. Mit diesem Zusammenhang erwarten wir 3 mal so große Abstände der Nebenmaxima bei 6 MHz im Vergleich zu 2 MHz. Dieser Zusammenhang bestätigt sich bei Vergleich der Tabellen 8 und 11, sowie der Tabellen 9 und 10.

### 5.4.3 Variation des Einfallswinkels

Durch Drehung der Küvette um die Mittelachse erreicht man einen anderen Einfallswinkel, so dass die Lichtstrahlen nicht senkrecht zu den Ultraschallwellen einlaufen. Ein Strahl durchläuft daher Zonen mit verschiedenen Brechungsindizes. Die Phasenverschiebung und Ablenkung des Strahls gleichen sich auf dem Weg durch die Schallwelle teilweise aus. Durch den Ausgleich verringert sich die Anzahl der Nebenmaxima, je schräger die Küvette zur Einfallsrichtung des Licht steht. Dies wird in den Diagrammen sehr gut sichtbar.

## 5.5 Bestimmung der Schallgeschwindigkeit

Wie in Theorie-Abschnitt 2.5 beschrieben, können wir aus den gemessenen Daten auf zwei verschiedene Weisen die Schallgeschwindigkeit bestimmen. Einmal aus den gemessenen Abständen der Intensitätsmaxima der Transmissionsbilder und einmal aus den Abständen der Nebenmaxima zum Hauptmaximum in den Beugungsbildern. Die erhaltenen Werte sind in Tabelle 7 enthalten.

Die mittlere Schallgeschwindigkeit aus allen Messungen wird als gewichtetes Mittel berechnet. Aus den Fehlerangaben ist zu sehen, dass die Messungen an den Transmissionsbildern nur sehr viel geringer in den Mittelwert eingehen. Der gewichtete Mittelwert der Schallgeschwindigkeit berechnet sich nach

$$c_{\text{schall}} = \frac{\sum_{i=1}^N g_i c_{\text{schall},i}}{\sum_{i=1}^N g_i} \quad \text{mit} \quad g_i = \frac{1}{\Delta c_{\text{schall},i}^2}$$

$c_{schall,3}$	$(1317,0 \pm 12,0) \text{ m/s}$
$c_{schall,4}$	$(1305,4 \pm 13,5) \text{ m/s}$
$c_{schall,5}$	$(1293,2 \pm 8,7) \text{ m/s}$
$c_{schall,6}$	$(1309,1 \pm 5,3) \text{ m/s}$
$c_{schall,7}$	$(1303,4 \pm 5,2) \text{ m/s}$
$c_{schall,8}$	$(1359,0 \pm 9,4) \text{ m/s}$
$c_{schall,9}$	$(1295,6 \pm 6,3) \text{ m/s}$
$c_{schall,11}$	$(1246 \pm 47) \text{ m/s}$
$c_{schall,12}$	$(1285 \pm 75) \text{ m/s}$
$c_{schall,13}$	$(1258 \pm 59) \text{ m/s}$
$c_{schall}$	$(1307,5 \pm 5,7) \text{ m/s}$

Tabelle 7: Schallgeschwindigkeit in Terpentinersatz

mit dem Fehler

$$\Delta c_{schall} = \text{Max}(\Delta c_{schall,int}, \Delta c_{schall,ext})$$

mit

$$\Delta c_{schall,int} = \sqrt{\sum_{i=1}^N g_i} \quad \text{und} \quad \Delta c_{schall,ext} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N g_i (c_{schall} - c_{schall,i})^2}{(N-1) \sum_{i=1}^N g_i}}.$$

Wir erhalten als Schallgeschwindigkeit in Terpentinersatz

$$c_{schall} = (1307,5 \pm 5,7) \frac{m}{s}.$$

Auffällig ist, dass zwischen den Verfahren eine relativ starke Differenz auftaucht. Die Werte aus den Beugungsbildern liegen um 1300 m/s, die Werte aus den Transmissionsbildern sind jedoch stärker im Bereich von 1260 m/s.

## 6 Schlussbemerkung und Referenzen

### 6.1 Fazit

Wir haben im Experiment die Beugung an zwei Arten von Gittern betrachtet. Das herkömmliche Strichgitter diente dabei sozusagen als Eingewöhnung in die Apparatur und stellte sicher, dass die optischen Elemente ausreichend justiert waren, um Beugung und Interferenz am Ultraschallgitter zu erhalten. Etwas kompliziert stellte sich dabei die Eichung des Fernrohrs auf Unendlich heraus, da das Monitorsystem etwas wackelig war, wie auch später der Photomultiplier. Beide konnten wir aber schließlich ausreichend fixieren. Das Ultraschallgitter stellt eine sehr interessante Methode zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeit in flüssigen Medien bereit, die durch Piezokristalle zu stehenden Wellen angeregt werden.

Im Verlaufe der Auswertung konnten wir annähernd die theoretischen Voraussagen bestätigen, obwohl bei der Bestimmung der mittleren Schallgeschwindigkeit aus allen Einzelmessungen zu große Diskrepanzen zwischen den Verfahren auftraten. Außerdem ist der abschließende errechnete Fehler wohl deutlich zu klein, was auf die kleinen Fehler aus den Beugungsbildern zurückzuführen ist.

### Abbildungsverzeichnis

1	Schematischer Aufbau des Versuchs . . . . .	7
---	---	---

### Tabellenverzeichnis

1	X-Eichung des X-Y-Schreibers . . . . .	10
2	Spaltabstände und -breiten des Strichgitters . . . . .	11
3	Abstand der Intensitätsmaxima am Strichgitter . . . . .	12
4	Relative Intensitäten der Beugungsmaxima des Strichgitters . . . . .	12
5	Extrapolation des 7. und 8. Nebenmaximums . . . . .	13
6	Parameter für Beugungsbilder . . . . .	14
7	Schallgeschwindigkeit in Terpentinersatz . . . . .	15
8	zu Plot #3: $\nu = (2,0017 \pm 0,002)$ MHz, $U_0 = 3,0 \pm 0,2$ V, $\vartheta = 0^\circ$ . . . . .	18
9	zu Plot #4: $\nu = (2,0012 \pm 0,002)$ MHz, $U_0 = 2,25 \pm 0,15$ V, $\vartheta = 0^\circ$ . . . . .	18
10	zu Plot #5: $\nu = (2,0006 \pm 0,002)$ MHz, $U_0 = 1,85 \pm 0,15$ V, $\vartheta = 0^\circ$ . . . . .	18
11	zu Plot #6: $\nu = (6,0023 \pm 0,002)$ MHz, $U_0 = 3,0 \pm 0,2$ V, $\vartheta = 0^\circ$ . . . . .	18
12	zu Plot #7: $\nu = (6,0009 \pm 0,002)$ MHz, $U_0 = 2,25 \pm 0,15$ V, $\vartheta = 0^\circ$ . . . . .	18
13	zu Plot #8: $\nu = (2,0009 \pm 0,002)$ MHz, $U_0 = 3,0 \pm 0,2$ V, $\vartheta = (5 \pm 0,25)^\circ$ . . . . .	19
14	zu Plot #9: $\nu = (2,0000 \pm 0,002)$ MHz, $U_0 = 3,0 \pm 0,2$ V, $\vartheta = (10 \pm 0,25)^\circ$ . . . . .	19
15	zu Plot #11: $\nu = (2,0010 \pm 0,002)$ MHz, $U_0 = 3,0 \pm 0,2$ V . . . . .	19
16	zu Plot #12: $\nu = (2,0011 \pm 0,002)$ MHz, $U_0 = 2,25 \pm 0,15$ V . . . . .	20
17	zu Plot #13: $\nu = (2,0005 \pm 0,002)$ MHz, $U_0 = 1,85 \pm 0,15$ V . . . . .	20

### Literatur

- [1] BARONE, Antonio: *Generation, Detection and Measurement of Ultrasound*
- [2] BERGMANN, Ludwig: *Der Ultraschall und seine Anwendung in Wissenschaft und Technik*. 6., völlig überarb. u. erw. Auflage. Stuttgart : Hirzel, 1954
- [3] BORN, Max ; WOLF, Emil: *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*. 6. corrected edition. Oxford, New York, Seoul, Tokyo : Pergamon Press, 1980. – ISBN 0-08-026481-6
- [4] ŠUTILOV, Vladimir A.: *Physik des Ultraschalls: Grundlagen*. Berlin : Akademie-Verlag, 1984. – Aus d. Russ. übers. u. hrsg. von Peter Hauptmann.. – ISBN 3-211-81798-0



- [5] COWLEY, John M.: *Diffraction physics*. 2. revised paperback edition. Amsterdam : North-Holland Physics Publishing, 1981. – ISBN 0-444-86925-5
- [6] HECHT, Eugene: *Optik*. 3. korrigierte Auflage. Bonn; München; Reading, Mass. [u. a.] : Addison-Wesley, 1989. – ISBN 3-925118-86-1
- [7] MILLNER, Rudolf [u. a.]: *Ultraschalltechnik: Grundlagen und Anwendungen*. Weinheim : Physik-Verlag, 1987. – ISBN 3-87664-106-3

# A Anhang

## A.1 Tabellen zu den Beugungsbilder des Ultraschallgitters

$n$	$X_l$ [mm]	$X_r$ [mm]	$x_l$ [mm]	$x_r$ [mm]	$d_l$ [mm]	$d_r$ [mm]
1	$13,0 \pm 0,5$	$14,0 \pm 0,5$	$0,137 \pm 0,006$	$0,148 \pm 0,006$	$0,713 \pm 0,032$	$0,662 \pm 0,028$
2	$27,0 \pm 0,5$	$29,0 \pm 0,5$	$0,285 \pm 0,007$	$0,306 \pm 0,007$	$0,686 \pm 0,020$	$0,639 \pm 0,019$
3	$40,5 \pm 0,5$	$44,0 \pm 0,5$	$0,427 \pm 0,008$	$0,464 \pm 0,008$	$0,686 \pm 0,018$	$0,632 \pm 0,016$
4	$56,0 \pm 0,5$	$59,5 \pm 0,5$	$0,591 \pm 0,010$	$0,628 \pm 0,010$	$0,662 \pm 0,017$	$0,623 \pm 0,015$
5	$71,0 \pm 1,0$	$74,0 \pm 1,0$	$0,749 \pm 0,015$	$0,781 \pm 0,015$	$0,652 \pm 0,018$	$0,626 \pm 0,017$
$d$ [mm]			$0,6579 \pm 0,0060$			
$c_{schall}$ [m/s]			$1317,0 \pm 12,0$			

Tabelle 8: zu Plot #3:  $\nu = (2,0017 \pm 0,002)$  MHz,  $U_0 = 3,0 \pm 0,2$  V,  $\vartheta = 0^\circ$

$n$	$X_l$ [mm]	$X_r$ [mm]	$x_l$ [mm]	$x_r$ [mm]	$d_l$ [mm]	$d_r$ [mm]
1	$14,0 \pm 0,5$	$14,0 \pm 0,5$	$0,148 \pm 0,006$	$0,148 \pm 0,006$	$0,662 \pm 0,028$	$0,662 \pm 0,028$
2	$27,0 \pm 0,5$	$29,5 \pm 0,5$	$0,285 \pm 0,007$	$0,311 \pm 0,007$	$0,686 \pm 0,020$	$0,628 \pm 0,018$
3	$42,0 \pm 0,5$	$44,5 \pm 0,5$	$0,443 \pm 0,008$	$0,470 \pm 0,008$	$0,662 \pm 0,017$	$0,624 \pm 0,016$
4	$56,0 \pm 1,0$	$58,5 \pm 1,0$	$0,591 \pm 0,013$	$0,617 \pm 0,014$	$0,662 \pm 0,019$	$0,633 \pm 0,018$
$d$ [mm]			$0,6523 \pm 0,0067$			
$c_{schall}$ [m/s]			$1305,4 \pm 13,5$			

Tabelle 9: zu Plot #4:  $\nu = (2,0012 \pm 0,002)$  MHz,  $U_0 = 2,25 \pm 0,15$  V,  $\vartheta = 0^\circ$

$n$	$X_l$ [mm]	$X_r$ [mm]	$x_l$ [mm]	$x_r$ [mm]	$d_l$ [mm]	$d_r$ [mm]
1	$29,0 \pm 0,5$	$28,0 \pm 0,5$	$0,155 \pm 0,003$	$0,149 \pm 0,003$	$0,632 \pm 0,018$	$0,655 \pm 0,018$
2	$59,0 \pm 0,5$	$55,0 \pm 0,5$	$0,315 \pm 0,004$	$0,293 \pm 0,004$	$0,621 \pm 0,015$	$0,667 \pm 0,016$
3	$88,0 \pm 1,0$	$81,0 \pm 1,0$	$0,469 \pm 0,008$	$0,432 \pm 0,007$	$0,625 \pm 0,015$	$0,679 \pm 0,017$
$d$ [mm]			$0,6464 \pm 0,0043$			
$c_{schall}$ [m/s]			$1293,2 \pm 8,7$			

Tabelle 10: zu Plot #5:  $\nu = (2,0006 \pm 0,002)$  MHz,  $U_0 = 1,85 \pm 0,15$  V,  $\vartheta = 0^\circ$

$n$	$X_l$ [mm]	$X_r$ [mm]	$x_l$ [mm]	$x_r$ [mm]	$d_l$ [mm]	$d_r$ [mm]
1	$88,5 \pm 0,5$	$80,0 \pm 0,5$	$0,472 \pm 0,006$	$0,427 \pm 0,006$	$0,207 \pm 0,005$	$0,229 \pm 0,005$
$d$ [mm]			$0,2181 \pm 0,0009$			
$c_{schall}$ [m/s]			$1309,1 \pm 5,3$			

Tabelle 11: zu Plot #6:  $\nu = (6,0023 \pm 0,002)$  MHz,  $U_0 = 3,0 \pm 0,2$  V,  $\vartheta = 0^\circ$

$n$	$X_l$ [mm]	$X_r$ [mm]	$x_l$ [mm]	$x_r$ [mm]	$d_l$ [mm]	$d_r$ [mm]
1	$87,5 \pm 0,5$	$81,5 \pm 0,5$	$0,467 \pm 0,006$	$0,435 \pm 0,006$	$0,209 \pm 0,005$	$0,225 \pm 0,005$
$d$ [mm]			$0,2172 \pm 0,0009$			
$c_{schall}$ [m/s]			$1303,4 \pm 5,2$			

Tabelle 12: zu Plot #7:  $\nu = (6,0009 \pm 0,002)$  MHz,  $U_0 = 2,25 \pm 0,15$  V,  $\vartheta = 0^\circ$

$n$	$X_l$ [mm]	$X_r$ [mm]	$x_l$ [mm]	$x_r$ [mm]	$d_l$ [mm]	$d_r$ [mm]
1	$28,0 \pm 0,5$	$23,5 \pm 0,5$	$0,149 \pm 0,003$	$0,125 \pm 0,003$	$0,655 \pm 0,018$	$0,780 \pm 0,024$
2	$56,0 \pm 0,5$	$55,0 \pm 0,5$	$0,299 \pm 0,004$	$0,293 \pm 0,004$	$0,655 \pm 0,015$	$0,667 \pm 0,016$
3	$87,0 \pm 1,0$	$80,0 \pm 0,5$	$0,464 \pm 0,007$	$0,427 \pm 0,006$	$0,632 \pm 0,016$	$0,687 \pm 0,016$
$d$ [mm]			$0,6792 \pm 0,0047$			
$c_{schall}$ [m/s]			$1359,0 \pm 9,4$			

Tabelle 13: zu Plot #8:  $\nu = (2,0009 \pm 0,002)$  MHz,  $U_0 = 3,0 \pm 0,2$  V,  $\vartheta = (5 \pm 0,25)^\circ$

$n$	$X_l$ [mm]	$X_r$ [mm]	$x_l$ [mm]	$x_r$ [mm]	$d_l$ [mm]	$d_r$ [mm]
1	$28,5 \pm 0,5$	$30,0 \pm 0,5$	$0,152 \pm 0,003$	$0,160 \pm 0,003$	$0,643 \pm 0,018$	$0,611 \pm 0,017$
2	$58,0 \pm 1,0$	$52,0 \pm 1,0$	$0,309 \pm 0,006$	$0,277 \pm 0,006$	$0,632 \pm 0,018$	$0,705 \pm 0,020$
$d$ [mm]			$0,6478 \pm 0,0031$			
$c_{schall}$ [m/s]			$1295,6 \pm 6,3$			

Tabelle 14: zu Plot #9:  $\nu = (2,0000 \pm 0,002)$  MHz,  $U_0 = 3,0 \pm 0,2$  V,  $\vartheta = (10 \pm 0,25)^\circ$

## A.2 Tabellen zu den Transmissionsbildern des Ultraschallgitters

	$X$ [mm]	$x$ [mm]
$d_1$	11,5	0,305
$d_2$	13	0,344
$d_3$	9,5	0,252
$d_4$	13,5	0,358
$d_5$	10,5	0,278
$d_6$	12,5	0,331
$d_7$	12,5	0,331
$d_8$	11,5	0,305
$d_9$	11	0,291
$d_{10}$	12	0,318
$d_{11}$	12,5	0,331
$d_{12}$	11	0,291
$d_{13}$	12	0,318
$d_{14}$	12	0,318
$d_{15}$	12	0,318
$d_{16}$	11	0,291
$d_{17}$	12	0,318
$d_{18}$	12	0,318
$d_{19}$	12	0,318
$d_{20}$	11	0,291
$d$	$0,311 \pm 0,012$	
cschall	$1246 \pm 47$	

Tabelle 15: zu Plot #11:  $\nu = (2,0010 \pm 0,002)$  MHz,  $U_0 = 3,0 \pm 0,2$  V

	$X$ [mm]	$x$ [mm]
$d_1$	15	0,397
$d_2$	8,5	0,225
$d_3$	13,5	0,358
$d_4$	12	0,318
$d_5$	13,5	0,358
$d_6$	12,5	0,331
$d_7$	12	0,318
$d_8$	14	0,371
$d_9$	10,5	0,278
$d_{10}$	12	0,318
$d_{11}$	12,5	0,331
$d_{12}$	12	0,318
$d_{13}$	11	0,291
$d_{14}$	12	0,318
$d_{15}$	12	0,318
$d_{16}$	11	0,291
$d_{17}$	12	0,318
$d$	$0,321 \pm 0,019$	
cschall	$1285 \pm 75$	

Tabelle 16: zu Plot #12:  $\nu = (2,0011 \pm 0,002)$  MHz,  $U_0 = 2,25 \pm 0,15$  V

	$X$ [mm]	$x$ [mm]
$d_1$	12	0,32
$d_2$	13	0,34
$d_3$	13	0,34
$d_4$	11,5	0,30
$d_5$	13	0,34
$d_6$	13	0,34
$d_7$	13	0,34
$d_8$	10	0,26
$d_9$	12,5	0,33
$d_{10}$	11	0,29
$d_{11}$	10	0,26
$d_{12}$	12,5	0,33
$d_{13}$	12	0,32
$d_{14}$	10	0,26
$d_{15}$	11,5	0,30
$d$	$0,314 \pm 0,015$	
cschall	$1285 \pm 59$	

Tabelle 17: zu Plot #13:  $\nu = (2,0005 \pm 0,002)$  MHz,  $U_0 = 1,85 \pm 0,15$  V

### A.3 Diagramme