

Akustooptischer Modulator

Phillip Olk
und
Martin Störzer

12. Juni 2001

Inhaltsverzeichnis

1	Vorweg	1
2	Theorie	2
2.1	Die Wechselwirkung von Licht mit Schall	2
2.1.1	Lichtablenkung am Gitter	2
2.1.2	Frequenzshift am bewegten Gitter	4
2.1.3	Überlagerung zweier Lichtstrahlen: Schwebung	5
2.1.4	Verkippung eines Gitters	5
2.1.5	Akzeptanzwinkel und Linienbreite	6
2.2	Aufbau eines AOMs	7
3	Experiment	7
3.1	Komponenten	7
3.2	Messungen	9
3.2.1	Eichung der Frequenz-Steuerung	9
3.2.2	Richtungsänderung	11
3.2.3	Akzeptanzwinkel und Linienbreite	13
4	Resumée	15
A	Größen und Abkürzungen	16
B	Technische Daten	16

1 Vorweg

Der akustooptische Modulator (AOM) kann die Frequenz von kohärenten Licht um einen kleinen Betrag verstimmen, wobei er auch die Ausbreitungsrichtung des Lichts ändert. Diese Effekte sind seit den 50er Jahren bekannt, doch einhergehend mit der Entwicklung des Lasers und seinen Anwendungen in den letzten drei Jahrzehnten wurde es immer wichtiger, mit verbesserten AOM über genaue Strahlbeeinflussung zu verfügen. Heute sind AOMs kommerziell erhältlich, doch mangelt es manchen Anwendern –wie so oft, wenn einfache Fassaden ein komplexes Innenleben dingbar machen– an detaillierten Kenntnissen über seine Funktionsweise.

Inhalt dieses Versuchs ist, die Auswirkungen eines AOMs auf einfallendes Laserlicht zu verstehen. Dazu werden wir sein grundlegendes Funktions-

prinzip erörtern, um dann Vorhersagen zu treffen, welche wir schließlich im Experiment bestätigen wollen.

2 Theorie

2.1 Die Wechselwirkung von Licht mit Schall

In diesem Abschnitt beleuchten wir den photoelastischen¹ Effekt –Lichtablenkung durch Schallwellen– und zeigen, wie damit eine Frequenzverschiebung des einfallenden Lichtes erreicht werden kann. Ferner werden hier einige grundlegenden Phänomene der geometrischen Optik erläutert.

Größen mit Sternchen * beziehen sich aufs AOM-Medium.

2.1.1 Lichtablenkung am Gitter

In einem (optisch) isotropen transparenten Medium mit Brechungsindex n laufe (Ultra-) Schall mit der Frequenz $f = \frac{c^*}{\lambda^*} = \frac{\omega}{2\pi}$.

Anschaulich ist klar, daß die Dichteschwankungen der Schallwelle auch eine Variation δn des Brechungsindex' n verursachen können. Dies zeigt beispielsweise [3] analytisch für einfache Verformungen anhand des Indexellipsoiden²

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_{ij} = P_{ijkl} \cdot u_{k,l}, \quad (1)$$

wobei P_{ijkl} der Photoelastische Tensor ist und $u_{k,l}$ die geometrische Verformung beschreibt. In guter Näherung sei die periodische Änderung des Brechungsindex' durch die Schallwellen gegeben durch

$$\delta n = \delta n_0 \sin(\omega^* t - \mathbf{K}^* \cdot \mathbf{r}). \quad (2)$$

Dies entspricht einem optischen *Phasengitter* mit einem Strichabstand von $\lambda^* = \frac{2\pi c^*}{\omega^*}$, das sich mit c^* fortbewegt. Für unsere Zwecke sei zunächst $c^* \ll c$, weshalb das Gitter als ruhend aufgefaßt werden darf. Als weitere Näherung nehmen wir an, daß der Querschnitt des einfallenden Strahlenbündels groß gegen λ^* ist.

Um die Streuung besser analysieren zu können, führt man den Modulationsindex

$$\mu = K \delta n_0 L \quad (3)$$

und den dimensionslosen Parameter Q als Streukriterium ein:

$$Q = \frac{K^* L}{nK} \quad (4)$$

¹Synonym verwendet werden elastooptischer und akustooptischer Effekt

²engl.: optical indicatrix

Schallwellen in transparenten Medien können ein Phasengitter bilden

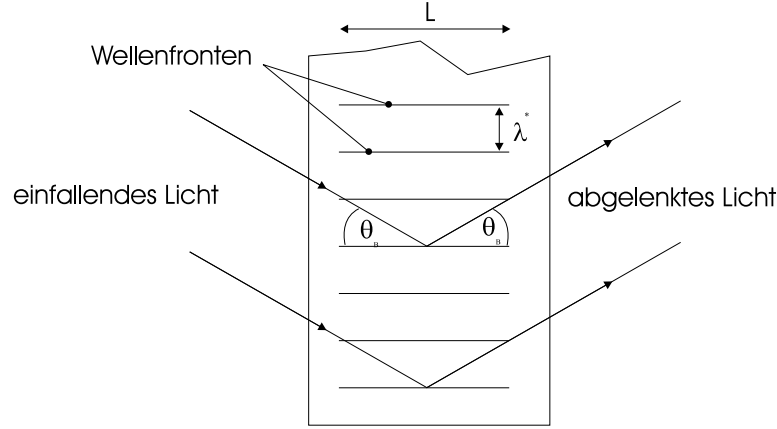


Abb. 1: Streuung von Licht an laufenden Schallwellen

L ist die Wechselwirkungsstrecke (s.Abb. 1), K ist der Betrag des Wellenzahlvektors des Lichts, K^* der der Schallwellen. Anhand von Q unterscheidet man zwei Fälle:

$Q \gg 1$: **Bragg** Bragg-Streuung liegt vor, wenn jedes Photon nur einmal einmal mit einem Phonon interagiert. Es gilt Energie- und Impulserhaltung:

$$\mathbf{K}_d = \mathbf{K}_i \pm \mathbf{K}^* \quad (5)$$

$$\omega_d = \omega_i \pm \omega^* \quad (6)$$

Index d steht für „diffraction“, i steht für „incidence“; + bedeutet, daß ein Phonon vernichtet wird, ein – steht für die Erzeugung eines selbigen. Es zeigt sich, daß die Gleichungen (5) und (6) erfüllt sind, wenn für den Einfallswinkel θ_B die Bragg-Bedingung gilt (s.a.Abb.2):

$$\theta_B = \arcsin \frac{\lambda f^*}{2c^* n} \quad (7)$$

$$\approx \frac{\lambda f^*}{2c^* n} = \frac{\lambda}{2n\lambda^*} \quad (8)$$

n ist der Brechungsindex des beugenden Materials, da man optische Weglängen zu betrachten hat. Der netto-Ablenkungswinkel entspricht $2\theta_B$. Für den realen Bragg-Fall verhalten sich ebene akustische Wellen wie halbdurchlässige ebene Spiegel, deren Durchlässigkeit η mit der Schalleistung (also über μ) regelbar ist:

$$\eta = \sin^2 \frac{\mu}{2} \quad (9)$$

Im Bragg-Fall kann die gesamte einfallende Energie in eine Ordnung gebeugt werden

$Q \leq 1$: **Raman - Nath** Das einfallende Licht habe Frequenz ω und die Amplitude 1. Es wird im Kristall durch Phononenerzeugung oder -vernichtung in mehrere Strahlen $0, \pm 1, \dots, \pm N$ aufgespalten, wobei die Ordnung für die Anzahl der effektiven Wechselwirkungen, d.h. Bragg-Steuerungen im Kristall steht. Die Richtungsaufspaltung ist wegen $\mathbf{K}^* \ll \mathbf{K}$ äquidistant, die Intensität der einzelnen Richtungen ist symmetrisch nach einer Besselfunktion verteilt [2].

Im Raman-Nath-Regime beugt ein Phasengitter wie ein Transmissionsgitter

Im Gegensatz zum RAMAN-NATH-Fall ist es für BRAGG möglich, bei geeigneten Parametern die *gesamte* einfallende Intensität in *eine* Richtung abzulenken, was in Puls-Lasern Anwendung findet.

2.1.2 Frequenzshift am bewegten Gitter

Entfernen wir uns von der Näherung des ruhenden Gitters: das gebeugte Licht erfährt nach DOPPLER eine Frequenzverschiebung von ω nach ω' :

$$\omega' = \frac{c}{c - c^*} \omega = \left(1 + \frac{c^*}{c - c^*}\right) \omega$$

Man erkennt die Form „ $\omega + x \cdot \omega$ “ im zweiten Term. Die Überlegungen zur konstruktiven Interferenz bei Braggstreuung und die allgemeine Beziehung zwischen Frequenz, Wellenlänge und Ausbreitungsgeschwindigkeit,

$$c_x = \frac{\lambda_x \omega_x}{2\pi} \tag{10}$$

führen beispielsweise in [2] zu dem Ergebnis, daß für Schall-induzierte Phasengitter $x = \frac{\omega^*}{\omega}$ ist, womit die Frequenzverschiebung ebenda lautet:

$$\omega' = \omega + \omega^*$$

oder, wie weiter ausholende Betrachtungen, zum Raman-Nath-Regime zeigen:

$$\omega' = \omega \pm \omega^* \tag{11}$$

Dies bedeutet, daß die Frequenz des vom AOM gebeugten Lichts genau um die Schallfrequenz verschoben ist – je nach Beugungsrichtung nach oben oder unten. Man kann zeigen, daß für die Frequenzabstände beliebiger Ordnungen n und m gilt:

Vom AOM gebeugtes Licht ist um dessen Schallfrequenz verschoben

$$\Delta\omega = |n - m| \cdot \omega^* \tag{12}$$

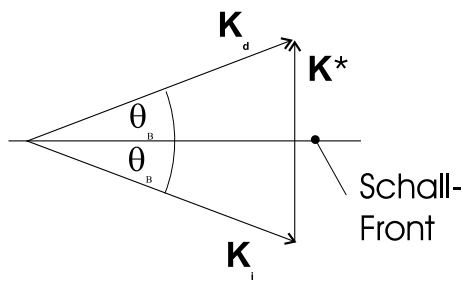


Abb. 2: Impulserhaltung bei Bragg-Streuung

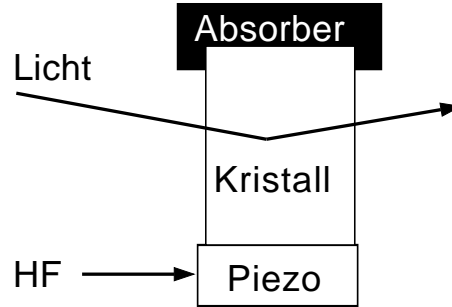


Abb. 3: Baugruppen eines AOM

2.1.3 Überlagerung zweier Lichtstrahlen: Schwebung

Wir betreiben lineare Optik, d.h. das Superpositionsprinzip darf angewandt werden – es genügt, die Amplituden der elektrischen Felder \mathbf{E} zu betrachten. Wenn also zwei ebene Wellen gleicher Ausbreitungsrichtung überlagert werden (1D-Problem), so gilt an einem festen Ort r :

$$\begin{aligned} E(r) &= E_1 + E_2 & (13) \\ &= E_{10} \sin(\omega_1 t + \varphi_1) + E_{20} \sin(\omega_2 t + \varphi_2) \end{aligned}$$

Nehmen wir an, daß die Amplituden der zwei Wellen gleich sind und außerdem zum Zeitpunkt $t = 0$ in Phase, so lautet $E(r)$:

$$\begin{aligned} E(r) &= E_1 + E_2 \\ &= E_0 \sin(\omega_1 t) + E_0 \sin(\omega_2 t) \\ &= 2E_0 \sin\left(\frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_2)t\right) \cdot \cos\left(\frac{1}{2}(\omega_1 - \omega_2)t\right) \end{aligned} \quad (14)$$

Gleichung (14) läßt sich so interpretieren: am Ort r ist die Stärke des elektrischen Feldes im zeitlichen Verlauf ein Sinus mit einer mittleren Kreisfrequenz $\langle \omega \rangle = \frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_2)$, der mit einer Cosinusfunktion mit $\omega_{\cos} = \frac{1}{2}(\omega_1 - \omega_2)$ moduliert wird; dieses Phänomen nennt sich *Schwebung*.

$\omega_1 - \omega_2$ ist $\Delta\omega$. Im Falle der Überlagerung zweier benachbarter Beugungsordnungen eines AOMs wird die elektrische Feldstärke am Ort r mit der Schallfrequenz des AOMs moduliert: $\Delta\omega = \Delta\omega_{n,n+1} = \omega^*$, s.Gl.(12).

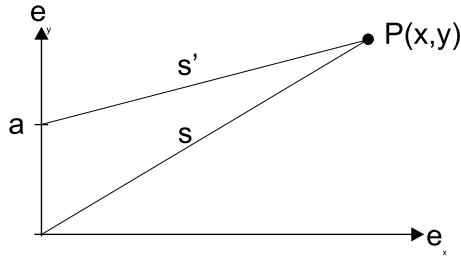
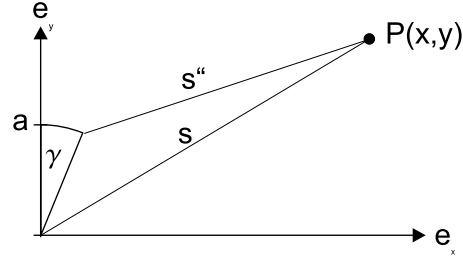
2.1.4 Verkippung eines Gitters

Hat das Verkippen eines Gitters Auswirkungen auf das Beugungsbild? Um diese Frage zu beantworten, betrachte man zunächst einen lotgerechten Doppelpalt mit Strichabstand a , s.Abb.4:

Im Punkt $P(x, y)$ sei der Gangunterschied $s - s'$ der zwei einfallenden Strahlen konstruktiv, also muß er m -faches der Wellenlänge sein:

$$m \cdot \lambda = s - s'$$

Zwei benachbarte Beugungsordnungen eines AOM schweben mit der Schallfrequenz f^*

Abb. 4: Konstruktive Interferenz in P - Gitter im LotAbb. 5: Interferenz in P - Gitter verkippt

$$= \sqrt{x^2 + y^2} - \sqrt{x^2 + (y - a)^2} \quad (15)$$

Verkippt man den Doppelspalt wie in Abb.5 um den Winkel γ , so ist der Gangunterschied im *gleichen* Punkt P :

$$s - s'' = \sqrt{x^2 + y^2} - \sqrt{(x - a \sin \gamma)^2 + (y - a \cos \gamma)^2} \quad (16)$$

Das Argument der zweiten Wurzel in Gleichung (16) läßt sich noch weiter umformen, indem man die Näherungen für kleine Winkel α verwendet ($\sin \alpha \approx \alpha$, $\cos \alpha \approx 1$):

$$s - s'' \approx \sqrt{x^2 + y^2} - \sqrt{(x - a\gamma)^2 + (y - a)^2} \quad (17)$$

Da also kleine Winkel betrachtet werden, darf man annehmen, daß $x \gg a\gamma$. Hinzu kommt, daß $a \approx \lambda$, aber $a \sin \gamma \ll \lambda$ ist. Damit geht Gl.(17) in Gl.(15) über – für kleine Winkel γ ändert sich also die Lage von P nicht. Was für diesen Doppelspalt gilt, läßt sich auch für Gitter zeigen.

Leichtes Verkippen eines Gitters ändert das Beugungsbild *nicht*

2.1.5 Akzeptanzwinkel und Linienbreite

Aus den Überlegungen im Abschnitt 2.1.1 ließ sich folgern, daß es genau *einen* Bragg-Winkel gebe, in Abschnitt 2.1.4 wurde für einen Doppelspalt gezeigt, daß leichte Verkipfung desselben die räumliche Lage der konstruktiven Interferenzen nicht ändert.

Wenn man also ein Gitter leicht aus dem Bragg-Winkel herausschwenkt, so treten zwei Effekte in Kraft: einerseits ändert sich das Beugungsbild nicht (s. Abschnitt 2.1.4), andererseits ist die Bragg-Bedingung nicht mehr erfüllt (s. 2.1.1). Hier wird außer Acht gelassen, daß reales Laserlicht eine gewisse Linienbreite besitzt. Ein Verkippen bewirkt zwar, daß die zentrale Wellenlänge nicht mehr gebeugt werden kann, doch ist innerhalb der Linienbreite die Bragg-Bedingung noch immer erfüllt, auch wenn die gebeugte Intensität mit der spektralen Intensitätsverteilung der Laserlinie sinkt.

Inwieweit diese Überlegungen gültig sind, wird in Abschnitt 3.2.3 erläutert.

2.2 Aufbau eines AOMs

Ein kommerzieller AOM besteht prinzipiell aus einem transparenten Kristall, welcher piezoelektrisch angeregt wird: Abb.3. Um die vorgesehene Betriebsfrequenz problemlos nutzen zu können, muß die Impedanz der Piezo-Ansteuerung angepaßt werden.

Für die Erzeugung laufender Wellen muß dafür gesorgt werden, daß das dem Piezo gegenüberliegende Ende des Kristalls den Schall nicht reflektiert (vergl. loses, festes Ende einer Seilwelle). Dies geschieht durch Einbettung des Kristallendes in ein absorbierendes Material. Um starke Unterschiede zwischen den Wellenbergen und -tälern des Brechungsindex' zu bekommen, wird dem Piezokristall eine relativ hohe elektrische Leistung, d.h. Spannungsamplitude, zugeführt, weshalb manche AOMs aktiv gekühlt werden müssen, sei es durch Peltierelemente oder durch Wasserkühlung.

3 Experiment

3.1 Komponenten

- Laser

Zur Verfügung steht uns ein grüner HeNe-Laser mit etwa 1 mW Leistung. Das vom $3s_2 \rightarrow 2p_10$ -Übergang des Neons ausgestrahlte Licht hat eine Wellenlänge von 543,3 nm[1].

- Interferometer

Wir benutzen ein MACH-ZEHNDER-Interferometer. Dieses hat den Vorzug, daß in den Strahlengang gestellte Bauelemente vom Licht nur einmal durchquert werden. Es besteht aus einem Bauelement zur Strahlteilung, zwei Spiegeln und einem Bauelement zur Strahlvereinigung:

- Strahlteiler

Entweder handelt es hierbei sich um einen \rightarrow *Strahlteilerwürfel* oder eine einfache Glasscheibe – in unserem Fall letzteres.

- Spiegel

Die im Interferometer verwendeten Spiegel haben wir selbst hergestellt: Gereinigte ³ Deckgläser aus der Mikroskopie werden im Vakuum (etwa $3 \cdot 10^{-7}$ mbar) zunächst mit wenig Chrom bedampft. Diese drei bis fünf Nanometer Chrom dienen zur mechanischen Stabilisierung der 50..300 nm nachfolgenden Silbers: nicht unterchromtes Silber läßt sich vom Deckglas einfach abwischen, da Silber Glas nicht vollständig benetzt – im Gegensatz zu

³Zunächst durch Lösemittelkette im Ultraschallbad: Ethanol - Aceton - Methanol - reinstes Wasser, anschließend in $H_2 SO_4 + H_2 O_2$ („Piranha“) endgereinigt und gelagert.

Chrom. Vorteilhafterweise benetzt Silber jedoch Chrom, eine im Vergleich stabile Oberfläche ist das Resultat.

Unsere Spiegel haben eine Chromdicke von 3 nm und tragen eine Silberschicht von 105 nm. Diese reicht für unsere Zwecke gut aus, da die Eindringtiefe von grünem Licht in Silber weniger als 20 nm beträgt. Eine Messung der Reflektivität⁴ ergab etwa 96%.

– Strahlteilerwürfel

Dieses Bauelement dient zur Strahlteilung oder, wie hier, zur Strahlüberlagerung. Er besteht aus zwei aneinandergelegten Prismen, wobei eines eine schwach reflektierende Beschichtung der Hypothenuse besitzt. Sie verbessert die Intensitätenverteilung bei der Verwendung als Strahlteiler. Beim Einsatz als Strahlen-Vereiniger ermöglicht diese Beschichtung, die zwei Strahlen als Leuchtflecke im Würfel zu lokalisieren und leichter übereinanderzubringen.

• AOM

„Unser“ AOM, ein Isle Optics LM100-0.1, ist in Mechanik und Elektronik für Frequenzen um 100 MHz ausgelegt. Wie den technischen Daten im Anhang B entnehmbar, beträgt das Streukriterium für unsere Parameter $Q \approx 1$ – wir haben also Mehrfachstreuung nach Raman und Nath zu erwarten.

Über externe Netzteile wird ein HF-Generatormodul angesteuert, welches den Piezo des AOM treibt: durch variieren von DC-Spannungen kann man die Amplitude und die Frequenz der Schallwellen regeln.

• Detektordioden

Für relative Intensitätsmessungen benutzen wir eine Eigenproduktion der Elektronikwerkstatt. Für Zeit-aufgelöste Messungen stand uns ein kommerzielles Exemplar mit einer typischen Totzeit von unter 1 ns zur Verfügung. Diese „schnelle“ Diode wird über einen HF-Verstärker an ein entsprechend schnelles Oszilloskop angeschlossen.

Prinzipell ist zu beachten, daß Photodioden *immer* ein Dunkelstrom aufweisen. In unserem Fall, wir verwenden kein dunkles Ambiente, verschwindet die Dunkelzählrate im Hintergrundrauschen des Raumlichts; für die Praxis bedeutet dies, daß für manche Berechnungen (z.B. Reflektivität) ein Offset auszugleichen ist.

⁴Messung der Intensitäten i des direkten und des reflektierten Laserstrahls: Reflektivität $R = \frac{i_{\text{refl}}}{i_{\text{direkt}}}$

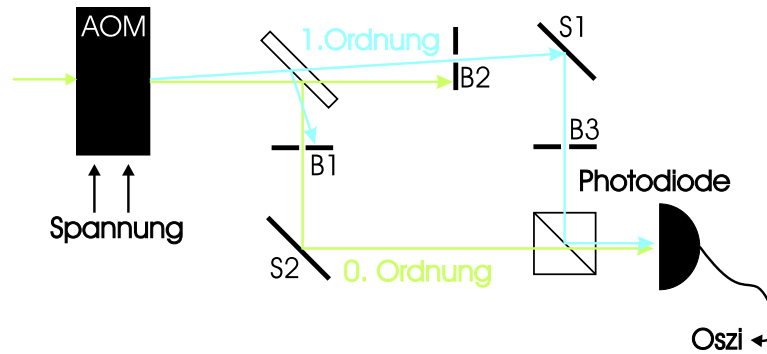


Abb. 6: Skizze des Strahlengangs

3.2 Messungen

3.2.1 Eichung der Frequenz-Steuerung

Wie oben erwähnt, läßt sich die Frequenz des AOM durch eine Spannung regeln. Den Zusammenhang zwischen Kontrollspannung und tatsächlicher Schallfrequenz ermittelten wir aufgrund dieses Prinzips:

Wie aus der Gleichung (11) hervorgeht, ist die erste Beugungsordnung gegenüber dem durchgehenden Strahl in der Kreisfrequenz um ω^* verschoben. Wenn man also die nullte und die erste Ordnung zur Interferenz bringt, so sollte die Intensität mit ω^* schweben, s.a. Kapitel 2.1.3. Dazu realisierten wir einen Versuchsaufbau nach Abb.6: Für alle Versuchsteile wird das Licht des Lasers zunächst über zwei Spiegel ausgerichtet: horizontal auf Höhe des AOM, parallel zu den Löchern des optischen Tisches. Dies dient der Sicherheit und der Bequemlichkeit: so stellt man sicher, daß zumindest aufrecht gehende, erwachsene Personen nicht beim Betreten des Raumes in den Strahl blicken *müssen*, die Orientierung am Lochraster des Tisches erleichtert bei den Messungen die Unterscheidung zwischen verschiedenen Ordnungen und Reflexen des Strahls.

Nach Passieren des AOMs, der auf einem in Höhe und Azimuth verstellbaren Podest befestigt ist, tritt das Laserlicht in das Interferometer ein: durch den Strahlteiler entstehen die zwei Arme des Interferometers, in die man Blenden zur Strahlselektion einstellt.

Die zwei gewünschten Strahlen fallen über je einen Spiegel auf verschiedene Seiten eines Strahlteilerwürfels, um diesen überlagert zu verlassen. Je nach Meßziel fällt das Licht nun auf einen Schirm oder eine Diode zur Schwebungsdetektion.

Wir verwandten zwei Methoden zur $f - V$ -Eichung:

- Schwebungsfrequenz

Das Signal der „schnellen“ Diode wird verstärkt, um dann von einem sehr schnellen Oszilloskop erfaßt zu werden. Wir verwendeten die Mit-

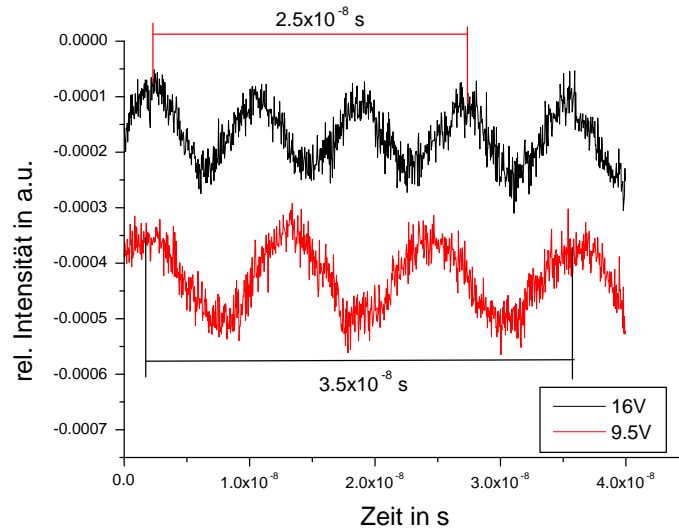


Abb. 7: Schwebungen mit zwei unterschiedlichen Frequenzen

telungsfunktion des Oszilloskops, da das Signal recht verrauscht war; andere Methoden zur Verbesserung des Signal-Rausch-Abstands waren vor Ort nicht praktikabel.

Nach Mittelung über 400 Trigger-Zyklen war das Signal eindeutig als periodische Funktion identifizierbar und mit der Cursorfunktion des Oszilloskops ausmeßbar, wie in Abb.7 exemplarisch für zwei verschiedene AOM-Steuerspannungen dargestellt wird. Aus der Dauer der drei Schwingungen ergeben sich für 9.5 V 85.7 MHz und für 16.0 V 120.0 MHz.

- Direkte Messung

An einem Versuchstag standen uns ein Frequenzzähler und ein einstellbarer HF-Spannungsteiler (bis zu -70 dB) zur Verfügung. Letzterer ist nötig, um zu verhindern, daß die Leistung des Treibersignals des AOM, immerhin bis zu 6 W, nicht den Eingang des Frequenzzählers zerstört. Mit diesen Geräten ließ sich die AOM-Treiberfrequenz direkt ablesen.

Die Abb.8 zeigt die Daten des Frequenzzählers und die aus der Schwebung berechneten Werte. Es lassen sich zwei wichtige Dinge erkennen:

- Die AOM-Modulationsfrequenz wächst linear mit der Kontrollspannung

Das lineare Verhalten ist kein physikalischer Effekt, sondern das Resultat einer geeigneten Beschaltung des AOM-Treibers. Die Spannung

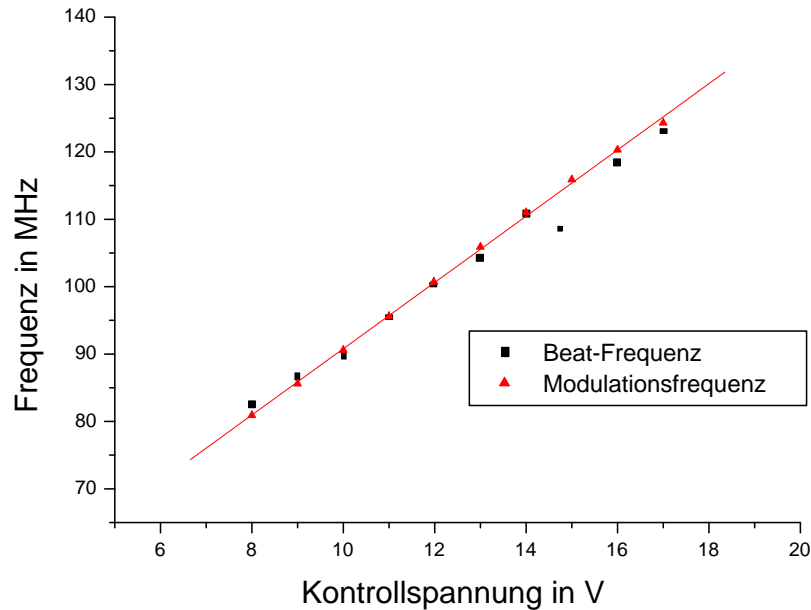


Abb. 8: Lineare Beziehung zwischen Frequenz und Spannung

läßt sich auf 0.1 V genau einstellen. Mit der linearen Regression der Daten, die mit dem Frequenzzähler ermittelt wurden⁵, kann man schließen, daß wir die Frequenz auf 0.5 MHz genau einstellen konnten.

- Der Frequenzshift *ist* die Schallfrequenz
Da wir die Ursache (Treibersignal) und den Effekt (Schwebung) voneinander unabhängig gemessen haben, aber eine Korrespondenz zeigen können, sind hiermit die Vorhersagen aus den Kapiteln 2.1.2 und 2.1.3 bestätigt.

3.2.2 Richtungsänderung

Wir richteten einen Aufbau gemäß Abb.9 ein – wie im Abschnitt 3.1 vorhergesagt, fallen diverse Beugungsordnungen auf den Schirm. Wird die Frequenz geändert, so ändert man damit die Ablenkungsrichtung der Ordnungen: das Beugungsbild wird aufgeweitet. Aus dem Abstand AOM↔Schirm und der Auslenkung der ersten Ordnung dort läßt sich der Ablenkwinkel ermitteln; mit der Frequenz-Eichung aus dem vorherigen Abschnitt erkennt man in Abb.10 für Frequenzen über 60 MHz einen linearen Zusammenhang – wie in Gleichung (8) vorhergesagt. Die Abweichung von der Linearität für kleine

⁵ $f = mx + b$ mit $m = 4.90 \pm 0.05 \text{ MHz/v}$ und $b = 41.6 \pm 0.6 \text{ MHz}$

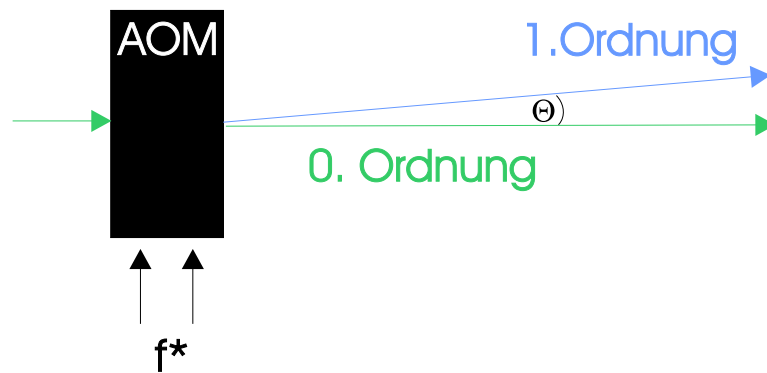
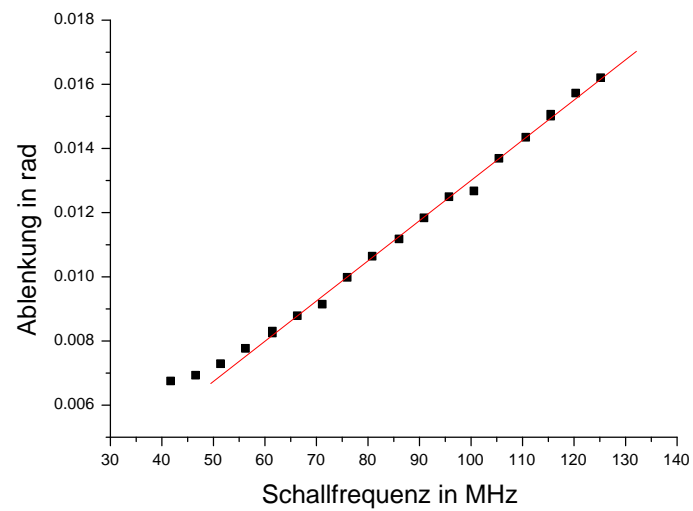


Abb. 9: Versuchsaufbau zum Beugungsverhalten

Abb. 10: Ablenkung θ der ersten Beugungsordnung; linearer Fit für Frequenzen über 60 MHz

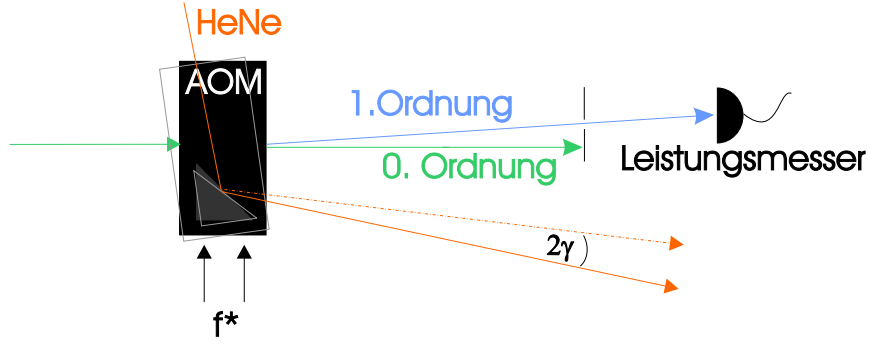


Abb. 11: Vorgehensweise bei der Messung des Drehwinkels

Frequenzen rührt daher, daß die Wandlung der elektrischen Energie in Schall nicht mehr so gut ist: die Elektronik des AOM ist für 100 MHz Resonanz ausgelegt, weshalb von der zugeführten Energie nicht mehr ausreichend viel in die Piezo-Bewegung gekoppelt werden kann.

3.2.3 Akzeptanzwinkel und Linienbreite

Der Abschnitt 2.1.5 besagt, daß beim azimuthalen Schwenken des AOM ein rasches Absinken der gebeugten Intensität zu erwarten ist: Nimmt man für das Phasengitter ausschließlich Bragg-Streuung an, so gibt es für jede Wellenlänge nur *genau einen* Winkel, unter dem konstruktive Interferenz stattfindet.

Mit dem Versuchsaufbau nach Abb.11 haben wir für zwei verschiedene Leistungen die in die erste Ordnung gebeugte Intensität für variierte Winkel aufgenommen. Mit diesen Daten, insbesondere mit der Breite des Akzeptanzwinkels $\Delta\theta = 17.4 \text{ mrad}$ (s.Abb.13,14), ist es möglich, aus Gleichung (8) eine Linienbreite Δf zu errechnen:

$$\begin{aligned}
 \Delta\theta &= \frac{\theta_{\max} - \theta_{\min}}{c} \\
 &= \frac{c}{2n\lambda^*(f - \frac{\Delta f}{2})} - \frac{c}{2n\lambda^*(f + \frac{\Delta f}{2})} \\
 &= \frac{c \cdot f^*}{2nc^*} \left(\frac{1}{(f - \frac{\Delta f}{2})} - \frac{1}{(f + \frac{\Delta f}{2})} \right) \\
 &\Downarrow \\
 \Delta f &= \frac{\pm \sqrt{4nc^* \Delta\theta f^2 + c^2 f^*} - c f^*}{2nc^* \Delta\theta} \quad (18)
 \end{aligned}$$

Wir haben die gebeugte Intensität für zwei Leistungen aufgenommen (s.Abb.12). Die Messung des Drehwinkels erfolgte dabei mit einem am Drehpunkt des AOM-Schlittens montierten Spiegel, auf den das Licht eines weiteren Lasers fällt: aus dem Abstand Spiegel↔Schirm und der Ablenkung läßt sich der Winkel ermitteln.

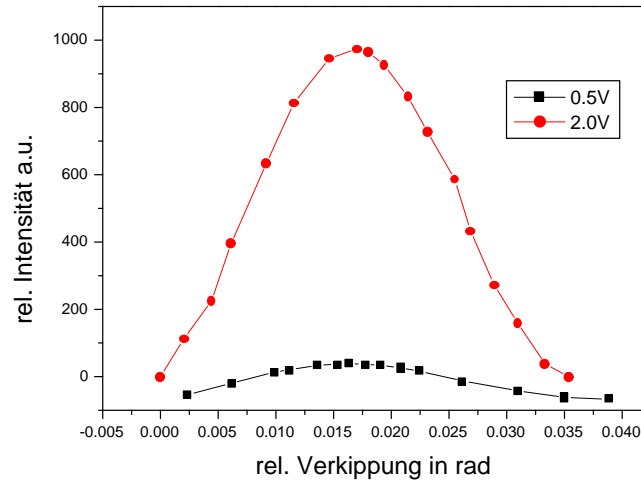


Abb. 12: Änderung der gebeugten Intensität in Abhängigkeit des Einfallswinkels für zwei verschiedene Schallamplituden. 2 V entspricht Normalbetrieb, 0.5 V ist eine recht kleine Amplitude

Man erkennt, daß wenn das einfallende Licht die Bragg-Bedingung nicht mehr erfüllt, die Intensität der ersten Ordnung etwa nach Gauß abfällt. Der Akzeptanzwinkel, also die Breite der Gaußschen Glocke, ist für große wie kleine Amplituden etwa gleich (Abb.13, 14). Die Winkelakzeptanz $\Delta\theta = w \approx 0.0174$ führt mit Gleichung (18) zu einer Linienbreite von ≈ 470 THz. In Anbetracht der Zentralfrequenz, 552 THz, ein anzuzweifelnder Wert – die Überlegungen aus 2.1.5 treffen also *nicht* zu bzw. werden von anderen Effekten überlagert:

Neben den Ausführungen aus Abschnitt 2.1.4, wo gezeigt wurde, daß das Verkippen eines Gitters nicht sehr frequenzselektiv ist, haben wir bei den obigen Herleitungen diverse Annahmen und Vereinfachungen machen müssen, um auf „handliche“ Ausdrücke zu kommen. U.a. haben wir bei den Betrachtungen zum Bragg-Winkel, Gl.(8), für den gesamten AOM-Kristall einen *konstanten* Brechungsindex n angenommen, obwohl wir wissen, daß dieser zeitlich und räumlich schwankt, Gl.(2).

Die Linienbreite des Lasers ist also so nicht ermittelbar.

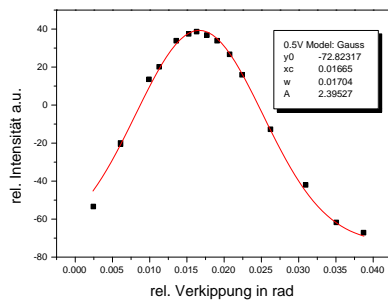


Abb. 13: Gauß-Fit durch die Winkelakzeptanz bei 0.5 V

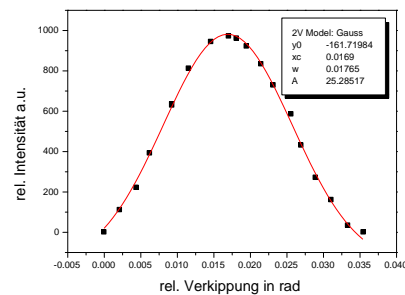


Abb. 14: Gauß-Fit durch die Winkelakzeptanz bei 2.0 V

4 Resumée

Wir konnten einige Eigenschaften eines AOM vorhersagen, die wir dann im Experiment bestätigten, dies sind:

- Ablenkung von Licht an Schallwellen
- Beugung von Licht in *mehrere* Ordnungen
- Frequenzverschiebung der ersten gegenüber der nullten Ordnung um die Schallfrequenz
- Schwebung zweier überlagerter Frequenzen

In unseren Überlegungen zur Linienbreite konnten wir die Grenzen unserer verwendeten Annahmen aufzeigen.

Das Treffen von Vorhersagen war –dank der Anleitung durch Dr. Markus Oberthaler, dem hier unser Dank gilt– nicht „schwer“, man muß es nur „mal gemacht haben“, d.h. sich mit dem System auseinandersetzen und Konsequenzen überlegen.

Das Realisieren des Meßaufbaus war überraschend komplex und eine Erfahrung: Im Vorfeld hatten wir zunächst unsere Silberspiegel gefertigt. Dann bekamen wir ein leeres Eckchen eines optischen Tisches mit Gewinderaster und einen Schrank mit optischen Bauelementen zur Verfügung.

Die wenigen Teile, die wir brauchten, verloren sich auf dem ansonsten vollgestellten Tisch, doch dauerte die Justage unserer wenigen Teile eine gewisse Weile, was unsere Wertschätzung der komplizierten, aber durchjustierten Strahlengänge auf diversen Tischen im Hause deutlich hob. Darüberhinaus erfuhren wir die Qualitätsunterschiede in der Benutzerführung von „state-of-the-art“– Meßgeräten⁶.

⁶Ein Vierkanal-Farbdisplay-Speicheroszillogoskop (fast selbsterklärend) und ein Frequenzzähler (kryptisch)

A Größen und Abkürzungen

ω	Kreisfrequenz
f, f^*	Frequenz des Lichts, Schalls
c, c^*	Geschwindigkeit des Lichts, Schalls
λ, λ^*	Wellenlänge des Lichts, Schalls
θ	Winkel zwischen erster und nullter Beugungsordnung
θ_B	Bragg-Winkel
$\Delta\theta$	Verdrehung des AOM
n	Brechungsindex
E	elektrische Feldstärke
Q	Parameter zur Unterscheidung von Bragg- und Raman-Nath-Streuung
μ	Modulationsindex
P	Index-Matrix
\mathbf{K}	Wellenzahlvektor

B Technische Daten

- Laser
Wellenlänge $\lambda = 543.3 \text{ nm}$, Linienbreite $\Delta f = 1750 \text{ MHz}$
- AOM
Tellurdioxid mit Brechungsindex $n = 2.4$, Schallgeschwindigkeit $c^* = 4.26 \text{ km/s}$. Mit einer abgeschätzten Kristalllänge von $L = 5 \text{ mm}$ ergibt sich das Streukriterium zu:

$$\begin{aligned}
 Q &= \frac{K^{*2} \cdot L}{nK} = \frac{\frac{2\pi f^*}{c^*}^2 L}{n \frac{2\pi}{\lambda}} \\
 &= \frac{\frac{2\pi \cdot 100 \cdot 10^6}{4.26 \cdot 10^3}^2 \cdot 0.005 \left(\frac{\text{s}}{\text{ms}}\right)^2 \text{m}}{2.4 \frac{2\pi}{543.3 \cdot 10^{-9}} \frac{1}{\text{m}}} \\
 &= 3.96 \approx 1,
 \end{aligned}$$

da $3.96 \gg 1$

- Geometrie
Abstand AOM ↔ Schirm 296 cm, Abstand Spiegel zur Winkelmessung ↔ Schirm 294 cm. Armlänge des MZ-Interferometers etwa 40 cm.
- Diode zur zeitaufgelösten Messung
Eine Silizium-Diode, in Sperrichtung betrieben, mit einem sensiblen Spektralbereich von 200..1100 nm. Die 'rise time', die Auskunft über die Größenordnung der Zeitauflösung gibt, ist Modell-typisch kleiner als eine Nanosekunde. Dies bedeutet, daß die Diode Signale unter 500 MHz auflösen kann (Abtasttheorem).

Literatur

- [1] Kneubühl, Sigrist. *Laser*. Teubner, 1995.
- [2] Saleh, Teich. *Fundamentals of Photonics*. John Wiley & Sons, 1991.
- [3] J. Sapriel. *Acousto-Optics*. John Wiley & Sons, 1976.