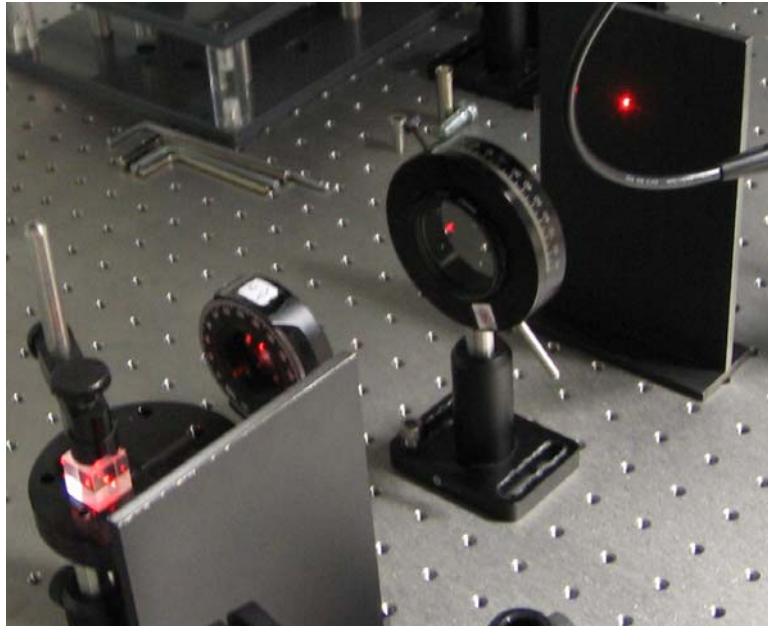


Versuch F85: Optik



Betreuer: *Stefanie Manz, Thomas Fernholz*

**Versuch durchgeführt am: *17. bis 19.05.2004*
von: *Ronny Geisler und Ronak F.Kalhor,*
im: *INF 501***

Abstract

In this project we have studied some optical effects, such as Faraday-Effect, Pockels-Effect and Debye-Sears-Effect. For this purpose we have spent the first day with acquainting ourselves with optical devices we were to use. More precisely we studied the effect of polariser/analyser and $\lambda/4/\lambda/2$ - plates on polarised light.

While analysing the Pockels-Effect we have measured at first the relative and then the absolute phaseshift between the fast and slow axes of the Pockels-Cell. Further we determined the soundspeed and observed some interference samples caused by interaction of a light beam with a sound beam.

Inhaltsverzeichnis

1. Theorie und Einleitung	4
1.1. Polarisierung des Lichts	4
1.2. Polarisatoren und optische Aktivität	4
1.3. Optische Aktivität	6
1.4. Doppelbrechung	6
1.5. Lambda-Plättchen	6
1.6. Interferenz und Beugung	7
2. Untersuchung optischer Bauelemente	8
2.1. Feststellung der Polarisation	8
2.2. Polarisation nach dem Strahlteiler	8
2.3. Schnelle und langsame Achse bei Lambda-Plättchen	8
2.4. Zirkular polarisiertes Licht	9
2.5. Drehen der Polarisation um 90°	9
2.6. Wirkung von zwei $\lambda/4$ -Plättchen	10
2.7. Wirkung eines Spiegels	11
3. Faraday Isolator	11
4. Electro-Optic Modulation	12
4.1. Transverse Amplitude Modulation	12
4.2. Signalübertragung	15
4.3. Transverse Phase Modulation	16
5. Acousto-Optic Modulation	17
5.1. Interferenzmuster und Schallgeschwindigkeit	17
5.2. Intensitätsverlauf des Maximums erster Ordnung	19
5.3. Bau eines Schalters	20
5.4. Interferenzbild bei Verwendung zweier Kristalle	20
5.5. Intensitätsvergleich	20
6. Kritische Diskussion	21
7. Referenzen	21

1. Theorie und Einleitung

1.1. Polarisation des Lichts

Elektromagnetische Wellen, wie Licht, sind Transversalwellen, bei denen folgende aus der Wellentheorie bekannten Polarisationsformen auftreten können:

- **Linear polarisiertes Licht**, elektrischer Feldvektor **E** und Ausbreitungsvektor der Welle spannen eine raumfeste Schwingungsebene auf.
- **Elliptisch polarisiertes Licht**, **E** läuft auf einer Schraubenlinie um den Ausbreitungsvektor. In der Projektionsebene senkrecht zum Ausbreitungsvektor beschreibt der elektrische Feldvektor **E** eine Ellipse. Blickt man gegen die Ausbreitungsrichtung, dann ist das Licht rechts(links)-elliptisch polarisiert, wenn der Feldvektor im (entgegen dem) Uhrzeigersinn umläuft.
- **Zirkular polarisiertes Licht**, in der Projektionsebene senkrecht zum Ausbreitungsvektor beschreibt der elektrische Feldvektor **E** einen Kreis (Spezialfall der elliptischen Polarisation).

Ursachen für die Polarisation elektromagnetischer Wellen:

Natürliches Licht, das beispielsweise von der Sonne abgestrahlt wird, ist **unpolarisiert**, d.h. der elektrische Feldvektor **E** schwingt in der zur Ausbreitungsrichtung der Welle senkrechten Ebene, ohne eine Schwingungsrichtung zu bevorzugen. Dabei treten im Lichtstrahl alle möglichen Schwingungsrichtungen mit gleichem statistischem Gewicht auf.

Partiell polarisiert ist das Licht dann, wenn eine Schwingungsrichtung bevorzugt auftritt. Kommt im Strahl lediglich eine raumfeste Schwingungsrichtung vor, dann ist das Licht vollständig linear polarisiert. Die ausgezeichnete Schwingungsrichtung wird als Polarisationsrichtung bezeichnet. Linear polarisiertes Licht kann in zwei Komponenten gleicher Frequenz und gleicher Ausbreitungsrichtung zerlegt werden, die mit gleicher Amplitude und in Phase senkrecht zueinander schwingen.

Andere Amplituden- und Phasenverhältnisse führen auf rechts- bzw. linkszirkular polarisiertes Licht (gleiche Amplitude und Phasendifferenz $\pi/2$ der Komponenten) oder rechts- bzw. linkselliptisch polarisiertes Licht (Phasendifferenz: $(2n+1)\pi/2$; $n=1,2,3,\dots$ und unterschiedliche Amplituden).

1.2. Polarisatoren und optische Aktivität

Ein **Polarisator** ist ein Gerät, das aus unpolarisiertem Licht nur die Komponenten herausfiltert, die parallel zu einer vorgegebenen Raumrichtung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung schwingen.

Polarisationsfilter:

Auf molekularer Ebene betrachtet besteht ein Polarisationsfilter aus langkettigen absorbierenden Molekülen (in eine Richtung), deren Abstände voneinander geringer sind, als die Wellenlänge des (Laser-)Lichtes. So können nur die im rechten Winkel dazu polarisierten Wellen durchdringen, während die anderen absorbiert werden.

Polarisation durch Reflexion:

Brewsterscher Winkel (Polarisationswinkel = Einfallswinkel α_p), unter dem von einer Oberfläche reflektiertes Licht senkrecht zur Einfallsebene vollständig linear polarisiert wird. α_p ist gegeben durch die Bedingung, dass gebrochener und reflektierter Strahl senkrecht aufeinander stehen:

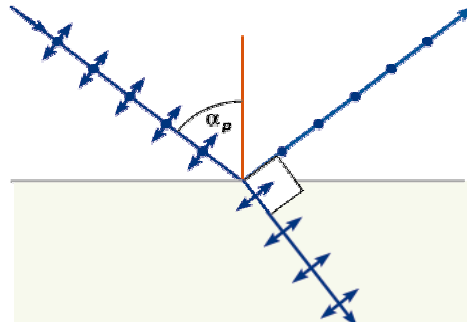


Abbildung 1: Brewsterwinkel

Ein **Analysator** ist ein Polarisationsfilter, das so gestellt wird, dass seine Durchlassrichtung senkrecht zur Durchlassrichtung des Polarisators steht. Der Analysator lässt genau dann kein Licht durch, falls zwischen Polarisator und Analysator die Polarisationsebene des Lichts nicht gedreht wird. Schließen die Schwingungsrichtungen von Polarisator und Analysator jedoch einen Winkel φ ein, dann lässt der Analysator nur die Komponente durch, die seiner Schwingungsrichtung entspricht. Die Amplitude der durchgelassenen Welle ist um den Faktor $\cos \varphi$ reduziert.

Bei gekreuzten Polarisationsrichtungen, wird Licht, welches zuerst den Polarisator passiert vom Analysator geblockt:

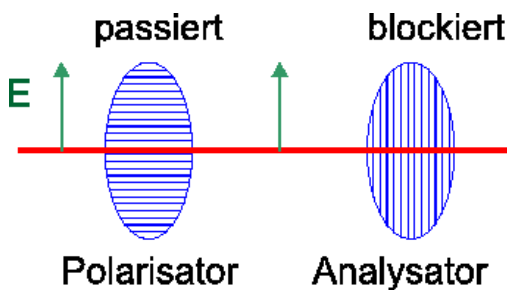


Abbildung 2: Sperrrichtung

Bei gleicher Anordnung, und Drehung des Analysators um $\pi/4$, ergibt sich ein Vektor der Länge $\sqrt{2}$:

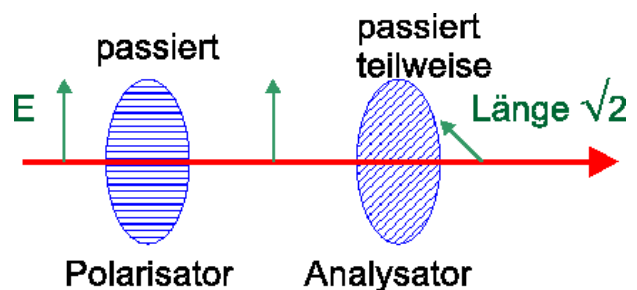


Abbildung 3: Durchlassrichtung (teilweise)

Bei einer Anordnung von **Analysator** und **Polarisator** polarisiert der **Polarisator** das Licht, während der Analysator nur die Projektion des **E**-Feldes auf seine Durchlassachse durchlässt. Für die Amplitude gilt:

$$E = E_0 \cos \theta$$

wobei θ der Winkel zwischen den Polarisationsrichtungen von Polarisator und Analysator ist. Da die Intensität proportional zum Quadrat der Amplitude ist $I \propto E^2$ gilt für die Intensität (Gesetz von Malus):

$$I = I_0 \cos^2 \theta$$

1.3. Optische Aktivität

Unter **Optischer Aktivität** versteht man die Fähigkeit einer Substanz, die Polarisationsrichtung linear polarisierten Lichts zu drehen, wobei der Drehwinkel α von der Schichtdicke abhängt. Man unterscheidet rechtsdrehende und linksdrehende Substanzen. Optische Aktivität wird sowohl bei isotropen als auch bei anisotropen Stoffen beobachtet.

Quarz ist z.B. optisch aktiv. Der Effekt ist beobachtbar, wenn polarisiertes Licht den Kristall in Richtung der optischen Achse durchläuft, da dann keine Doppelbrechung auftritt.

Faraday-Effekt: Optisch inaktive Substanzen drehen die Polarisationsrichtung, wenn sie parallel zum Ausbreitungsvektor \mathbf{k} von einem Magnetfeld der Stärke \mathbf{H} durchsetzt werden. Für den Drehwinkel α gilt: $\alpha = V l H$

l bezeichnet die durchstrahlte Schichtdicke, V ist die Verdettsche Konstante, ein von der Wellenlänge abhängiger Materialparameter, H ist der Betrag der magnetischen Feldstärke. Der Drehwinkel wechselt das Vorzeichen, wenn das Magnetfeld umgepolt wird.

1.4. Doppelbrechung

In Kristallen tritt Doppelbrechung auf, wenn die Kristallstruktur **anisotrop** ist. Beispiele für doppelbrechende Kristalle sind : Kalkspat, Quarz, Turmalin.

Eine solche Anisotropie kann auch künstlich durch äußere Deformation, also durch mechanische Belastung, Anlegen elektrischer Spannungen oder elektromagnetische Felder erreicht werden. In Flüssigkeiten lässt sich Doppelbrechung durch Strömung erzeugen (Strömungsdoppelbrechung).

Pockels-Effekt: Im elektrischen Feld \mathbf{E} werden piezoelektrische Kristalle ohne Symmetriezentrum (z.B.: KDP, Lithiumniobat) doppelbrechend. Die Differenz der Brechzahlen von ordentlichem Strahl (n_o) und außerordentlichem Strahl (n_{ao}) ist proportional zur angelegten elektrischen Feldstärke:

$$|n_{ao} - n_o| \sim E$$

Kerr-Effekt, im transversalen elektrischen Feld $E \sim 10^6$ V/m wird eine optisch isotrope Substanz (z.B.: Schwefelkohlenstoff, Benzen) doppelbrechend:

$$|n_{ao} - n_o| \sim E^2$$

1.5. Lambda-Plättchen

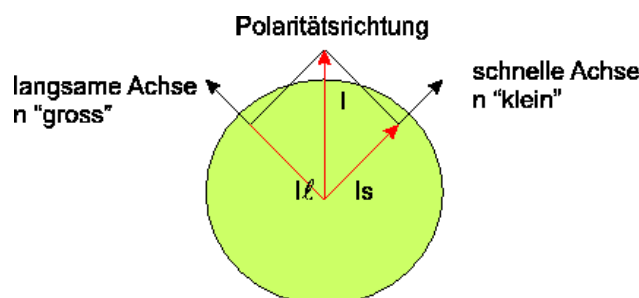


Abbildung 4: schnelle und langsame Achse

Bei einem $\lambda/4$ - oder einem $\lambda/2$ -Plättchen wird die Polarisationsrichtung des einfallenden Lichtes so gewählt, dass sie unter einem Winkel von 45° zu den beiden Hauptachsen mit $n_{\text{schnell}} < n_{\text{langsam}}$ steht. Dann propagiert **die eine Welle** langsamer als **die andere**.

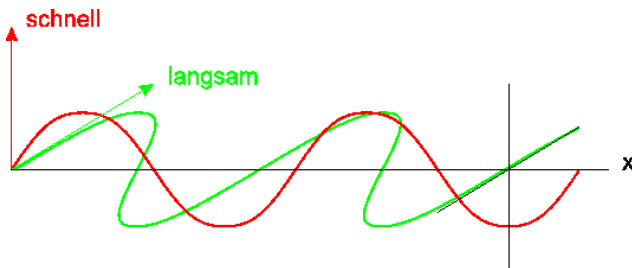


Abbildung 5: Wellen in einem $\lambda/4$ -Plättchen

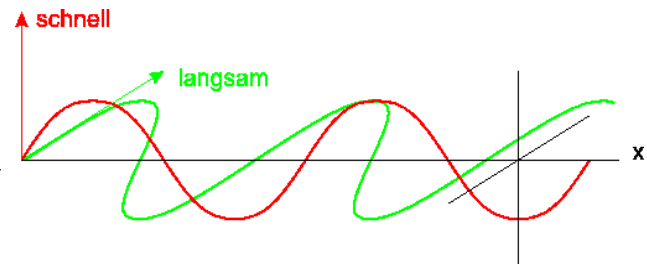


Abbildung 6: Wellen in einem $\lambda/2$ -Plättchen

Es entsteht eine Phasenverschiebung, die bei $\lambda/4$ -Plättchen gerade einen Viertel der Wellenlänge ausmacht. Das Licht ist dann zirkular polarisiert.

Ein $\lambda/2$ -Plättchen bewirkt eine Drehung der Polarisations Ebene um den doppelten Winkel, welcher zwischen Polarisationsachse und schneller/langsamer Achse eingestellt ist. Zwei $\lambda/4$ -Plättchen hintereinander geschaltet können die gleiche Wirkung haben.

1.6. Interferenz und Beugung

Bragg-Bedingung für konstruktive Interferenz:

Die **Bragg-Bedingung** ist Voraussetzung für konstruktive Interferenz bei Reflexion der einfallenden Strahlung an den Netzebenen des Kristalls. Ist die Bedingung nicht erfüllt, so interferiert die Strahlung destruktiv.

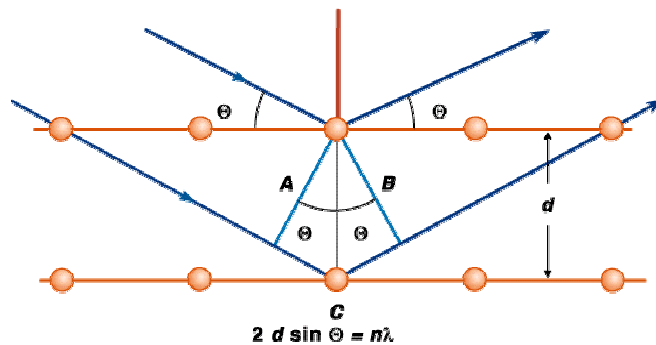


Abbildung 7: Bragg-Bedingung

Beugung am Gitter:

Bei der Beugung am Gitter tritt das Intensitätsmaxima bei

$$\sin \alpha_n = \pm \frac{n \cdot \lambda}{g}$$

auf, dabei ist g die Gitterkonstante.

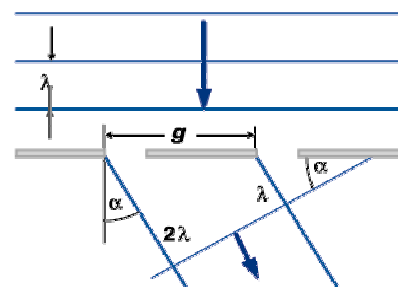


Abbildung 8: Beugung am Gitter

2. Untersuchung optischer Bauelemente

2.1. Feststellung der Polarisation

Um die Polarisation des Lasers festzustellen haben wir einen Analysator vor den Laser gestellt und ihn gedreht. Dabei kam es zu keinen Intensitätsänderungen. Der Laser ist also unpolarisiert, es sind also alle möglichen Schwingung vertreten.

Um nun festzustellen welche Ausrichtung des Polarisators notwendig ist um z.B. vertikal polarisiertes Licht hindurchzulassen betrachten wir ein reflektiertes Bild einer Plexiglasscheibe. Da nach Brewster der reflektierte Strahl (wenn der durchgelassene Strahl im rechten Winkel dazu ist) vertikal polarisiert ist, können wir die Ausrichtung feststellen. Bei unserem Polarisator ist bei einer Einstellung von 0° das reflektierte Bild sichtbar und lässt somit in dieser Einstellung vertikal polarisiertes Licht durch.

2.2. Polarisation nach dem Strahlteiler

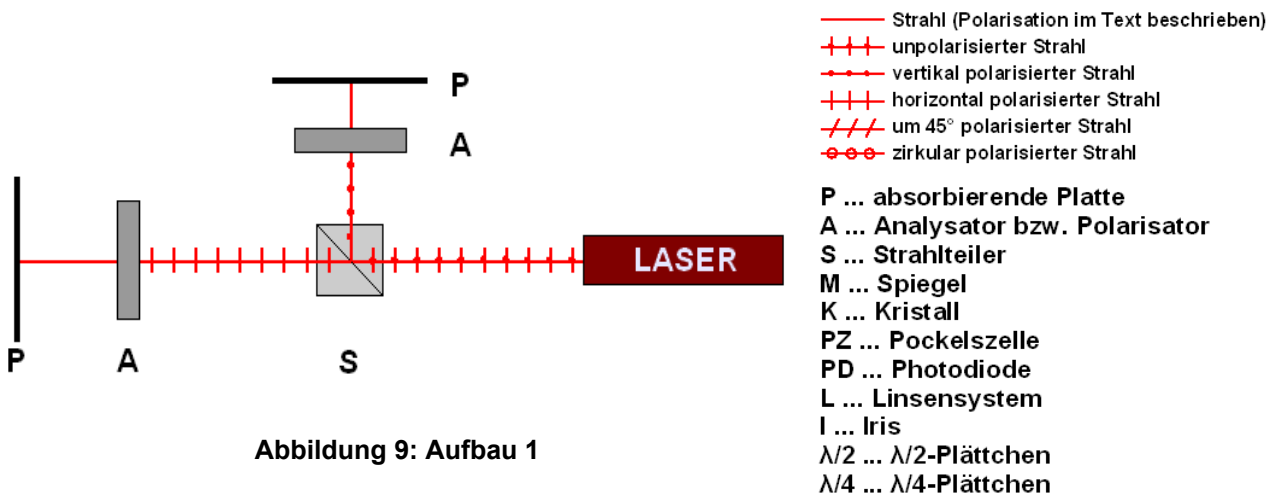


Abbildung 9: Aufbau 1

Abbildung 10: Legende

Als nächstes haben wir mit Aufbau 1 die Polarisationsrichtung des Strahls nach dem Durchgang durch den Strahlteiler untersucht. Der transmittierte und reflektierte Strahl stehen dabei senkrecht aufeinander. Der reflektierte Strahl ergibt mit dem Polarisator bei 90° ein Intensitätsminimum und ist somit wie erwartet vertikal polarisiert und der transmittierte bei 0° und ist somit horizontal polarisiert.

2.3. Schnelle und langsame Achse bei Lambda-Plättchen

Nun haben wir mit Aufbau 2 festgestellt, wo die langsame und schnelle Achse der Lambda-Plättchen sind, wobei die Unterscheidung beider Achsen nicht möglich ist.

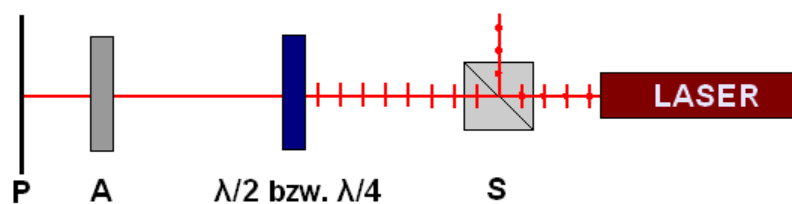


Abbildung 11: Aufbau 2

Bei dem $\lambda/2$ (a) - Plättchen haben wir den Polarisator auf Durchlassrichtung gedreht (in Bezug auf den Strahl nach dem Strahlteiler). Wir haben dazu das $\lambda/2$ -Plättchen solange gedreht, bis wir nach dem Analysator ein Intensitätsminimum sehen. Das $\lambda/2$ Plättchen war auf 55° eingestellt. Es hat dabei das horizontal polarisierte Licht vollständig in vertikal polarisiertes Licht gedreht. Damit befinden sich die Achsen des $\lambda/2$ -Plättchen um 45° zur Intensitätsminimaleinstellung, also bei 10° und 100° und stimmen somit mit der angegebenen Einstellung überein.

Bei den $\lambda/4$ -Plättchen haben wir den Polarisator auf Sperrrichtung gestellt. Bei Einstrahlung entlang einer der Achsen kommt es zu keiner Polarisationsänderung, während es andersweitiger Einstrahlung (abweichend von der Achsenrichtung) infolge der Phasenverschiebung der beiden Komponenten des horizontal polarisierten Lichts zu elliptisch bzw. zirkular polarisiertem Licht führt. In diesem Fall würde der vertikale Anteil am Analysator durchgelassen und wir würden kein Intensitätsminimum mehr beobachten.

Beim $\lambda/4$ (a) sind damit die Achsen bei 6° und 96° , welche mit den Angaben auf dem Plättchen übereinstimmt, wobei darauf die 6° -Achse als schnelle Achse angegeben ist. Beim $\lambda/4$ (ohne Bezeichnung) sind die Achsen bei 210° und 300° .

2.4. Zirkular polarisiertes Licht

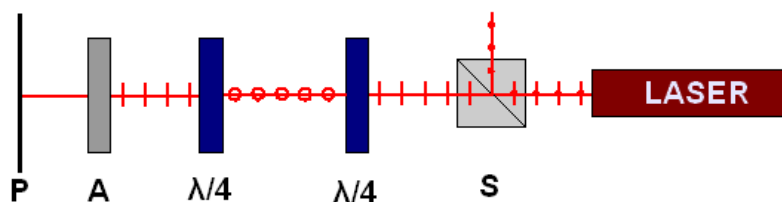


Abbildung 12: Aufbau 3

Zur Erzeugung und Nachweis von zirkular polarisiertem Licht stellen wir zuerst den Analysator so ein, dass er kein Licht hindurchlässt. Wir setzen nun das erste $\lambda/4$ -Plättchen so ein, dass die Achsen um 45° zur ursprünglichen Polarisationsrichtung eingestellt sind. Damit haben wir zirkular polarisiertes Licht erzeugt, da sich nun die beiden Anteile des horizontal polarisierten Lichts um $\pi/2$ verschoben haben.

Wir sehen nun nach dem Analysator die durchgelassene Intensität des vertikal polarisierten Lichts vom zirkular polarisierten Licht. Durch den Einsatz eines zweiten $\lambda/4$ -Plättchens mit vertauschter langsamen und schnellen Achse wird nun der andere der beiden Anteile um $\pi/2$ Phasenverschoben, weswegen wir wieder horizontal polarisiertes Licht erhalten und ein Intensitätsminimum sehen.

2.5. Drehen der Polarisation um 90°

Um die Polarisation um 90° zu drehen verwenden wir nun ein $\lambda/2$ - anstelle zweier $\lambda/4$ -Plättchen, deren Achsen wieder um 45° zur Polarisationsrichtung geneigt sind (Einstellung auf 55°). Diesmal haben wir den Analysator auf Durchlassrichtung eingestellt, so dass wir mit dem vertikal polarisierten Licht ein Intensitätsminimum sehen.

2.6. Wirkung von zwei $\lambda/4$ -Plättchen

Um nun verschiedene Orientierungen von zwei $\lambda/4$ -Plättchen und eingestrahelter Polarisationsrichtung zu untersuchen, verwenden wir weiterhin Aufbau 3. Dabei ist der Analysator immer auf Sperrichtung gestellt. Wir haben folgende Fälle untersucht:

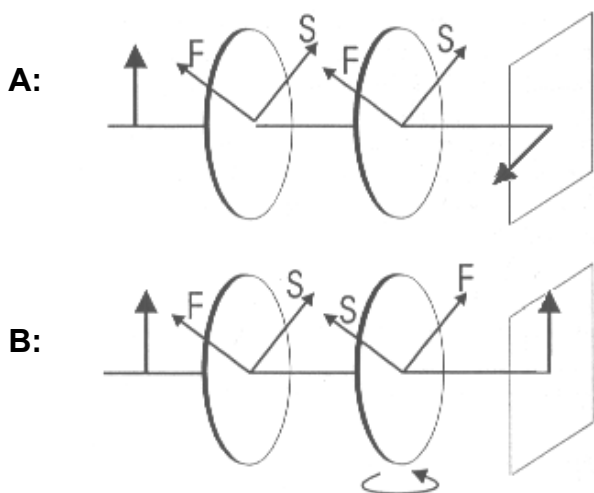


Abbildung 13: Fälle A und B

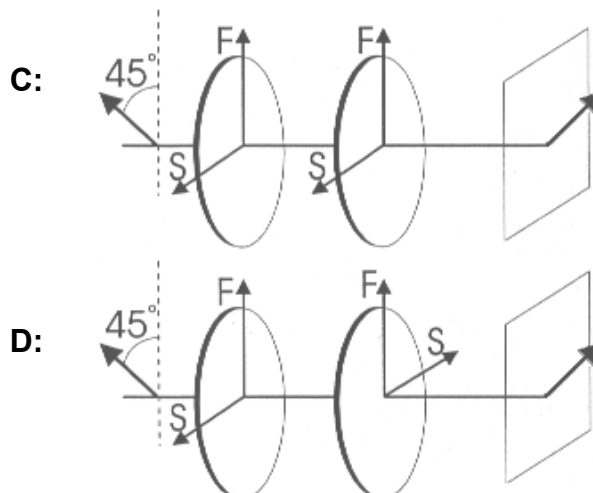


Abbildung 14: Fälle C und D

Bei **A** sind die schnelle (**F**) und langsame (**S**) Achse bei beiden $\lambda/4$ -Plättchen gleich orientiert und wir strahlen mit vertikal polarisiertem Licht ein. Die Polarisationsebene wird damit insgesamt um 90° gedreht und wir erhalten somit horizontal polarisiertes Licht, welches vom Analysator durchgelassen wird. Dieser Aufbau entspricht einem $\lambda/2$ -Plättchen.

B erhalten wir einfach durch Drehen des zweiten $\lambda/4$ -Plättchens. Dieser Aufbau entspricht den schon in 2.4. beschriebenen und wir erhalten ein Intensitätsminimum.

Für **C** und **D** verwenden wir einen um 45° gedrehten Polarisator, um 45° polarisiertes Licht zu erzeugen (ein um $22,5^\circ$ gedrehtes $\lambda/2$ -Plättchen wäre auch möglich gewesen). Der Aufbau sieht dann wie folgt aus:

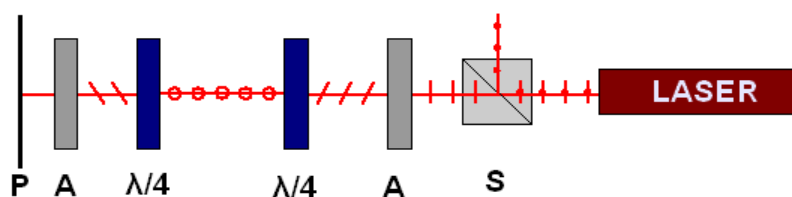


Abbildung 15: Aufbau 4

Das um 45° polarisierte Licht schicken wir wieder durch zwei $\lambda/4$ -Plättchen, deren Achsen um 45° zur Polarisation orientiert sind, dabei wird zwischenzeitlich wieder zirkular polarisiertes Licht erzeugt. Da bei **C** die Achsen der $\lambda/4$ -Plättchen wieder gleich orientiert sind, dreht sich die Polarisationsebene um 90° auf 135° (bzw. -45°), und wir sehen ein Intensitätsmaximum.

Das Drehen um die vertikale Achse des zweiten $\lambda/4$ -Plättchens bei **D** bewirkt diesmal nichts, da die schnelle und langsame Achse auch vertikal bzw. horizontal orientiert sind.

2.7. Wirkung eines Spiegels

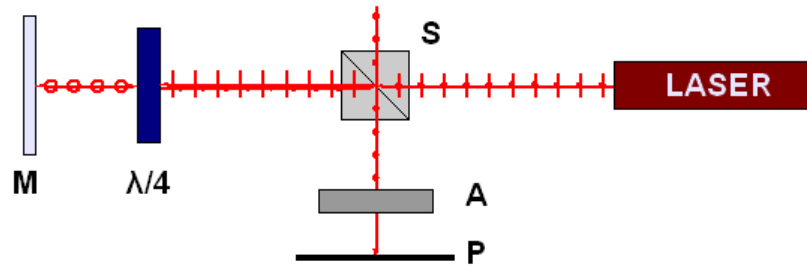


Abbildung 16: Aufbau 5

Mit dem $\lambda/4$ -Plättchen erzeugen wir wieder aus horizontal polarisiertem Licht zirkular polarisiertes Licht. Am Spiegel ändert sich die Helizität (da sich die Ausbreitungsrichtung umkehrt, die Phasenbeziehung aber gleich bleibt): rechtszirkular polarisiertes Licht wird zu linkszirkular polarisiertem Licht bzw. umgekehrt. Wenn es nun von der anderen Richtung durch das gleiche $\lambda/4$ -Plättchen geht, wird dadurch wieder die gleiche Komponente verzögert. Damit hat sich die Polarisationsebene um 90° gekippt und wir erhalten vertikal polarisiertes Licht. Dieses wird am Strahlteiler nach der Brewsterbedingung vollständig reflektiert und wir können es mit dem Analysator nachweisen. Dieser Aufbau wirkt also wie ein $\lambda/2$ -Plättchen.

3. Faraday Isolator

Wir untersuchen nun die Wirkungsweise eines Faraday Isolators. Dieser besteht aus einem optisch aktiven Medium, welches beim Anlegen eines Magnetfeldes entlang der Einstrahlrichtung die Polarisationsebene dreht.

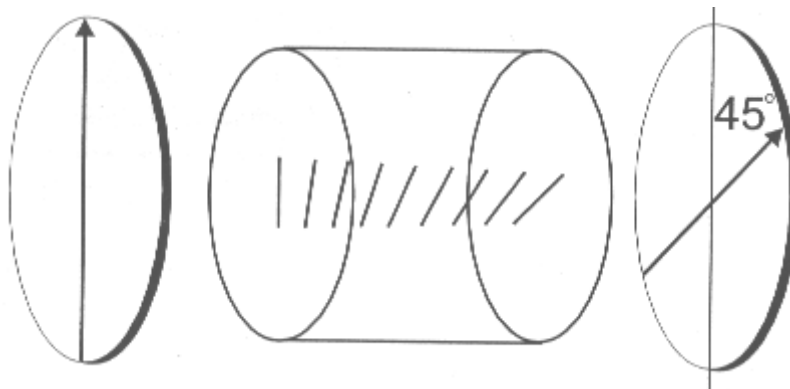


Abbildung 17: Faraday Isolator

Dies geschieht dadurch, dass auf die, durch das Licht angeregten Dipole (bewegte Ladungen), eine Kraft durch das \mathbf{B} -Feld ausgeübt wird, welches diese (nach $\mathbf{F}=\mathbf{q}\mathbf{v}\times\mathbf{B}$) ablenkt, so dass sich die Abstrahlrichtung und damit die Polarisationsebene leicht dreht.

In unseren Fall ist die Länge des optischen Mediums zwischen zwei Polarisatoren so gewählt, dass Licht, mit einer Wellenlänge von 633 nm, genau um 45° gedreht wird und dann den zweiten Polarisator, der auch um 45° gedreht ist, ungehindert passieren kann. Durch das gerichtete \mathbf{B} -Feld wird ein Strahl, welcher entgegengesetzt eingestrahlt wird, in die andere Richtung (-45°) gedreht und am vertikalen Polarisator vollständig absorbiert. Der Faraday Isolator wirkt damit wie eine optische Diode.

Wir haben diesen Effekt qualitativ mit Weißlicht untersucht. In Durchlassrichtung sehen wir oranges Licht, da dass rote Licht und Anteile von Licht benachbarter Wellenlängen komplett durchgelassen werden. In entgegengesetzter Richtung wird das rote Licht komplett absorbiert und wir sehen nur die grüne Komplementärfarbe. Mit dem Laser sieht man entsprechend den Strahl wieder bzw. nicht.

4. Electro-Optic Modulation

4.1. Transverse Amplitude Modulation

In dem folgendem Versuchsteil haben wir den Pockelseffekt untersucht. Durch Anlegen verschiedener Spannungen an der Pockelszelle bewirkt man eine Phasenverschiebung Φ zwischen den 2 Komponenten der vertikalen Polarisation:

$$\phi = \phi_0 - \frac{\pi V}{V_\pi}$$

Wir verwenden dazu folgenden Versuchsaufbau:

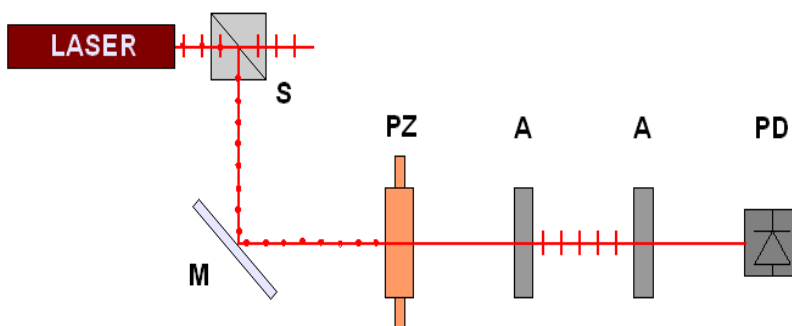


Abbildung 18: Aufbau 6, Transverse Amplitude Modulation

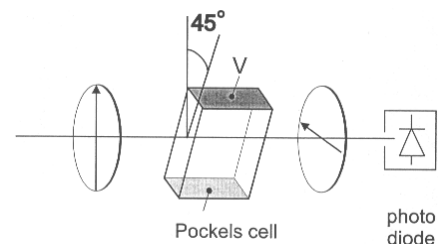


Abbildung 19: Pockelszelle

Das vom Strahlteiler kommende vertikal polarisierte Licht passiert die um 45° gekippte Pockelszelle, welches dann durch den ersten Analysator geht. Dieser ist so eingestellt, dass nur horizontal polarisiertes Licht durchgelassen wird. Den zweiten Analysator haben wir eingebracht, um eine Sättigung in der Photodiode zu vermeiden. Durch Anlegen verschiedener Spannungen an der Pockelszelle können wir jetzt den Pockelseffekt beobachten, der sich in der Änderung der Intensität zeigt.

Dazu haben wir die Spannung an der Pockelszelle zwischen 0,07 und 1,79 kV mit Hilfe des Funktionsgenerators linear gesteuert. Auf dem Oszilloskop ist die periodische Änderung des Steuerungssignals in den folgenden Abbildungen als graue Linie sichtbar. Die an der Photodiode gemessene Intensität zeigt eine periodische Spannungsänderung, die im Oszilloskopbild als schwarze Linie sichtbar ist. Wir sehen damit die Intensität in Abhängigkeit von der angelegten Spannung.

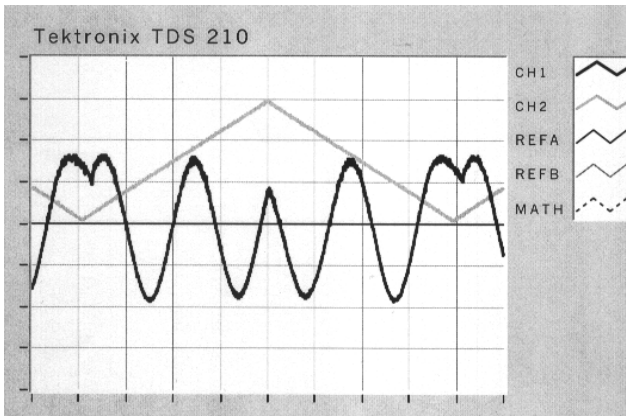


Abbildung 20: Intensitätsverlauf bei t_0

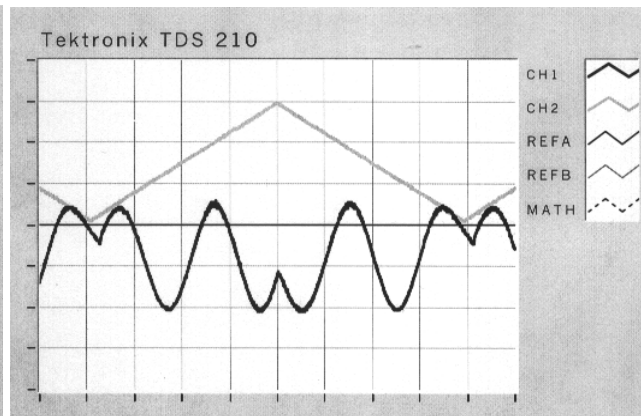


Abbildung 21: Intensitätsverlauf bei $t_0 + 4 \text{ min}$

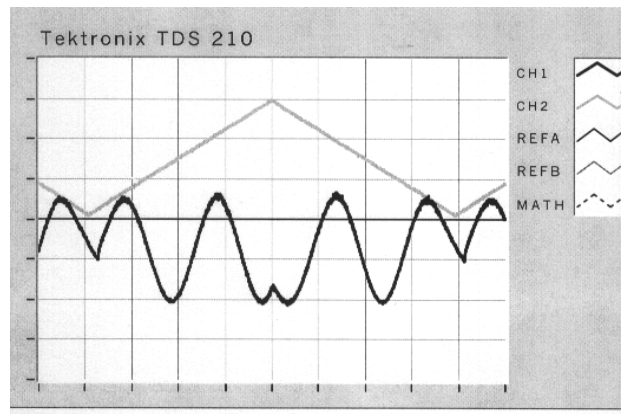


Abbildung 22: Intensitätsverlauf bei $t_0 + 7 \text{ min}$

Wie zu erwarten, ist die gemessene Intensität proportional zu $\sin^2(\Phi/2)$, da die Intensität quadratisch von der Amplitude abhängt.

Desweiteren erkennt man, dass es auch zu einer Phasenverschiebung kommt (die Intensität ist nicht null), wenn noch keine Spannung anliegt, da das Material selbst schon doppelbrechend ist. Es kommt auch zu einer zeitlichen Verzögerung zwischen Steuersignal und der gemessenen Intensität.

Eine Auftragung Ordnungsnummer (der Minima bzw. Maxima) als Funktion der Spannung ergibt die folgenden 3 Graphen (Graph 1: schwarz, Graph 2: grün und Graph 3: rot). Graph 2 ist 4 min und Graph 3 7 min nach Graph 1 aufgenommen wurden. Die lineare Abhängigkeit der Phasenverschiebung von der angelegten Spannung ist gut ersichtlich:

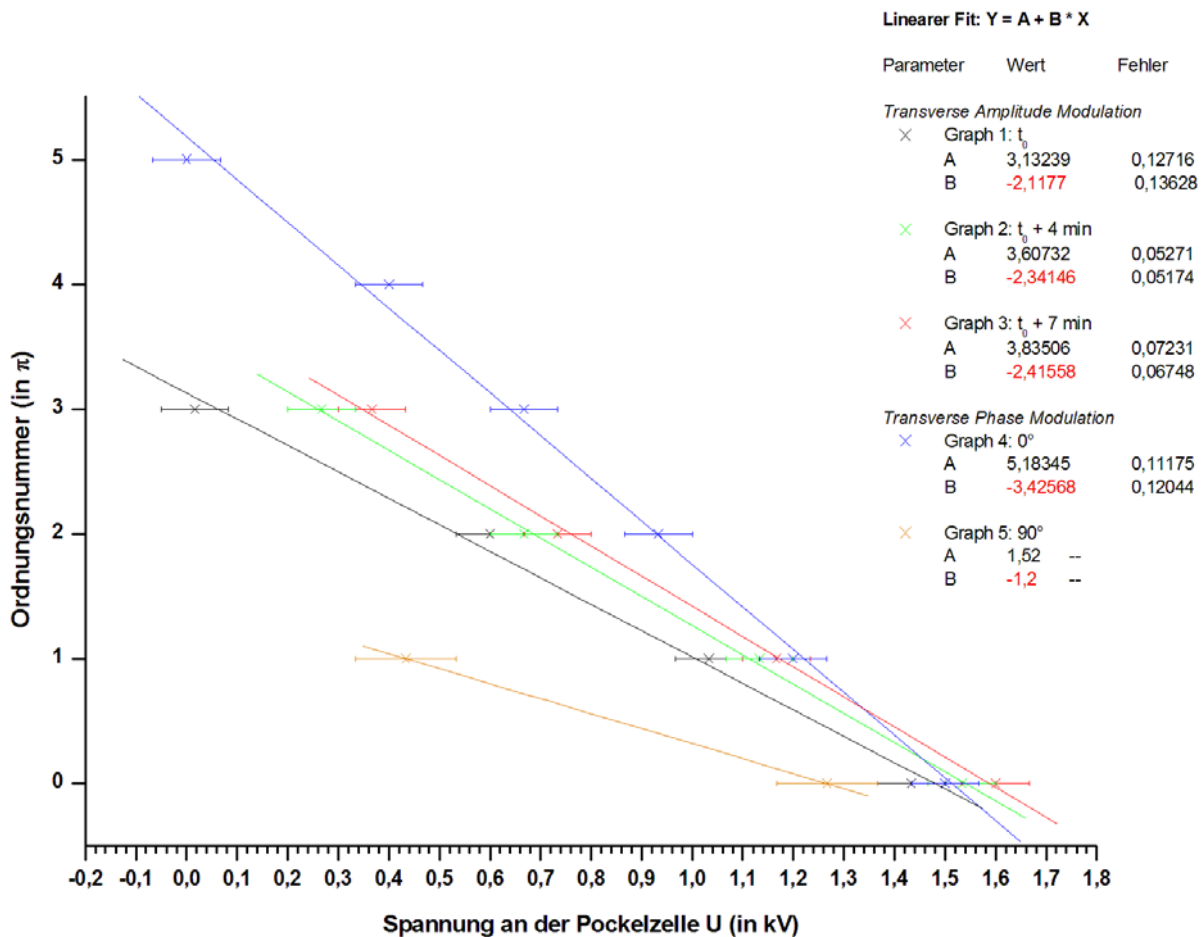


Diagramm 1: Ordnungsnummer über Spannung

Die Verschiebung der Graphen 2 und 3 zu 1 ist auf die Erwärmung der Pockelzelle zurückzuführen. Durch die damit verbundene Ausdehnung kommt es zur Änderung des Brechungsindex und somit auch der Phasenverschiebung. Dieser Effekt ist trotz der nur geringen Temperaturänderung zu beobachten, da die Pockelzelle bei hoher Ordnung betrieben wird. Im Gegensatz dazu werden z.B. die $\lambda/4$ Plättchen in nullter Ordnung betrieben, weshalb eine so geringe Temperaturänderung nicht ins Gewicht fällt.

Bei einem Minimum der Intensität kommt es zu keiner Phasenverschiebung zwischen den beiden Komponenten und bei einem Maximum genau um π . Für eine Phasenverschiebung um π muss sich die Spannung um V_π ändern. V_π ist gegeben durch:

$$V_\pi = \frac{\lambda_0 d}{4 L n_0^3 r_{22}}$$

Mit den gegebenen Größen (Distanz der Elektroden: $d=2\text{mm}$, Länge des Kristalls: $L=20\text{mm}$, Brechungsindex: $n_0= 2,3$, Pockelskoeffizient: $r_{22}=3,4 \cdot 10^{-12}\text{m/V}$ und Wellenlänge des Lasers: $\lambda_0 =632,8 \text{ nm}$) ergibt sich der Theoriewert von V_π zu **0,382 kV**. Für Graph 1 ergeben sich die Spannungsdifferenzen zwischen den aufeinander folgenden Ordnungen wie folgt:

zwischen Ordnung:	Differenz in kV:
0 und 1	0,40 ± 0,07
1 und 2	0,43 ± 0,07
2 und 3	0,43 ± 0,07

Tabelle 1: V_{π}

Der Fehler ergibt sich durch den Ablesefehler aus den Oszilloskopbildern. Der Mittelwert errechnet sich damit zu $V_{\pi} = (0,42 \pm 0,04) \text{ kV}$. Dabei haben wir den Fehler nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz ermittelt und nicht den Fehler des Mittelwertes, wegen der geringen Anzahl der Messwerte: $\Delta V_{\pi, \text{exp}} = \frac{1}{3} \sqrt{3 \cdot 0,07^2}$. Unser ermittelter Wert stimmt im Rahmen der Fehlerrechnung mit dem Theoriewert überein.

4.2. Signalübertragung

Zur Signalübertragung per Licht nutzen wir aus, dass in bestimmten Spannungsbereichen die Intensität annähernd linear zur angelegten Spannung ist. Damit können wir in diesem Bereich eine lineare Intensitätsmodulation durchführen. Hierzu addieren wir das zu übertragende Signal zu der Spannung $V_{\pi/2}$, welche zwischen einem Minimum und Maximum liegt.

Mit dem Funktionsgenerator haben wir eine Sinussignal (graue Linie) erzeugt, mit der wir die Hochspannung an der Pockelszelle moduliert haben. An der Photodiode kann nun das Signal als Intensitätsänderung und damit einer Spannungsänderung gemessen werden (schwarze Linie):

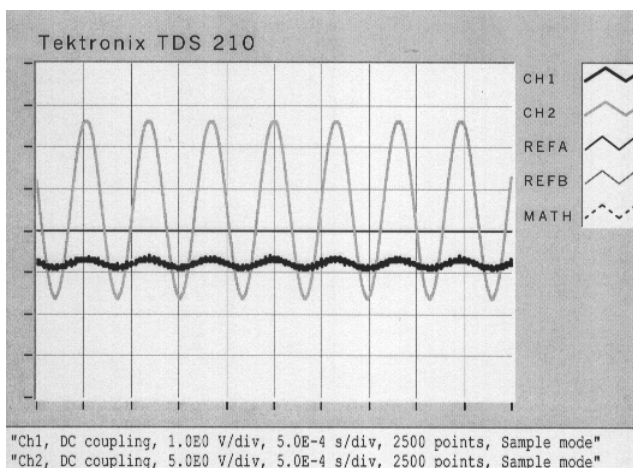


Abbildung 23: Signalverlauf, aufsteigender Ast

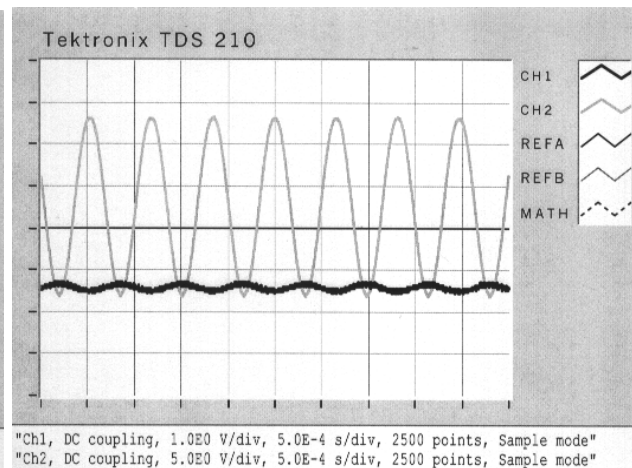


Abbildung 24: Signalverlauf, absteigender Ast

Dies haben wir für 2 verschiedene Spannungen gemacht, einmal für 0,91 kV (Abbildung 23, aufsteigenden Ast) und für 1,39 kV (Abbildung 24, absteigenden Ast). Die Ein- und Ausgangssignale sind damit entsprechend gleich- bzw. gegenphasig.

Wir haben damit auch ein Signal mit einer Frequenz im kHz Bereich übermittelt und mit einem Lautsprecher hörbar gemacht.

4.3. Transverse Phase Modulation

Im folgenden Versuchsteil wird der Laserstrahl in 2 Teile aufgespalten und später zur Interferenz gebracht, wobei einer der Strahlen durch die schnelle bzw. durch die langsame Achse der Pockelszelle geht.

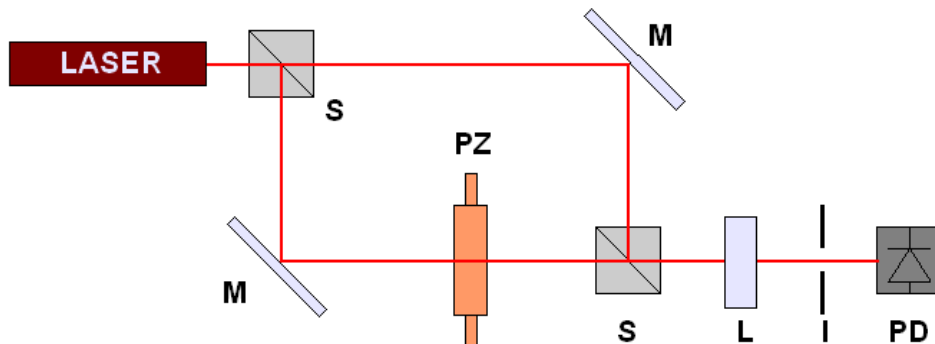
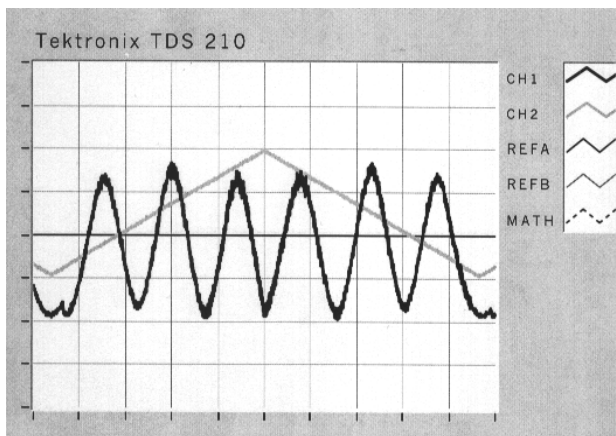
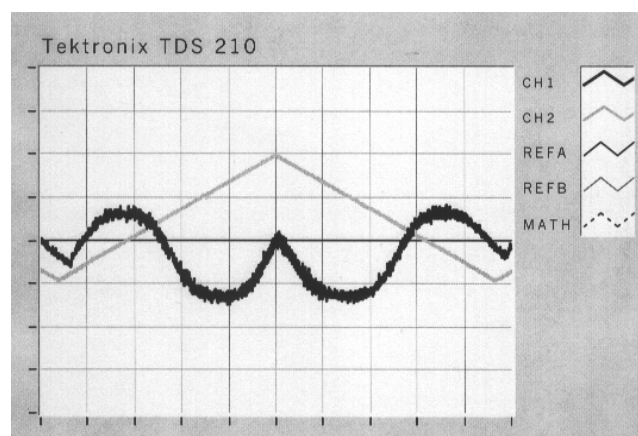


Abbildung 25: Aufbau 7, Mach-Zehnder-Interferometer

Mit diesem Mach-Zehnder-Interferometer untersuchen wir nun den Einfluss der Spannung an der Pockelszelle auf die Phasenverschiebung zwischen den beiden Strahlen. Damit können wir jeweils die absolute Phasenverschiebung der beiden Achsen bei Anlegen einer Spannung unabhängig voneinander bestimmen. Wohingegen wir in 4.1. nur die Phasenverschiebungen zwischen der schnellen (0° -Achse) und langsamen (90° -Achse) Achse bestimmen konnten.



"Ch1, DC coupling, 2.0E-1 V/div, 5.0E-1 s/div, 2500 points, Sample mode"
"Ch2, DC coupling, 2.0E0 V/div, 5.0E-1 s/div, 2500 points, Sample mode"



"Ch1, DC coupling, 2.0E-1 V/div, 5.0E-1 s/div, 2500 points, Sample mode"
"Ch2, DC coupling, 2.0E0 V/div, 5.0E-1 s/div, 2500 points, Sample mode"

Abbildung 26: Intensitätsverlauf bei der 0° -Achse Abbildung 27: Intensitätsverlauf bei der 90° -Achse

Eine Auftragung Ordnungsnummer (der Minima bzw. Maxima) als Funktion der Spannung haben wir ebenfalls in Diagramm 1 durchgeführt (Graph 4: blau, Graph 5: orange).

Bei Änderung der Spannung an der Pockelszelle von 0,07 auf 1,79 kV ergibt sich bei der 0° -Achse eine Phasenverschiebung von 6π (Abbildung 26) und bei der 90° -Achse um 2π (Abbildung 27). Die Phasenverschiebung zwischen den beiden Komponenten hatte sich in 4.1. (Abbildung 20 bis 22) zu 4π ergeben.

Daraus folgt, dass die Phasenverschiebung der beiden Achsen in die gleiche Richtung geht: bei 1,79 kV wird die schnelle Achse um 6π verschoben, die langsame um 2π , was

zu einer relativen Phasenverschiebung von 4π führt. Falls sie entgegengesetzte Richtungen hätten, ergäbe sich eine relative Verschiebung von $6\pi - (-2\pi) = 8\pi$. Dies ist auch nochmal in Diagramm 1 erkennbar: die Steigung von Graph 5 ist die Addition der Steigung von Graph 4 mit Graph 1, 2 bzw. 3.

Wie in 4.1. lässt sich für beide Achsen nun wieder V_π und mit $V_\pi = \frac{d\lambda_0}{Lrn_0^3}$ der Pockelskoeffizient r bestimmen:

Achse:	V_π in kV:	r in m/V:
0°-Achse	$0,25 \pm 0,07$	$(2,08 \pm 0,06) * 10^{-11}$
90°-Achse	$0,83 \pm 0,13$	$(0,63 \pm 0,02) * 10^{-11}$

Tabelle 2: V_π und r

Theoriewerte zum Vergleich hatten wir nicht gegeben.

5. Acousto-Optic Modulation

In diesem Versuchsteil untersuchen wir wie ein Lichtstrahl mit einer Schallwelle wechselwirkt. Wir haben speziell die Aufspaltung des Lichtes durch den Debye-Sears-Effekt betrachtet. Dabei fungiert eine Ultraschallwelle als optisches Phasengitter für die senkrecht zur Schallausbreitungsrichtung durchfallende Lichtwelle.

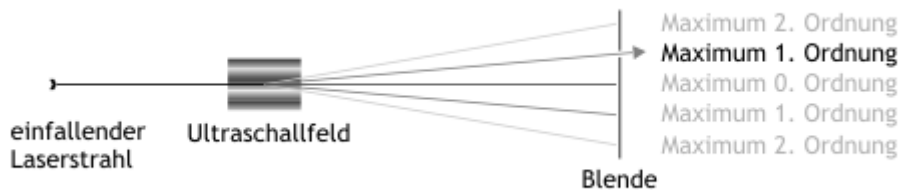


Abbildung 28: Zustandekommen des Interferenzbildes

5.1. Interferenzmuster und Schallgeschwindigkeit

Unser Aufbau sieht wie folgt aus:

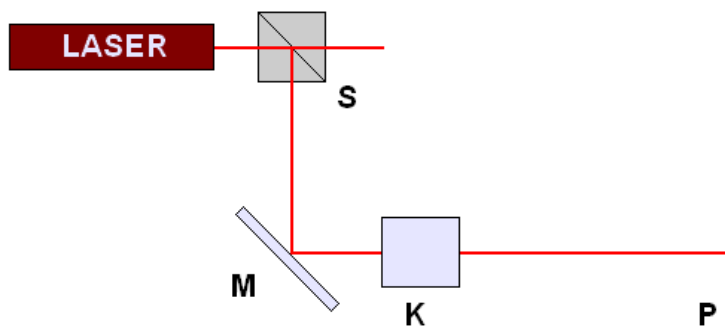


Abbildung 29: Aufbau 8, Acousto-Optic Modulation

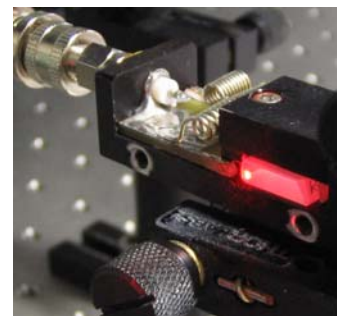


Abbildung 30: Kristall im Strahlengang

Die Lichtstrahlen kommen genau dann konstruktiv zur Interferenz wenn folgendes gilt:

$$\sin\theta_1 + \sin\theta_2 = \frac{m\lambda}{\lambda_s}$$

Dabei ist θ_1 der Winkel unter den der Strahl einfällt, und θ_2 ist der Aufspaltwinkel. Wir haben nun an der $d = 1,57$ m entfernten Projektionswand den Abstand Δx zwischen dem Maximum erster und nullter Ordnung bei sechs verschiedenen Schallfrequenzen gemessen und in Diagramm 2 eingetragen:

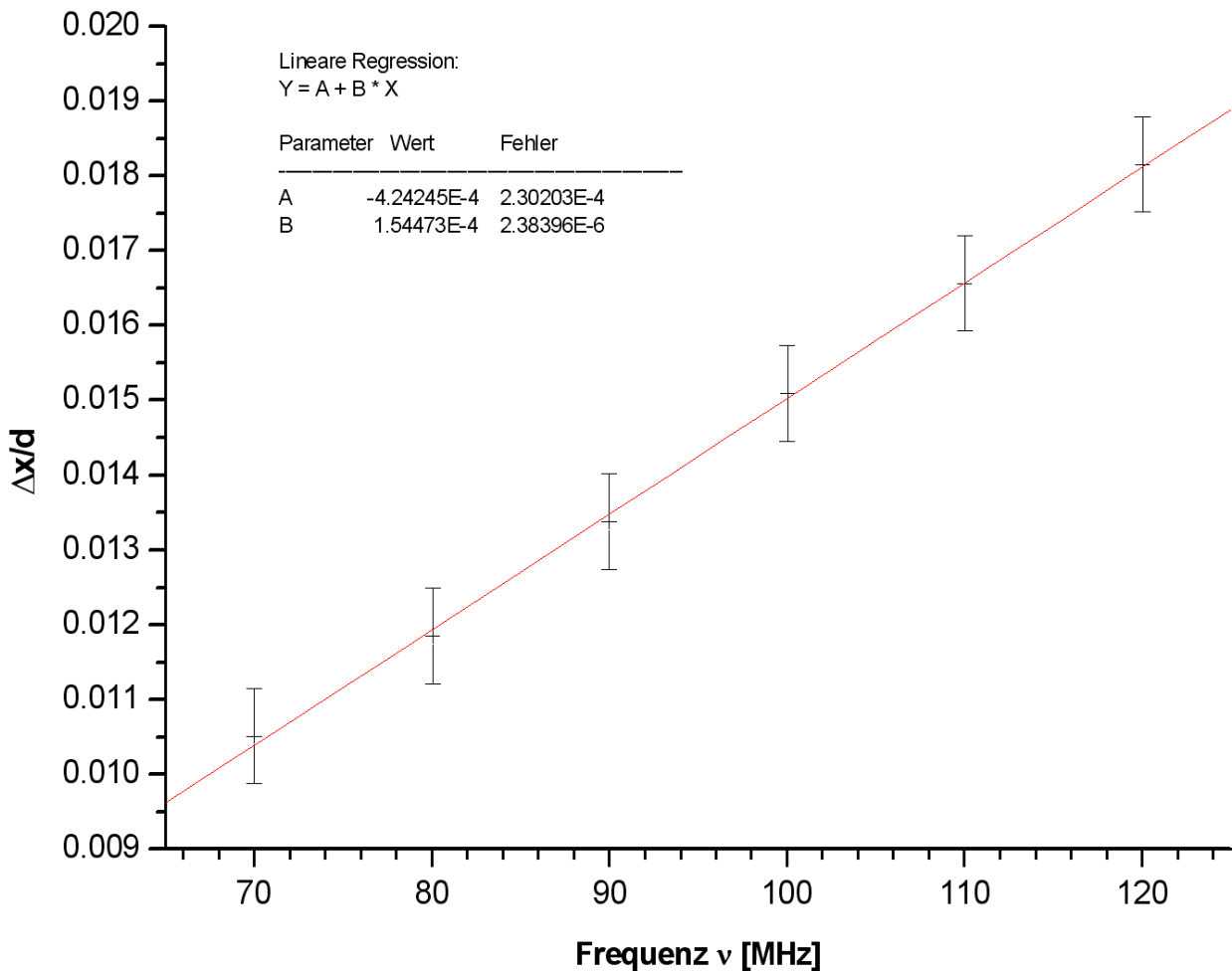


Diagramm 2: Ort des Maximums erster Ordnung $\Delta x/d$ in Abhängigkeit von der Frequenz

Daraus lässt sich schließlich die Schallgeschwindigkeit bestimmen. Da wir nur kleine Winkel haben, können wir folgende Vereinfachung vornehmen:

$$\sin\theta_1 + \sin\theta_2 \approx \sin(\theta_1 + \theta_2) \approx \tan(\theta_1 + \theta_2) \approx \frac{\Delta x}{d} .$$

Dadurch ergibt sich mit $\lambda_s = v_s/\nu$ die Geradengleichung zu: $\frac{\Delta x}{d} = \frac{\lambda}{v_s} \nu$.

Mit $\lambda = 632,8$ nm und der Steigung der Geraden von $\lambda/v_s = (1,545 \pm 0,024) \cdot 10^{-4} \text{ MHz}^{-1}$

ergibt sich die Schallgeschwindigkeit v_s zu:

$$v_s = \frac{632,8 \cdot 10^{-9} \text{ m}}{1,545 \cdot 10^{-10} \text{ Hz}^{-1}} = \left(4,10 \pm 0,06 \frac{\text{km}}{\text{s}} \right) \quad \text{mit} \quad \Delta v_s = \lambda \left(\frac{\lambda}{v_s} \right)^{-2} \Delta \left(\frac{\lambda}{v_s} \right)$$

Dies stimmt mit dem nur gerundet angegebenen Wert von 4,2 km/s noch gut überein. Der größte Fehler kommt vermutlich durch die gemachten Näherungen. Die Messwerte selber kommen eher nicht in Frage da sie sehr gut auf einer Geraden liegen (Diagramm 2) sofern es zu keinem systematischen Fehler kam.

5.2. Intensitätsverlauf des Maximums erster Ordnung

Im folgenden haben wir den Intensitätsverlauf des Maximums erster Ordnung in Abhängigkeit von der Leistung bei einer konstanter Frequenz von 120 MHz gemessen. Dabei haben wir nicht direkt die gesuchten Größen gemessen, sondern nur welche die proportional zu diesen sind. Die Outputspannung an der Diode ist proportional zur Intensität und die Inputspannung ist proportional zur Leistung in dem schallerzeugenden Piezoelement.

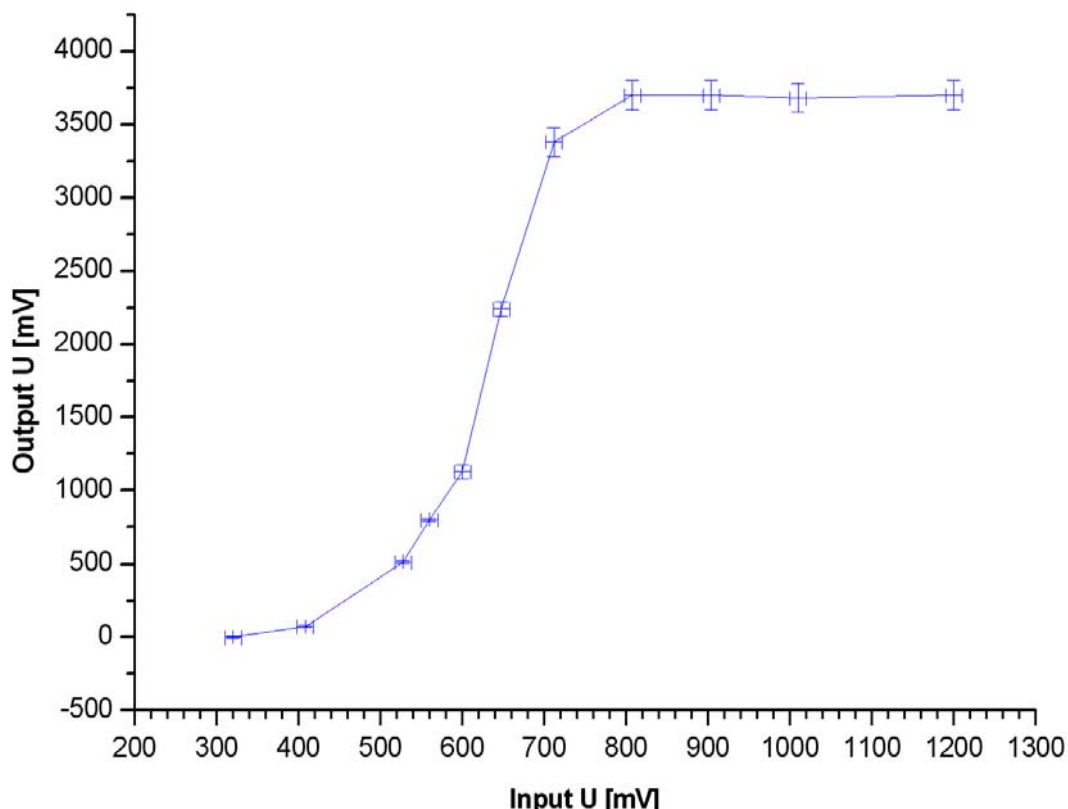


Diagramm 3: Intensitätsverlauf des Maximums erster Ordnung

Dadurch wird die Amplitude der Schallwelle größer und wir erhalten eine höhere Intensität im Maximum erster Ordnung, bis es zur Sättigung in der Diode kommt.

5.3. Bau eines Schalters

Nun haben wir die Frequenz periodisch mit einem Funktionsgenerator geändert. Dabei setzt der dazwischengeschaltete VCO (Voltage Controlled Oscillator) die periodische Spannungsänderung in eine periodische Frequenzänderung um.

Wie wir in 5.1. schon gesehen haben, bewirkt eine Veränderung der Schallfrequenz eine Verschiebung der Maxima (außer das Maximum erster Ordnung natürlich).

Hierzu haben wir einmal eine Sinusspannung und einmal eine Rechteckspannung angelegt. Bei der Sinusspannung beobachtet man, wie sich die Maxima erster, zweiter, ... Ordnung sich auf das Maxima nullter Ordnung zu bzw. davon weg bewegen.

Bei der Rechteckspannung springen die Maxima entsprechend hin und her. Hiermit haben wir unseren optischen Schalter realisiert.

5.4. Interferenzbild bei Verwendung zweier Kristalle

In diesem Versuchsteil haben wir einen zweiten Kristall senkrecht hinter dem ersten eingebracht. Der zweite Kristall bewirkt eine weitere Aufspaltung der Maxima in vertikaler Richtung. Dies führt zu dem beobachteten zweidimensionalen Punktgitter.

Um zu beobachten was eine Phasenverschiebung zwischen den Signalen beider Kristalle, die durch das VCO, gehen bewirkt, haben wir zuerst ein Rechteckspannung und danach eine Sinusspannung angelegt. Die auf beide Kristalle angelegte Rechteckspannung liefert eine „sternförmige“ Figur, in der die Maxima hin- und herspringen. Wenn wir ein Phasenverschiebung zwischen beiden Signalen von π haben, springen die Maxima in der vertikalen und horizontalen gegenphasig.

Eine angelegte Sinusspannung bewirkt wieder ein Bewegung auf bzw. weg vom Maximum nullter Ordnung. Bei einer Phasenverschiebung sieht man (bei entsprechend hoher Frequenz) entlang der Achsen Striche und dazwischen Kringlel:

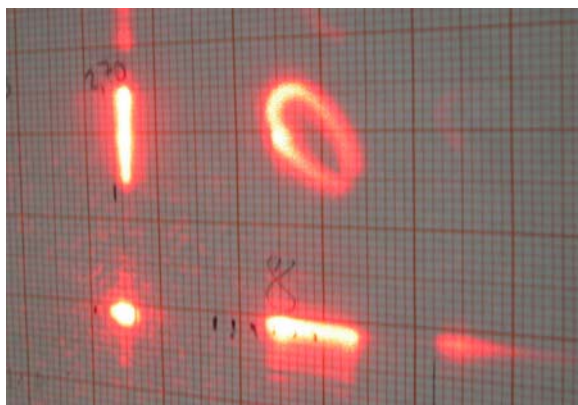


Abbildung 31: Interferenzbild mit zwei Kristallen

5.5. Intensitätsvergleich

Im letzten Versuchsteil haben wir die Intensität des Maximums erster Ordnung mit der Intensität des ungebeugten Strahls qualitativ untersucht. Durch Ändern des Einfallswinkels θ_1 (durch Drehen des Kristalls) konnte man die Intensität im Maximum erster Ordnung erhöhen.

6. Kritische Diskussion

von Ronny Geisler

Bei dieser Versuch lernt man, wie optische Bauelemente in der Optik verwendet werden, was ich persönlich sehr interessant fand, da ich dies sehr gut für die Astronomie verwenden kann. Wir haben uns auch ziemlich schnell mit den Bauelementen, und wie man sie verwendet, zurechtgefunden. Probleme hatten wir eigentlich nicht.

Die wenigen Sachen, die wir berechnen mussten stimmten auch alle innerhalb ihrer Fehlergrenzen mit den Theoriewerten überein, es gab keine Diskrepanzen.

Das einzige was man vielleicht noch verbessern könnte, sind die aufgenommenen Kurven vom Oszilloskop (Abbildung 20 bis 24, 26 und 27). Die automatisierte Aufnahme ist zwar sehr hilfreich, ich denk aber, es wäre für eine etwas präzisere Auswertung günstiger, entweder die Bilder in einem größeren Maßstab auszudrucken und/oder als Wertetabelle auszugeben um es selber zeichnen zu können.

von Ronak F. Kalhor

In diesem Versuch ging es im Wesentlichen darum, die verschiedenen Effekte im Bereich der Optik kennenzulernen und zu untersuchen. Durch die ausführliche Vorbesprechung mit den Betreuern ist uns das im Großen und Ganzen recht gut gelungen.

Der erste Versuchsteil ermöglichte es uns die zu benutzenden Geräte kennenzulernen und ihre Funktionsweise besser zu verstehen, um sie im folgenden auch sinnvoll einsetzen zu können. Dies war eine gute Vorbereitung für die darauffolgenden Versuche und hat zugleich einiges zu meinem Verständnis im Bereich der Optik beigetragen.

Unsere Ergebnisse für V_{π} (Spannungsänderung) und v_s (Schallgeschwindigkeit) stimmen im Rahmen der Fehlerrechnung mit der Theorie überein. Und auch die quantitativen Aussagen, welche wir durch unsere Beobachtungen machen konnten, bestätigten unsere Erwartungen.

Alles in allem war es ein interessanter Versuch, welcher zur Festigung des Gelernten beigetragen hat.

7. Referenzen

Bücher:

- Versuchsanleitung, FP-Praktikum
- Optik Band 3, Bergmann Schäfer, de Gruyter
- Taschenbuch der Physik, Stöcker, Verlag Harri Deutsch

Internet:

- wwwex.physik.uni-ulm.de/lehre/gk3a-2003/ (Vorlesungsskript)