

Pockelseffekt

Andrej Golubkov
Georg Meierhofer

Betreuer: Binder Christopher, Dr.
Datum: 10.05.2004

Inhaltsverzeichnis

1 Grundlagen	2
1.1 Polarisierung	2
1.2 Doppelbrechung	3
1.3 Polarisatoren	3
1.4 $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen	4
1.5 Elektrooptischer Effekt	4
1.5.1 Pockelseffekt	5
2 Versuchsdurchführung	6
2.1 Justierung	6
2.1.1 Polarisatoren	6
2.1.2 Bestimmung der Induzierten Hauptachse	6
2.1.3 Pockelszelle Feinjustieren	7
2.1.4 Letzte Einstellungen	7
2.2 Phasenverschiebung abhängig von der Spannung	7

1 Grundlagen

1.1 Polarisation

Die elektrischen Feldvektoren von Licht sind im allgemeinen Fall irgendwie im Raum ausgerichtet. Mit Polarisatoren kann eine ganz bestimmte Schwingungsrichtung ausgewählt werden, es werden sozusagen nur die Projektionen des Vektors auf die gewählte Ebene transmittiert. Dieses Licht nennt man linear polarisiert.

Durch Überlagerung zweier linear polarisierter Wellen gleicher Kreisfrequenz ω entsteht eine elliptische Polarisation, deren Amplitude sich aus der Vektoraddition der linearen Amplituden ergibt.

$$\begin{aligned} E_x &= E_{0x} \cdot \cos(kz - \omega t) \\ E_y &= E_{0y} \cdot \cos(kz - \omega t + \Delta\varphi) \end{aligned}$$

E_i	... Betrag des elektrischen Feldvektors
E_{0i}	... Betragsamplitude des elektrischen Feldvektors
k	... Wellenzahl
$\Delta\varphi$... Phasenverschiebung

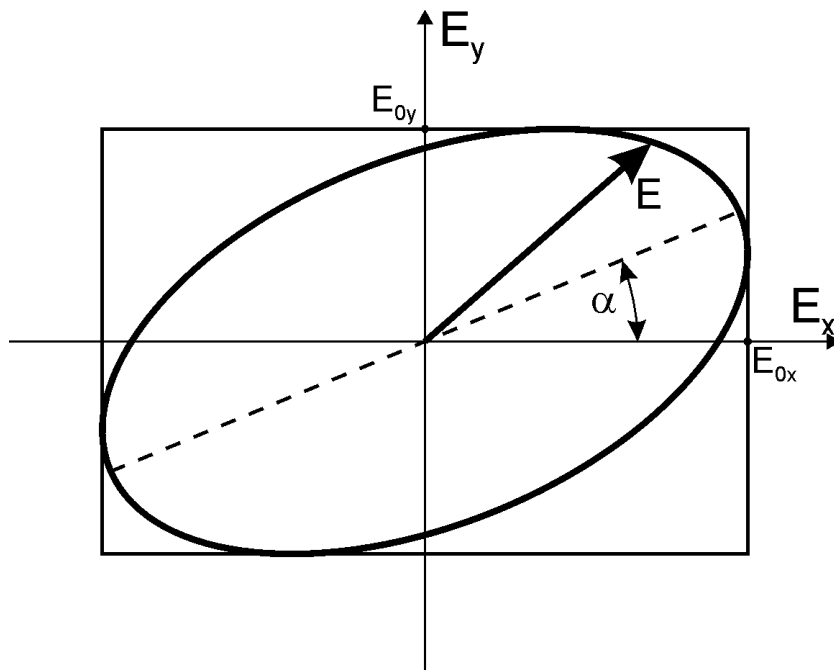


Abbildung 1: Umlauf des elektrischen Feldstärkevektors bei elliptisch polarisiertem Licht

Der Winkel α in Abb.1 ergibt sich aus der Phasenverschiebung über

$$\tan 2\alpha = \frac{2E_{0x}E_{0y} \cos \Delta\varphi}{E_{0x}^2 - E_{0y}^2} \quad (1)$$

Im für experimentelle Zwecke bedeutenden Spezialfall $\alpha = 45^\circ$ gilt $E_{0x}^2 = E_{0y}^2$, da der Tangens in Gl. 1 in diesem Fall ∞ ist. Die Halbachsen dieser Ellipse kann man über

$$\frac{b}{a} = \tan \frac{\Delta\varphi}{2} \quad (2)$$

a ... große Halbachse
b ... kleine Halbachse

berechnen. Für einen Phasenunterschied $\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}$ gilt $a = b$, man spricht von zirkular polarisiertem Licht.

1.2 Doppelbrechung

Unter Doppelbrechung versteht man die Eigenschaft einiger Materialien Licht verschiedener Schwingungsebenen richtungsabhängig zu brechen. Normalerweise breiten sich die Wellenflächen von einem Punkt kugelförmig aus, das gilt bei doppelbrechenden Medien jedoch nur für einen Teil des Lichts, den sog. ordentlichen Strahl. Der andere Teil breitet sich anisotrop (eine Richtung ist ausgezeichnet) aus, er wird außerordentlicher Strahl genannt. Die Wellenfläche des außerordentlichen Strahls ist ein Rotationsellipsoid, dessen eine Halbachse dem Radius der Kugel des ordentlichen Strahls entspricht. Die Richtung in der dies der Fall ist heißt optische Achse.

Der Vektor des außerordentlichen Strahls schwingt in der Ebene, die durch die Einfallsrichtung und die optische Achse aufgespannt wird (Hauptschnitt), der ordentliche schwingt normal dazu. Geht das Licht nicht genau entlang der optischen Achse, wird es zu einer Aufspaltung der beiden Strahlen nach dem Fermatschen Prinzip (Licht durchläuft den Weg für den es die kürzeste Zeit braucht) kommen.

Grundsätzlich kann man zwischen zwischen Kristallen unterscheiden:

$$\begin{array}{ll} \text{negativer Kristall:} & c_{ao} \geq c_o \quad , \quad n_{ao} \leq n_o \\ \text{positiver Kristall:} & c_{ao} \leq c_o \quad , \quad n_{ao} \geq n_o \end{array}$$

1.3 Polarisatoren

Die Doppelbrechende Eigenschaft kann auf verschiedene Arten zur Polarisierung von Licht verwendet werden. Einige dieser Medien haben die Eigenschaft einen der Teilstrahlen stark zu absorbieren, sodaß nur einer der beiden transmittiert wird. Man kann auch künstliche Materialien dieser Eigenschaft herstellen, indem man erhitzte Kunststoffe dehnt und so die Kristalle ausrichtet. Beim Erkalten bleibt dieser Zustand bestehen, sie bleiben dauerhaft doppelbrechend.

Das Nicol'sche Prisma nutzt aus, daß sich die Brechzahlen von ordentlichem und außerordentlichem Strahl unterscheiden. Zwei geeignet geschnittene Kalkspatprismen werden mit Kanadabalsam verkittet. Für den ordentlichen Strahl ist der Kanadabalsam ein optisch dünneres Medium und er wird total reflektiert. So bleibt nur der außerordentliche Strahl übrig, der eine lineare Polarisation aufweist.

1.4 $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen

In einem doppelbrechendem Medium unterscheiden sich die Brechzahlen für ordentlichen und außerordentlichen Strahl, so daß es neben der Aufspaltung in verschiedenen Richtungen auch zu einer Verschiebung der Phase kommt. Das $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen wird so geschnitten, daß die Phasen um $\frac{\pi}{2}$ verschoben werden, das entspricht einem Gangunterschied von $\frac{\lambda}{4}$. Je nachdem ob es sich um einen positiven oder negativen Kristall handelt, erfolgt die Verschiebung des außerordentlichen Strahls um $\frac{\lambda}{4}$ nach vorne oder nach hinten.

Elliptisch polarisiertes Licht kann man sich durch Überlagerung zweier orthogonaler Wellen gleicher Frequenz, aber beliebiger Amplitude und beliebigem Phasenunterschied vorstellen. Die Halbachsen stehen dabei jeweils im Winkel von 45° zum Hauptschnitt, was durch die diagonale Polarisatorstellung (s. Abb. 2) erreicht wird. Alternativ kann auch bei beliebiger Amplitude und konstanter Phasendifferenz $\Delta\phi = \frac{\pi}{2}$ gearbeitet werden. Hierbei liegt eine der Halbachsen im Hauptschnitt.

Fällt die optische Achse des $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen mit einer Halbachse des elliptisch polarisierten Lichtes zusammen, so kann das Licht als durch ungleiche Amplitude und einer Phasendifferenz von $\Delta\phi = \frac{\pi}{2}$ erzeugt interpretiert werden. Das Plättchen bewirkt nun einen weiteren Phasenverschub um $\frac{\pi}{2}$ und erzeugt so wieder linear polarisiertes Licht. Die Polarisationsene nimmt einen Winkel α mit der optischen Achse des Plättchens ein.

$$\alpha = \arctan\left(\frac{b}{a}\right) \quad (3)$$

Aus Gleichung 2 und 3 folgt:

$$\alpha = \frac{\Delta\varphi}{2} \quad (4)$$

bzw.

$$\Delta\varphi = 2 \cdot \arctan\left(\frac{b}{a}\right) \quad (5)$$

Das Ergebnis beinhaltet die beiden Spezialfälle $\Delta\phi = 0$ (linear polarisiertes Licht), hier tritt keine Verkippung auf und $\Delta\phi = \frac{\pi}{2}$ (zirkular polarisiertes Licht) wo $\alpha = \arctan(1) = \frac{\pi}{4}$ ist.

1.5 Elektrooptischer Effekt

Viele Medien zeigen in einem elektrischen Feld doppelbrechende Eigenschaften. Je nach Abhängigkeit des doppelbrechenden Verhaltens von der elektrischen Feldstärke unterscheidet man den linearen (Pockels-) und quadratischen (Kerr-) Effekt. Von Interesse ist hier nur der Pockelseffekt.

1.5.1 Pockelseffekt

Kristalle bei denen der Pockelseffekt auftritt haben auch ohne anliegen eines elektrischen Feldes doppelbrechende Eigenschaften. Durch das Feld wird eine zweite optische Achse induziert, die nicht in Richtung des Teldes liegt und das System extrem verkompliziert. Das läßt sich vermeiden, indem man eine der beiden Achsen (in der regel die permanente) parallel zur Einstrahlrichtung legt.

Der Aufbau einer longitudinalen Pockelszelle ist in Abb. 2 dargestellt. Das elektrische Feld verläuft parallel zum Strahl, was eine durchsichtige Ausführung der Elektroden erfordert. Diese Art ist weit häufiger als der transversale Aufbau (änlich der Kerrzelle), da durch die geringe Kapazität viel kürzere Schaltzeiten möglich sind.

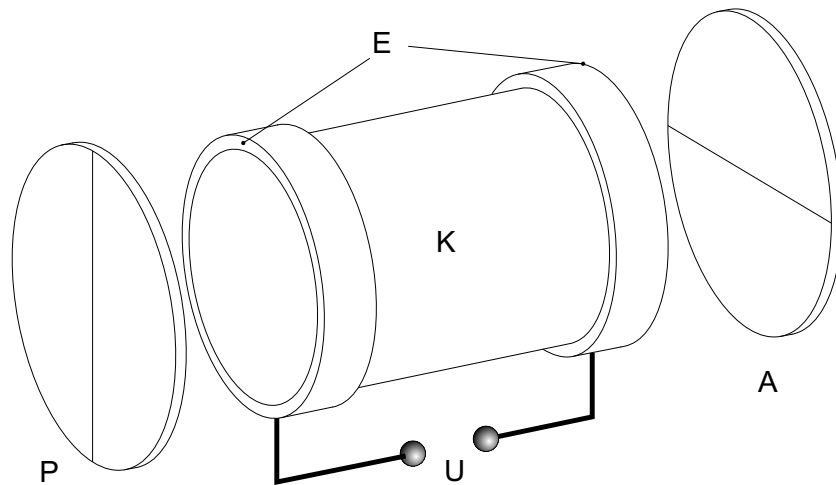


Abbildung 2: Aufbau einer Pockelszelle; E Elektroden, U Spannung, K Kristall (z.B.: KD*P), P Polarisator, A Analysator

Die Linearität der Pockelszelle sieht man an folgender Gleichung:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot n_0^3 \cdot r_{63} \cdot U \quad (6)$$

$\Delta\varphi$... Phasenverschiebung der Teilstrahlen
λ_0	... Vakuumwellenlänge des Lichtes
r_{63}	... von λ_0 und dem Material abhängige elektrooptische Konstante
n_o	... Brechungsindex des ordentlichen Strahles
U	... angelegte äußere Spannung

Durch Einführen der Spannung U ($E = \frac{U}{l}$) fällt die Länge des Lichtweges heraus. Es läßt sich für jede Zelle eine Spannung angeben, bei der eine Phasenverschiebung um $\frac{\pi}{2}$ auftritt. Diese Spannung ist die sog. Viertelwellenspannung.

2 Versuchsdurchführung

Die Aufgabe war, die Elektrooptische Konstante r_{63} der Pockelszelle mit verschiedenen Methoden zu messen.

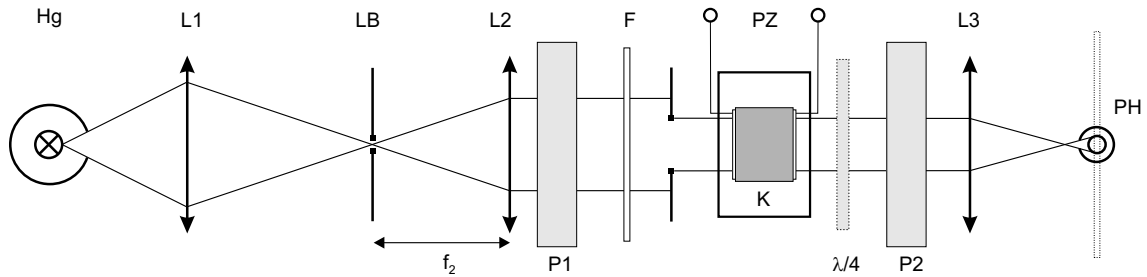


Abbildung 3: Messanordnung. L1 Sammellinse $f=10\text{cm}$, LB Lochblende, L2 Sammellinse $f=9\text{cm}$, P1 Polarisator, F Farbfilter, PZ Pockelszelle, $\lambda/4$ - Plättchen, P2 Analysator, L3 Sammellinse $f=12\text{cm}$

2.1 Justierung

2.1.1 Polarisatoren

Der Lichtstrahl der Hg- Hochdrucklampe wurde ungefähr parallel durch den Polarisator und den Analysator geführt und auf einen Schirm fokussiert. Dann wird der Analysator solange verdreht, bis ein Intensitäts- Minimum gefunden ist. Gekreuzte Stellung war gefunden bei:

$$\begin{aligned} \beta_{PL1} &= 325^\circ && \dots \text{Polarisatorwinkel} \\ \beta_{PL2} &= 230.5^\circ && \dots \text{Analysatorwinkel} \end{aligned}$$

2.1.2 Bestimmung der Induzierten Hauptachse

Die Pockelszelle wird mit einem leicht divergentem Licht durchstrahlt. Am Projektions- schirm entstehen dann konzentrische dunkle Interferenz- Kreise, da die Lichtstrahlen den Kristall unter verschiedenen Winkeln durchqueren und daher einen Gangunterschied auf- weisen. Da der Polarisator und Analysator nach wie vor senkrecht aufeinander stehen, sollte eigentlich überhaupt nichts zu sehen sein, aber der Kristall hat auch einen perma- nente Optische Hauptachse. Sie ist ungefähr parallel zum Lichtstrahl ausgerichtet. Den- noch kann sie das linear polarisierte Licht aufspalten, da es ja divergent einfällt, so dass es den Analysator passieren kann, und am Schirm interfereert. Das Schwarze Kreuz, das ebenfalls am Schirm zu sehen ist, entsteht wenn das Licht in einem solchen Winkel auf die permanente Optische Hauptachse fällt, dass nur ein ordentlicher oder außerordentlicher Lichtstrahl entsteht. Dieser kann mit sich selber nicht interfereieren.

Die induzierte optische Hauptachse steht ungefähr senkrecht zum Lichtstrahl. Wenn der Vektor E des linear polarisierte Lichts parallel oder senkrecht dazu einfällt sollte sich das Interferenzbild beim Anlegen einer Spannung an der Pockelszelle nicht ändern. Um sie zu finden wird der Analysator und der Polarisator synchron um einen kleinen Winkel

weitergedreht und die Spannung ein- und ausgeschaltet. Die optische Hauptachse wurde gefunden bei:

$$\begin{aligned} \beta_{PL1} &= 53^\circ && \dots \text{Polarisatorwinkel} \\ \beta_{PL2} &= 318.5^\circ && \dots \text{Analysatorwinkel} \end{aligned}$$

2.1.3 Pockelszelle Feinjustieren

Das in die Pockelszelle einfallende Licht wird mit der Methode der Autokollimation parallel eingestellt. Dann wird die Linse L1 und die Lochblende so eingerichtet, das am Schirm ein kleines weisses Kreuz in der Mitte des grossen schwarzen Kreuzes zu sehen ist. Die permanente optische Hauptachse ist dann genau parallel zum Lichtstrahl und beeinflusst die folgenden Messungen nicht mehr.

2.1.4 Letzte Einstellungen

Zum Schluss wird hinter die Pockelszelle eine Irisblende gestellt, um störende Kristallreflexionen abzublocken. Der Polarisator wird um 45° weitergedreht, so das der Lichtvektor E unter 45° auf die induzierte optische Hauptachse trifft, der ordentliche und der außerordentliche Lichtstrahl sind dann immer gleich intensiv.

2.2 Phasenverschiebung abhängig von der Spannung

Die Lichtintensität wird hinter dem Analysator mit einer Photodiode gemessen. Abhängig von der Spannung ändert sich $\Delta\varphi$ und somit auch die gemessene Intensität. Die Messung wurde mit parallel und gekreuzt stehenden Analysator, mit den Farbfiltern für grünes und blaues Licht durchgeführt.

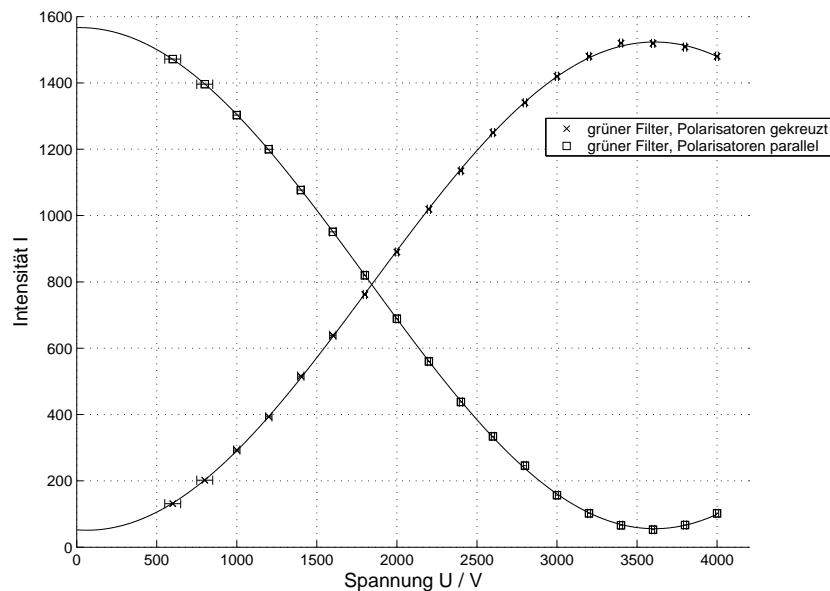


Abbildung 4: Intensität bei grünem Filter

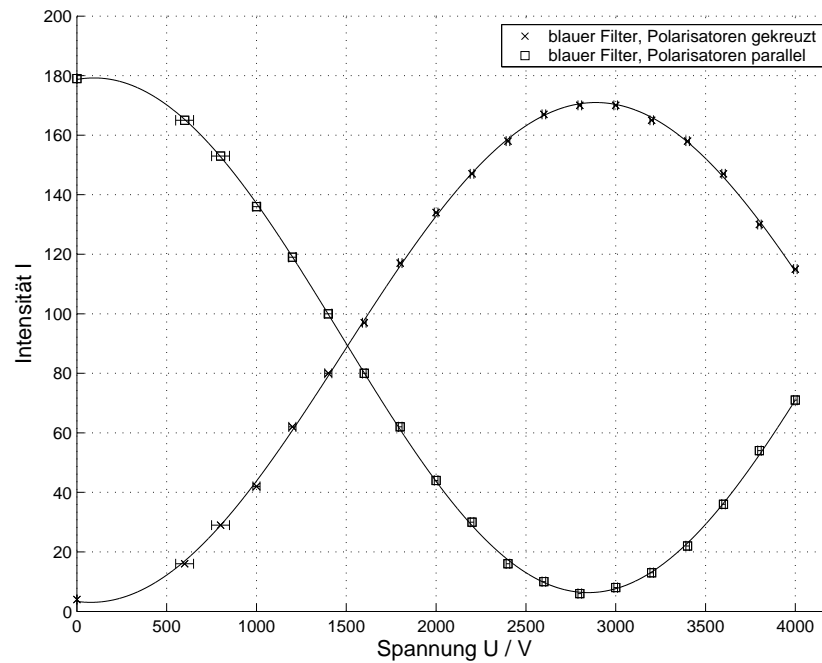


Abbildung 5: Intensität bei grünem Filter

Tabelle 2.2: Intensität abhängig vom Filter und Analysatorstellung

U / [V]	... an der Pockelszelle angelegte Spannung
$I_{\text{grünekreuzt}}$... Intensität bei grünem Filter, Analysator gekreuzt zum Polariastor
$I_{\text{grünparallel}}$... Intensität bei grünem Filter, Analysator parallel zum Polariastor
$I_{\text{blaukreuzt}}$... Intensität bei blauem Filter, Analysator gekreuzt zum Polariastor
$I_{\text{blauparallel}}$... Intensität bei blauem Filter, Analysator parallel zum Polariastor

U / [V]	$I_{\text{grüengekreuzt}}$	$I_{\text{grünparallel}}$	$I_{\text{blaugekreuzt}}$	$I_{\text{blauparallel}}$
0	—	1570	4	179
600	131	1472	16	165
800	202	1396	29	153
1000	293	1303	42	136
1200	393	1200	62	119
1400	516	1077	80	100
1600	639	951	97	80
1800	762	820	117	62
2000	890	689	134	44
2200	1019	560	147	30
2400	1135	438	158	16
2600	1250	334	167	10
2800	1340	246	170	6
3000	1420	157	170	8
3200	1480	102	165	13
3400	1520	66	158	22
3600	1519	53	147	36
3800	1508	67	130	54
4000	1480	102	115	71

Die Intensitäten lassen sich mit der Funktion

$$I = a_1 + a_4 \sin(a_2 U + a_3) \quad (7)$$

fiten. Wobei

$$\Delta\varphi = a_2 U \quad (8)$$

Durch einsetzen in (6)

$$r_{63} = \frac{a_2 \lambda_0}{2\pi n_0^3} \quad (9)$$

Tabelle 2.2: **Ergebnisse**

a_2 ... Fitparameter
 λ_0 ... Wellenlänge des Farbfilters
 r_{63} ... Elektrooptische Konstante

Messung	$a_2 / [\text{V}^{-1}]$	$\lambda_0 / [\text{nm}]$	$r_{63} / [\text{m/V}]$
grüner Filter, gekreuzt	$8.85 \cdot 10^{-3}$	545	$2.18 \cdot 10^{-11}$
grüner Filter, parallel	$8.74 \cdot 10^{-3}$	545	$2.16 \cdot 10^{-11}$
blauer Filter, gekreuzt	$1.11 \cdot 10^{-4}$	439	$2.22 \cdot 10^{-11}$
blauer Filter, parallel	$1.14 \cdot 10^{-4}$	439	$2.27 \cdot 10^{-11}$