

Pockelseffekt

Wiedemair Wolfgang
Tscharnuter Daniel

Betreuer: Binder Christopher, Dipl.-Ing.
Datum: 23.05.2003

Contents

1	Aufgabenstellung	2
2	Grundlagen	3
2.1	Polarisation	3
2.2	Doppelbrechung	4
2.2.1	Allgemeines	4
2.2.2	Polarisatoren	6
2.3	$\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen	6
2.4	Elektrooptische Effekte	7
2.4.1	Kerreffekt	7
2.4.2	Pockelseffekt	8
3	Geräteliste	10
4	Versuchsdurchführung	11
4.1	Einrichten der Messanordnung	11
4.1.1	Einrichten auf die induzierte optische Achse	11
4.1.2	Einrichten auf die permanente optische Achse	12
4.2	Zellencharakteristik	13
4.2.1	Beschreibung	13
4.2.2	Resultate	14
4.3	Abhängigkeit der Intensität von der Analysatorstellung	17
4.3.1	Beschreibung	17
4.3.2	Resultate	18
4.4	Kompensationsmethode	21
4.4.1	Beschreibung	21
4.4.2	Resultate	22
5	Fehlerbetrachtung	24
5.1	Einrichten der Messanordnung	24
5.2	Zellencharakteristik	24
5.3	Abhängigkeit der Intensität von der Analysatorstellung	25
5.4	Kompensationsmethode	25
5.5	Systematische Fehler	26
6	Zusammenfassung	27
6.1	Zellencharakteristik	27
6.2	Abhängigkeit der Intensität von der Analysatorstellung	27
6.3	Kompensationsmethode	27
6.4	Literaturwerte für die elektrooptische Konstante	28

1 Aufgabenstellung

- Bestimmen des genauen Winkels zwischen Polarisator und Analysator für maximale Dunkelheit
- Einrichten der permanenten und induzierten optischen Achse der Pockelszelle unter Verwendung der Interferenzerscheinung
- Messung der Zellencharakteristik bei gekreuzter und paralleler Polarisatorstellung für die grüne (546 nm) und die blaue (436 nm) Hg-Linie
- Messung der aus dem Analysator austretenden Lichtintensität in Abhängigkeit von der Winkelstellung für linear, zirkular und elliptisch polarisiertes, grünes Licht.
- Direkte Messung der Phasenverschiebung $\Delta\varphi$ über die Kompensationsmethode mit einem $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen. Berechnung der elektrooptischen Konstante r_{63} .

2 Grundlagen

2.1 Polarisation

Gewöhnliches Licht besteht aus Wellenzügen, deren elektrische Feldvektoren in statistisch verteilten Ebenen schwingen. Gewisse optische Bauteile (Polarisatoren) sind in der Lage, Licht einer ganz bestimmten Schwingungsebene zu filtern. Dabei wird nur der skalar auf die Polarisationsrichtung projizierte Anteil des \vec{E} der einfallenden Lichtwelle transmittiert. Es entsteht *linear* polarisiertes Licht, also Licht, dessen \vec{E} in einer genau definierten Ebene schwingt.

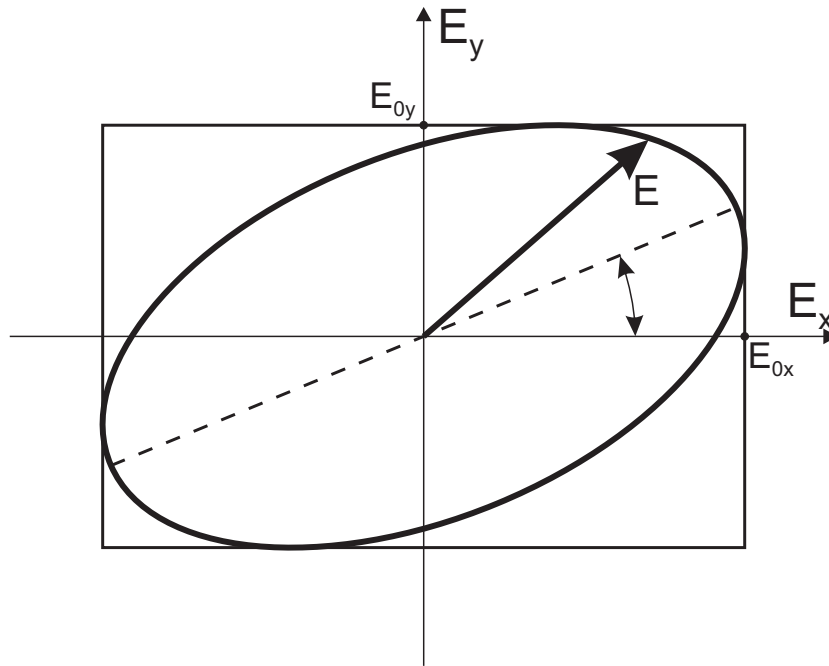


Figure 1: Umlaufbahn des elektrischen Feldstärkevektors bei elliptisch polarisiertem Licht

Überlagern sich zwei zueinander senkrecht schwingende linear polarisierte Wellen gleicher Kreisfrequenz ω ,

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

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

so entsteht im Allgemeinen *elliptisch* polarisiertes Licht. Die elektrischen Feldvektoren der Einzelwellen werden addiert und ergeben einen Vektor \vec{E}_{ges} . Blickt man auf eine Ebene

senkrecht zum Wellenvektor \vec{k} , entlang dessen sich die Welle ausbreitet, so durchläuft die Spitze von \vec{E}_{ges} mit der Winkelgeschwindigkeit ω eine Ellipse wie in Abbildung 1. Der Winkel α hängt über

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

mit der Phasenverschiebung zusammen. Für $\alpha = 45^\circ$ wird der Tangens in obiger Gleichung ∞ , was bedeutet, daß im Nenner der rechten Gleichungsseite $E_{0x}^2 = E_{0y}^2$ gelten muß. Für diesen Fall kann man berechnen, daß für die Halbachsen der entstehenden Ellipse

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

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

gilt. Dieser Fall, der bei der später zu besprechenden *diagonalen* Polarisatoreinstellung angestrebt wird, erscheint experimentell sehr günstig. Man kann aus der Kenntnis der Ellipsenhalbachsen sofort auf den vorliegenden Phasenunterschied schließen, was unter 4.3.2 ausgenutzt wird.

Bei gleicher Amplitude der beiden orthogonalen Wellen und einem Phasenunterschied von genau $\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}$ (entspricht einem Gangunterschied $\Delta\lambda = \frac{\lambda}{4}$) entsteht als Spezialfall *zirkular* polarisiertes Licht.

2.2 Doppelbrechung

2.2.1 Allgemeines

In optisch isotropen (keine Richtung ist ausgezeichnet) Medien breitet sich Licht nach allen Richtungen mit gleicher Geschwindigkeit aus. Stellt man sich Licht von einem Punkt im Inneren des Mediums ausgehend vor, so ist die Wellenfläche immer eine Kugelfläche.

Dagegen wird Licht bei Durchgang durch optisch anisotrope Medien in zwei senkrecht zueinander schwingende, linear polarisierte Komponenten aufgespalten. Der sogenannte *ordentliche* Lichtstrahl breitet sich, im Gegensatz zum *außerordentlichen* Lichtstrahl, isotrop aus, das heißt seine Ausbreitungsgeschwindigkeit ist richtungsunabhängig. Die Wellenfläche des außerordentlichen (ao.) Strahles ist ein Rotationsellipsoid, wobei zumindest eine Achse des Ellipsoids gleich groß wie der Radius der zugehörigen Wellenfläche des ordentlichen (o.) Lichtstrahles ist. Man unterscheidet zwei verschiedene Arten von doppelbrechenden Kristallen:

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

Dabei ist c die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle und n die Brechzahl. Abbildung 2 veranschaulicht diesen Sachverhalt. In zumindest einer Richtung ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit von o. und ao. Strahl also gleich groß. Diese Richtung wird als *optische Achse* bezeichnet.

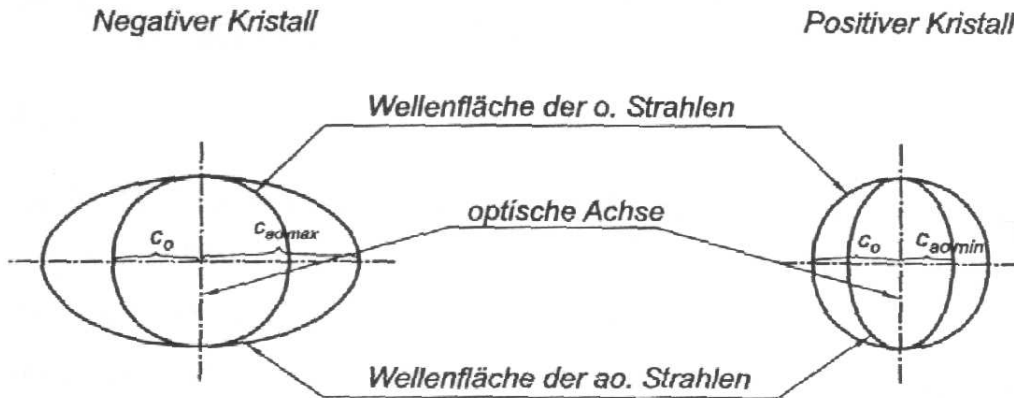


Figure 2: Schnitt durch die Wellenflächen von zueinander gehörenden ao. und o. Strahlen

Der ao. Strahl schwingt in der Ebene, die durch die Einfallsrichtung des Lichtstrahles und die optische Achse aufgespannt wird. Diese Ebene wird als *Hauptschnitt* bezeichnet. Entsprechend schwingt der o. Strahl orthogonal zum Hauptschnitt. Im Allgemeinen wird es beim Durchgang von Licht durch ein doppelbrechendes Medium zu einer räumlichen Aufspaltung von ao. und o. Strahl kommen, da der ao. Strahl nach dem Prinzip von Fermat (Licht nimmt jenen Weg, für den es die kürzeste Zeit braucht) abgelenkt wird. Nur wenn der einfallende Strahl genau normal zur optischen Achse steht erfolgt keine richtungsmäßige Trennung. Beide Fälle sind in Abbildung 3 dargestellt.

Überhaupt keine Aufspaltung des eintreffenden Lichtes ergibt sich folglich bei Einstrahlung entlang der optischen Achse. In diesem Fall ist kein Hauptschnitt definierbar.

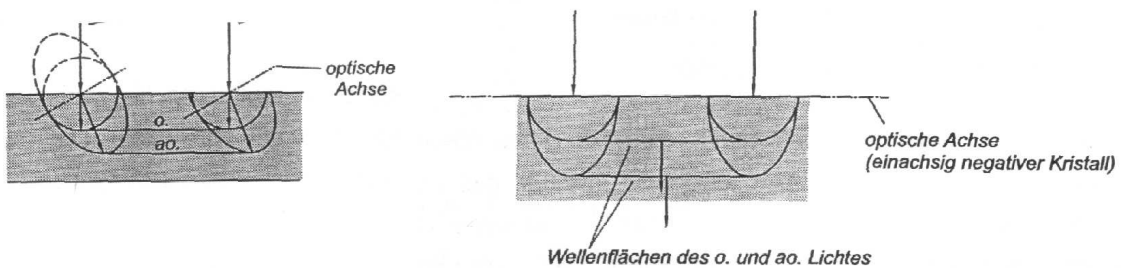


Figure 3: Orientierung der Wellenflächen von ao. und o. Strahl bei räumlicher Aufspaltung des einfallenden Strahles (links) und bei Einfall orthogonal zur optischen Achse (rechts)

Hat ein Medium mehr als eine optische Achse, so werden die Verhältnisse sehr kompliziert. Man versucht dann meist den Effekt einer der Achsen durch Einstrahlen des Lichtes in ihre Richtung zu unterbinden.

2.2.2 Polarisatoren

Manche doppelbrechende Medien haben die Eigenschaft einen der Teilstrahlen stark zu absorbieren. Diese, sogenannten *dichroitischen* Kristalle liefern somit linear polarisiertes Licht. Sie werden meist in Form sehr kleiner Kristalle geeignet orientiert in Kunststofffolien eingelagert und dienen als Polarisationsfolien.

Eine billige Variante von Polarisatoren sind Kunststofffolien mit stabförmigen Bauelementen, welche im erhitzten Zustand durch mechanische Beanspruchung parallel orientiert werden. Nach Erkalten bleibt dieser Zustand erhalten. Man spricht von *Spannungsdoppelbrechung*.

Eine weitere Möglichkeit stellt das Nicol'sche Prisma dar. Dieses besteht aus zwei geeignet geschnittenen und mit Kanadabalsam verkitteten Kalkspatprismen. Die Kittschicht stellt für den o. Strahl ein dünneres Medium dar, weswegen bei geeigneter Anordnung Totalreflexion erreicht werden kann. Für den ao. Strahl ist der Kitt hingegen optisch dichter (d.h. Kalkspat ist ein negativer Kristall s.o.), was zur Folge hat, daß linear polarisiertes Licht das Prisma verläßt.

2.3 $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen

Der optische Weg ist definiert als

$$s = n \cdot x \quad (3)$$

n ... Brechzahl
x ... geometrischer Weg

Somit ist der optische Weg in einem optisch dichteren Medium länger als im optisch dünneren. Das wird bei $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen ausgenutzt.

Ein Lichtbündel, das normal zur optischen Achse eines doppelbrechenden Kristalles einfällt wird nicht räumlich, wohl aber in ao. und o. Strahl aufgespaltet. Aus Formel 3 läßt sich leicht die nötige Dicke (geometrischer Weg) eines solchen Kristalles berechnen, wenn ein Gangunterschied von $\frac{\lambda}{4}$ (Phasenverschub von $\frac{\pi}{2}$) zwischen den beiden Teilstrahlen gewünscht wird.

$$n_o \cdot d = n_{ao} \cdot d \pm \frac{\lambda}{4} \quad (4)$$

Je nachdem ob es sich um einen positiven oder negativen Kristall handelt verschiebt sich der ordentliche Strahl um $\frac{\lambda}{4}$ nach vorne oder nach hinten.

Elliptisch polarisiertes Licht kann prinzipiell durch Überlagern zweier orthogonaler Wellen gleicher Frequenz, aber beliebiger Amplitude und beliebigem Phasenunterschied erzeugt werden. Dabei kommt es im Regelfall zu Drehungen der Ellipsenhalbachsen. In zwei Spezialfällen bleiben die Halbachsen allerdings raumfest:

Bei Überlagerung zweier Wellen mit gleicher Amplitude und beliebiger Phasendifferenz. Dabei stehen die Halbachsen jeweils in 45° zum Hauptschnitt. Experimentell wird das durch die *diagonale* Polarisatorstellung (4.2.1) ausgenutzt.

Das gleiche Resultat erhält man bei Überlagerung zweier Wellen mit beliebiger Amplitude

und einer Phasendifferenz von $\Delta\phi = \frac{\pi}{2}$. Hier liegt eine der beiden Halbachsen direkt im Hauptschnitt.

Man kann ein $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen stets so drehen, daß seine optische Achse mit einer Halbachse eines beliebig elliptisch polarisierten Lichtstrahles zusammenfällt. Dann kann dieses Licht als durch ungleiche Amplitude und einer Phasendifferenz von $\Delta\phi = \frac{\pi}{2}$ erzeugt, interpretiert werden. Das Plättchen bewirkt einen weiteren Phasenverschub um $\frac{\pi}{2}$ (Gangunterschied von $\frac{\lambda}{4}$) und erzeugt so wieder linear polarisiertes Licht. Der elektrische Feldvektor schwingt nun in einer Ebene, die um

$$\alpha = \arctan\left(\frac{b}{a}\right) \quad (5)$$

gegen die optische Achse des Plättchens verkippt ist. Der Winkel α hängt mit der Phasenverschiebung über die Beziehung

$$\alpha = \frac{\Delta\varphi}{2} \quad (6)$$

zusammen. Das erscheint einsichtig, da bei $\Delta\phi = 0$ (linear polarisiertes Licht) auch keine Verkipfung auftritt und für $\Delta\phi = \frac{\pi}{2}$ (zirkular polarisiertes Licht) $\alpha = \arctan(1) = \frac{\pi}{4}$ ist. Außerdem erkennt man den Zusammenhang leicht durch Vergleich der Formeln 5 und 2. Zur Bestimmung der Phasendifferenz aus den Halbachsen der Ellipse ergibt sich somit folgende Gleichung

$$\Delta\varphi = 2 \cdot \arctan\left(\frac{b}{a}\right) \quad (7)$$

2.4 Elektrooptische Effekte

Unter dem elektrooptischen Effekt versteht man das Auftreten oder die Änderung des doppelbrechenden Verhaltens von Medien bei Anlegen eines elektrischen Feldes. Je nach Abhängigkeit des doppelbrechenden Verhaltens von der elektrischen Feldstärke unterscheidet man den linearen (Pockels-) und quadratischen (Kerr-) Effekt. Mit Hilfe der nichtlinearen Optik können diese Effekte erklärt werden.

2.4.1 Kerreffekt

Der Kerreffekt tritt in zentralsymmetrischen und isotropen Medien auf. Diese Kriterien werden von Flüssigkeiten und Gasen erfüllt. Solche Medien haben keine permanente optische Achse, weswegen sie bei Anlegen einer Spannung zu einachsigen Kristallen werden. Die sogenannte induzierte optische Achse zeigt immer in Richtung des elektrischen Feldvektors des angelegten Feldes. Einen möglichen Aufbau einer Kerrzelle, die diesen Effekt ausnützt, zeigt Abbildung 4.

Licht wird beim Eindringen in die Kerrzelle in eine Komponente, die im Hauptschnitt schwingt (ao. oder π -Komponente) und in eine orthogonal dazu (o. oder σ -Komponente) aufgespalten. Der Kerreffekt ist wie schon erwähnt ein quadratischer Effekt, bei dem die Phasenverschiebung wie folgt mit dem Betrag von \vec{E} zusammenhängt.

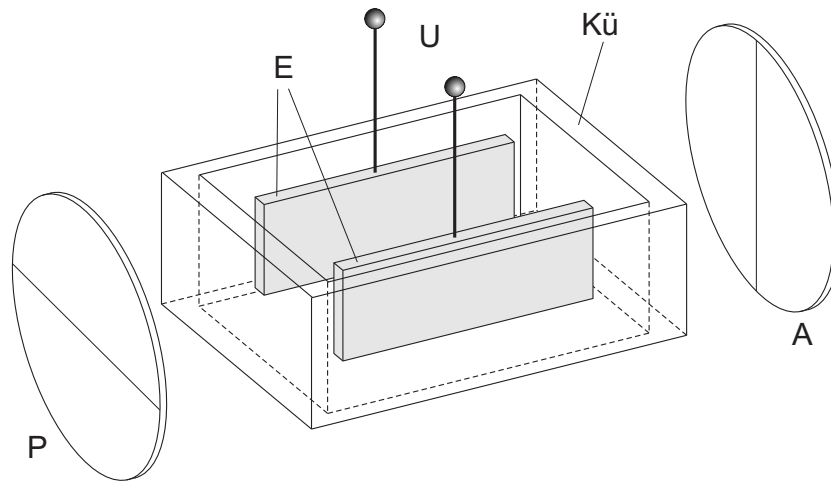


Figure 4: Schematischer Aufbau einer Kerrzelle; E Elektroden, U angelegte Spannung, Kü Küvette (mit kerraktiver Substanz gefüllt), P Polarisator, A Analysator

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi l}{\lambda_0}(n_\pi - n_\sigma) = 2\pi l \cdot B \cdot |\vec{E}|^2 \quad (8)$$

l	... Länge des Lichtweges durch das elektrische Feld
λ_0	... Vakuumwellenlänge der Lichtes
B	... von λ_0 und dem Material abhängige Kerr-Konstante
$ \vec{E} $... Feldstärke des angelegten elektrischen Feldes
n_π	... Brechungsindex des außerordentlichen Strahles
n_σ	... Brechungsindex des ordentlichen Strahles

2.4.2 Pockelseffekt

Der Pockelseffekt tritt nur bei Kristallen auf, denen ein Symmetriezentrum fehlt. Von den 32 Kristallsymmetrieklassen trifft das auf 20 zu. Zugleich sind diese 20 Klassen aber auch piezoaktiv, was dazu führt, daß sich der Pockelkristall bei niederfrequenter angelegter Spannung deformiert. Bei Spannungen mit mehr als 10^4 Hz ist der Kristall mechanisch nicht mehr in der Lage mitzuschwingen und dieser Einfluß verschwindet.

Pockelkristalle, wie etwa der im Experiment verwendete KD*P (Kalium Dideuterium Phosphat), weisen neben der induzierten optischen Achse noch eine permanente auf. Der Einfluß der permanenten Achse kann, wie unter 2.2.1 erklärt, durch Einstrahlen des Lichtes parallel zu dieser unterbunden werden. Die induzierte optische Achse liegt in Pockelkristallen nicht parallel zum äußeren \vec{E} -Feld. Um eine richtungsmäßige Trennung von o. und ao. Strahl zu vermeiden, wird der Kristall speziell geschnitten und orientiert.

Pockelzellen gibt es in zwei Ausführungen. Der transversale Aufbau ähnelt sehr stark der Kerrzelle. Viel häufiger wird der longitudinale Aufbau, wie in Abbildung 5 dargestellt, verwendet. Hier verläuft das \vec{E} -Feld in Einstrahlrichtung, was eine spezielle Ausführung der Elektroden (Ringe, Gitter oder transparente Metalloxidschichten) erfordert. Diese

Ausführung der Pockelszelle hat im Vergleich zur transversalen Bauart und der Kerrzelle viel kleinere Kapazität (die Elektroden bilden ja einen Plattenkondensator), was eine extrem kurze Schaltzeit ermöglicht.

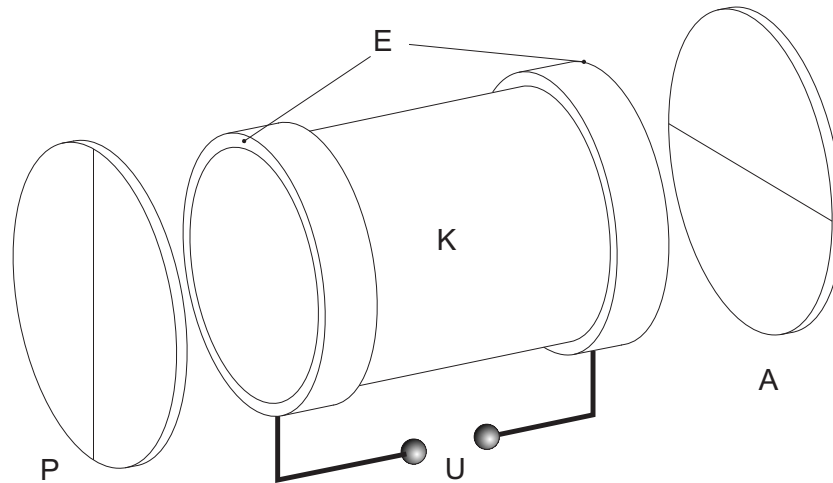


Figure 5: Schematischer Aufbau einer Pockelszelle; E Elektroden, U angelegte Spannung, K Kristall (z.B.: KD*P), P Polarisator, A Analysator

Daß der Pockelseffekt ein linearer Effekt ist zeigt Gleichung 9 für die longitudinale Anordnung.

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot n_0^3 \cdot r_{63} \cdot U \quad (9)$$

$\Delta\varphi$... 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

Hier ist durch Einführen der Spannung U die Abhängigkeit der Phasenverschiebung von der elektrischen Feldstärke $E = \frac{U}{l}$ und der Länge des Lichtweges l verschwunden. Daraus folgt, daß für jede Zelle eine Spannung angegeben werden kann, bei der Licht einer bestimmten Wellenlänge genau einen Phasenverschub von $\frac{\pi}{2}$ erfährt. Diese Spannung wird *Viertelwellenspannung* genannt und ist für jede Zelle eine Konstante.

3 Geräteliste

- Pockelszelle (V/300)
- Spannungsquelle für Pockelszelle (VII/784/2)
- Voltmeter mit 4000V- Skala (VII/814)
- Hg- Dampfampe (V/797/3) mit Schutzschirm (V/659/14)
- Amperemeter zur Überwachung des Heizstroms der Hg- Lampe
- Schiebewiderstand zur Regulierung des Heizstromes
- 2 Polarisationsfilter (V/638/1) (V/640/2)
- 2 Farbfilter (grün ($\lambda = 546 \text{ nm}$), blau ($\lambda = 436 \text{ nm}$))
- $\frac{\lambda}{4}$ - Plättchen (drehbar) (V/843/3)
- Photozelle (V/874/59)
- Ausgabegerät für Photozelle mit ungeeichter Skala
- Schirm
- Linsen
 - L_1 $f=100\text{mm}$
 - L_2 $f=120\text{mm}$ (V/568/9)
 - L_3 $f=90\text{mm}$ (V/747/3)
- Lochblende (V/755/52)
- Irisblende (V/874/49)
- Spiegel (V/755/52)

4 Versuchsdurchführung

4.1 Einrichten der Messanordnung

Auf der optischen Bank befinden sich neben der Quecksilberdampflampe noch die beiden Polarisatoren und ein Schirm. Der Strom für die Hg-Lampe wird über den Schiebewiderstand auf 6A geregelt. Zu Beginn wird die Einstellung bestimmt, bei der Polarisator und Analysator genau gekreuzt sind, also ein Minimum an Intensität am Schirm ankommt. Das ist nötig, da die Skalen, die in Halbgrad-Schritten am Rand der drehbar gelagerten Polarisationsfolien aufgetragen sind, nicht genau aufeinander abgestimmt sind. Die Stellung von Polarisator und Analysator relativ zueinander wird verzeichnet und fortan für alle weiteren Messungen benutzt.

Es zeigt sich, daß der Analysator für gekreuzte Stellung immer genau in

$$\vartheta_{PA} = \phi_A - \phi_P = 86^\circ \quad (10)$$

ϑ_{PA}	... relative Winkelstellung von Polarisators und Analysators
ϑ_A	... Absolute Winkelstellung des Analysators
ϑ_P	... Absolute Winkelstellung des Polarisators

zum Polarisator stehen muß.

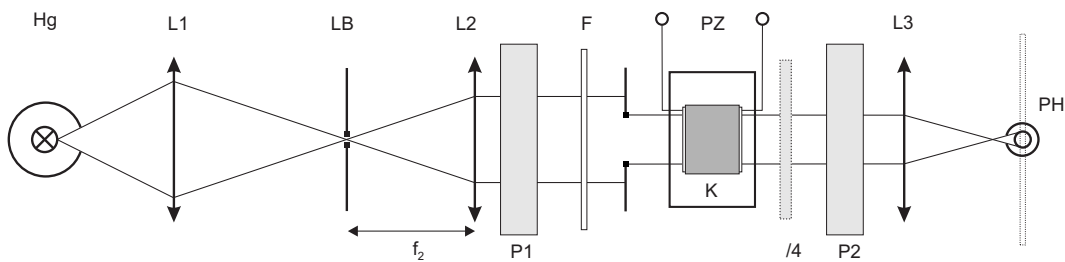


Figure 6: Optische Bank mit allen möglichen Aufbauten; Hg Quecksilberdampflampe, L1,L2,L3 Linsen, LB Lochblende, P1 Polarisator, P2 Analysator, F Farbfilter, PZ Pockelszelle (mit K KD*P-Kristall), $\frac{\lambda}{4}$ $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen, PH Photodiode (oder Schirm)

4.1.1 Einrichten auf die induzierte optische Achse

Zwischen den Polarisatoren werden die Pockelszelle und der Grünfilter ($\lambda = 546 \text{ nm}$) in den Aufbau gestellt und die Linsen L3 und L1 auf die optische Achse montiert. L1 wird so justiert, daß die Pockelszelle von einem divergenten Lichtbündel durchstrahlt wird. Dabei entsteht ein Interferenzmuster (Interferenz gleicher Neigung) mit konzentrischen Kreisen. Diese Kreise werden von einem schwarzen Kreuz geteilt, das sich wie folgt erklären läßt. Einfallendes linear polarisiertes Licht wird bei Eintritt in die Pockelszelle durch skalare Projektion in zwei aufeinander orthogonale Schwingungsebenen aufgespalten. Ein Strahl (genauer dessen \vec{E}) schwingt fortan in der Ebene, die durch die optische Achse und die Einfallsrichtung aufgespannt wird, der andere schwingt normal dazu. Enthält

die Schwingungsebene des einfallenden Lichtes bereits die induzierte optische Achse oder steht genau normal zur selben, so ergibt sich folglich keine Aufspaltung. Deshalb können in diesem Fall auch keine Teilstrahlen miteinander interferieren und der Schirm bleibt an diesen Positionen schwarz. Da dieser Effekt genau an vier Stellen des Kristalles eintritt (siehe Abbildung 7) verursacht er das schwarze Kreuz im Interferenzbild.

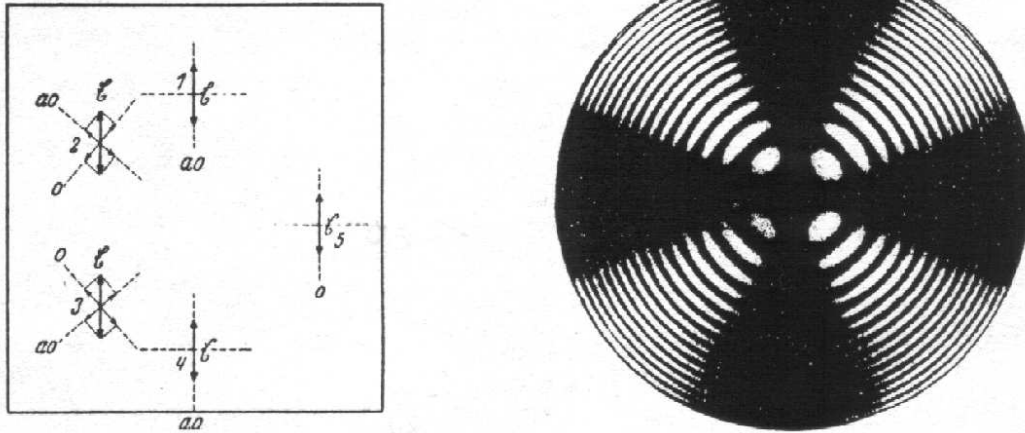


Figure 7: Beobachtetes Interferenzmuster (rechts) und Skizze zum Verständnis des Zustandekommens des schwarzen Kreuzes (links)

Im Allgemeinen verändert sich das Interferenzbild beim Anlegen einer Spannung an die Pockelszelle. Enthält allerdings die Polarisationssebene des einfallenden Strahles die induzierte optische Achse oder steht sie genau orthogonal darauf, so zeigt das Interferenzmuster keine Veränderungen. Durch Verdrehen des Polarisators (und stets gekreuzt dazu des Analysators) wurde dieser Fall bei

$$\vartheta_P = 45^\circ \quad \vartheta_A = 131^\circ$$

erreicht.

4.1.2 Einrichten auf die permanente optische Achse

Wie aus 2.4.2 zu entnehmen enthalten pockelsaktive Kristalle stets auch noch eine permanente optische Achse. Der Kristall in der Pockelszelle ist an sich so geschliffen, daß diese Achse genau orthogonal auf die Kristallflächen (Eintritts-, Austrittsfläche) und somit parallel zur Einfallsrichtung des Lichtes steht. Deshalb bewirkt die Achse keine Aufspaltung (es kann kein Hauptschnitt aufgespannt werden). Ist die Pockelszelle aber dejustiert, so muß diese Stellung der Eintrittsfläche normal auf den (parallelen) Lichtstrahl erst hergestellt werden.

Man verwendet jetzt paralleles Licht. Die Linse L2 und die Lochblende LB werden zusätzlich an den in Abbildung 6 markierten Positionen in den Strahlengang gebracht. Um ein möglichst paralleles Strahlbündel zu erhalten wird die oft verwendete Technik der

Autokollimation eingesetzt:

Die Lochblende wird genau im Brennpunkt des Strahlbündels von L1 positioniert. Sie ist nun praktisch eine Punktlichtquelle für L2. Hinter L2 wird ein Spiegel positioniert und leicht gegen die Linsenebene verkippt. Ist das Lichtbündel von L2 her parallel, so reflektiert es der Spiegel zurück durch die Linse, welche es in ihrer Brennebene (also der Fassung der Lochblende) fokussiert. Durch verschieben von L2 wird diejenige Position gesucht, an der der Lichtpunkt auf der Blendenfassung am intensivsten und kleinsten wird.

Nach Entfernen des Spiegels zeigt sich am Schirm noch immer ein sehr viel schwächeres Interferenzmuster (Bündel nicht exakt parallel) und ein intensiver kleiner Lichtpunkt. Er wird von der permanenten optischen Achse verursacht. Durch leichtes Verkippen der Pockelszelle mittels ihrer Stellschrauben wird dieser Lichtpunkt genau ins Zentrum der Interferenzfigur gebracht. Damit ist die permanente optische Achse genau parallel zu den einfallenden Lichtstrahlen und stört nicht weiter. Unerwünschte Lichtflecken am Rand des Bildes, die wahrscheinlich durch die Halterung des KD*P-Kristalles in der Zelle verursacht werden, können durch Einbau der Irisblende vor L3 abgefangen werden.

4.2 Zellencharakteristik

4.2.1 Beschreibung

Zum Experimentieren ist es günstig, die Polarisationssebene des einfallenden Strahles 45° zur optischen Achse zu stellen (Diagonale Polarisatorstellung, siehe 2.1, 2.3). Der Polarisator (und gekreuzt dazu der Analysator) wird also um 45° zurückgedreht und von da an in dieser Stellung ($\vartheta_P = 0^\circ$) belassen. Für die Messung wird weiters der Schirm durch eine Photodiode ersetzt, auf die das Strahlbündel mittels L3 möglichst gut fokussiert wird. Beim Hantieren mit der Photodiode ist stets darauf zu achten, daß kein ungefiltertes (weißes) Licht sie erreicht, da dessen hohe Intensität sie beschädigen könnte.

Zur Messung der Zellencharakteristik wird die Spannung an der Pockelszelle schrittweise erhöht und die jeweils an der Photodiode gemessene Intensität abgelesen. Für die beiden Meßreihen wird einmal der grüne ($\lambda = 546$ nm) und einmal der blaue ($\lambda = 436$ nm) Farbfilter verwendet. Es werden bei jeder Spannung die Intensitäten (I_x, I_{\parallel}) für gekreuzte ($\vartheta_A = 86^\circ$) und parallele ($\vartheta_A = -4^\circ$) Stellung gemessen.

Wir entschieden uns, bei jeder Spannung gleich Messwerte für I_{\parallel} und I_x zu nehmen, anstatt für jede Stellung neu zu messen. Das bringt den Vorteil, daß, sollten sich die Umgebungsbedingungen verändern, bei der späteren Auswertung korrespondierende Punkte zumindest den selben Fehler tragen. Außerdem ist die Spannung bei beiden Messungen so praktisch gleich, was bei einer Methode mit zwei separaten Messreihen schwierig zu gewährleisten sein dürfte.

4.2.2 Resultate

Tabelle 1: Messung der Intensität bei variabler Spannung mit grünem Licht ($\lambda = 546\text{nm}$)

U ... Spannung an der Pockelszelle
 I_{\parallel} ... transmittierte Intensität bei paralleler Stellung der Polarisatoren
 I_x ... transmittierte Intensität bei gekreuzter Stellung der Polarisatoren

U / V	I_{\parallel}	I_x
0	1431	72
600	1358	165
800	1308	222
1000	1213	311
1200	1130	405
1400	1040	494
1600	923	610
1800	813	725
2000	707	832
2200	595	950
2400	486	1053
2600	387	1143
2800	312	1220
3000	229	1295
3200	166	1360
3400	121	1395
3600	93	1420
3800	86	1430
4000	98	1413

Bei Verwendung des Blaufilters ist die transmittierte Intensität sehr gering. Die Linse L3 muß also sehr genau justiert werden, damit auf die Photodiode noch genug Intensität fällt um eine vernünftige Auflösung der Messwerte zu gewährleisten.

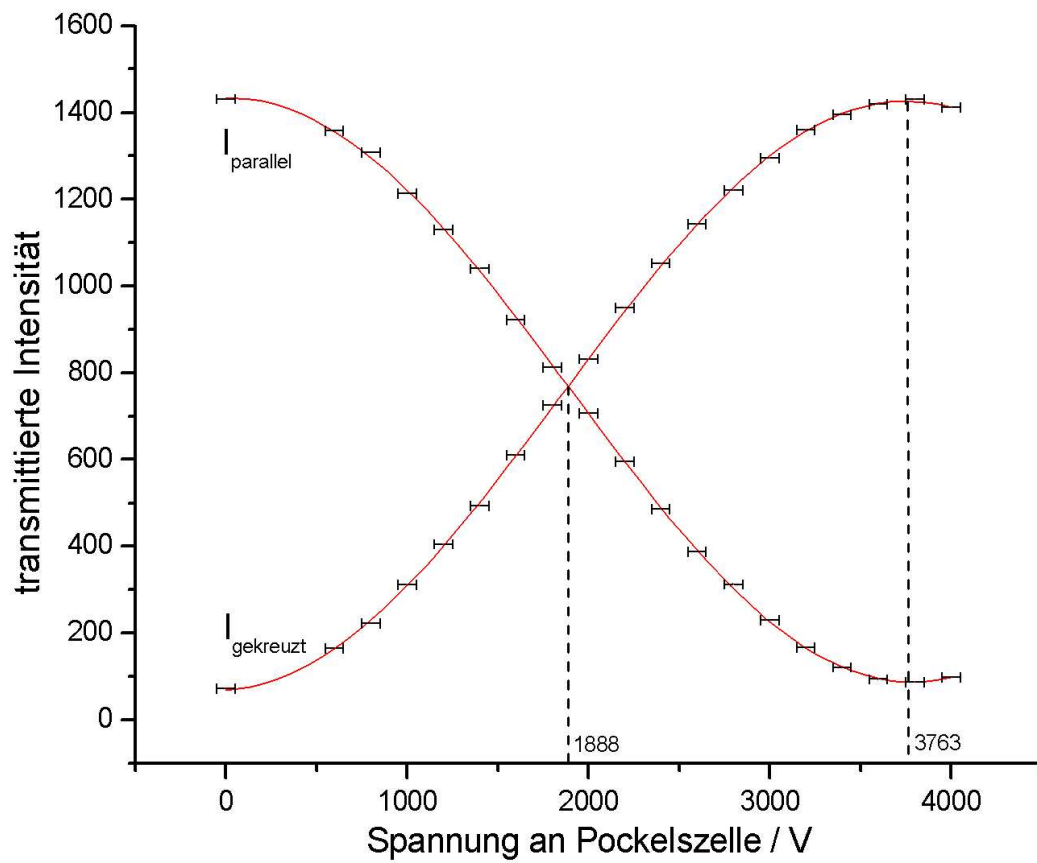


Figure 8: Graphische Auswertung der Zellencharakteristik bei grünem Licht ($\lambda = 546 \text{ nm}$); Die Fehlerbalken der Intensität sind für eine sinnvolle Darstellung zu klein

Tabelle 2: Messung der Intensität bei variabler Spannung mit blauem Licht ($\lambda = 436 \text{ nm}$)

U ... Spannung an der Pockelszelle
 I_{\parallel} ... transmittierte Intensität bei paralleler Stellung der Polarisatoren
 I_x ... transmittierte Intensität bei gekreuzter Stellung der Polarisatoren

U / V	I_{\parallel}	I_x
0	157	4
600	141	20
800	133	30
1000	117	42
1200	102	60
1400	86	76
1600	70	92
1800	54	107
2000	42	121
2200	27	132
2400	18	142
2600	11	148
2800	7	152
3000	6	152
3200	8	151
3400	14	144
3600	23	135
3800	35	123
4000	47	110

Die Intensität kann hier nur in relativen Einheiten angegeben werden, da die Skala am Ausgabegerät nicht speziell geeicht war. Für die weitere Berechnung genügen aber Verhältnisse.

Die graphische Auswertung der obigen Tabellen zeigen Abbildung 8 und 9. Am Schnittpunkt der beiden Sinuskurven sind I_x und I_{\parallel} gleich groß. Das ist also die Spannung, bei der aus der Pockelszelle zirkular polarisiertes Licht austritt ($\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}$).

Erreicht I_x ein Maximum (und korrespondierend I_{\parallel} ein Minimum) verläßt wieder linear polarisiertes Licht die Pockelszelle. Dessen Schwingungsebene ist aber um $\alpha = \frac{\pi}{2}$ zum einfallenden Licht verkippt ($\Delta\varphi = \pi$). Diese besonderen Spannungen werden aus Abbildung 8 bzw. 9 mit Hilfe von Origin abgelesen.

Aus Gleichung 9 läßt sich mit Kenntnis von U und $\Delta\varphi$ sowie $n_0 = 1,52$ und λ_0 die elektrooptische Konstante r_{63} über

$$r_{63} = \Delta\varphi \cdot \frac{\lambda_0}{2\pi \cdot n_0^3 \cdot U} \quad (11)$$

bestimmen:

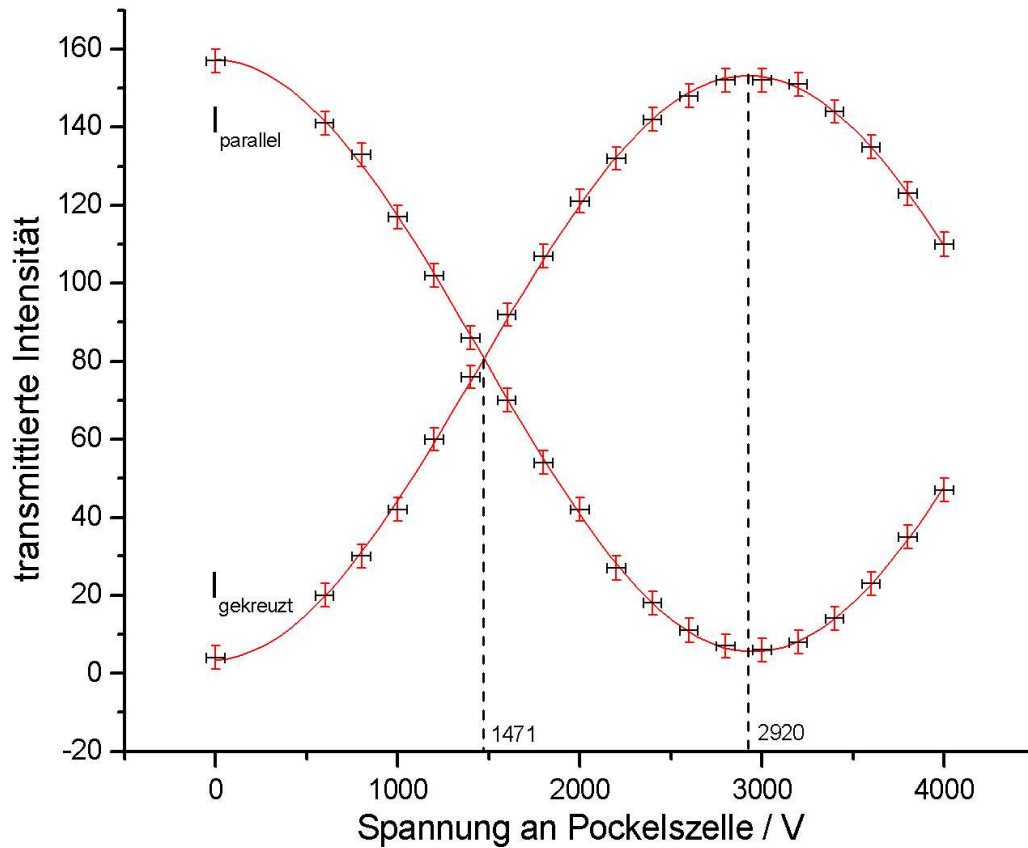


Figure 9: Graphische Auswertung der Zellencharakteristik bei blauem Licht ($\lambda = 436 \text{ nm}$)

Grünes Licht ($\lambda_g = 546 \text{ nm}$)

$$U(\Delta\phi = \frac{\pi}{2}) = 1888 \text{ V}$$

$$U(\Delta\phi = \pi) = 3763 \text{ V}$$

$$r_{63} = 2,059 \cdot 10^{-11} \frac{\text{m}}{\text{V}}$$

$$r_{63} = 2,066 \cdot 10^{-11} \frac{\text{m}}{\text{V}}$$

Blaues Licht ($\lambda_b = 436 \text{ nm}$)

$$U(\Delta\phi = \frac{\pi}{2}) = 1471 \text{ V}$$

$$U(\Delta\phi = \pi) = 2920 \text{ V}$$

$$r_{63} = 2,110 \cdot 10^{-11} \frac{\text{m}}{\text{V}}$$

$$r_{63} = 2,126 \cdot 10^{-11} \frac{\text{m}}{\text{V}}$$

4.3 Abhängigkeit der Intensität von der Analysatorstellung

4.3.1 Beschreibung

Aus Abbildung 8 kann die genaue Spannung für zirkular polarisiertes und für linear polarisiertes, grünes Licht gewonnen werden. Während der Übung war dagegen nur eine grobe Abschätzung dieser Werte anhand einer handgezeichneten Skizze möglich. Diese Werte ($U_{\text{zirkular}} = 1880 \text{ V}$ und $U_{\text{linear}} = 3750 \text{ V}$) werden für die folgende Messung zusammen mit

einer willkürlich gewählten Spannung für elliptisch polarisiertes, grünes Licht ($U_{\text{elliptisch}} = 2700 \text{ V}$) verwendet.

Der Analysator wird bei konstanter Spannung ausgehend von paralleler Stellung zum Polarisator (der unverändert bei $\vartheta_P = 0^\circ$ bleibt) in 15° -Schritten verdreht.

4.3.2 Resultate

Tabelle 3: Messung der Intensität in Abhängigkeit von der Analysatorstellung

ϑ_{PA}	... Verdrehwinkel des Analysators relativ zum Polarisator
I_z	... Intensität bei Einstrahlung zirkular polarisierten Lichtes ($U = 1880 \text{ V}$)
I_l	... Intensität bei Einstrahlung linear polarisierten Lichtes ($U = 3750 \text{ V}$)
I_e	... Intensität bei Einstrahlung elliptisch polarisierten Lichtes ($U = 2700 \text{ V}$)

$\vartheta_{PA} / ^\circ$	I_z	I_l	I_e
0	762	86	303
15	774	239	408
30	772	530	610
45	777	893	855
60	783	1217	1082
75	791	1406	1222
90	788	1441	1245
105	782	1303	1142
120	775	1007	931
135	763	653	689
150	760	327	466
165	751	119	323
180	750	84	298
195	756	231	402
210	761	517	599
225	764	870	840
240	770	1193	1058
255	772	1390	1200
270	774	1427	1226
285	768	1284	1130
300	763	994	930
315	759	639	688
330	759	318	467
345	758	118	326

Aus den gemessenen Werten konnte der Graph in Abbildung 10 mit Hilfe von Origin gewonnen werden. Für zirkular polarisiertes Licht weicht der Graph nur sehr wenig von der Kreisform ab. Durch Vergleich der kleinsten (Taille) mit der größten radialen Ausdehnung kann man die zu den Figuren korrespondierenden Phasenverschiebungen bestimmen, indem man Gleichung 7 etwas modifiziert. Die Achsenabschnitte a und b in dieser Gleichung sind proportional zu $|\vec{E}|$. Deshalb muß zur Rechnung mit Intensitäten, die über

$I \sim |\vec{E}|^2$ mit der elektrischen Feldstärke zusammenhängen, die Beziehung in folgender Form verwendet werden.

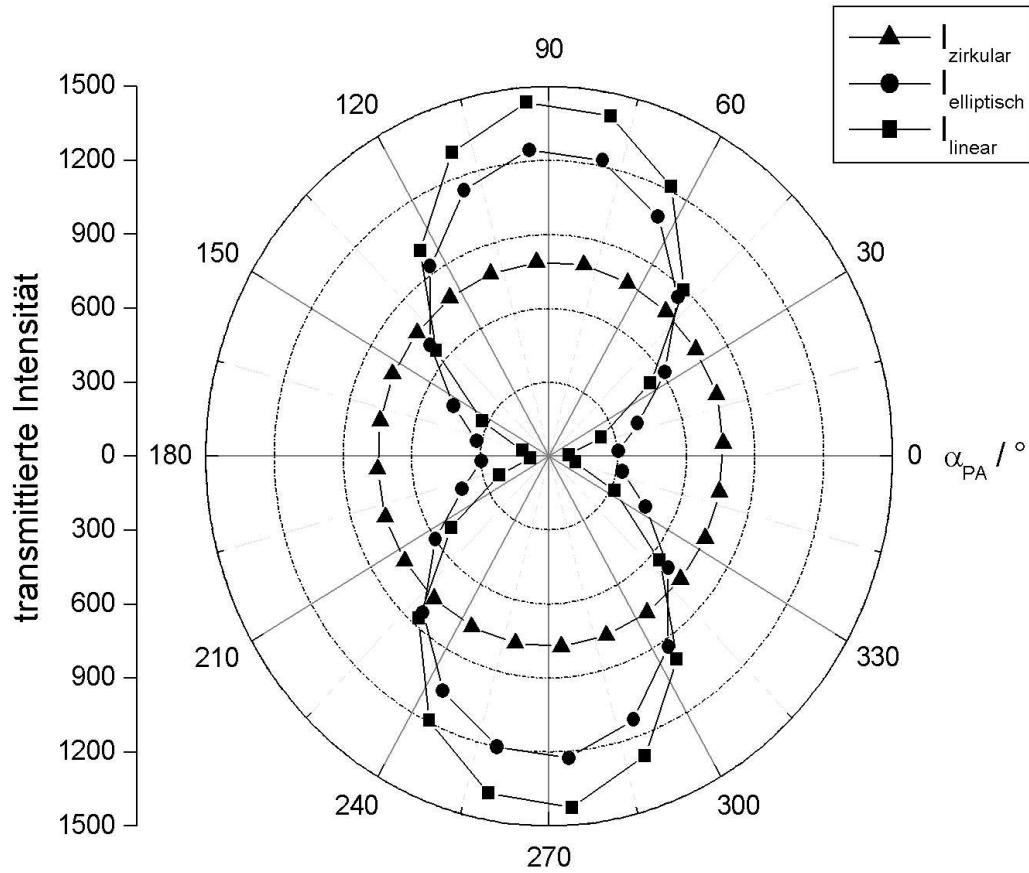


Figure 10: Polarplot für die transmittierte Intensität über dem Analysatorwinkel bei zirkular, linear und elliptisch polarisiertem Licht

$$\Delta\phi = 2 \cdot \arctan\left(\sqrt{\frac{I_2}{I_1}}\right) \quad (12)$$

Besonders interessant ist hier das elliptisch polarisierte Licht. Ein Fit der Intensitäten I_e mit Origin nach einem \sin^2 -Zusammenhang (siehe Abbildung 11) liefert folgende Werte:

Elliptisch polarisiertes Licht

$$I_{max} = 1242$$

$$I_{min} = 297$$

Über Gleichung 12 ergibt sich die Phasenverschiebung. Dabei ist zu beachten, daß $U_{elliptisch}$ größer ist als $U_{zirkular}$ und deshalb die große und kleine Halbachse vertauscht sind ($I_{max} = I_2$, $I_{min} = I_1$). Aus Gleichung 11 ergibt sich wiederum die elektrooptische Konstante.

$$\Delta\phi = 127,9^\circ$$

$$r_{63} = 2,046 \cdot 10^{-11} \frac{m}{V}$$

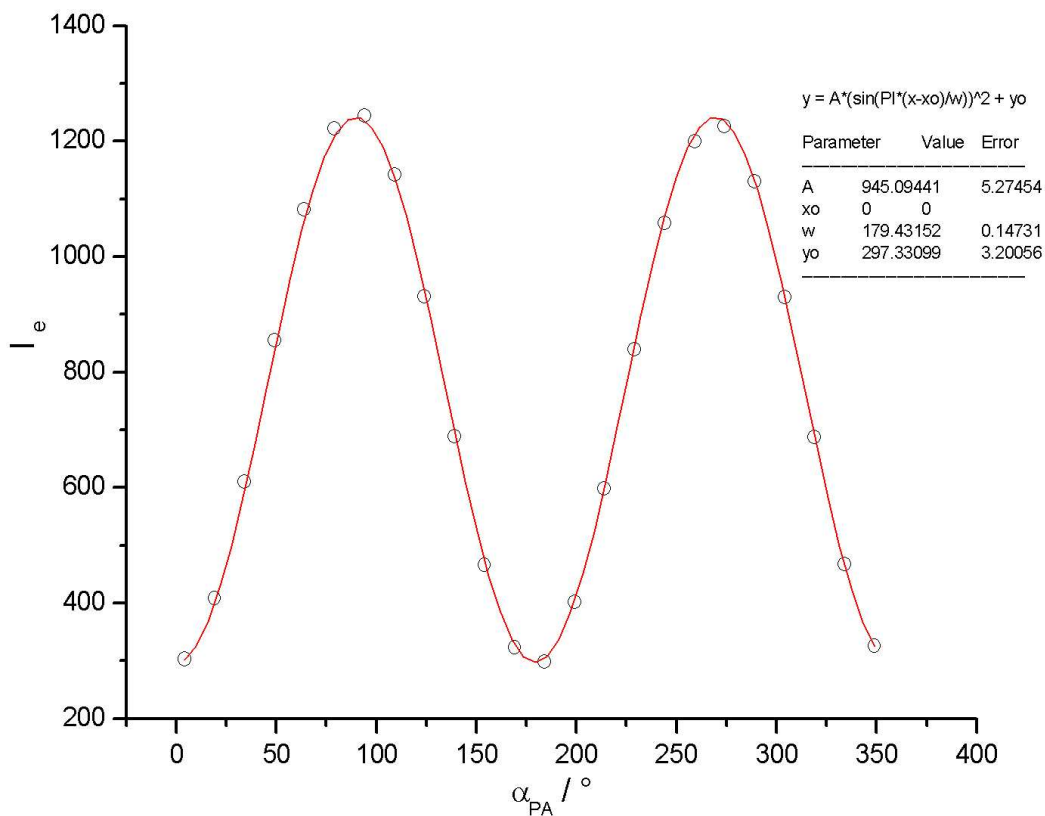


Figure 11: Intensität des elliptisch polarisierten Lichtes in Abhängigkeit vom Analysatorwinkel; Die Fehlerbalken sind nicht von den Markerpunkten unterscheidbar und werden deshalb weggelassen

4.4 Kompensationsmethode

4.4.1 Beschreibung

Zusätzlich zum bisherigen Aufbau wird hinter der Pockelszelle noch ein $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen auf die optische Bank gesetzt und die Photodiode wieder durch den Schirm ersetzt. Das Plättchen ist auf einem Stativ montiert und um die horizontale Achse drehbar. Wie unter 2.3 näher erläutert, verursacht dieses Plättchen einen Phasenverschub von genau $\frac{\lambda}{4}$ zwischen zwei senkrecht zueinander schwingenden Lichtstrahlen. Ist die optische Achse des Plättchens außerdem parallel zu einer Achse der Polarisationsellipse, so entsteht stets linear polarisiertes Licht, das um einen gewissen Winkel verkippt ist. Bei unserer diagonalen Polarisatorstellung (siehe 2.1, 2.3 und 4.2.1) ist "parallel zu einer Achse der Polarisationsellipse" gleichbedeutend mit "parallel zur Einfallsebene des Lichtbündels". Da diese Einfallsebene durch den Polarisator bestimmt wird und dessen Stellung fix ist, muß man das $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen für alle Messungen nur einmal am Anfang ausrichten. Abbildung 12 verdeutlicht diesen Sachverhalt. Dazu wird der Analysator wieder in gekreuzte Stellung gebracht und das $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen so lange gedreht, bis wieder ein Minimum an Intensität transmittiert wird.

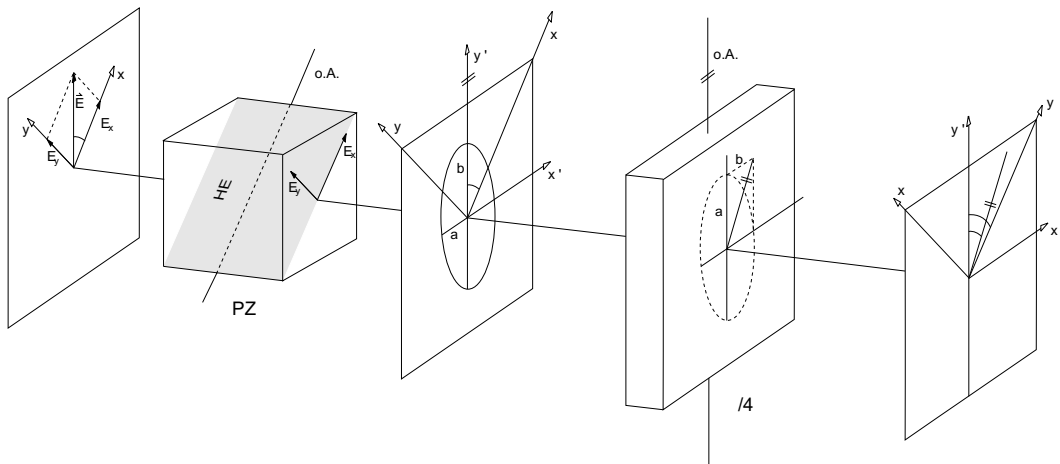


Figure 12: Schematische Darstellung der Kompensationsmethode; \vec{E} elektrischer Feldvektor, o.A. optische Achse, HE Hauptschnitt, PZ Pockelszelle, $\frac{\lambda}{4}$ $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen, a,b Haupt- und Nebenachse der Polarisationsellipse, α Winkel zwischen den Ebenen des einfallenden und des ausfallenden Strahles

Regelt man die Spannung an der Pockelszelle schrittweise nach oben, so wird praktisch die Ebene des Lichtes im Vergleich zur Einfallsebene um einen gewissen Winkel α gekippt. Dieser Effekt wird durch Nachstellen des Analysators so kompensiert, daß wieder minimale Intensität am Schirm ankommt. Nach der unter 2.3 abgeleiteten Formel 6 erhält man aus α direkt den Wert für $\Delta\varphi$. Mit $\alpha = \vartheta_A - 86^\circ$ (α ist bei $U = 0V$ natürlich 0° und $\vartheta_A = 86^\circ$) folgt

$$\Delta\varphi = 2 \cdot (\vartheta_A - 86) \quad (13)$$

Die nachfolgende Messung wird sowohl mit grünem als auch mit blauem Licht durchgeführt.

4.4.2 Resultate

Tabelle 4: Kompensationsmethode

U	... Spannung an der Pockelszelle
ϑ_{Ag}	... absolute Winkelstellung des Analysators bei Messung mit grünem Licht
$\Delta\varphi_g$... Phasenverschub bei Messung mit grünem Licht
ϑ_{Ab}	... absolute Winkelstellung des Analysators bei Messung mit blauem Licht
$\Delta\varphi_b$... Phasenverschub bei Messung mit blauem Licht

U / V	$\vartheta_g / ^\circ$	$\Delta\varphi_g / ^\circ$	$\vartheta_b / ^\circ$	$\Delta\varphi_b / ^\circ$
0	86,0	0	86,0	0
600	99,5	27	104,0	36
800	105,0	38	110,5	49
1000	110,0	48	116,0	60
1200	115,5	59	121,5	71
1400	119,0	66	128,0	84
1600	124,0	76	134,0	96
1800	129,0	86	140,5	109
2000	133,5	95	146,0	120
2200	138,0	104	151,0	130
2400	142,0	112	158,5	145
2600	146,5	121	163,5	155
2800	151,5	131	168,0	164
3000	155,5	139	174,5	177
3200	159,5	147	181,0	190
3400	164,5	157	188,0	204
3600	169,0	166	194,0	216
3800	174,5	177	200,0	228
4000	179,5	187	205,5	239

Gleichung 11 kann mit $k = \frac{\Delta\varphi}{U}$ in die Form

$$r_{63} = k \cdot \frac{\lambda_0}{2\pi \cdot n_o^3} \quad (14)$$

gebracht werden. Dabei ist k die Steigung der Ausgleichsgeraden im Graph von Abbildung 13. Die Fitroutine von Origin gibt für die Steigungen folgende Werte aus, aus denen sich über Formel 14 die elektrooptischen Konstante berechnen lässt

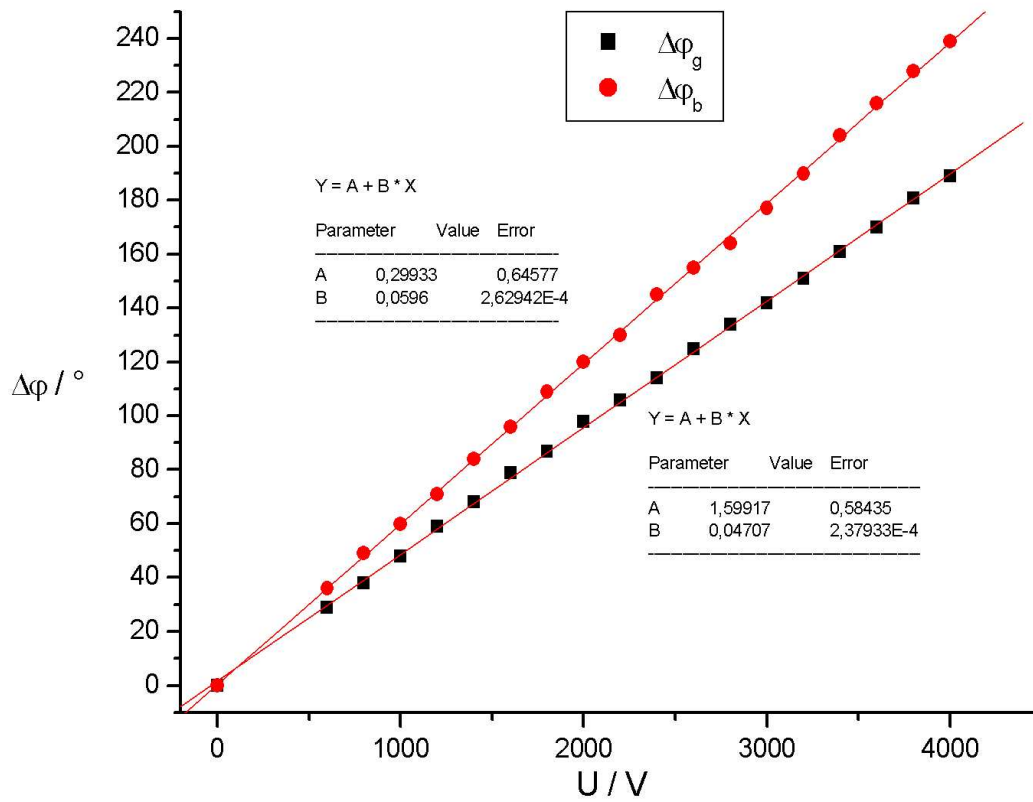


Figure 13: Graphische Auswertung der mit der Kompensationsmethode gewonnenen Daten; Die Fehlerbalken sind nicht von den Markerpunkten unterscheidbar und werden deshalb weggelassen

Grünes Licht ($\lambda_g = 546\text{nm}$)

$$k_g = 4,71 \cdot 10^{-2} \frac{\text{rad}}{\text{V}}$$

$$r_{63} = 2,034 \cdot 10^{-11} \frac{\text{m}}{\text{V}}$$

Blaues Licht ($\lambda_b = 436\text{nm}$)

$$k_b = 5,96 \cdot 10^{-2} \frac{\text{rad}}{\text{V}}$$

$$r_{63} = 2,055 \cdot 10^{-11} \frac{\text{m}}{\text{V}}$$

5 Fehlerbetrachtung

5.1 Einrichten der Messanordnung

Beim Bestimmen der relativen Lage von Polarisator und Analysator für ein Minimum der transmittierten Intensität rechnen wir mit einem Fehler von

$$\Delta\vartheta_{PA} = \pm 0,5^\circ$$

Die Fehlerabschätzung für das Einrichten der induzierten optischen Achse ergibt

$$\Delta\vartheta_P = \Delta\vartheta_A = \pm 0,5^\circ$$

Für die Güte der Einstellung der permanenten optischen Achse kann schwer ein Zahlenwert angegeben werden. Ein Fehler bei dieser Einstellung wird für die weitere Rechnung als nicht bedeutsam angenommen, aber als möglicher systematischer Fehler angeführt.

5.2 Zellencharakteristik

Bei Ablesen der Spannung vom Voltmeter kann der Fehler mit zunehmender Spannung als kleiner werdend angenommen werden, da die Skalenauflösung nach oben hin größer wird. Andererseits handelt es sich bei dem verwendeten Voltmeter um ein Gerät der Güteklasse 1 mit einem Fehler von 1% des Meßwertes. Dieser Fehleranteil steigt natürlich mit der Größe des Meßwertes. Beiden Einflüsse zusammen genommen kann mit einem konstanten Fehler von

$$\Delta U = \pm 50 \text{ V}$$

gerechnet werden.

Die Anzeige des Intensitätsmeßgerätes zeigt Sprünge von bis zu 3 Einheiten, weshalb

$$\Delta I_{\parallel} = \Delta I_x = \pm 3$$

veranschlagt wird.

Da die Farbfilter nicht perfekt monochromatisch sind, ist jeweils eine Halbwertsbreite angegeben.

$$\Delta\lambda_g = \pm 2 \text{ nm}$$

$$\Delta\lambda_b = \pm 2 \text{ nm}$$

Für den ordentlichen Brechungsindex der Pockelszelle ist in den Unterlagen ein Fehler von

$$\Delta n_o = \pm 0,01$$

angegeben.

Da zum Bestimmen der Spannungen $U(\Delta\phi = \frac{\pi}{2})$ und $U(\Delta\phi = \pi)$ nicht nur ein Meßwert der Spannung herangezogen wurde sondern eine Ausgleichskurve über alle Werte gefittet wurde, werden die von Origin angegebenen Fehler zur Auswertung herangezogen. Aus den Fitwerten von Abbildung 8 und 9 kann abgelesen werden

$$\begin{aligned}\Delta U_g(\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}) &= \Delta U_b(\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}) = \pm 10 \text{ V} \\ \Delta U_g(\Delta\varphi = \pi) &= \pm 30 \text{ V} \\ \Delta U_b(\Delta\varphi = \pi) &= \pm 20 \text{ V}\end{aligned}$$

Aus Gleichung 11 errechnet sich der Fehler für die elektrooptische Konstante daher wie folgt.

$$\begin{aligned}\Delta r_{63} &= \left| \frac{\partial r_{63}}{\partial \lambda_0} \right| \cdot \Delta \lambda_0 + \left| \frac{\partial r_{63}}{\partial n_o} \right| \cdot \Delta n_o + \left| \frac{\partial r_{63}}{\partial U} \right| \cdot \Delta U = \\ &= \frac{\Delta\varphi}{2\pi \cdot n_o^3 \cdot U} \cdot \Delta \lambda_0 + \frac{3 \cdot \lambda_0 \Delta\varphi}{2\pi \cdot n_o^4 \cdot U} \cdot \Delta n_o + \frac{\lambda_0 \Delta\varphi}{2\pi \cdot n_o^3 \cdot U^2} \cdot \Delta U\end{aligned}$$

Es ergibt sich für die einzelnen Meßwerte ein Fehler von

$$\begin{aligned}(\Delta r_{63})_g^{\Delta\varphi=\frac{\pi}{2}} &= 0,06 \cdot 10^{-11} \frac{m}{V} & (\Delta r_{63})_g^{\Delta\varphi=\pi} &= 0,06 \cdot 10^{-11} \frac{m}{V} \\ (\Delta r_{63})_b^{\Delta\varphi=\frac{\pi}{2}} &= 0,07 \cdot 10^{-11} \frac{m}{V} & (\Delta r_{63})_b^{\Delta\varphi=\pi} &= 0,07 \cdot 10^{-11} \frac{m}{V}\end{aligned}$$

5.3 Abhängigkeit der Intensität von der Analysatorstellung

I_1 und I_2 sind wie alle Intensitäten mit einer Unsicherheit von

$$\Delta I_1 = \Delta I_2 = 3$$

behaftet. Der über Gleichung 12 gerechnete Phasenverschub trägt einen Fehler von

$$\Delta(\Delta\varphi) = \left| \frac{\partial \Delta\varphi}{\partial I_1} \right| \cdot \Delta I_1 + \left| \frac{\partial \Delta\varphi}{\partial I_2} \right| \cdot \Delta I_2 = \frac{1}{I_1 + I_2} \cdot (\sqrt{I_2} \cdot \Delta I_1 + \sqrt{I_1} \cdot \Delta I_2) = 0,3^\circ$$

Daraus ergibt sich wieder über Gleichung 11 für r_{63} ein Fehler von

$$\begin{aligned}\Delta r_{63} &= \left| \frac{\partial r_{63}}{\partial \lambda_g} \right| \cdot \Delta \lambda_g + \left| \frac{\partial r_{63}}{\partial n_o} \right| \cdot \Delta n_o + \left| \frac{\partial r_{63}}{\partial U} \right| \cdot \Delta U + \left| \frac{\partial r_{63}}{\partial \Delta\varphi} \right| \cdot \Delta(\Delta\varphi) = \\ &= \frac{\Delta\varphi}{2\pi \cdot n_o^3 \cdot U} \cdot \Delta \lambda_0 + \frac{3 \cdot \lambda_0 \Delta\varphi}{2\pi \cdot n_o^4 \cdot U} \cdot \Delta n_o + \frac{\lambda_0 \Delta\varphi}{2\pi \cdot n_o^3 \cdot U^2} \cdot \Delta U + \frac{\lambda_0}{2\pi \cdot n_o^3 \cdot U^2} \cdot \Delta(\Delta\varphi) = 0,09 \cdot 10^{-11} \cdot \frac{m}{V}\end{aligned}$$

Bei dieser Berechnung wurde $\Delta U = \pm 50 \text{ V}$ (siehe 5.2) verwendet, da ein einzelner Spannungswert einzustellen war.

5.4 Kompensationsmethode

Für den gemessenen Analysatorwinkel ϑ_A wird ein Fehler von

$$\Delta\vartheta_A = \pm 1^\circ$$

angenommen. Über Formel 13 kommt man auf

$$\Delta(\Delta\varphi) = 2 \cdot \Delta\vartheta_A = \pm 2^\circ$$

Für die zur Auswertung mit Formel 14 benötigte Steigung k der Geraden werden die Fehler aus den Fitangaben von Origin (siehe Abbildung 13) übernommen.

$$\Delta k_g = 2,4 \cdot 10^{-4} \frac{\text{rad}}{\text{V}}$$

$$\Delta k_b = 2,6 \cdot 10^{-4} \frac{\text{rad}}{\text{V}}$$

Der Fehler für die elektrooptische Konstante ist hier somit

$$\Delta r_{63} = \left| \frac{\partial r_{63}}{\partial \lambda_0} \right| \cdot \Delta \lambda_0 + \left| \frac{\partial r_{63}}{\partial n_o} \right| \cdot \Delta n_o + \left| \frac{\partial r_{63}}{\partial k} \right| \cdot \Delta k =$$

$$\frac{k}{2\pi \cdot n_o^3} \cdot \Delta \lambda_0 + \frac{3k \cdot \lambda_0}{2\pi \cdot n_o^4} \cdot \Delta n_o + \frac{\lambda_0}{2\pi \cdot n_o^3} \cdot \Delta k$$

$$\Delta r_{63g} = 0,06 \cdot 10^{-11} \frac{\text{m}}{\text{V}}$$

$$\Delta r_{63b} = 0,06 \cdot 10^{-11} \frac{\text{m}}{\text{V}}$$

5.5 Systematische Fehler

- Der Regelwiderstand der Hg-Dampflampe sowie die Lampe selbst erwärmen sich sehr stark und führen zu einem Temperaturanstieg im Raum. Das könnte die Eigenschaften des KD*P-Kristalles beeinflussen.
- Die Intensität der Abstrahlung der Hg-Dampflampe verändert sich mit der Betriebstemperatur. Vor dem ersten Experiment läuft die Lampe deshalb bereits, um sich auf eine konstante Arbeitstemperatur zu erwärmen. Außerdem wird der Strom zur Lampe über den Regelwiderstand stets konstant gehalten.
- Die Genauigkeit der Justage der permanenten optischen Achse konnte nicht in die Fehlerrechnung einbezogen werden.
- Bei allen Messungen wurde die Pockelszelle mit einem parallelen Lichtbündel durchstrahlt. Auch die Güte des parallelen Lichtes war nicht in die Rechnung einbringbar.
- Fehler bei der Bestimmung der gekreuzten Stellung von Polarisator und Analysator.
- Fehler beim Einstellen auf die induzierte optischen Achse.

6 Zusammenfassung

6.1 Zellencharakteristik

Die gemessenen Werte sind in den Tabellen 1 und 2 verzeichnet und in den Abbildungen 8 und 9 graphisch dargestellt. Die Werte sind mit einer Sinusfunktion in Origin gefittet. Mit den aus den Graphen abgelesenen Werten für $U(\Delta\varphi = \frac{\pi}{2})$ und $U(\Delta\varphi = \pi)$ ergeben sich über Gleichung 11 folgende Werte für die elektrooptische Konstante

Grünes Licht ($\lambda_g = 546\text{nm}$)

$$\begin{aligned} U(\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}) &= (1890 \pm 10) \text{ V} & r_{63} &= (2,06 \pm 0,06) \cdot 10^{-11} \frac{\text{m}}{\text{V}} \\ U(\Delta\varphi = \pi) &= (3760 \pm 30) \text{ V} & r_{63} &= (2,07 \pm 0,06) \cdot 10^{-11} \frac{\text{m}}{\text{V}} \end{aligned}$$

Blaues Licht ($\lambda_b = 436\text{nm}$)

$$\begin{aligned} U(\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}) &= (1470 \pm 10) \text{ V} & r_{63} &= (2,11 \pm 0,07) \cdot 10^{-11} \frac{\text{m}}{\text{V}} \\ U(\Delta\varphi = \pi) &= (2920 \pm 20) \text{ V} & r_{63} &= (2,13 \pm 0,07) \cdot 10^{-11} \frac{\text{m}}{\text{V}} \end{aligned}$$

6.2 Abhängigkeit der Intensität von der Analysatorstellung

Aus den Ergebnissen für grünes Licht von 4.2 werden die Spannungswerte für zirkular und für linear polarisiertes Licht, sowie ein willkürlicher Wert für elliptisch polarisiertes Licht entnommen. Für alle drei Spannungseinstellungen wird die Intensität in Abhängigkeit vom Analysatorwinkel gemessen. Ergebnisse sind in Tabelle 3 erfaßt und in Abbildung 10 in Form eines Polarplots dargestellt.

Für das elliptisch polarisierte Licht wird die genaue Phasenverschiebung über Gleichung 12 mit den Intensitätsextrema aus Abbildung 11 bestimmt und damit die elektrooptische Konstante berechnet.

Elliptisch polarisiertes Licht

$$\Delta\phi = (127,9 \pm 0,3)^\circ \quad r_{63} = (2,05 \pm 0,09) \cdot 10^{-11} \frac{\text{m}}{\text{V}}$$

6.3 Kompensationsmethode

Die direkte Messung der Phasenverschiebung über die Kompensationsmethode mit einem $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen liefert die in Tabelle 4 verzeichneten Ergebnisse. Der laut Gleichung 9 geltende lineare Zusammenhang zwischen Phasenverschiebung und Spannung zeigt sich sehr klar in Abbildung 13. Aus den Steigungen der Ausgleichsgeraden kann r_{63} gewonnen werden.

Grünes Licht ($\lambda_g = 546\text{nm}$)

$$k_g = (4,71 \pm 0,02) \cdot 10^{-2} \frac{\text{rad}}{\text{V}} \quad r_{63} = (2,03 \pm 0,06) \cdot 10^{-11} \frac{\text{m}}{\text{V}}$$

Blaues Licht ($\lambda_b = 436\text{nm}$)

$$k_b = (5,96 \pm 0,03) \cdot 10^{-2} \frac{\text{rad}}{\text{V}} \quad r_{63} = (2,06 \pm 0,06) \cdot 10^{-11} \frac{\text{m}}{\text{V}}$$

6.4 Literaturwerte für die elektrooptische Konstante

Laut Fachliteratur hat der in unserem Experiment in der Pockelszelle verwendete KD*P-Kristall eine elektrooptische Konstante von

$$r_{63} = 2,33 \cdot 10^{-11} \frac{\text{m}}{\text{V}}$$

Da die aus unseren Versuchen gewonnenen Meßwerte untereinander sehr gut korrespondieren, ist ihrer Diskrepanz vom Literaturwert sicherlich mit systematischen Fehlern (siehe 5.5) zu erklären.