

Der Elektro-Optische Kerr-Effekt

Benjamin Mahler und Claudius Kocher

17. September 2012

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation des Versuchs	2
2	Grundlagen	2
2.1	Plattenkondensator und dielektrische Polarisation	2
2.2	Der KERR-Effekt	3
2.3	Prismen als Polarisatoren	6
2.4	Der FARADAY-Effekt	7
2.5	Die Siliziumdiode als Halbleiterdetektor	8
3	Aufbau	8
3.1	Erster Aufbau	10
3.2	Zweiter Aufbau	10
3.3	Dritter Aufbau	11
4	Messungen und deren Auswertung	13
4.1	Zum ersten Aufbau	13
4.2	Zum zweiten Aufbau	13
4.3	Zum dritten Aufbau	14
4.3.1	Zum FARADAY-Effekt	15
4.3.2	Erneute Messung	17
4.3.3	Zur optischen Aktivität	17
4.3.4	Schlussfolgerungen aus den Kalibrierversuchen	19
4.3.5	Messungen mit anderen KERR-Zellen	20
4.3.6	Auswirkungen der Leitfähigkeit der verwendeten Medien	21
4.3.7	Neue Kalibrierung des Aufbaus mit dem FARADAY-Effekt	22
4.3.8	Ein Irrtum und seine Auswirkungen	24
4.4	Ergebnisse und Perspektiven	26
5	Persönliche Lehren aus dem Experiment	27
6	Anhang	27

1 Motivation des Versuchs

Mit Hilfe des KERR-Effekts kann ein Lichtstrahl durch zwei Polarisatoren, zwischen denen eine KERR-Zelle platziert ist (Abb. 3), entsprechender Ausrichtung gezielt unterbrochen werden. Dieser Schalter kann Schaltzeiten von bis zu einigen hundert Femtosekunden ermöglichen, wenn ein intensitätsstarker Laser statt des Kondensators verwendet wird.

Weiterhin kann mit einer KERR-Zelle ein Signal leicht auf einen polarisierten Lichtstrahl aufmoduliert werden. So ist ein sauberes Signal quasi störungsfrei durch Glasfaserkabel übertragbar.

Neben wertvollen ersten Erfahrungen bei der Arbeit an einem eigenen Projekt gewährt der KERR-Effekt einen kleinen Einblick in die komplexe nichtlineare Optik.

2 Grundlagen

2.1 Plattenkondensator und dielektrische Polarisation

Betrachtet man ein elektrisches Feld \vec{E} im Medium, so muss man die von dem Feld verursachte Polarisation \vec{P} im Medium berücksichtigen. In vielen Dielektrika, wie zum Beispiel homogenen Kunststoffen, kann man näherungsweise von einem linearen Zusammenhang zwischen \vec{E} und \vec{P} ausgehen. Es gilt dann

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \vec{\chi} \vec{E}$$

mit

$\vec{\chi}$ = Elektrische Suszeptibilität, eine Materialkonstante (im Allg. ein Tensor).

Man kann sich dabei vorstellen, dass das äußere Feld \vec{E} die positiv geladenen Kerne und die negativ geladenen Elektronen gegeneinander um eine Länge d verschiebt und so das Feld \vec{P} zwischen Elektronen und Kernen erzeugt. Abbildung 1 veranschaulicht diese Verschiebung.

Im homogenen Dielektrikum schwächt \vec{P} das äußere Feld \vec{E} ab. Es gilt für das Feld \vec{E}_m im vollkommen isotropen Medium (d.h. $\vec{\chi} \equiv \chi \delta_{ij}$ ist für alle Raumrichtungen eine feste Zahl)

$$\vec{E}_m = \frac{1}{\frac{\chi}{\varepsilon_0} + 1} \vec{E} = \frac{1}{\varepsilon} \vec{E}$$

mit der Dielektrizitätskonstanten ε .

([Gerth], S. 334, ff.)

Tatsächlich muss allerdings ein Potenzreihenansatz der Form

$$P_i = \varepsilon_0 \left(\sum_{j=1}^3 \chi_{ij}^{(1)} E_j + \sum_{j,k=1}^3 \chi_{ijk}^{(2)} E_j \cdot E_k + \sum_{j,k,l=1}^3 \chi_{ijkl}^{(3)} E_j \cdot E_k \cdot E_l + \dots \right) \quad (1)$$

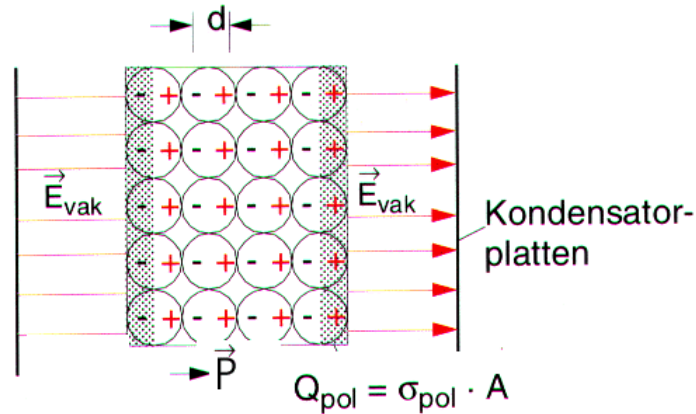


Abbildung 1: Verschiebung der Ladungsschwerpunkte gegeneinander in einem linearen Dielektrikum unter Einwirkung eines äußeren Feldes \vec{E} . Die Ladungsdichten σ sollen hier nicht weiter diskutiert werden. [Dem09]

für die i -te Komponente P_i von \vec{P} gemacht werden.

Sind nun höhere Terme als $\epsilon_0 \vec{\chi} \vec{E}$ auch näherungsweise nicht mehr vernachlässigbar, gilt ein vom betrachteten Effekt abhängiger nichtlinearer Zusammenhang zwischen \vec{P} und \vec{E} .

Bei dem KERR-Effekt handelt es sich um einen \mathcal{X}_3 -Prozess. Das bedeutet, dass bis auf den ersten und den dritten Term alle anderen Terme in Gleichung 2 bei der Beschreibung des KERR-Effekts vernachlässigt werden können. Man spricht, wenn höhere \mathcal{X}_n -Prozesse betrachtet werden müssen, von der nichtlinearen Optik.

Eingesetzt in die Wellengleichungen, die aus den MAXWELL-Gleichungen erhalten werden können, ergibt sich für den Fall eines \mathcal{X}_3 -Prozesses für kleine Brechungsindexänderungen näherungsweise der quadratische Zusammenhang

$$n = n_0 + n_2 E^2 .$$

Prinzipiell kann also durch einen \mathcal{X}_3 -Prozess der Brechungsindex durch eine einfallende elektromagnetische Welle oder durch ein angelegtes \vec{E} -Feld um einen kleinen Anteil $n_2 E^2$ geändert werden. ([Zi11], S. 252-253, S. 257, ff.)

2.2 Der Kerr-Effekt

In einem elektrischen Feld \vec{E}_k richten sich alle Ladungen entlang des Feldes aus. Positive Ladungen bewegen sich dabei auf die Senken des Feldes und negative Ladungen auf die Quellen zu.

Bringt man eine Substanz mit permanentem elektrischen Dipolmoment in das Feld \vec{E}_k , erfahren die Moleküle ein Drehmoment

$$\vec{M} = \vec{\mu} \times \vec{E}_k$$

mit dem Dipolmoment $\vec{\mu}$. Für den Betrag gilt dann durch das Kreuzprodukt

$$|M| = \varepsilon_0 \alpha E_k^2 \sin \theta ,$$

da für

$$\vec{\mu} = \varepsilon_0 \vec{\alpha} \vec{E}_k$$

mit

$\vec{\alpha}$ = anisotrope molekulare Polarisierbarkeit, 3×3 - Matrix

gilt.

Wie die 3×3 - Matrix $\vec{\alpha}$ bereits vermuten lässt, ist der KERR-Effekt generell bei Substanzen messbar, die in eine Raumrichtung besonders stark ausgedehnt sind, also keine Kugelsymmetrie besitzen ([Zi11], S. 242 ff.). Etwa bei unpolaren Kohlenwasserstoffen mit länglichen Molekülen hängt der Grad der Ausrichtung und damit die Stärke des beobachteten KERR-Effekts tatsächlich linear mit der Länge der Molekülketten zusammen [KE nA].

Grund für die Ausrichtung von unpolaren Molekülen im äußeren Feld \vec{E}_k ist die Ladungsverschiebung innerhalb der Moleküle durch \vec{E}_k .

Da hier zur Beobachtung elektrische Felder mit noch größerer Feldstärke E_k nötig wären, wollen wir uns jedoch auf den KERR-Effekt in polaren Flüssigkeiten beschränken. Nitrobenzol, dessen Strukturformel in Abbildung 2 dargestellt ist, zeigt einen vergleichsweise starken KERR-Effekt.

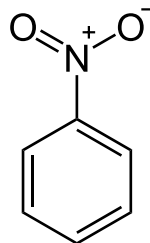


Abbildung 2: Strukturformel des Nitrobenzols. Nitrobenzol besitzt ein besonders starkes permanentes Dipolmoment und ist aufgrund seiner Asymmetrie KERR-aktiv. [Wiki]

Auch in Festkörpern ist ein KERR-Effekt beobachtbar, der sich mit dem stärkeren linearen elektrooptischen Effekt, dem PÖCKELS-Effekt, überlagert.

Der Prozess der Ausrichtung nimmt dabei kaum Zeit in Anspruch. Je nach Substanz und Aufbau verstreichen während der Ausrichtung einige hundert Femto- bis Pikosekunden. Die Moleküle zeigen damit nahezu keine Trägheit.

Substanzen mit einem besonders großen permanenten Dipolmoment lassen sich auch besonders leicht ausrichten.

Die erfolgte teilweise Ausrichtung führt nun zu einer Doppelbrechung des Mediums,

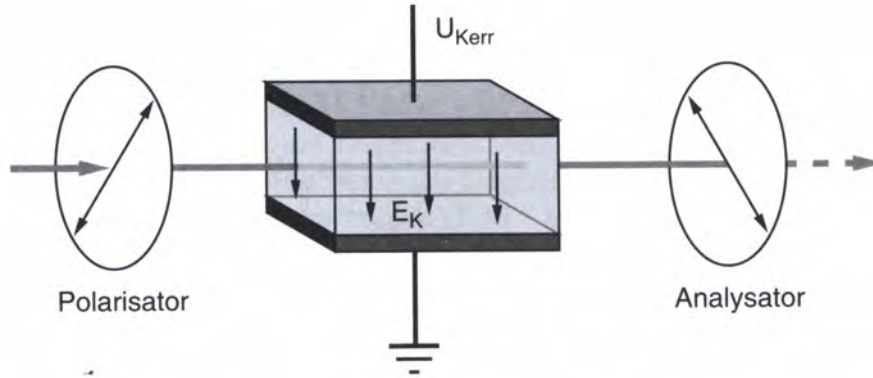


Abbildung 3: KERR-Zelle zwischen Polarisator und Analysator. Der Polarisator steht dabei in einem Winkel von 45° zum \vec{E} -Feld. Polarisator und Analysator sind gekreuzt. [Zi11]

wobei die thermische Aktivität einer vollständigen Ausrichtung der Moleküle entgegenwirkt.

Bei einem Aufbau, der wie in Abbildung 3 aus einem Kondensator mit einem KERR-aktiven Dielektrikum besteht, spricht man auch von einer KERR-Zelle.

Industrielle KERR-Zellen enthalten als Dielektrikum Substanzen mit sehr hohen KERR-Konstanten. Meist wird das giftige Nitrobenzol, Nitrotoluol oder Azobenzol eingesetzt. Für den Brechungsindexunterschied $\Delta n = n_{ao} - n_o$ gilt

$$\Delta n = K \lambda E_k^2 \quad (2)$$

mit

K = stoffspezifische KERR-Konstante

λ = Wellenlänge des eingestrahnten Lichts

und dem nichtlinear einfließendem äußeren Feld E_k^2 .

\vec{E}_k meint dabei immer das äußere Feld, das im Vakuum anliegen würde. K vereinigt alle Materialkonstanten. Maßgebend für die Stärke des Effekts ist neben der KERR-Konstante des Mediums also vor allem d und U des verwendeten Kondensators.

Der außerordentliche Strahl, für den der Brechungsindex n_{ao} gilt ist der Anteil des Lichts, der parallel zu \vec{E}_k polarisiert ist. Der ordentliche Strahl mit dem Brechungsindex n_o ist der Anteil senkrecht zu \vec{E}_k .

Diese beiden Anteile breiten sich nun wegen der unterschiedlichen Brechungsindizes mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten in der Probe aus und überlagern sich anschließend wieder. Es entsteht so elliptisch polarisiertes Licht.

Für den Phasenunterschied φ zwischen den beiden sich überlagernden Strahlen gilt dabei

$$\varphi = 2\pi \cdot L \frac{\Delta n}{\lambda} = 2\pi \cdot K \cdot L \frac{U^2}{d^2} \quad (3)$$

mit

$L =$ Länge, auf der der Lichtstrahl die Probe durchläuft.

Die Temperaturabhängigkeit der KERR-Konstante ist bei ausreichend großen Feldstärken bei einer nicht quantitativen Beobachtung vernachlässigbar.

Für unseren Versuch sind die KERR-Konstanten für Wasser und für Nitrobenzol bei etwa 20 °C wichtig. Sie sind in Tabelle 1 gegenübergestellt. ([Zi11], S. 242 ff., [Rpp])

Tabelle 1: KERR-Konstanten von Wasser und von Nitrobenzol im Vergleich bei 20 °C, $\lambda = 589$ nm. [Zi11]

Substanz	$K \left[\frac{\text{m}}{\text{V}^2} \right]$
Wasser	$5,23 \cdot 10^{-14}$
Nitrobenzol	$245 \cdot 10^{-14}$

2.3 Prismen als Polarisatoren

Aufgrund von Asymmetrien auf molekularer Ebene in Kristallen gibt es in einigen Kristallen (z.B. auch in Quarzglas) eine optische Achse. Entlang dieser Achse kann sich Licht unabhängig von seiner Polarisationssebene ausbreiten.

Senkrecht zur optischen Achse ergibt sich jedoch ein Brechungsindex n_{ao} für längs der optischen Achse polarisiertes Licht, und einen Brechungsindex n_o für den senkrecht zur optischen Achse polarisierten Anteil. Ein Strahl wird also in einen außerordentlichen Strahl mit dem Brechungsindex n_{ao} und einen ordentlichen Strahl mit Brechungsindex n_o aufgespalten.

Man beobachtet, dass der außerordentliche Strahl dabei nicht dem SNELLIUSSchen Brechungsgesetz folgt.

Bei einer bestimmten Ausführung können damit nahezu ideale Polarisatoren hergestellt werden.

Dazu werden zwei Prismen so geschnitten und miteinander verkittet, dass einer der beiden Strahlen an der Grenzschicht zwischen den beiden Prismen total reflektiert wird. Das ist mit dem richtigen Schnittwinkel möglich, weil der Brechungsindex des einen Strahls im Kristall kleiner ist als im Kitt und der Brechungsindex des anderen Strahls größer als im Kitt ist. Der Strahl mit dem größeren Brechungsindex wird dann totalreflektiert. Der Strahl mit dem kleineren Brechungsindex wird zu etwa 80% transmittiert, welcher damit nahezu perfekt polarisiert ist. Der reflektierte Teil überlagert sich zu einem relativ schlecht polarisierten zweiten Strahl. Siehe dazu auch Abbildung 4.

Je nach genauem Aufbau unterscheidet man verschiedene Prismentypen, die sich in ihrer Genauigkeit unterscheiden können. Weiterhin kann die Rolle von ordentlichem und außerordentlichem Strahl durch die Wahl eines positiv ($n_{ao} > n_o$) beziehungsweise negativ einachsigen Kristalls gerade vertauscht sein. Wir nutzen zur Polarisation zwei GLAN-TAYLOR-Prismen (siehe Abb. 4). Sie bestehen aus dem negativ einachsigen Kristall Calcit und einem Luftspalt. Eine Besonderheit ist, dass der Einfallswinkel auf der Grenzflä-

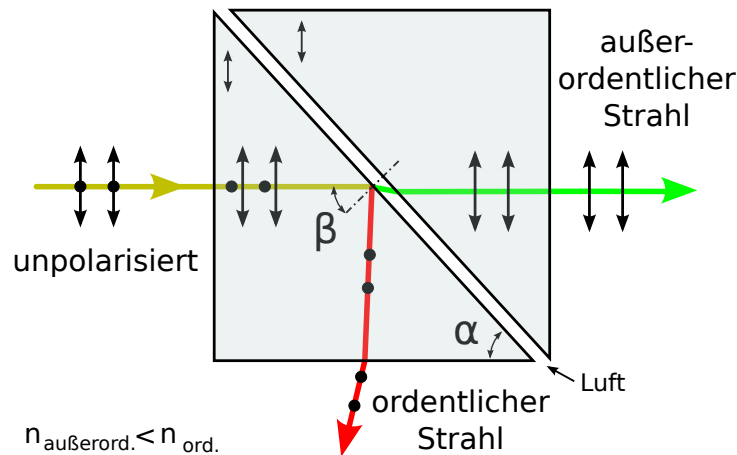


Abbildung 4: Schematischer Aufbau des GLAN-TAYLOR-Prismas. [Wiki]

che fast mit dem BREWSTER-Winkel übereinstimmt, bei dem nur die senkrecht zur Einfallsebene polarisierte Komponente reflektiert wird. ([Zi11], S. 234-235, S. 239, ff., [Wiki]) Für zwei hintereinander angeordnete Polarisatoren gilt für die Intensität des transmittierten Strahls das Gesetz von MALUS

$$I = I_0 \cdot \cos^2 \alpha \quad (4)$$

mit

$$I_0 = I(0)$$

I = transmittierte Intensität

α = Winkel, um den die beiden Polarisatoren zueinander verstellt sind.

([Gerth], S. 561-162)

2.4 Der Faraday-Effekt

Beim FARADAY-Effekt bewirkt das Anlegen eines magnetischen Feldes eine Drehung der Polarisations Ebenen von linear polarisiertem Licht um einen Winkel β gemäß

$$\beta = V B d \quad (5)$$

mit

V = VERDET-Konstante, eine Materialkonstante

B = Stärke des angelegten äußeren Magnetfeldes in Ausbreitungsrichtung des Lichtstrahls

d = Länge, auf der der Lichtstrahl die Probe durchläuft.

Quarz ist beispielsweise FARADAY-aktiv. Das Magnetfeld muss dazu parallel zum Lichtstrahl gerichtet sein. ([Zi11], S. 247, ff.)

Der FARADAY-Effekt eignet sich mit einer langen Feldspule besonders gut dazu, den Aufbau zu kalibrieren, da das Feld im Inneren einer langen Spule sehr homogen und leicht zu berechnen ist. Es gilt in sehr guter Näherung in Luft

$$B = \mu_0 \cdot N \frac{I}{l} \quad (6)$$

mit

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{N}}{\text{A}^2}, \text{ magnetische Feldkonstante}$$

N = Windungszahl der Spule

I = Strom der die Spule durchfließt

l = Länge der Spule.

Die Länge l muss dabei mindestens einige Zentimeter betragen. [NOL]

2.5 Die Siliziumdiode als Halbleiterdetektor

Bei einer Siliziumdiode handelt es sich um ein elektrisches Bauteil, das in Durchlassrichtung Strom leitet und als Solarzelle wirkt, in Sperrrichtung dagegen den Stromfluss einer angelegten Spannungsquelle bis hin zu einer Grenzspannung, der Durchbruchsspannung, sperrt.

In Sperrrichtung geschaltet wird die Diode bei Auftreffen von elektromagnetischen Wellen allerdings leitend. Es fließt ein Photostrom. Er ist immer linear zur auftreffenden Intensität, so lange keine Sättigung eintritt.

Im Versuchsteil wird eine Siliziumdiode in Sperrrichtung als Halbleiterdetektor benutzt, um Intensitätsänderungen festzustellen.

3 Aufbau

Die Grundidee des Aufbaus ist es, dass das durch den KERR-Effekt elliptisch polarisierte Licht über einen linearen Polarisationsfilter in eine Intensitätsänderung übersetzt wird. Diese wird dann mit einer Photodiode gemessen.

Um linear polarisiertes Licht zu erhalten, wird vor der KERR-aktiven Komponente des Aufbaus ein Polarisationsfilter positioniert. Das elektrische Feld für den KERR-Effekt generieren wir wie üblich mit einem Plattenkondensator und einer Hochspannungsquelle. Am Anfang des Versuchs wird eine strombegrenzte Hochspannungsquelle benutzt, später eine ohne Strombegrenzung. Da die Polarisationsfilter den ganzen Versuch über die gleichen geblieben sind, spezifizieren wir gleich, dass es GLAN-TAYLOR-Strahlteiler sind. Diese besitzen ein hohes Auslöschungsverhältnis von 1:100.000; im Vergleich dazu besitzt ein normaler Folienpolfilter ein Verhältnis von 1:1.000. Diese Prismen wurden gleich von Anfang an verwendet, da der Effekt sehr klein ist, und bei ungenauer Polarisation vom Fehler der Polarisation überlagert werden würde. Der schematische Aufbau

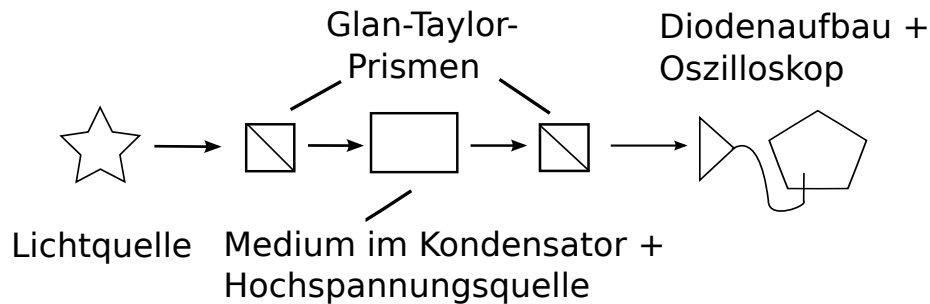


Abbildung 5: Dargestellt ist der schematische, allgemeine Versuchsaufbau.

ist in Abbildung 5 dargestellt.

Mehrere Teile des Aufbaus wurden in der Werkstatt oder selbst gefertigt. Der Kuvettentisch besteht aus einer Plexiglasplatte mit Schlitz für die Verschiebbarkeit der Kondensatorplatten, welche ihrerseits auf der horizontalen Seite einen Schlitz aus dem selben Grund haben. Die Muttern zum Festschrauben der Kondensatorplatten sind durch einen zweiten, passenden Schlitz selbstanziehend. Die Platte ist mit zwei Stativen aus Plastik auf der optischen Schiene befestigt, damit dort keine Spannung überspringt.

Es gibt drei unterschiedliche Kuvettengrößen: Zwei quaderförmige Glasküvetten mit $L = 5\text{ cm}$ (Innenmaß), $d = 2,4\text{ cm}$ (Außenmaß) und $L = 12\text{ cm}$, $d = 3,0\text{ cm}$ und die Glasrohr mit $d = 1,8\text{ cm}$ (Außenmaß) aus dem Anfängerpraktikum *Saccharimetrie*. Dazu wurden 1 mm-dicke, passend gefalzte Platten aus VA-Stahl in der Werkstatt bestellt, für die ersten beiden Kuvettentypen mit den Außenmaßen der Küvetten und für das Glasrohr zwei 14 cm lange und 2,7 cm hohe Platten. Um die Spannung anzulegen, wurden für Bananenstecker dimensionierte Metallhülsen angeschweißt.

Um während dem Experiment nicht aus Versehen an die geladenen Kondensatorplatten zu kommen, haben wir einen Deckel aus drei Plexiglasplatten geschraubt, der durch eine Fräsung an den Seiten genau auf den Kuvettentisch passt und hält. Ein Photo mit der Rohrküvette, den passenden Kondensatorplatten und dem Schutzdeckel ist in Abbildung 6 zu sehen.

Für die GLAN-TAYLOR-Strahlteiler, die wir von Professor Boneberg ausleihen durften, haben wir eine Halterung aus einer Plexiglasplatte mit einem Schlitz zur horizontalen Verschiebung und je einem kleinen aufgeklebten Plexiglasstreifen an den Seiten der Platte erstellt, so dass das Prisma nicht wegrollen kann und von Gummis gehalten auch nicht aus Versehen heruntergestoßen werden kann.

Im folgenden möchten wir mit einem kurzen, experimentnahen Beispiel dem Leser ein Gefühl für die Größe des Effekts geben. Es sei ein Kondensator mit Plattenabstand $d = 2\text{ cm}$, der Länge $L = 10\text{ cm}$ der KERR-aktiven Flüssigkeit im Kondensator, dem Medium Wasser und einer Spannung von $U = 10\text{ kV}$. Mit Gleichung 3 erhalten wir eine



Abbildung 6: Dargestellt ist die Rohrküvette mit den passenden Kondensatorplatten und dem Schutzdeckel.

Phasenverschiebung:

$$\varphi = \frac{2\pi \cdot 5,23 \cdot 10^{-14} \frac{\text{m}}{\sqrt{2}} \cdot 0,1 \text{ m} \cdot (10^4 \text{ V})^2}{(0,02 \text{ m})^2} \approx 0,0026 \cdot \pi$$

Diese Phasenverschiebung bewirkt eine Intensitätsänderung, welche nach dem Kenntnisstand am Anfang des Experiments nach dem Gesetz von MALUS (4) am größten ist, wenn die Polarisatoren um 45° zueinander verdreht sind.

$$\Delta I = I(45^\circ) - I(45,47^\circ) = I_0 \cdot (\cos^2(45^\circ) - \cos^2(45,47^\circ)) \approx 0,008 \cdot I_0$$

Um also die Drehung der Polarisationssebene durch den KERR-Effekt mit diesen Parameter zu bestimmen, muss der Versuchsaufbau eine Änderung der Intensität im Promillebereich im Rahmen des Messfehlers auflösen können.

Um dies zu erreichen, waren mehrere Veränderungen am Versuchsaufbau nötig. Im folgenden werden die Aufbauversionen in Kürze chronologisch dargestellt.

3.1 Erster Aufbau

Im ersten Aufbau wird eine Quecksilberdampfampe als Lichtquelle benutzt, mit dem Hintergedanken an wellenlängenabhängige Messungen. Dadurch sind ein Spalt, ein Interferenzfilter und mehrere Sammellinsen zur Fokussierung nötig. Die verwendeten Photodioden sind jeweils zusammen mit einem Operationsverstärker in einem Bauteil namens OPT101 integriert. Der zur Intensität proportionale Sperrstrom in der Photodiode wird durch den Operationsverstärker linear in eine Spannung umgewandelt.

3.2 Zweiter Aufbau

Im zweiten Aufbau wird ein Helium-Neon-Laser mit einem halben Watt Leistung als Lichtquelle verwendet. Anfangs sind noch Sammellinsen vor den Photodioden positio-

niert. Es werden zwei Diodenaufbauten OPT101 verwendet, um den reflektierten und den transmittierten Strahl des zweiten GLAN-TAYLOR-Strahlteilers zu messen. Bei beiden Diodenaufbauten wird das Signal extern mit einem Widerstand verstärkt und mit einem Kondensator mit der Kapazität $C = 5,2 \text{ pF}$ beziehungsweise $C = 4,7 \text{ pF}$ geglättet. Der Widerstand hat eine Größe von $R = 11 \text{ M}\Omega$ beziehungsweise $R = 12 \text{ M}\Omega$. Um die Dioden mit dem Operationsverstärker nicht in der Sättigung zu betreiben, wird manchmal ein Spalt, manchmal ein einfacher Folienpolarisationsfilter nach dem Laser im Strahlengang positioniert.

Um fest zu stellen, ob die angelegte Spannung an den Kondensatorplatten anliegt, wird diese mit einem parallel zu den Platten geschalteten Voltmeter mit einer Skala im kV-Bereich gemessen.

3.3 Dritter Aufbau

Im dritten Aufbau wird ein Batterielaser mit einer Leistung von ungefähr 1 mW verwendet. Die ganze optische Bank steht auf einem schwingungsgedämpften Tisch. Es wird eine neue Photodiodenbeschaltung verwendet, die es erlaubt, den Offset vor der Messung auf nahezu Null Volt verringern. Die Schaltung ist in Abbildung 7 dargestellt.

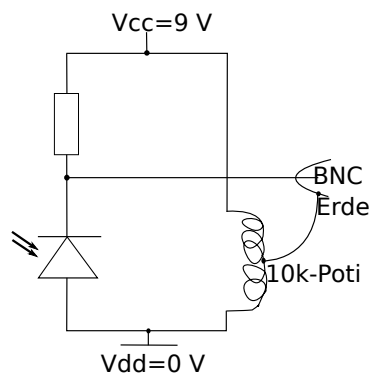


Abbildung 7: Dargestellt ist die zweite, eigens gelötete Photodiodenschaltung. Die Abbildung ist von den Autoren hergestellt worden.

Sie besteht praktisch aus einem Spannungsteiler, wobei der erste Widerstand $R = 2,2 \text{ M}\Omega$ groß ist und der zweite Widerstand eine in Sperrrichtung geschaltete Photodiode vom Typ BPW 21 ist. Der mittlere Potentialpunkt ist über einen BNC-Ausgang mit dem Oszilloskop verbunden, das Potential der Erdung kann durch die Verbindung an ein Zehngang-10k-Potentiometer in großen Bereichen verstellt werden. Um schnelle Spannungsschwankungen aus dem Signal zu eliminieren, ist parallel zur Photodiode eine Kondensator mit der Kapazität $C = 2,2 \text{ nF}$ gelötet. Die Spannungsquelle ist eine 9 V -Batterie. Davon sind zeitversetzt zwei Aufbauten realisiert worden. In Abbildung 8 ist der Endaufbau zu sehen.

Zusätzlich zu den schon beschriebenen Küvetten wird eine abgeschmolzene NMR-Küvette mit Nitrobenzol verwendet. Dazu werden die kleinen Kondensatorplatten mit Gummi isoliert und die Küvette dazwischen eingespannt. Der Abstand zwischen den

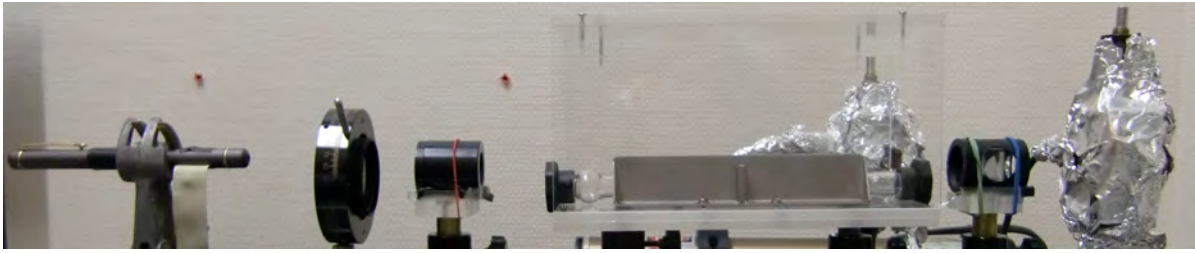


Abbildung 8: Dargestellt ist der Aufbau 3. Von links nach rechts: Batterielaser, intensitätsbegrenzender Folienpolfilter, GLAN-TAYLOR-Prismen mit KERR-Zelle dazwischen, 2 Photodiodenaufbauten

Platten beträgt so $d = 10$ mm und die Länge des Mediums im Kondensator ist der Innendurchmesser $L = 4$ mm.

In diesem Aufbau wird auch die KERR-Zelle der Firma *Leybold* verwendet. Sie besteht aus einer herkömmlichen quaderförmigen Glasküvette und einem passenden Aufsatz, an dem die Kondensatorplatten befestigt sind, sodass diese sich in der Küvette befinden. Der Plattenabstand beträgt $d = 1$ mm und die Länge der Platten $L = 17$ mm. Als Medium wird doppelt destilliertes Wasser verwendet. Die Küvette ist in Abbildung 9 zu sehen.

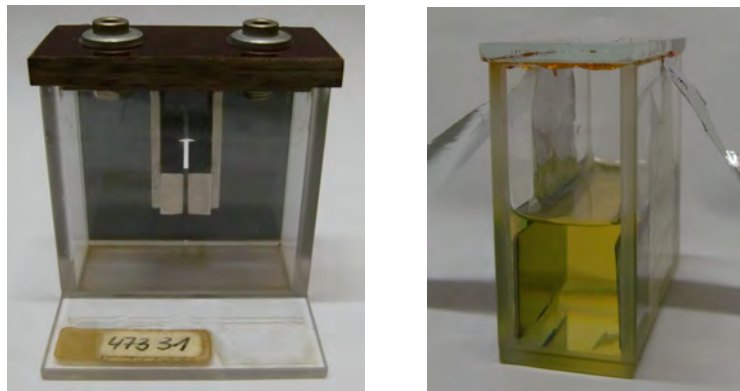


Abbildung 9: Dargestellt sind zwei KERR-Zellen: Links eine Zelle der Firma *Leybold*, rechts eine selbst hergestellte, mit Nitrobenzol gefüllte Zelle.

Ein weiterer Kondensatoraufbau besteht aus einer schon beschriebenen kleinen quaderförmigen Küvette und Elektroden aus Aluminiumfolie, die etwa die Länge $L = 4,8$ cm haben und 2 cm hoch sind. Dies ist einmal für doppelt destilliertes Wasser und einmal für Nitrobenzol realisiert worden. Bei Wasser sind die Elektroden auf ein Plexiglasplättchen der Dicke $D = 6$ mm geklebt und mit unterschiedlich dicken Plastikfolien isoliert. Der Plattenabstand beträgt $d \approx 7$ mm. Bei Nitrobenzol bestehen die Zuleitungen aus Alufolie, die Kondensatorplatten selber sind aus VA-Eisen mit einem mittigen Lötspunkt und sind mit Sekundenkleber ans Glas geklebt. Der Plattenabstand beträgt $d \approx 1,8$ cm. Die Zelle ist in Abbildung 9 zu sehen.

Zur Überprüfung des Aufbaus wird der Effekt der optischen Aktivität und vor allem der FARADAY-Effekt benutzt.

Für letzteren wird der “Quader 1“ mit einer Seitenlänge von $L = 17,6$ mm, eine Spule der Länge $l = (6,5 \pm 0,2)$ cm, mit $n = 500$ Windungen benutzt.

4 Messungen und deren Auswertung

Da wir den KERR-Effekt nicht messen konnten, möchten wir hier unsere Versuche dazu, die Probleme und die daraus folgenden Aufbaumodifikationen beschreiben.

Eine Bemerkung: Da wir während der Versuchsdurchführung glaubten, dass die durch den KERR-Effekt hervorgerufene Phasenverschiebung gleichzeitig eine einfache Drehung der Polarisationsebene des Lichtes sei, haben wir öfters mit Aufbaueinstellungen gemessen, bei denen nach heutiger Kenntnis kein Effekt zu sehen ist.

4.1 Zum ersten Aufbau

Als Lichtquelle wird eine Hg-Dampfampe mit dem Hintergedanken verwendet, dass wir damit die Wellenlängenabhängigkeit der KERR-Konstante bestimmen könnten. Allerdings können wir trotz der internen Verstärkung im Operationsverstärker von $10^6 \frac{V}{A}$ ([OPT], Seite 9) mit der großen quaderförmigen Küvette, einfach destilliertem Wasser und einer Spannung von $U = 10$ kV keinen Effekt messen.

Dies kann daran liegen, dass der durch die nötigen Sammellinsen aus vielen Komponenten bestehende Aufbau schwierig optimal einzustellen ist und dadurch gleichzeitig störanfällig ist. Deswegen verwenden wir nun als Lichtquelle einen Laser. Möglicherweise sind die GLAN-TAYLOR-Prismen auch noch nicht gut genug ausgerichtet, damit sie ihr maximal mögliches Auslöschungsverhältnis erreichen. Dies ist erst garantiert, wenn die Abweichung vom senkrechten Lichteinfall etwa 2° groß ist.

4.2 Zum zweiten Aufbau

Zuerst richten wir die Polarisationsprismen besser aus, indem wir sie so einstellen, dass die Reflexion jedes Prismas den Laser trifft. Nun messen wir den transmittierten und den reflektierten Teilstrahl des zweiten GLAN-TAYLOR-Strahlteilers mit je einem Photodiodenaufbau *OPT101*. Dadurch beeinflussen Schwankungen, die bei beiden Strahlen auftreten das Messergebnis nicht. Es ist darauf zu achten, dass der Operationsverstärker nicht im gesättigten Bereich betrieben wird. Das erste GLAN-TAYLOR-Prisma ist senkrecht zum elektrischen Feld und zum zweiten Prisma orientiert.

Trotzdem messen wir mit der großen quaderförmigen Küvette, einfach destilliertem Wasser und einer Spannung von $U = 10$ kV keine Intensitätsänderung.

Da als Lichtquelle ein Laser verwendet wird, kann auch die dritte Rohrküvette verwendet werden, denn der Laserstrahl passt durch die kleinen Stopfenöffnungen hindurch. Damit erwarten wir bei gleichen Parametern einen größeren Effekt, da sie länger ist und

der Plattenabstand geringer. Tatsächlich messen wir auch eine um etwa 20% höhere Maximalspannung an der Transmissionsdiode.

Dies ist allerdings auf das elektrische Feld der Hochspannungsquelle zurück zu führen, da die Spannungserhöhung der Diode beim Bau eines FARADAYSchen Käfigs aus Aluminiumfolie um die Diode nicht mehr auftritt. Durch die Abschirmung rauscht das Signal nun aber viel weniger. Deswegen benutzen wir ab jetzt immer Alufolie zur Abschirmung von elektromagnetischer Störstrahlung vom Diodenaufbau. Da das elektrische Störfeld der strombegrenzten Hochspannungsquelle wesentlich größer ist als das der Hochspannungsquelle ohne Begrenzung, verwenden wir ab jetzt nur noch zweiteere.

Zudem entdecken wir einen Irrtum: Wir dachten, dass die Änderung der Intensität bei gekreuzten Polarisatoren maximal sei. Nach dem Gesetz von MALUS ist die Änderung jedoch bei 45° am größten:

$$\begin{aligned} \frac{d^2}{d\theta^2} I(\theta) &= I_0 \cdot \frac{d^2}{d\theta^2} (\cos^2 \theta) = -2I_0(\cos^2 \theta - \sin^2 \theta) = -2I_0(1 - 2\sin^2 \theta) \stackrel{!}{=} 0 \\ \theta &= 45^\circ \end{aligned}$$

Wenn wir nun mit um 45° zueinander verdrehten Polarisatoren messen, müssen wir darauf achten, die Photodiode oder den Operationsverstärker nicht in der Sättigung zu betreiben, dass also die Intensität der einfallenden Lichts nicht zu groß ist. Außerdem beobachten wir bei Öffnen des intensitätsbegrenzenden Spalts, dass die Photodiodenspannungen auf der gleichen Skala unterschiedlich stark zunehmen. Dies tritt nicht mehr auf, wenn die Sammellinsen vor den Photodiodenaufbauten entfernt werden. Diese verhalten sich also nicht-linear.

Bei erneuter Messung mit der mit einfach destilliertem Wasser gefüllten Rohrküvette, einer Spannung von 10 kV, 45° zwischen den Vorzugsrichtungen der Polarisatoren und dem parallel zum elektrischen Feld ausgerichteten zweiten Polarisator ergibt sich wieder keine Intensitätsänderung.

Ein Grund ist, dass die Polarisatoren um 45° zueinander verdreht sind und somit bei jeder Photodiode die Hälfte der Grundintensität ankommt. Die Spannung, die der Operationsverstärker proportional zur Intensität auf der Photodiode ausgibt, ist zu groß, als das die volle Auflösung des Oszilloskops ausgenutzt werden kann. Deswegen wird eine neue Beschaltung der Photodiode entworfen, die im Aufbau beschrieben und dort in Abbildung 7 zu sehen ist.

4.3 Zum dritten Aufbau

Der große Vorteil dieser Schaltung ist, dass auch mit um 45° verdrehten Polarisationsfiltern die maximale Vergrößerung des Oszilloskops benutzt werden kann, da die am Oszilloskop gemessene Spannung durch das Potentiometer auf Null geregelt werden kann. Es ist zu beachten, dass die am Oszilloskop gemessenen Spannung invertiert ist. Für die Spannung, die über die Photodiode abfällt, gilt $U_D = 9V - U_{\text{Osz}}$. Die beiden Photodiodenaufbauten sind wieder mit Alufolie gegen elektromagnetische Streustrahlung abgeschirmt.

Da erst ein Photodiodenaufbau fertig gestellt ist, messen wir noch mal mit gekreuzten

Polarisatoren, wobei der erste senkrecht zu \vec{E}_k steht. Eine Messung mit der KERR-Zelle, bestehend aus der Rohrküvette gefüllt mit einfach destilliertem Wasser, zeigt bei $U = 10 \text{ kV}$ keine Änderung der Intensität. Wir erwarten eine Drehung von $\Phi = 0,8^\circ$.

Da wir nun erstmal keine Idee haben, weshalb der Effekt nicht zu sehen ist, überprüfen wir die Funktionstüchtigkeit unseres Aufbaus. Dazu benutzen wir zwei Effekte, die die Schwingungsebene von linear polarisiertem Licht drehen: Den FARADAY-Effekt und die optischen Aktivität einer Saccharoselösung.

4.3.1 Zum Faraday-Effekt

Der Tisch mit dem Kondensator wird durch eine Spule mit $n = 500$ Windungen, einer Länge von $l = (6,5 \pm 0,1) \text{ cm}$ und dem "Quader 1" ersetzt, ein Glaskörper aus dem Anfängerpraktikumsversuch FARADAY-Effekt, welcher eine Dicke von $d = (1,76 \pm 0,01) \text{ cm}$ besitzt. Die Stromstärke wird über ein für kurze Zeit in Reihe geschaltetes Multimeter gemessen, da die Stromanzeige der Spannungsquelle etwas andere Werte anzeigt. Die Polarisatoren sind um $(90 \pm 1)^\circ$ zueinander verdreht. Es wird beim transmittierte Strahl der Unterschied der Spannung ΔU gemessen, der entsteht, wenn das magnetische Feld der Spule aus beziehungsweise an ist. Die erhaltenen Messwerte sind in Tabelle 2 dargestellt. Die unregelmäßige Wahl der Drehwinkel liegt daran, dass wir die Genauigkeit bei eher kleinen Winkeln untersuchen wollen.

Tabelle 2: Dargestellt sind die mit dem FARADAY-Effekt erhaltenen Messwerte und der daraus berechnete Drehwinkel β mitsamt Unsicherheit.

I in A, $\delta_I = 0,02 \text{ A}$	ΔU in mV	$\delta_{\Delta U}$ in mV	β in $^\circ$	δ_β in $^\circ$
1,36	20	1	0,231	0,035
0,67	10	1	0,114	0,018
0,26	5	0,5	0,044	0,007
0,11	2	0,5	0,019	0,004
0,24	4	0,5	0,041	0,007

Aus dem Strom I kann die magnetische Flussdichte B in der Spule berechnet werden, welche vereinfachend als lange Spule betrachtet wird. Dies trifft insofern zu, als dass sich der Glaskörper in der Mitte der Spule befindet, also dort, wo das Feld am homogensten ist. Nach Gleichung (6) gilt

$$B = \frac{n \cdot \mu_0 \cdot I}{l}.$$

Für den verursachten Drehwinkel β gilt nach Gleichung 5

$$\beta = V \cdot d \cdot B \stackrel{(5)}{=} \frac{\mu_0 V \cdot d \cdot n \cdot I}{l}. \quad (7)$$

Da die Fehler der einzelnen eingehenden Messgrößen zufällig verteilt sind, gilt nach folgender Formel der Fehlerfortpflanzung ([Tay88], S. 65) für die Unsicherheit δ_β des

Drehwinkels

$$\delta_\beta = \beta \cdot \sqrt{\left(\frac{\delta_V}{V}\right)^2 + \left(\frac{\delta_l}{l}\right)^2 + \left(\frac{\delta_I}{I}\right)^2 + \left(\frac{\delta_l}{l}\right)^2}. \quad (8)$$

Da es in der Anleitung zum Versuch FARADAY-*Effekt* keine Angabe für die VERDET-Konstante V gibt, ermitteln wir einen Wert aus Altprotokollen $V = 1000^\circ/(\text{T}\cdot\text{m})$ mit einem großen Fehler von $\delta_V = 150^\circ/(\text{T}\cdot\text{m})$, so dass die meisten Ergebnisse im Fehlerintervall liegen. Der Fehler der Dicke des Glasquaders kann vernachlässigt werden, weil die anderen Fehler viel größer sind. Die erhaltenen Werte sind mit in der Tabelle 2 und der Abbildung 10 dargestellt.

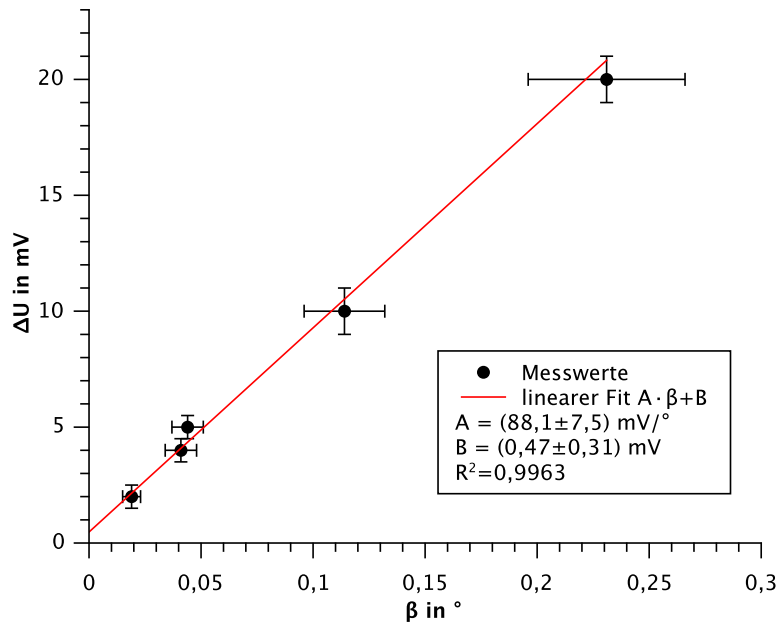


Abbildung 10: Dargestellt sind die mit dem FARADAY-Effekt gemessenen Werte mit einer Regressionsgerade.

Durch die Messwerte ist eine Regressionsgerade gelegt, welche vom Programm *Qti-Plot* mit Gewichtung der Messpunkte mit ihrem x-Fehler, da dieser stärker variiert. Die Gerade geht im Rahmen der Ungenauigkeit des y-Achsenabschnitts nicht genau durch den Koordinatenursprung, was darauf hinweist, dass wir einen kleinen systematischen Fehler haben. Dieser kann nicht von langsamen Intensitätsschwankungen herrühren, da nur Differenzen gemessen werden. Möglich wäre es, dass das Amperemeter eine etwas zu geringe Stromstärke anzeigt.

Zum anderen passt die Gerade mit einem Wert von $R^2 = 0,9963$ gut und vor allem ist die Unsicherheit bei kleinen Winkel so klein, dass sie eindeutig messbar sind. Das heißt, dass wir mit unserem Aufbau und gekreuzten Polarisatoren in einem linearen Bereich befinden und Drehungen von etwa mindestens $0,02^\circ$ nachweisen können. Das entspricht

einem Intensitätsunterschied von $\Delta I = I_0 \cos^2(90,02^\circ) = 1,2 \cdot 10^{-7} \cdot I_0$. Die Unsicherheit ergibt sich aus der oberen Intervallgrenze zu $\delta_{\Delta I} = I_0 \cos^2(91,02^\circ) = 3,4 \cdot 10^{-4} \cdot I_0$. Leider haben wir nicht I_0 gemessen. Zwar können wir eine Intensitätsänderung im Promillebereich der Grundintensität nachweisen, allerdings kommt es auf den absoluten Wert der Änderung an und den Effekt können wir trotzdem noch nicht nachweisen.

4.3.2 Erneute Messung

Es stellt sich heraus, dass die Intensität des verwendeten He-Ne-Laser schwankt, und zwar auf eine Weise, die einem oben abgeschnittenen Sinus gleicht, dessen Periode mit der Anschaltzeit und jedem weiteren Anschalten immer größer wird. Deswegen verwenden wir nun einen batteriebetriebenen Laser.

Zufällig bekommen wir eine NMR-Küvette, also ein schmales Glasröhrchen, mit Nitrobenzol. Diese klemmen wir zwischen die Kondensatorplatten für die kleinere, quaderförmige Küvette, die wir mit einem Gummimaterial innen isolieren. Der zweite Polarisator ist parallel zum elektrischen Feld ausgerichtet und die Vorzugsrichtungen der Polarisatoren schließen 45° ein. Zwar streut das Licht durch die Krümmung der Küvette sehr stark, es ist aber immer noch sehr gut linear polarisiert. Es wird nur der transmittierte Lichtstrahl gemessen. Bei einer Spannung von $U = 10 \text{ kV}$, $L = 4 \text{ mm}$ und $d = 8 \text{ mm}$ erwarten wir eine Drehung von $\Phi = 5,5^\circ$. Aber es ist kein Effekt zu sehen.

4.3.3 Zur optischen Aktivität

Es wird eine Lösung aus 25 ml destilliertem Wasser, 7,9 g Saccharose und 37 ml Puffer mit Invertase hergestellt. Die Invertase spaltet die Saccharose in Fructose und Glucose auf. Da Saccharose und Glucose rechtsdrehend sind, Fructose aber einen stärkeren linksdrehenden Effekt als Glucose zeigt und beide zu gleichen Teilen vorliegen, ändert sich der gemessene Drehwinkel im Laufe der Zeit von positiv nach negativ.

Zum einen wird der *Saccharimetrie*-Aufbau mit einer 20 cm langen Küvette verwendet und dazu parallel der beschriebene Aufbau mit der kleinen, quaderförmigen Küvette. Auch bei dieser Messung haben wir erst einen Diodenaufbau, weshalb wir nur die absolute Spannung am Oszilloskop ablesen können. Ob mit gekreuzten oder um 45° verdrehten Polarisatoren gemessen wurde, wissen wir nicht mehr. Die gemessenen Werte sind in Tabelle 3 und Abbildung 11 und 12 dargestellt.

Die Messung beginnt erst nach sechs Minuten, nachdem die Invertase zugegeben wurde, und der anfangs durch die Sättigung der Invertasemoleküle lineare Verlauf kann nur noch erahnt werden. Deswegen legen wir mit dem Programm *QtiPlot* einen exponentiell abfallenden Fit erster Ordnung $\beta = \alpha_0 + A \cdot \exp(-t/\tau)$ durch die Messwerte hindurch. Die Konstanten sind zu $\alpha_0 = (-9,4 \pm 1,4)^\circ$, $A = (25,6 \pm 1,2)^\circ$ und $\tau = (37,5 \pm 3,8) \text{ min}$ bestimmt worden. Der Wert von $R^2 = 0,9977$ zeigt, dass der Fit sehr gut passt, die Messung wie erwartet abgelaufen ist und somit sich gut zum Kalibrieren von unserem Aufbau eignet.

Die gemessenen Werte von unserem Aufbau werden erstmal dadurch invertiert, dass

Tabelle 3: Dies sind die Messwerte zur Saccharosespaltung mit dem *Saccharametrie*-Aufbau und unserem Aufbau.

t in min, $\delta_t = 0,25$ min	α in $^\circ$, $\delta_\alpha = 0,4$ $^\circ$	U in mV, $\delta_U = 2$ mV
0	-	-
6	12,0	
8	11,3	
10	10,4	
12	9,2	18
14	8,6	
16	7,7	
18	6,4	
22	4,7	37
24	4,0	
26	3,1	
28	2,6	
30	1,9	
32	1,5	57
34	0,9	
36	0,4	
38	0,0	
40	-0,4	
42	-1,0	67

sie willkürlich von 70 mV subtrahiert werden. Dies ist zulässig, da die Spannung $U = 9\text{ V} - U_{\text{Diode}} - X$ gemessen wird, die gemessene Spannung durch Drehen am Potentiometer um die nicht gemessene Spannung X verschoben ist. Generell interessieren uns hier für die Spannungsänderungen und keine absoluten Werte. Trotz dessen kann man eine Kurve einzeichnen, die man theoretisch erwarten würde.

Da die Messwerte linear aussehen, gehen wir davon aus, dass bei 45° gemessen wurde. Die Drehung α der Schwingungsebene zwischen den Polarisatoren vermindert den Winkelversatz zwischen diesen auf $45^\circ - \alpha$. Die auf der Photodiode ankommende Intensität wird durch das Gesetz von Malus (Gleichung 4) beschrieben und diese ist proportional zur gemessenen Spannung. Mit der Freiheit einer Amplitude und einer Achsenverschiebung ist ein Fit der Form $U = A \cdot (\cos(\pi/4 - \alpha))^2 + B$ proportional zu den invertierten Messwerten. Allerdings gibt es nur vier Messwerte. Der Fit passt mit einem Wert von $R^2 = 0,9935$ sehr gut, es ist also mit an Sicherheit grenzender Wahrscheinlichkeit bei 45° gemessen worden.

Es ist zu sehen, dass sich die Spannung ändert, und zwar um (49 ± 4) mV, während sich der Drehwinkel im selben Zeitraum um $(10,2 \pm 0,8)^\circ$ ändert. Das ist eine Änderung von ungefähr $(4,8 \pm 0,4) \frac{^\circ}{\text{mV}}$, die Unsicherheit wurde mit Fehlerfortpflanzung berechnet.

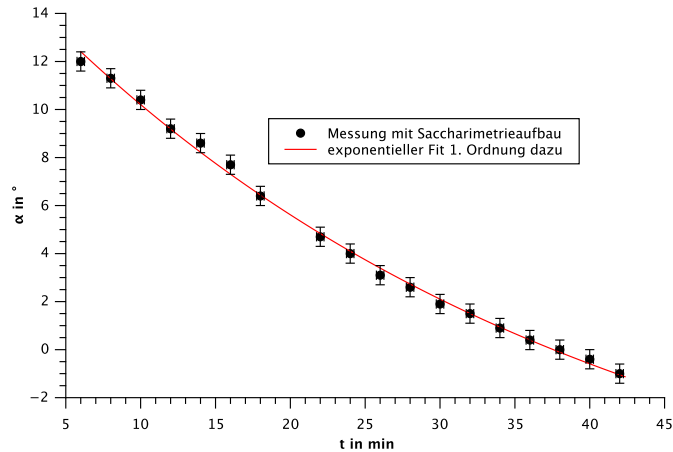


Abbildung 11: Für die Messreihe mit dem Saccharimetrieaufbau ist der Drehwinkel der optisch aktiven Zuckerlösung über die Zeit dargestellt.

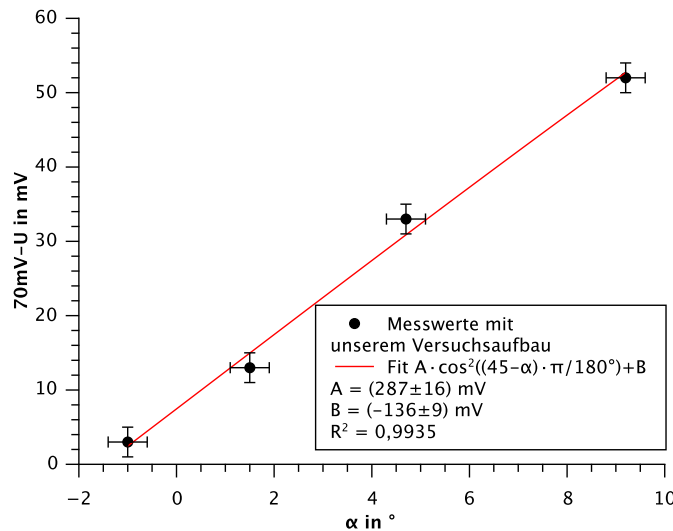


Abbildung 12: Für die Messwerte mit unserem Aufbau ist die invertierte Spannung über die Zeit aufgetragen.

4.3.4 Schlussfolgerungen aus den Kalibrierversuchen

Beiden Effekte sind mit unserem Versuchsaufbau eindeutig nachweisbar. Allerdings gibt es eine große Diskrepanz in der Genauigkeit des Nachweises. Mit dem FARADAY-Effekt kann selbst noch eine Drehung um $0,02^\circ$ eindeutig nachgewiesen werden, während mit der optischen Aktivität bei einem maximal auflösbaren Spannungsunterschied von $0,5 \text{ V}$ nur einen Drehwinkel von $2,4^\circ$ nachgewiesen werden kann. Dieser Unterschied von zwei Zehnerpotenzen deutet auf ein Problem bei der Messung mit der optischen Aktivität hin.

Wir haben zudem mit dem FARADAY-Effekt festgestellt, dass bei gleichem Drehwinkel der Spannungsunterschied durch die Drehung um so größer ist, je höher die Intensität ist. Möglicherweise haben wir bei der Messung mit dem *Saccharimetrie*-Aufbau die Intensität nicht hoch genug gewählt, ohne dass der Photodiodenaufbau in der Sättigung ist. Außerdem wird hier der Batterielaser mit wesentlich geringerer Leistung benutzt. Da der FARADAY-Effekt gleichzeitig einfacher einzustellen ist, benutzen wir nun diesen im folgenden zur Kalibrierung unseres Versuchsaufbaus.

Wir sehen nun also, dass unser Versuchsaufbau Winkeldrehungen um bis zu $0,02^\circ$ detektieren kann. Damit müsste sowohl der KERR-Effekt bei der NMR-Küvette mit Nitrobenzol als auch bei der Rohrküvette mit einfach destilliertem Wasser zu sehen sein, da bei $U = 10 \text{ kV}$ eine Drehung von $\Phi = 5,5^\circ$ beziehungsweise $\Phi = 0,8^\circ$ vorliegt. Aber wir haben keine Spannungsdifferenz gemessen, ja nicht einmal andeutungsweise gesehen. Eventuell liegt es daran, dass zwischen den Kondensatorplatten und dem Medium noch ein Dielektrikum, nämlich Glas ist. Deswegen probieren wir nun andere KERR-Zellen aus.

4.3.5 Messungen mit anderen Kerr-Zellen

In der Lehrsammlung Physik existiert eine KERR-Zelle der Firma *Leybold Didactic*, mit welchem laut Anleitung der Effekt unter Verwendung von Nitrobenzol mit bloßem Auge zu erkennen sei. Somit sollte der Effekt mit Wasser und unserem Versuchsaufbau messbar sein. Die Zelle ist in Abschnitt 3.3 beschrieben und dort in Abbildung 9 dargestellt. Nun wird der zweite Diodenaufbau fertig gestellt, mit dem der im zweiten GLAN-TAYLOR-Prisma reflektierte Strahl gemessen wird. Eine Messung mit einfach destilliertem Wasser und der Zelle ergibt, dass das Signal der Transmissionsdiode bei angelegter Spannung steigt, die Intensität also geringer wird, während das Signal der Reflexionsdiode konstant bleibt. Wird die Spannungsquelle dann ausgeschaltet, sinkt nur das Signal der Transmissionsdiode langsamer als es angestiegen ist. Eine Überprüfung mit dem Voltmeter im kV-Bereich zeigt, dass gar keine Spannung an den Platten anliegt. Das heißt, dass das Wasser leitet und das Steigen und Fallen des Signals wahrscheinlich auf eine Erwärmung des Wassers zurück zu führen ist, durch welche ein Brechungsindexunterschied entsteht, aufgrund dessen das Signal ansteigt und fällt.

Deswegen untersuchen wir jetzt die Leitfähigkeit von einfach destilliertem und gefiltertem Wasser der Marke *Millipor* und doppelt destilliertes Wasser. Eine Messung mit einem Multimeter bestimmt den Widerstand der trockenen Kondensatorplatten außerhalb des Wassers auf einen Widerstand, der größer ist als der größte messbare Widerstand von $999 \text{ M}\Omega$. Zwei kleine, erst mit Isopropanol, dann mit dem jeweiligen Wasser gespülten Küvetten werden mit jeweils einer Wasserart befüllt und der Deckel der mit Isopropanol gereinigten *Leybold*-Zelle mit den Kondensatorplatten vorsichtig auf eine Küvette gesetzt. Der Widerstand zwischen den 1 mm entfernten Elektroden wird mit dem *Millipor*-Wasser auf ungefähr $200 \text{ k}\Omega$, der des doppelt destillierten Wassers auf ungefähr $580 \text{ k}\Omega$ bestimmt. Beide leiten bei weniger als 1 kV. Zwar sollte der Widerstand des *Millipor*-Wassers laut Geräteanzeige $14 \text{ m}\Omega \cdot \text{cm}$ sein, aber bei dem Plattenabstand von 1 mm wäre der Widerstand auch nur noch $1400 \text{ k}\Omega$ groß. Die Diskrepanz wird durch

nicht ausgespülte Verunreinigungen und Staub aus der Luft hervorgerufen und wird trotz Wiederholung des Putzprozesses nicht kleiner.

Um die Ionen daran zu hindern, den Strom zu leiten, aber trotzdem kein dickes Dielektrikum zwischen den Kondensatorplatten zu haben, bauen wir folgenden Kondensator: Auf Plexiglasplättchen, die genau längs in die kleinen, quaderförmigen Küvetten passen, wird jeweils eine Elektrode aus Aluminiumfolie geklebt, welche eine lange Verbindung aus Alufolie hat. An diese kann die Spannung angelegt werden. Die Elektroden werden nun nach einander mit Frischhaltefolie, normalen Müllbeuteln und dickeren Gefrierplastiktüten isoliert, in der Küvette positioniert, mit Abstandshaltern versehen, das doppelt destillierte Wasser wird eingefüllt und die Spannung langsam hochgedreht. Bei der Frischhaltefolie springt die Spannung im Volt-Bereich über, bei der Mülltüte bei etwa 2 kV und bei den Gefrierbeuteln bei etwa 3 kV; danach sinkt jeweils die Spannung auf etwa 0 V, der Aufbau leitet also auch wieder durch das Plastik hindurch.

Nun versuchen wir es mit Nitrobenzol als Medium. Es hat eine gelbliche Farbe, in reinem Zustand sollte es transparent sein. Laut Aufschrift sind 0,03% der Flüssigkeit-Salpetersäure HNO_3 . Dazu werden Platten aus VA-Eisen mit einem mittigen Lötspunkt versehen und mit Sekundenkleber ans Glas geklebt. Die Zuleitungen bestehen aus Alufolie. Der Plattenabstand beträgt $d \approx 1,8$ cm. Nach der Befüllung mit Nitrobenzol wird die Küvette mit einem Glasdeckel und dem Kleber *GE Varnish* verschlossen. Dieser härtet 24 Stunden aus. Um zu prüfen, ob die Alufolie auch mit dem Kleber noch leitet, haben wir ein Stück Alufolie separat ringsum mit Kleber eingepinselt. Sie leitet noch. Der Widerstand der Nitrobenzolküvette liegt über $1\text{ M}\Omega$, ein anderes Multimeter zeigt einen linear mit der Zeit steigenden Widerstand an. Dieses Verhalten kann von einer großen Kapazität hervorgerufen werden. Das bedeutet, dass das Nitrobenzol bei niedrigen Spannungen als Isolator wirkt. Was aber wichtig ist, ist das Verhalten bei Anlegen einer großen Spannung an die Zuleitungen: Der Zeiger des Voltmeters mit der kV-Skala bewegt sich nicht. Also leitet auch das Nitrobenzol. Ob dies an der dissoziierten Salpetersäure oder mehrheitlich an anderen Verunreinigungen liegt, ist nicht klar.

4.3.6 Auswirkungen der Leitfähigkeit der verwendeten Medien

Um eine Spannung im kV-Bereich auf den Kondensatorplatten zu halten, ist es also nicht möglich, sie direkt in der Flüssigkeit zu platzieren. Es ist ebenfalls nicht möglich, sie mit einem dünnen Dielektrikum wie Plastikfolie zu isolieren. Hier beginnt der Strom wahrscheinlich so zu fließen, indem an einer dünnen Stellen eine Spannung durchschlägt und einen Kanal schafft, über den die Ladungsträger fließen können. Es wäre zwar möglich, die Kondensatorplatten mit einer Schicht eines hydrophoben Materials wie zum Beispiel Paraffin, sprich Kerzenwachs zu beschichten. Es ist allerdings nicht zielführend.

Denn wenn Ionen in der Flüssigkeit sind, dann kompensieren sie in einem Kondensator, der jeweils an einer Platte eine Dielektrikumsschicht wie zum Beispiel Paraffin oder Glas besitzt, ganz oder teilweise das elektrische Feld, welches durch die äußeren, frei beweglichen Elektronen erzeugt wird. Sind nicht genügend Ionen vorhanden um das Feld ganz zu kompensieren, bleibt ein Restfeld erhalten. Das leitende Medium kann als OHMScher

Widerstand angesehen werden.

Um zu klären, ob irgendwie Materialeigenschaften eine Rolle spielen, betrachten wir den Kondensator genauer: In dem Dielektrikum verschieben und orientieren sich die Ladungen durch das äußere, angelegte Feld. Im Dielektrikum hebt sich das Feld der positiven und negativen Ladungen auf, am Rand zur Kondensatorplatte hin und am gegenüberliegenden Rand jedoch bilden sich Stirnladungen. Diese sind nie so zahlreich wie die freien Ladungen auf den Kondensatorplatten. Es existiert immer noch ein elektrisches Feld im Dielektrikum ([Dem09], S. 25ff). Sind nun Ionen in der Flüssigkeit zwischen den beiden Dielektrikumsschichten vorhanden, so kompensieren diese die ihnen zugewandten Stirnladungen und die Differenz zwischen den äußeren Stirnladungen und den äußeren, freien Ladungen. Das Material des Dielektrikums spielt also keine Rolle für die Feldkompensation, auch nicht für die teilweise Kompensation.

Das heißt, dass in unseren Küvetten, bei denen wir die Kondensatorplatten von außen anlegen, das elektrische Feld im Medium nicht oder nur sehr schwach existiert. Wenn es überhaupt noch existiert, ist es höchstwahrscheinlich so schwach, dass der verursachte KERR-Effekt mit unserem Aufbau nicht detektierbar ist.

Es wäre gut, wenn wir das resultierende elektrische Feld in der Flüssigkeit messen könnten. Allerdings ist dies ziemlich schwierig, da bei einer Messung mit dem Multimeter aufgrund seines endlichen Innenwiderstands und der am Kondensator gebundenen Ionen, also des nicht vorhandenen Stroms keine Spannung abfällt. Mit einem Potentialmessgerät wäre es möglich, aber so etwas steht nicht zur Verfügung.

Zudem sind wir nicht sicher, ob das elektrische Feld in den runden Küvetten homogen ist, und als Folge der KERR-Effekt nicht oder nur teilweise auftritt.

4.3.7 Neue Kalibrierung des Aufbaus mit dem Faraday-Effekt

Um immerhin zu wissen, wie genau wir mit unserem Aufbau inklusive der beiden Photodiodenaufbauten Winkeländerungen messen können, nehmen wir eine neue Messreihe mit dem FARADAY-Effekt auf. Dabei ist das erste Prisma um 45° zu \vec{E}_k verdreht, das zweite ist parallel zu \vec{E}_k , sie sind also um $(45 \pm 2)^\circ$ zueinander verdreht; so ist die Änderung der Intensität maximal. Die Parameter für den FARADAY-Effekt sind ansonsten die gleichen. Die Spannungsdifferenz zwischen der durch den Laser bestrahlten und nicht bestrahlten Photodiode wurde bei ausgeschaltetem FARADAY-Effekt gemessen. Für die Transmissionsdiode ist $\Delta U = (2,7 \pm 0,1) \text{ V}$ und für die Reflexionsdiode $\Delta U = (1,7 \pm 0,1) \text{ V}$. Der Unterschied zwischen den Dioden kommt durch Streuung zustande.

Die gemessenen Werte sind in Tabelle 4 dargestellt.

Auch der mit Hilfe von Gleichung 7 berechnete Drehwinkel β und seine nach Gleichung 8 berechnete Unsicherheit ist in Tabelle 4 und in Abbildung 13 dargestellt. Den Fehler von der Spannungsdifferenz haben wir hier größer als bei der ersten Messung abgeschätzt, weil das Signal stärker rauscht. Durch die Messwerte ist eine Regressionsgerade gelegt, welche vom Programm *QtiPlot* mit Gewichtung der Messpunkte mit ihrem x-Fehler, da dieser variiert. Es ist zu sehen, dass die Regressionsgerade im Rahmen ihrer Unsicherheit durch der Koordinatenursprung geht, der systematische Fehler ist also klein. Der Wert von $R^2 = 0,9933$ bestätigt, dass die Messung in einem linearen Bereich gemacht

Tabelle 4: Dargestellt sind die mit dem FARADAY-Effekt aufgenommenen Messwerte und der daraus berechnete Drehwinkel β mit seiner Unsicherheit.

I in A, $\delta_A = 0,01$ A	ΔU in mV, $\delta_{\Delta U} = 2$ mV	β in $^\circ$	δ_β in $^\circ$
2,638	30	0,45	0,07
2,459	27,5	0,42	0,06
2,212	25	0,38	0,06
2,096	22,5	0,36	0,05
1,821	20	0,31	0,05
1,624	18	0,28	0,04
1,437	15	0,24	0,04
1,243	13	0,21	0,03
1,055	11	0,18	0,03
0,796	10	0,14	0,02
0,619	8	0,105	0,016
0,419	5	0,071	0,011
0,24	3	0,041	0,007

wurde. Im Vergleich mit der ersten Messung mit dem FARADAY-Effekt fällt auf, dass der kleinste jetzt gemessene Winkel mit $0,04^\circ$ größer ist als der der letzten Messung. Dies liegt aber nur am stärkeren Rauschen. Mit viel Geduld, einer besseren Erdung, eventuell

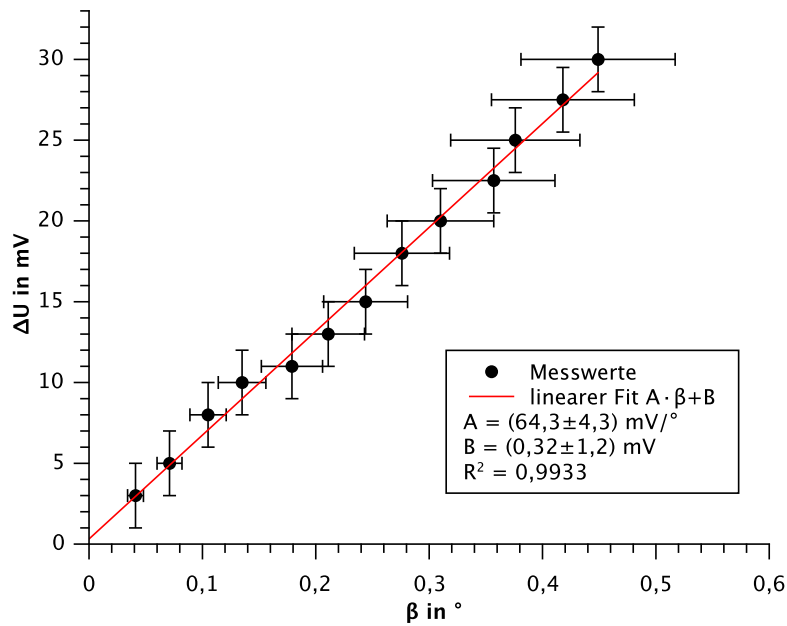


Abbildung 13: Dargestellt sind die mit dem FARADAY-Effekt gemessenen Werte mit einer Regressionsgerade.

einem anderen Laser ist es sicherlich möglich, das Rauschen zu vermindern. Allerdings würde der kleinste messbare Drehwinkel immer noch in der selben Größenordnung wie bei der Messung mit gekreuzten Polarisatoren liegen. Das liegt vermutlich daran, dass bei den gekreuzten Polarisatoren ein weitaus leistungsstärkerer Laser verwendet wurde als bei 45° . Es wurde ja erkannt, dass mit höherer Intensität die Signaländerung beim Aktivieren des FARADAY-Effekts größer ist.

Es fällt weiterhin auf, dass der Geradenanstieg der letzten Messung $A_1 = (88, 1 \pm 7, 5) \frac{\text{mV}}{\circ}$ im Rahmen der Unsicherheiten größer als der Geradenanstieg dieser Messung $A_2 = (64, 3 \pm 4, 3) \frac{\text{mV}}{\circ}$ ist. Dies kann daran liegen, dass in der letzten Messung nur fünf Werte aufgenommen wurden und jetzt 13 Werte.

Ausgehend von $\beta_{\min} = 0,04^\circ$ können wir den gemessenen Intensitätsunterschied berechnen. Die Polarisatoren sind um $\theta_p = (45 \pm 2)^\circ$ zueinander verdreht. Für die Intensität, die auf der Transmissionsdiode ankommt, gilt $I_t(\theta) = I_0 \cos^2(\theta)$ und für die Intensität auf der Reflexionsdiode $I_r(\theta) = I_0 \sin^2(\theta)$. Die Gesamtintensitätsdifferenz ΔI bei der Messung setzt sich aus den beiden Differenzen auf den Photodioden zusammen

$$\begin{aligned} \Delta I(\theta_p, \beta_{\min}) &= |\Delta I_t(\theta_p, \beta_{\min})| + |\Delta I_r(\theta_p, \beta_{\min})| & (9) \\ &= |I_t(\theta_p) - I_t(\theta_p + \beta_{\min})| - |I_r(\theta_p) + I_r(\theta_p + \beta_{\min})| \\ &= 2I_0 |(\cos^2(\theta_p) - \cos^2(\theta_p + \beta_{\min}))| \\ &= (0,0013963 \pm 0,000004) \cdot I_0 = (1,396 \pm 0,004)\% I_0. \end{aligned}$$

Die Unsicherheit berechnet sich aus der Differenz $\Delta I(45^\circ, \beta_{\min}) - \Delta I(47^\circ, \beta_{\min})$.

4.3.8 Ein Irrtum und seine Auswirkungen

Zunächst hatten wir irrtümlicherweise angenommen, dass der durch den KERR-Effekt verursachte Phasenunterschied zwischen ordentlichem und außerordentlichem Strahl zu einer Drehung der Schwingungsebene des Lichts um den selben Winkel führen würde. Dies ist aber nicht der Fall. Im Allgemeinen ist das Licht nach der KERR-Zelle elliptisch polarisiert.

Eine direkte, triviale Schlussfolgerung ist, dass die Polarisation des Lichts eine Komponente in Richtung \vec{E}_k haben muss, der erste Polarisator darf also nicht senkrecht zu \vec{E}_k ausgerichtet sein.

Weiterhin zeigt die nachfolgende Rechnung, dass der KERR-Effekt nicht gemessen werden kann, wenn der erste Polarisator 45° zu \vec{E}_k verdreht ist und der zweite Polarisator parallel oder senkrecht zu \vec{E}_k orientiert ist: Ein Koordinatensystem liege so, dass die z-Achse in Strahlrichtung, die x-Achse parallel und die y-Achse senkrecht zu \vec{E}_k zeige. Durch den ersten Polarisator ist das Licht linear polarisiert, beispielsweise so parametrisiert

$$\vec{E}_1 = E_1 \cos(\omega t)(\vec{e}_x + \vec{e}_y).$$

Im KERR-aktiven Medium erhält die x-Komponente eine Phasenverschiebung von φ . Nach dem zweiten Polarisationsfilter bleibt je nach Einstellung nur die x- oder y-Komponente

übrig

$$\vec{E}_2 = (\vec{E}_1 \cdot \vec{e}_x) \vec{e}_x = E_1 \cos(\omega t + \varphi) \vec{e}_x.$$

Um die zeitlich gemittelte Intensität zu bekommen, wird die elektrische Feldstärke quadriert und über eine Periode integriert. Das Ergebnis einer Mittelung vom Kosinus- oder Sinusquadrat ist -unabhängig vom Argument- ein halb. Die gemessene Intensität ist in diesem Aufbau also gar nicht vom KERR-Effekt abhängig.

Auf die selbe Art sieht man, dass die Intensität auch nicht vom KERR-Effekt abhängig ist, wenn der erste Polarisator parallel zu \vec{E}_k gedreht ist und der zweite Polarisator dazu gekreuzt eingestellt ist.

Nun wird auch klar, wieso beispielsweise im ZINTH ([Zi11]) auf Seite 244 darauf hingewiesen wird, dass die Polarisatoren 45° zum Feld ausgerichtet sein müssen.

Bei den Messungen mit dem Aufbau 2 und 3, insbesondere die Messung mit der NMR-Küvette, bei der wir eine Drehung von $\Phi = 5,5^\circ$ erwartet haben, konnten wir also gar nichts messen, weil die Polarisatoren jeweils falsch ausgerichtet waren.

Nun können wir ausrechnen, wie die Intensitätsänderung wirklich von der bewirkten Phasenverschiebung φ abhängt. Die beiden Polarisatoren sind dabei um 45° zum Feld \vec{E}_k verdreht und sind zueinander gekreuzt orientiert. Dann erhalten wir für die elektrische Feldstärke nach dem zweiten Polarisator

$$\begin{aligned} \vec{E}_2 &= (\vec{E}_1 \cdot \vec{e}_{-45^\circ}) \vec{e}_{-45^\circ} = E_1 \left(\begin{pmatrix} \cos(\omega t + \varphi) \\ \cos(\omega t) \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -1 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \right) \vec{e}_{-45^\circ} \\ &= \frac{E_1}{\sqrt{2}} \left(\cos(\omega t) - \cos(\omega t + \varphi) \right) \vec{e}_{-45^\circ}. \end{aligned}$$

Die Intensität beträgt dann

$$\begin{aligned} I_k(\varphi) &= \langle E_2(t)^2 \rangle_T = \frac{1}{T} \int_0^T E_2^2 dt = \frac{I_1}{2T} \int_0^T \left(\cos(\omega t) - \cos(\omega t + \varphi) \right)^2 dt \\ &= \frac{I_1}{2} (1 - \cos(\varphi)). \end{aligned}$$

Da die Intensität bei gekreuzten Polarisatoren und ohne KERR-Effekt Null ist, ist die Änderung der Intensität mit durch den KERR-Effekt und einem nicht leitenden Medium gleich der Intensität I_k . Für die große, quaderförmige Küvette beträgt die Phasenverschiebung bei einer Spannung von 10 kV $\varphi_* = 0,0142$ rad und die damit verbundene Intensitätsveränderung beträgt $I_k(\varphi_*) = 4,9 \cdot 10^{-5} I_1$. Laut dem Messergebnis bei gekreuzten Polarisatoren könnte es möglich sein, dies zu messen.

Dem entsprechend messen wir mit um 45° zum Feld \vec{E}_k verdrehten, in Durchlassrichtung orientierten Polarisatoren, der großen quaderförmigen Küvette, die zwei Mal mit Isopropanol und vier Mal mit doppelt destilliertem Wasser gespült worden und demselben gefüllt ist. Ob die Polarisatoren nun parallel oder senkrecht zueinander orientiert

sind, spielt keine Rolle, da beide Polarisierungen gemessen werden. Die Spannung kann bis 10 kV erhöht werden, dann schlägt die Spannung über, aber nur so gering, dass die Spannung auf den Platten bis 25 kV gehalten wird. Ein Effekt ist nicht sichtbar.

Um nun wenigstens die Auflösung des Aufbaus mit dieser Ausrichtung der Polarisatoren zu bestimmen, messen wir den FARADAY-Effekt mit dem "Quader 1". Mit in Durchlassrichtung orientierten Polarisatoren messen wir beim maximalen Strom von 2,5 A, den die Spule verträgt, keine Intensitätsänderung. Mit gekreuzten Polarisatoren ist eine Änderung des Signals der Transmissionsdiode von etwa (2 ± 1) mV sichtbar. Da es sich um den größten Drehwinkel handelt, macht es keinen Sinn, weitere Werte aufzunehmen.

Der Unterschied zwischen den Messergebnissen bei unterschiedlicher Orientierung können wir nicht erklären. Die geringe Intensitätsänderung bei gekreuzten Polarisatoren resultiert aus einer geringen Gesamtintensität. Vom Prinzip her haben wir eine Messreihe mit dem FARADAY-Effekt bei gekreuzten Polarisatoren schon gemacht. In Abschnitt 4.3.1 waren nur die Polarisatoren um 45° zum Feld \vec{E}_k verdreht und es wurde ein leistungsstärkerer Laser verwendet.

4.4 Ergebnisse und Perspektiven

Wir konnten den KERR-Effekt nicht gemessen. Dies liegt an folgenden Gründen:

- **Leitfähigkeit**
Das doppelt destillierte Wasser und das Nitrobenzol leitet, wenn die Kondensatorplatten im Medium sind und Spannungen im kV-Bereich angelegt werden.
- **Feldkompensation**
Die Ionen im Medium kompensieren das elektrische Feld des Kondensators ganz oder teilweise. Ob letzteres der Fall ist, konnten wir mangels Messgerät nicht messen.
- **elektrischer Überschlag**
Wird das elektrische Feld nur teilweise kompensiert, so sollte der Effekt noch auftreten. Um ihn nachzuweisen, sind aber kleine Abstände nötig, bei denen die Spannung über die Luft überspringt.
- **Irrtum**
Dadurch, dass wir lange Zeit dachten, dass durch den KERR-Effekt eine Drehung der Polarisations Ebene des Lichts erfolgt, haben wir während der Großteil der Zeit mit Parametern gemessen, bei denen kein Effekt sichtbar ist, und teilweise so Zeit verschwendet.
- **Feldinhomogenität**
Das elektrische Feld in der mit Nitrobenzol gefüllten NMR-Küvette und der Rohrküvette ist vermutlich inhomogen und der KERR-Effekt entsprechend geringer oder gar nicht ausgeprägt.

Der schwerwiegendste Grund ist die Leitfähigkeit der Medien und damit verbunden die Feldkompensation, was die anderen Gründe bei weitem übertrifft.

Um den Effekt mit diesen Erfahrungen nachzuweisen, scheint es am aussichtsreichsten, reineres Nitrobenzol und einen intensitätsstarken Laser zu verwenden.

Des Weiteren wird in einem erst am Ende gefundenen Artikel ([Knu75], S.889) beschrieben, dass mit dem SÉNARMONT-Prinzip tatsächlich eine Drehung der Polarisationssebene des Lichts um den Betrag der durch den Effekt erzeugten Phasenverschiebung φ hervorgerufen werden kann. Dazu wird nach der KERR-Zelle ein $\lambda/4$ -Plättchen so positioniert, dass seine optische Achse parallel zu der des ersten Polarisators ausgerichtet ist. Dadurch wird das nach der KERR-Zelle elliptisch polarisierte Licht linear polarisiert, und zwar ist die Schwingungsebene gerade um φ zur optischen Achse verdreht.

Eine weitere Verbesserungsmöglichkeit ist die Anwendung von Lock-In-Technik, bei der beobachtete Effekt schnell ein und ausgeschaltet wird, die beiden Zustände elektronisch mit einander verrechnet werden und so eine höhere Genauigkeit erreicht werden kann.

5 Persönliche Lehren aus dem Experiment

Wir haben bei diesem Experiment zum ersten Mal gesehen, dass es lange dauert, bis ein Experiment funktioniert, auch wenn es am Anfang einfach aussieht. Es ist sehr ratsam, eine gründliche Literaturrecherche vor dem Experimentbeginn zu machen. Den Aufbau zusammen zu stellen, dauerte länger als gedacht. Zudem kann es helfen, vor dem Experimentieren genau zu berechnen, wie groß der Effekt unter welchen Voraussetzungen sein sollte.

Wir danken besonders Thomas Lorenz und Bernd-Uwe Runge sehr für die gute, faszinierend ausdauernde und motivierende Betreuung, Herrn Kohllöffel für seine Hilfe beim Aufbau, Professor Boneberg für den Verleih der GLAN-TAYLOR-Strahlteiler und Herrn Röhl und Co aus der Chemie für die Betreuung rund ums Nitrobenzol.

6 Anhang

Literatur

[Dem09] DEMTRÖDER, W.: *Experimentalphysik 2, Elektrizität und Optik*, Springer-Verlag, Heidelberg, 2009

[Gerth] MESCHÉDE, D.: *Gerthsen Physik*, 24. überarbeitete Auflage, Springer-Lehrbuch, Bonn, 2010

[KEA] CHAMPION, J. V., MEETEN, G.H., WHITTLE, C. D.: *Electro-optic Kerr Effect in n-Alkane Liquids*, London, Sir John Cass College, 18.03.1970.

- [Knu75] KNUDSEN, A. W.: *The KERR effect in nitrobenzene - a student experiment*, American Journal of Physics, Vol. 43, No.10,1975
- [NOL] NOLTING, W.: *Grundkurs theoretische Physik 3*, beliebige Auflage bis 2012
- [OPT] BURR-BROWN: *Monolithic photodiode and single-supply transimpedance amplifier*, Burr-Brown-Corporation, 1998
- [Rpp] RÖMPP, H.: *Römpf Chemie Lexikon*, KERR-Effekt Band 3, 9. Auflage, Thiemen-Verlag, Stuttgart
- [Run12] RUNGE, BERND-UWE: *Physikalisches Anfängerpraktikum der Universität Konstanz*, Universität Konstanz, 2012
- [Tay88] TAYLOR, J. R.: *Fehleranalyse*, VCH-Verlag, Basel, 1988
- [Wiki] DE.WIKIPEDIA.ORG: *Nitrobenzol, Glan-Taylor-Prisma*, entn. am 23.07.2012
- [Zi11] ZINTH, W.: *Optik*, Oldenbourg-Verlag, München, 2011