

Inhaltsverzeichnis

1	Theoretische Grundlagen	3
1.1	Polarisationsarten	3
1.2	Doppelbrechung	3
1.3	Indexellipsoid	3
1.4	Pockels-Effekt	4
1.5	Faraday-Effekt	6
1.6	Berechnung des Magnetfeldes	6
2	Auswertung Faraday-Effekt	7
2.1	Auswertung Faraday	7
3	Auswertung Pockels-Effekt	11
3.1	Sägezahnmethode	11
3.2	Modulierte Gleichspannung	13
4	Fazit	14
4.1	Faraday-Effekt	14
4.2	Pockels-Effekt	14

1 Theoretische Grundlagen

1.1 Polarisationsarten

Lichtwellen, welche zu den Longitudinalwellen gehören, werden über einen Wellenvektor \vec{k} definiert, der in Ausbreitungsrichtung der Welle zeigt. Die Richtung der Polarisation \vec{D} steht senkrecht auf diesem. Man unterscheidet drei Arten von Polarisation:

Lineare Polarisation Der Amplitudenvektor \vec{D} zeigt immer mit einem festen Betrag in eine feste Richtung.

Zirkulare Polarisation Der Amplitudenvektor dreht sich mit konstanter Winkelgeschwindigkeit um den Wellenvektor, ohne dabei je seinen Betrag zu ändern.

Elliptische Polarisation Der Amplitudenvektor rotiert um \vec{k} und ändert periodisch seinen Betrag. Die Spitze dieses Feldvektors beschreibt dabei eine Ellipse.

Eine chaotische Zusammensetzung von Wellen ohne spezifische Polarisations-eigenschaften nennt man unpolarisiert. Unpolarisiertes Licht kann dank der Abhängigkeiten seiner Ausbreitungseigenschaften polarisiert werden.

1.2 Doppelbrechung

Die Lichtgeschwindigkeit ist abhängig von dem Medium, in welchem sich das Licht bewegt. Die Vakuumlichtgeschwindigkeit wird mit c bezeichnet, in den restlichen Medien wird die Geschwindigkeit reduziert auf einen spezifischen Wert c_m . Man unterscheidet zwei Arten von Medien, isotrope und anisotrope. Zu den Isotropen zählen amorphe Medien und kubische Kristalle, in diesen ist die Geschwindigkeitsänderung unabhängig von Richtung und Polarisation. Die restlichen Medien gehören zu den Anisotropen, im Allgemeinen ist in diesen die Geschwindigkeitsänderung richtungs- und polarisationsabhängig. In anisotropen Medien kann ein Lichtstrahl in zwei senkrecht zu einander polarisierte Strahlen gebrochen werden. Dies nennt man Doppelbrechung, welche auch in isotropen Medien vorkommen kann. Hierfür sind gewisse äußere Einflüsse wie mechanische Spannung, elektrische oder magnetische Felder notwendig.

1.3 Indexellipsoid

Ein anisotropisches Medium kann aus einem Kristall mit einer einzelnen optischen Achse oder einer doppelten Achse bestehen. Der Kristall mit einer Achse besitzt eine bevorzugte Richtung, mit gleicher Ausbreitungsgeschwindigkeit für alle Lichtstrahlen, gleich ihrer Polarisation. Bei einem Kristall mit zwei Achsen existieren zwei solcher Richtungen. Um die Abhängigkeit zwischen der Ausbreitungsgeschwindigkeit und der Ausbreitungs- und Polarisationsrichtung zu beschreiben, kann folgende Gleichung verwendet werden:

$$\frac{x_1^2}{n_1^2} + \frac{x_2^2}{n_2^2} + \frac{x_3^2}{n_3^2} = 1 \quad (1)$$

Dies beschreibt den sogenannten Indexellipsoiden, siehe Abb. 1, welcher von Frensel eingeführt wurde. x_i beschreibt ein rechtwinkliges Koordinatensystem, mit einer der gewählten Achsen parallel zur optischen Achse des Kristalls. Die n_i s stehen für den Brechungsindex der jeweiligen Richtung. Es gilt im Allgemeinen: $n = \frac{c}{c_m}$. Einen unpolarisierten Lichtstrahl in Richtung \vec{OP} , zeichnet man in das Zentrum des Indexellipsoiden. Die Fläche senkrecht zur Ausbreitungsrichtung schneidet den Ellipsoiden in einer Ellipse. Die senkrechte Ebene zum Lichtstrahl wird mit dem Ellipsoid geschnitten und man berechnet die Halbachsen \vec{OA} und \vec{OB} . Welche der Richtungen der beiden linear polarisierten Anteile entspricht. Die Längen der Halbachsen geben den jeweiligen Brechungsindex an. So ist es schließlich möglich die Ausbreitungsgeschwindigkeit c_m zu bestimmen.

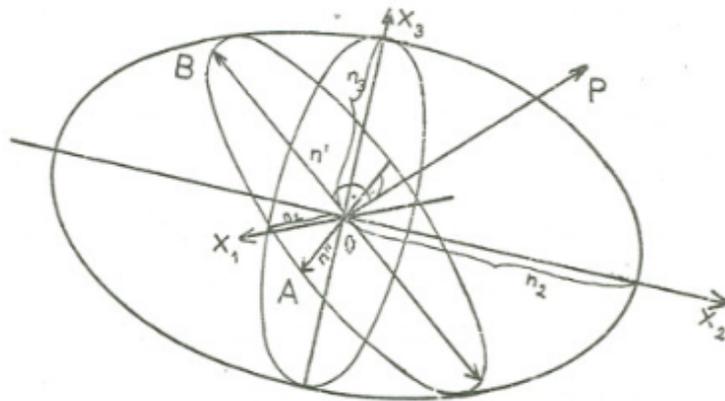


Abbildung 1: Indexellipsoid
[1]

1.4 Pockels-Effekt

Der Pockels-Effekt, auch elektrooptische Effekt genannt, basiert auf der Tatsache, dass die dielektrische Konstante $\epsilon = \frac{\partial D}{\partial E}$, mit D als elektrische Flussdichte, eigentlich keine Konstante beschreibt. Stattdessen ist ϵ abhängig von der Stärke des elektrischen Feldes E . Die Flussdichte kann beschrieben werden mit:

$$D = aE + bE^2 + cE^3 + \dots \quad (2)$$

Mit a , b und c als Konstanten, beschreibt a die Steigung einer Kurve vom Nullpunkt aus, b und c bilden ein Maß für die Abweichung zwischen Geraden und Gradient a . Es ergibt sich für ϵ :

$$\epsilon(E) = \frac{dD}{dE} = a + 2bE + 3cE^2 + \dots \quad (3)$$

Ändert sich nun mit dem angelegten Feld ϵ , so ändert sich auch der Brechungsindex n . Der lineare Term der Gleichung, $2bE$ ist jener welcher für den Pockels-Effekt verantwortlich ist.

Dieser Effekt kann man bei Kristallen ohne symmetrie Zentrum immer beobachten, da ein linearer Zusammenhang besteht.

1.4.1 Linearer elektrooptischer Koeffizient einer ADP-Pockelszelle

Die Herleitung des elektrooptischen Koeffizienten r_{41} erfolgt nach der Versuchsanleitung [2]. Wenn man den Indexellipsoiden für den, bei diesem Versuch verwendeten, ADP-Kristall betrachtet, ergibt sich bei einem angelegten elektrischen Feld bis zur ersten Ordnung:

$$\frac{x_1^2}{n_1^2} + 2r_{41}x_2E_1x_3 + \frac{x_2^2}{n_1^2} + 2r_{41}x_1E_2x_3 + \frac{x_3^2}{n_3^2} + 2r_{63}x_1E_3x_2 = 1 \quad (4)$$

Wird nun ein elektrisches Felde in x_1 Richtung angelegt wird aus (4):

$$\frac{x_1^2}{n_1^2} + 2r_{41}x_2E_1x_3 + \frac{x_2^2}{n_1^2} + \frac{x_3^2}{n_3^2} = 1 \quad (5)$$

Schließlich wird das Koordinatensystem um 45° um die x_1 -Achse gedreht:

$$\frac{x_1^2}{n_1^2} + \frac{x_2^2}{n_x^2}(1 + r_{41}E_1n_x^2) + \frac{x_3^2}{n_x^2}(1 - r_{41}E_1n_x^2) + x_2'x_3' \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_3^2} \right) = 1 \quad (6)$$

Fällt nun Licht in Richtung der x_2' -Richtung ein, es polarisiert entlang der Winkelhalbierenden zu x_1, x_3' , so ergibt sich für den Brechungsindex:

$$n_{x_2'} = \frac{n_x}{\sqrt{1 + r_{41}E_1n_x^2}} \approx n_x + \frac{1}{2}r_{41}E_1n_x^3 \quad (7)$$

Nachdem das Licht einen Kristall der Länge l durchlaufen hat, ergibt sich eine Phasenverschiebung von zwei, um 180° um die Ausbreitungsrichtung gedrehter, Strahlen von:

$$\omega t = \frac{2\pi}{\lambda} 2(n_2 - n_{x_2'})l \quad (8)$$

Da man nur an der Messung des elektrooptischen Effekt interessiert ist, wird die natürliche Doppelbrechung durch ein weiteres Kristallpaar ausgeglichen, siehe Abb. 2. Diese besitzen ein invertiertes E-Feld, damit sich die Pockels-Effekte nicht gegenseitig wegheben. Damit folgt für den elektrooptischen Koeffizienten

$$r_{41} = \frac{\lambda \cdot d}{4 \cdot l \cdot U_{\frac{\lambda}{2}}} \left(\frac{1}{2} \left(\frac{1}{n_1^2} + \frac{1}{n_3^2} \right) \right)^{\frac{3}{2}} \quad (9)$$

mit der Halbwellenspannung $U_{\frac{\lambda}{2}}$, welche einen Phasenunterschied von π verursacht.

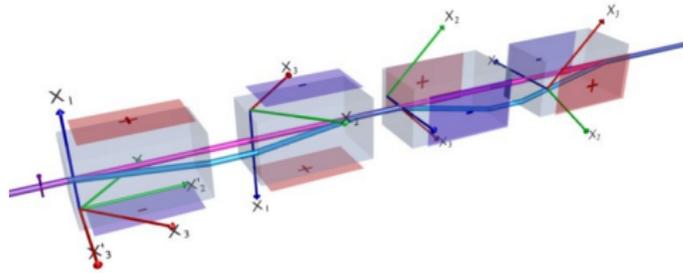


Abbildung 2: Pockelszelle
[2]

1.5 Faraday-Effekt

Wie bereits erwähnt, kann auch in isotropen Medien eine künstliche Doppelbrechung erzeugt werden. Beim Faraday-Effekt wird die Polarisations Ebene des eingehenden polarisierten Lichts durch anlegen eines magnetischen Feldes parallel zur Ausbreitungsrichtung um einen Winkel α gedreht. Dieser Winkel ist proportional zum angelegten Magnetfeld H und zur Länge des Mediums l , so dass gilt:

$$\alpha = VHl \quad (10)$$

Wobei V die Verdet Konstante bezeichnet, welche lediglich von der Wellenlänge des Lichts, nicht aber von H oder l abhängig ist. Man erkennt unschwer, bei einer Verdopplung des durchlaufenen Mediums l (z.B. durch zweimaliges Durchlaufen) wird auch die Drehung der Polarisations Ebene verdoppelt.

Man kann den Faraday-Effekt ebenso wie den Pockels-Effekt durch Doppelbrechung erklären. Durch das angelegte Magnetfeld führen die einzelnen Elektronen eine Rotationsbewegung aus. Die einfallende linear polarisierte Lichtwelle lässt sich zunächst in zwei entgegengesetzt rotierende zirkular polarisierte Wellen zerlegen. Der eine Anteil des Lichts, relativ zur Präzession des Elektrons gesehen, besitzt nun eine um die Präzessionsfrequenz des Elektrons erhöhte Frequenz. Beim anderen Anteil verhält es sich ähnlich, nur mit einer Verminderung um genau die Präzessionsfrequenz. Somit besitzen die Strahlen unterschiedliche Frequenzen und aufgrund von Dispersion auch unterschiedliche Brechungsindizes, bzw. Ausbreitungsgeschwindigkeiten. Fallen nach dem Durchqueren des Kristalls beide Lichtanteile wieder zusammen, erhält man einen linear polarisierten Strahl, dessen Polarisations Ebene sich jedoch um den Winkel α gedreht hat.

1.6 Berechnung des Magnetfeldes

Um die Verdetkonstante bestimmen zu können, muss das Magnetfeld der Spule bekannt sein. In unserem Experiment ist allerdings zu nächst nur die Stromstärke in der Spule bekannt. Daher möchten wir nun kurz auf die Berechnung des Magnetfeldes aus der Stromstärke eingehen, ohne

eine Näherung einer unendlich langen Spule machen zu müssen.

Das Magnetfeld einer Leiterschleife in der xy-Ebene ist an einem Punkt auf der z-Achse gegeben durch:

$$dH(z) = \frac{I}{2} \frac{r^2}{(r^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (11)$$

Nun berechnet man hier nach das Magnetfeld einer entsprechend orientierten Spule ($z=0$ bis $z=L$) an einem Punkt auf der z-Achse über:

$$H(z) = \frac{N}{L} \int_0^L \frac{1}{r_2 - r_1} \int_{r_1}^{r_2} dH(z - z') dr dz' \quad (12)$$

Um nun den Drehwinkel α zu erhalten, muss über z integriert werden:

$$\alpha = V \int_{\frac{L-d}{2}}^{\frac{L+d}{2}} \mu \mu_0 H(z') dz' \quad (13)$$

Nach Ausführen der Integration und Einsetzen der in Tabelle 1 aufgeführten Werte kommt man auf:

$$\alpha = 2556VI \quad (14)$$

Größe	Symbol	Wert
Länge des Modulationsstabs	d	150 mm
Länge der Spule	L	175 mm
Innendurchmesser der Spule	$2r_1$	20 mm
Außendurchmesser der Spule	$2r_2$	150 mm
Gesamtzahl der Windungen	N	3600

Tabelle 1: Angegebene Werte zu Berechnung des Magnetfeldes [2]

2 Auswertung Faraday-Effekt

2.1 Auswertung Faraday

Zunächst führten wir zwei Messreihen durch, um einen realistischen Fehler dafür zu erhalten wie gut wir mit unserem Auge die richtige Einstellung erkennen können. Hierzu bildeten wir für die Messung den Standardfehler über die Varianz. Hier erhielten wir einen Fehler von $0,2^\circ$. Diesen Fehler nahmen wir als Grundlage für unsere weitere Fehlerrechnung an.

Betrachtung des Magnetfeldes

Wir wollten zu erst eine Abschätzung wie ungenau die Annahme einer unendlich langen Spule bei der Berechnung des Magnetfeldes wäre. Hierzu führten wir exemplarisch eine Berechnung für 5 Amperé durch:

Für die unendliche Spule gilt:

$$H = \frac{NI}{L} = 102857 \frac{A}{m} \quad (15)$$

Während wir durch Biot-Savart folgendes erhielten:

$$H = \frac{NI}{2(r_2 - r_1)} \ln\left(\frac{r_2 + \sqrt{\frac{L^2}{4} + r_2^2}}{r_1 + \sqrt{\frac{L^2}{4} + r_1^2}}\right) = 91385 \frac{A}{m} \quad (16)$$

Das durch das Biot-Savart berechnete Magnetfeld ist in diesem Fall ungefähr 10% kleiner. Im folgenden berücksichtigten wir auf Grund dieser Abweichung nur noch das Biot-Savart-Gesetz.

2.1.1 Verdet-Konstante

Für die folgenden 4 Messreihen tragen wir den gemessenen Drehwinkel α gegen die Stromstärke I der Spule auf. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen zu sehen.

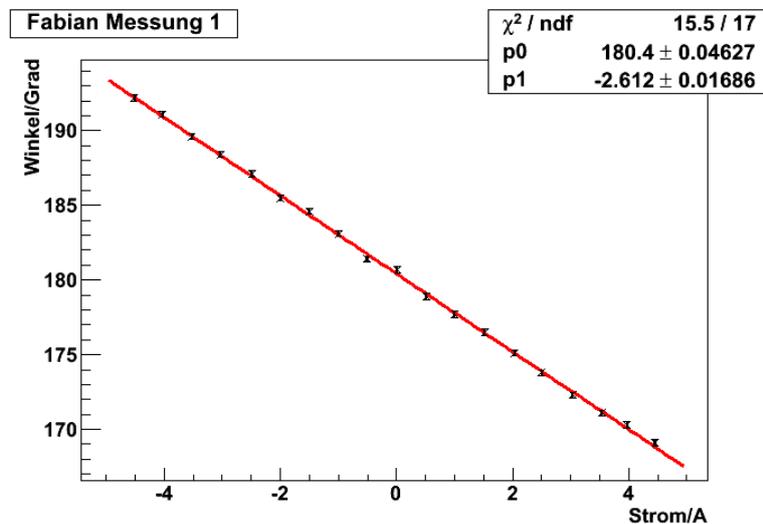


Abbildung 3: Messung 1

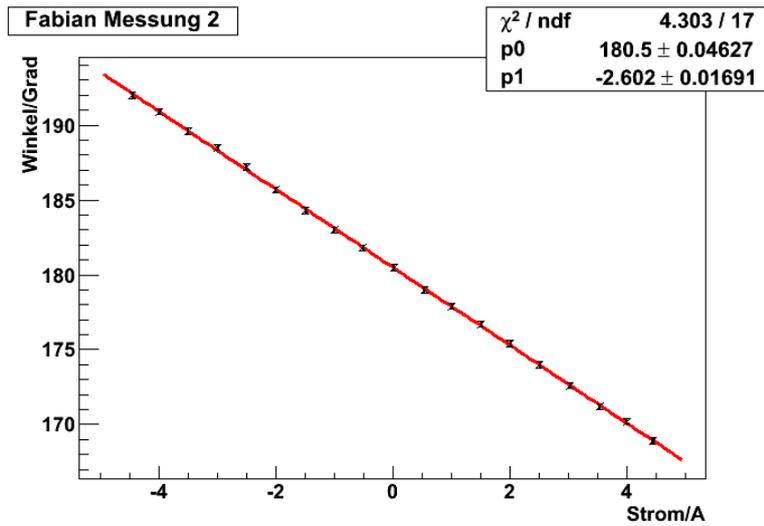


Abbildung 4: Messung 2

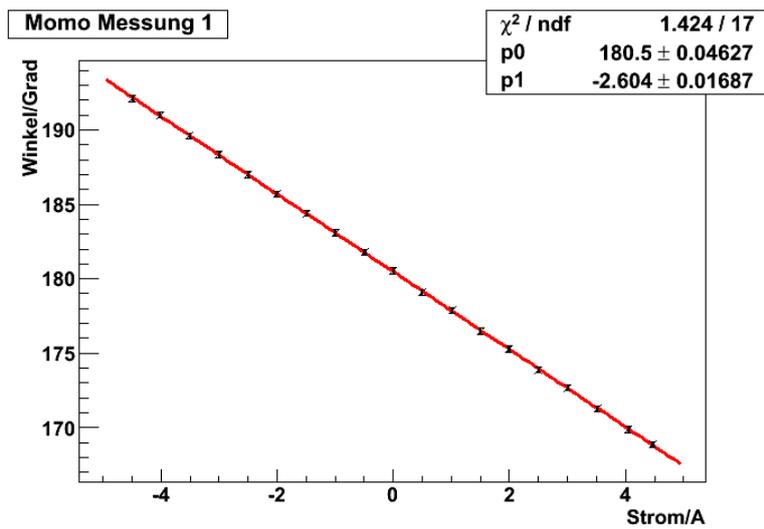


Abbildung 5: Messung 3

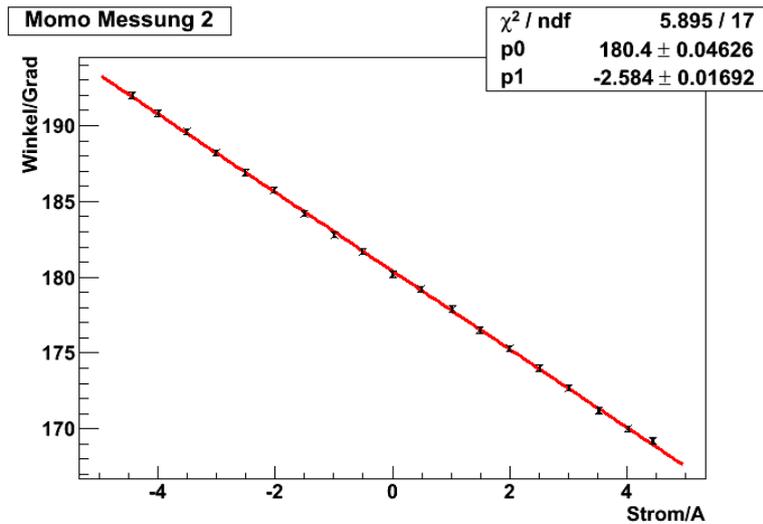


Abbildung 6: Messung 4

Aus der Steigung m bestimmten wir als nächstes unsere Verdet-Konstante. Hierzu bildeten wir zunächst das Gewichtete Mittel

$$m = \frac{\sum m_i \frac{1}{\sigma_{m_i}^2}}{\sum \frac{1}{\sigma_{m_i}^2}}, \quad (17)$$

mit dem zugehörigen Fehler

$$\sigma = \frac{1}{\sum \frac{1}{\sigma_{m_i}^2}}. \quad (18)$$

Für unsere Messungen ergab sich:

$$m = (-2,601 \pm 0,004) \frac{\circ}{A}.$$

Mit der Gleichung (14) ergibt sich dann für Verdet-Konstante:

$$V = (0,06105 \pm 0,00010) \frac{\text{Min}}{\text{Oe cm}}$$

2.1.2 2ε -Messung

Für die Bestimmung des 2ε -Winkels führten wir eine Messreihe durch, in der wir die Auslenkungswinkel für die jeweils dunkelste Einstellung der beiden Polarimeter bestimmten. Bei der

Berechnung ist noch zu beachten, dass wir nur ein Mal den tatsächlichen Winkel und einmal den Winkel plus 180° gemessen haben.

Wir erhielten durch Mittelung unsere Werte für beiden Winkel:

$$\begin{aligned}\varepsilon_1 &= (5,5 \pm 0,2)^\circ \\ \varepsilon_2 &= (-4,8 \pm 0,3)^\circ\end{aligned}$$

Den Wert für den 2ε -Winkel ist nun die Differenz beider Winkel und der Fehler bestimmt sich durch Fehlerfortpflanzung:

$$2\varepsilon = (10,2 \pm 0,3)^\circ$$

3 Auswertung Pockels-Effekt

3.1 Sägezahnmethode

Beim Versuchsteil des Pockels-Effektes betrachteten wir zunächst die Sägezahneinstellung am Oszilloskop und am Computerbildschirm.

Um den Wert von r_{41} zu bestimmen, wird als erstes die Spannung $U_{\lambda/2}$ mit der Sägezahnmethode bestimmt. Auf dem Schaubild 7 kann man die angelegte Sägezahnspannung in Schwarz erkennen, und dazu die Spannung der Photodiode in Rot. Nun wollen wir die Werte der Sägezahnspannung am Maximum, sowie am Minimum der Diodenspannung bestimmen. Mit zwei gefittete Gaus-Kurven erhielten wir für die x-Werte und ihre Fehler, $x_{min} = 0,0175 \pm 0,0004$ und $x_{max} = 0,0239 \pm 0,0005$. Durch eine geringe Verschiebung der Sinusamplitude, siehe Abb. 8, welche durch die Dämpfung der Spannung entsteht, war mit $0,02\%$ ein zusätzlicher Fehler für die x-Werten zu berücksichtigen. Mit den Werten für x_{min} und x_{max} wurden schließlich folgende Spannungswerte für die Sägezahnspannung ermittelt:

$$U_{min} = 1,6 \pm 0,2V \quad (19)$$

$$U_{max} = 3,9 \pm 0,2V \quad (20)$$

Aus der Differenz der beiden Spannungen ergibt sich nun direkt die gesuchte Spannung:

$$U_{\lambda/2} = U_{max} - U_{min} = ((2,3 \pm 0,2) * (99,07 \pm 0,13))V \quad (21)$$

$$U_{\lambda/2} = (228 \pm 23)V \quad (22)$$

Mit einem ermittelten Dämpfungsfaktor von $(99,07 \pm 0,13)V$, durch Vergleich der Sinusamplituden. Die Fehler von $U_{\lambda/2}$ ergaben sich durch Fehlerfortpflanzung.

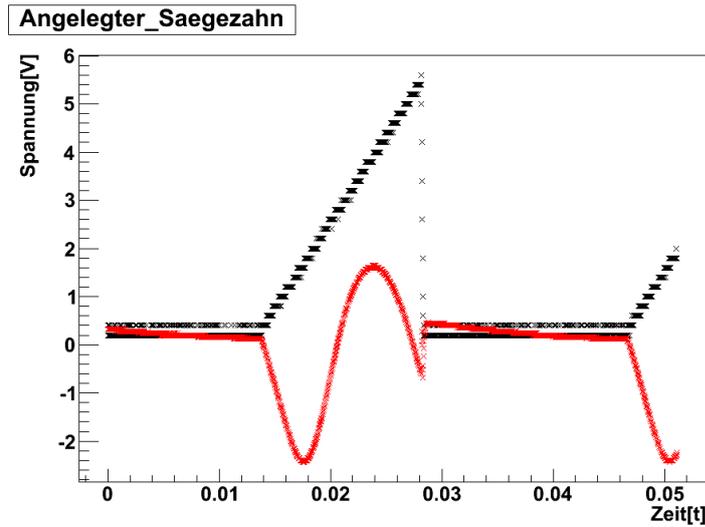


Abbildung 7: Sägezahn

Mit Formel (9) kann nun r_{41} berechnet werden. Dazu waren zusätzlich noch folgende Werte in der Versuchsanleitung gegeben:

$$d = 2,4mm$$

$$l = 20mm$$

$$n_1 = 1,522$$

$$n_3 = 1,477$$

$$\lambda = 632,8nm$$

Mit dem errechneten Wert für $U_{\lambda/2}$ erhalten wir nun:

$$r_{41} = (25 \pm 2) \frac{pm}{V} \quad (23)$$

Der so berechnete Wert von r_{41} entspricht somit dem Literaturwert von $r_{41} = 23,4 \frac{pm}{V}$ innerhalb von einer Standardabweichungen.

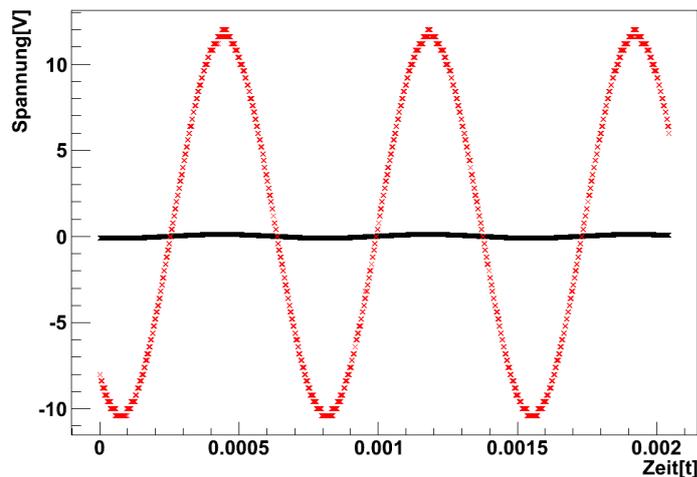


Abbildung 8: Rot - Eingehende Sinusspannung; Schwarz = gedämpfte Sinusspannung

3.2 Modulierte Gleichspannung

Bei 500V wurde nun eine Sinusspannung an die Pockelszelle angelegt, welche mit einer Gleichspannung von 0V - 300V überlagert werden kann. Mit dem Oszilloskop wurde nun ermittelt, bei welchen Spannungen (Lage bei den Maxima und Minima) sich die Frequenzen verdoppeln. Als Mittelwert erhielten wir nun:

$$U_{max} = (153,3 \pm 0,7)V \quad (24)$$

$$U_{min} = (-88,0 \pm 1,4)V \quad (25)$$

Mit einem Fehler von

$$s_U = \sqrt{\frac{\sum_{i=0}^n (U_i - \bar{U})^2}{n-1}} \quad (26)$$

Aus diesen Gleichspannungen kann nun die Halbwellenspannung $U_{\lambda/2}$ berechnet werden.

$$U_{\lambda/2} = U_{max} - U_{min} = (241,4 \pm 1,6)V \quad (27)$$

Wobei sich der Fehler von $U_{\lambda/2}$ aus

$$s_{U_{\lambda/2}} = \sqrt{s_{U_{max}}^2 + s_{U_{min}}^2} \quad (28)$$

ergibt, mit $s_{U_{max}}$ und $s_{U_{min}}$ als Standardabweichungen der Werte U_{max} bzw. U_{min} . Mit diesem Wert für $U_{\lambda/2}$ wird nun der elektrooptische Koeffizient r_{41} , wie bereits bei der Sägezahnmethode, mit Hilfe von Gleichung (9) bestimmt.

$$r_{41} = (23,35 \pm 0,15) \frac{pm}{V} \quad (29)$$

Auch bei dieser Methode stimmt unser errechneter Wert für den elektrooptischen Koeffizienten sehr gut mit dem angegebenen Literaturwert von $r_{41} = 23,4 \frac{pm}{V}$ überein.

4 Fazit

4.1 Faraday-Effekt

Wir konnten im ersten Versuchsteil eine Verdet-Konstante $V = (0,06105 \pm 0,00010) \frac{Min}{Oe\ cm}$ bestimmen, die in der gleichen Größenordnung liegt wie die Angabe des Hersteller. Allerdings stimmt unser Wert auch bei Berücksichtigung von vielen σ nicht mit diesem Wert überein. Hier ist jedoch zu erwähnen, dass der angegebene Wert weder ein Literaturwert darstellt noch eine Fehlerangabe besitzt. Hinzu kommt auch das die Verdet-Konstante im Allgemeinen Temperatur abhängig ist, was ebenfalls diese Abweichung erklären kann. Unter Berücksichtigung dieser Tatsachen ist unser Ergebnis zu Frieden stellend, da wir keine gravierende Abweichung von mehreren Größenordnungen feststellen konnten.

Im zweiten Abschnitt konnten wir einen 2ε -Winkel von $(10,2 \pm 0,3)^\circ$ bestimmen. Hier fehlt uns leider ein Vergleichswert, jedoch ist uns auch keine Unstimmigkeit aufgefallen, durch welche dieser Wert als widerlegt werden könnte.

4.2 Pockels-Effekt

Beim Pockels-Effekt konnten wir mithilfe der Sägezahnmethode den elektrooptischen Koeffizienten $r_{41} = (25 \pm 2) \frac{pm}{V}$ bestimmen. Mit nur einer Standardabweichung vom Literaturwert haben wir somit eine gute Übereinstimmung. Bei der Fehlerrechnung zur Sägezahnmethode berücksichtigten wir zusätzlich einen Fehler von 0,02%, der sich aus einer leichten Verschiebung des Maximas durch die Abdämpfung ergab.

Mithilfe der modulierten Gleichspannung berechneten wir den elektrooptischen Koeffizienten erneut. Hierbei erhielten wir einen Wert von $r_{41} = (23,35 \pm 0,15) \frac{pm}{V}$ welcher ebenfalls innerhalb einer Standardabweichung mit dem Literaturwert von $r_{41} = 23,4 \frac{pm}{V}$ übereinstimmt.

5 Messdaten

Momo		Fabian	
dunkel innen	dunkel außen	dunkel innen	dunkel außen
175	4,8	175,6	5
173,4	5,7	175,2	4,9
175,1	5,8	176,3	6
176	4,6	175,8	6,2
174,6	5,75	175,4	5,8

Frequenz: 1358 Hz	Pochels	
	Momo	Fabian
	-86,0	-86,4
	-89,0	-87,4
	-87,9	-89,2
	-88,5	-90
	-86,4	-89,4
	154,1	151,8
	153,5	153
	153,4	153,6
	153	153,2
	154,5	153,3

Oszilloskop: Hameg Instruments

Stützmaß

1. Messung	Fabian	Momo
1	0,3	0,5
2	0,5	0,5
3	0,8	0,55
4	0,4	0,4
5	0,8	0,6
6	0,7	0,7
7	0,5	0,3
8	0,9	0,4

2. Messung Fabian

I	α	I	α
4,45	169,1	-3,53	9,6
3,97	170,3	-4,03	11,1
3,53	171,1	-4,52	12,2
3,03	172,3		
2,50	173,8		
2,03	175,1		
1,52	176,5		
1,00	177,7		
0,51	178,9		
0,01	0,7		
-0,51	1,4		
-1,00	3,1		
-1,50	4,6		
-2,00	5,5		
-2,49	7,1		
-3,03	8,4		

3. Messung

Messung Elektra

1. Messung Momo		2. Messung Fabian		3. Messung Momo	
I	α	I	α	I	α
-4,50	12,1	4,44	168,9	-4,44	12
-4,02	11,0	3,99	170,2	-3,99	10,8
-3,51	9,6	3,53	171,2	-3,51	9,6
-3,00	8,35	3,02	172,6	-3,01	8,2
-2,50	7,0	2,50	174	-2,51	6,9
-2,01	5,7	2,00	175,4	-2,02	5,75
-1,49	4,4	1,50	176,7	-1,50	4,2
-1,00	3,1	1,00	177,9	-0,99	2,8
-0,49	1,8	0,53	179	-0,51	1,7
0	0,55	0,01	0,5	0	0,2
0,43	179,1	-0,52	1,8	0,43	179,2
1,02	177,9	-1,01	3	1,02	177,9
1,50	176,6	-1,50	4,3	1,49	176,5
1,99	175,3	-2,01	5,7	2,00	175,3
2,50	173,9	-2,51	7,2	2,51	174
3,00	172,7	-3,00	8,5	3,01	172,7
3,52	171,3	-3,51	9,6	3,52	171,2
4,05	169,9	-4,00	10,9	4,02	170
4,47	168,9	-4,49	12	4,49	169,2

S. Tsiskaridze

vakhtang.tsiskaridze@cern.ch

Literatur

- [1] Bernd Hermann. Elektrooptischer Effekt und Faraday-Effekt. Master's thesis, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 1977.
- [2] M.Kohli. Versuchsanleitung. <http://wwwhep.physik.uni-freiburg.de>, 20011.