

Praktikum Klassische Physik II

Versuchsauswertung:

Laser-Optik Teil B

(P2-23,24,25)

Christian Buntin, Jingfan Ye

Gruppe Mo-11

Karlsruhe, 10. Mai 2010

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|--|----------|
| 1 | Fouriertransformation zur Messung einer Einzelspalt-Beugungsfigur | 2 |
| 2 | Anwendungen des Michelson-Interferometers | 2 |
| 2.1 | Magnetostriktion bei Nickel | 2 |
| 2.2 | Bestimmung der Wellenlänge | 3 |
| 2.3 | Dopplereffekt | 4 |
| 2.4 | Akustischer Dopplereffekt | 5 |
| 3 | Faraday- und Pockels-Effekt | 5 |
| 3.1 | Modulierung durch Faraday-Effekt | 5 |
| 3.2 | Bestimmung der Verdetschen Konstanten | 5 |
| 3.3 | Modulierung durch Pockels-Effekt | 6 |
| 3.4 | Bestimmung der Konstanten für den Pockels-Effekt | 6 |
| 4 | Optische Aktivität | 7 |
| 4.1 | Bestimmung des Drehvermögens einer Saccharoselösung | 7 |
| 4.2 | Bestimmung des Drehvermögens einer Sorboselösung | 8 |

1 Fouriertransformation zur Messung einer Einzelspalt-Beugungsfigur

Wir haben mit dem Computer ein Einzelspalt-Beugungsmuster aufgenommen und eine Fast-Fourier-Transformation durchführen lassen. Damit erhielten wir die rücktransformierte Transmissionsfunktion (Ein Ausdruck befindet sich im Messprotokoll) und die Spaltbreite b mit

$$b = 0,393 \text{ mm.}$$

Dieser Wert liegt etwas unterhalb der angegebenen Spaltbreite von $b = 0,4 \text{ mm}$. Diese wirklich kleine Abweichung könnte daher rühren, dass die Fouriertransformation nur eine Näherung des Spaltbildes ist, bei der doppelten Transformationen (Hin- und Rücktransformation) verdoppelt sich damit auch der Fehler.

2 Anwendungen des Michelson-Interferometers

2.1 Magnetostriktion bei Nickel

Wir haben mit verschiedenen Spulenströmen I ein Magnetfeld um einen Nickelstab angelegt. Da dieser an einem Spiegel des Michelson-Interferometer befestigt war, entsprach ein Hell-Dunkel-Durchgang des Interferometers einer Längenänderung des Stabes um $\frac{1}{2}\lambda$. Daher haben wir den Wert des Stromes I nach jeweils N Hell-Dunkel-Durchgängen notiert (Tabelle 1).

Da für den Magnetostruktionskoeffizienten k gilt:

$$k = \frac{N\lambda}{2In'}$$

haben wir $N\lambda$ über $2In$ aufgetragen und die Steigung der Ausgleichsgeraden bestimmt, welche k entspricht (Abbildung 1 auf der nächsten Seite).

Dabei waren die uns bekannten Werte $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ (Wellenlänge des Lasers) und $n = 2000$ (Windungszahl der Spule), die wir dem Aufgabenblatt entnahmen.

| | | | | | |
|-----------|---|-----|-----|-----|-----|
| N : | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 |
| I [mA]: | 0 | 120 | 210 | 300 | 385 |

Tabelle 1: N Hell-Dunkel-Durchgänge bei verschiedenen Spulenströmen I

Damit erhalten wir für den Magnetostruktionskoeffizienten von Nickel:

$$k = 1,66 \cdot 10^{-9} \frac{\text{m}}{\text{A}}$$

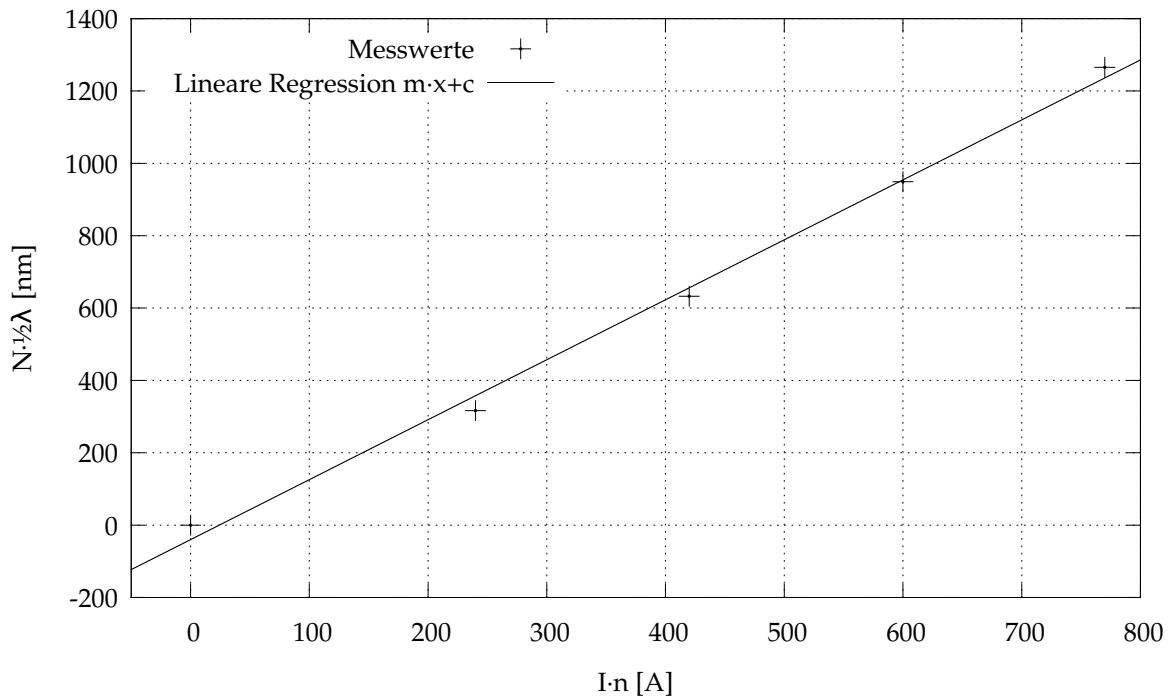


Abbildung 1: Bestimmung des Magnetostruktionskoeffizienten
 Werte der Regression: $m = (1,66 \pm 0,07) \frac{\text{nm}}{\text{A}}$, $c = (-40 \pm 32) \text{ nm}$

2.2 Bestimmung der Wellenlänge

Wir haben einen Spiegel im Interferometer verstellt und die Wegstrecke x nach N Hell-Dunkel-Durchgängen abgelesen (Tabelle 2).

Da ein solcher Durchgang der halben Wellenlänge λ entspricht, gilt für die Wellenlänge:

$$\Delta x = N \frac{\lambda}{2} \quad \Leftrightarrow \quad \lambda = \frac{2\Delta x}{N}$$

Daher haben wir $2x$ über N aufgetragen und die Ausgleichsgerade bestimmt, deren Steigung der Wellenlänge λ entspricht (Abbildung 2 auf der nächsten Seite).

| | | | | | | |
|---------------------------------|---|-----|-----|----|----|----|
| N: | 0 | 10 | 20 | 30 | 40 | 50 |
| Position x [μm]: | 0 | 3,5 | 6,5 | 10 | 13 | 16 |

Tabelle 2: N Hell-Dunkel-Durchgänge bei verschiedenen Spiegelpositionen x

Somit erhalten wir für die Wellenlänge des verwendeten Lasers:

$$\lambda = 640 \text{ nm}$$

Mit dem statistischen Fehler aus der Regression von $\pm 9 \text{ nm}$, liegt unser Ergebnis noch innerhalb der ersten Standardabweichung vom angegebenen Wert von $632,8 \text{ nm}$.

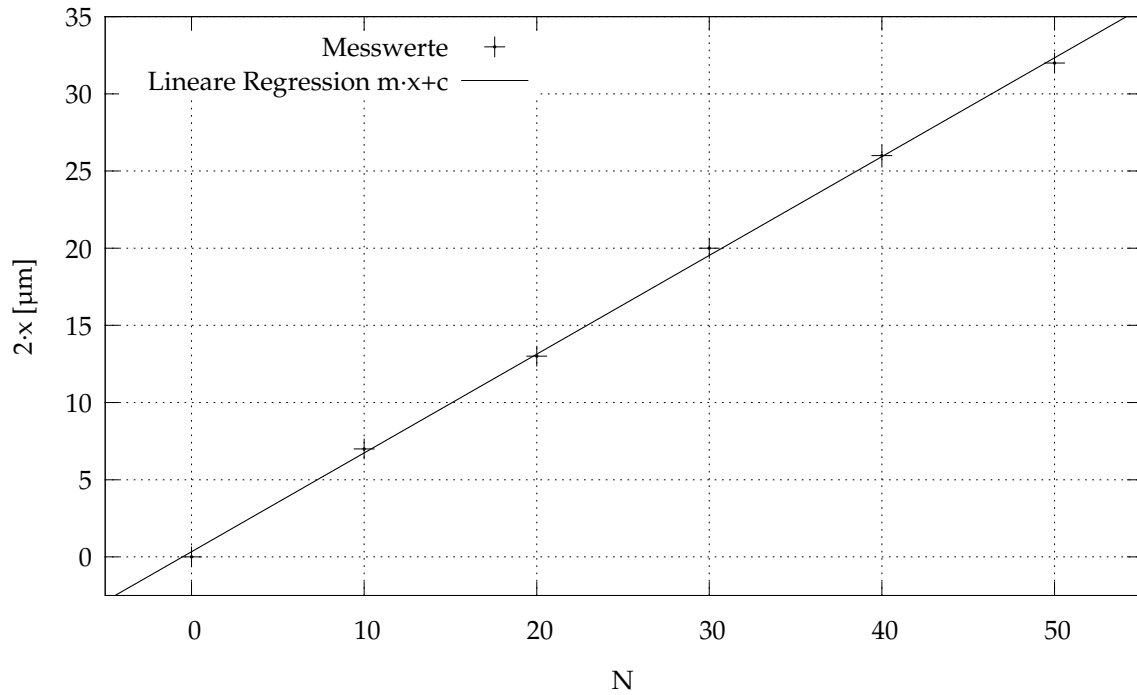


Abbildung 2: Bestimmung der Wellenlänge
 Werte der Regression: $m = (0,640 \pm 0,009) \mu\text{m}$, $c = (0,3 \pm 0,3) \mu\text{m}$

2.3 Dopplereffekt

Wir haben den Spiegel über einen Motor bewegen lassen und dabei in einem Zeitintervall Δt die Anzahl N der Hell-Dunkel-Durchgänge gezählt sowie die zurückgelegte Strecke Δx direkt abgelesen. Dabei haben wir einmal die Geschwindigkeit über den Quotienten aus Weg- und Zeitdifferenz und einmal über den Dopplereffekt berechnet (Tabelle 3). Denn mit diesem gilt für die Geschwindigkeit:

$$v = \pm \frac{c}{1 - \frac{2c\Delta t}{N\lambda}}$$

mit der Lichtgeschwindigkeit c und der Wellenlänge λ .

| Messung: | 1 | 2 | 3 |
|---|-------|-------|-------|
| N | 50 | 50 | 50 |
| Δt [s]: | 41,25 | 41,48 | 41,30 |
| Δx [μm]: | 15 | 15 | 15 |
| Geschwindigkeit $v = \frac{\Delta x}{\Delta t}$ [$\frac{\mu\text{m}}{\text{s}}$]: | 0,364 | 0,362 | 0,363 |
| Geschwindigkeit v mittels Dopplereffekt [$\frac{\mu\text{m}}{\text{s}}$]: | 0,384 | 0,381 | 0,383 |

Tabelle 3: Geschwindigkeitsmessung mittels Dopplereffekt

Somit erhalten wir im Mittel für die Geschwindigkeit über den Quotienten aus Weg- und Zeitdifferenz:

$$v_{\text{Weg-Zeit-Quotient}} = 0,363 \frac{\mu\text{m}}{\text{s}}$$

und für die Geschwindigkeit mittels Dopplereffekt erhalten wir:

$$v_{\text{Dopplereffekt}} = 0,383 \frac{\mu\text{m}}{\text{s}}$$

Diese beiden Messergebnisse sind fast identisch. Die vorhandene Abweichung kommt vermutlich daher, dass das Zählen von Hell-Dunkel-Durchgängen viel genauer ist, als das Ablesen der Mikrometerschraube.

2.4 Akustischer Dopplereffekt

Wir haben eine Stimmgabel von unserem Ohr weg und auf unser Ohr zu bewegt. Dabei nahmen wir wie erwartet eine tiefere bzw. eine höhere Frequenz wahr.

Dies wiederholten wir mit einer reflektierenden Wand in der Nähe. Hierbei waren deutlich die auftretenden Schwebungen zu hören. Diese folgen aus der Überlagerung der reflektierten Schallwellen mit den Schallwellen direkt von der Stimmgabel, da sich deren Frequenz aufgrund des Dopplereffekts geringfügig unterscheidet.

3 Faraday- und Pockels-Effekt

3.1 Modulierung durch Faraday-Effekt

Wir haben wie in der Versuchsbeschreibung angegeben ein Sinussignal auf den Laserstrahl moduliert und konnten dieses am Lautsprecher hörbar machen. Leider waren die vorausgegangenen Versuche mit einem MP3-Player oder einem Laptop, Musik abzuspielen, fehlgeschlagen, da man nur ein Rauschen gehört hatte. Dies lag wahrscheinlich daran, dass die Signalstärke der Geräte zu schwach war, um das immer vorhandene Rauschen zu übertönen. Der Sinusgenerator erzeugte natürlich eine sehr hohe Intensität.

3.2 Bestimmung der Verdet'schen Konstanten

Wir haben den Laserstrahl durch eine Spule mit einem Bleisilikatglaskern scheinen lassen und die Drehung α der Polarisationssebene bei verschiedenen Spulenströmen I bestimmt (Tabelle 4).

| | | | | | | | |
|---|-----------|-------------|-------------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| Strom I [A]: | 0 | 0,5 | 1 | 1,5 | 2 | 2,5 | 3 |
| Drehung α der Polarisationssebene: | 0° | $0,5^\circ$ | $0,5^\circ$ | 2° | 3° | 3° | 3° |

Tabelle 4: Drehung der Polarisationssebene durch den Faraday-Effekt

Da für die Verdet'sche Konstante V gilt:

$$V = \frac{\alpha}{\mu_0 I n'}$$

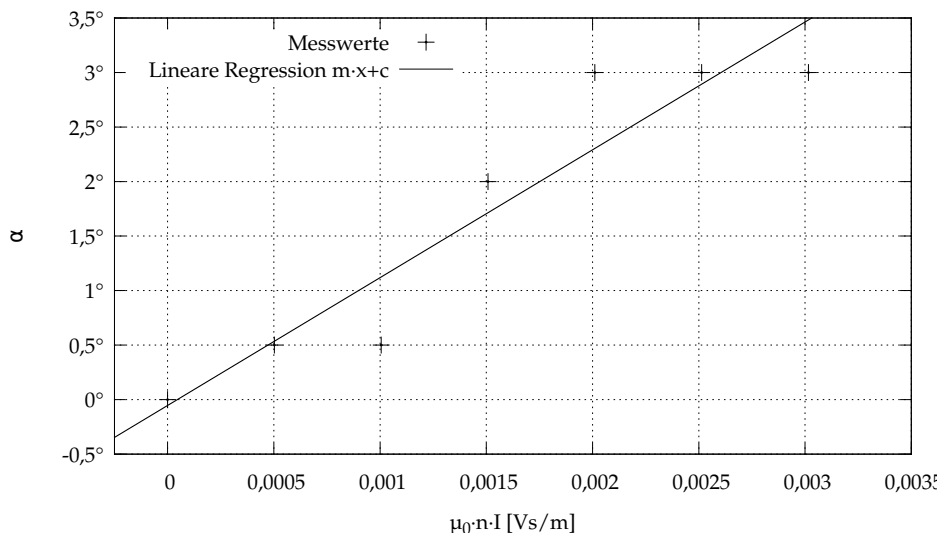


Abbildung 3: Bestimmung der Verdet'schen Konstanten

Werte der Regression: $m = (1172 \pm 185)^\circ \frac{\text{m}}{\text{Vs}}$, $c = (-0,05 \pm 0,34)^\circ$

mit der magnetischen Feldkonstanten μ_0 und der Windungszahl $n = 800$, haben wir α über $\mu_0 n I$ aufgetragen und die Steigung der Ausgleichsgeraden bestimmt, welche der Verdet'schen Konstanten entspricht (Abbildung 3).

Somit erhalten wir für die Verdet'sche Konstante für Bleisilikatglas:

$$V = 1172^\circ \frac{\text{m}}{\text{Vs}} = 20,5 \text{ rad} \frac{\text{m}}{\text{Vs}}$$

3.3 Modulierung durch Pockels-Effekt

Wir haben wie in der Versuchsbeschreibung angegeben ein Sinussignal auf den Laserstrahl moduliert und konnten dieses am Lautsprecher hörbar machen. Auch hier versuchten wir zuerst vergeblich, Musik abzuspielen. Die Probleme waren vermutlich die gleichen wie bei der Ausnutzung des Faraday-Effekts.

3.4 Bestimmung der Konstanten für den Pockels-Effekt

Wir haben das Laserlicht eine Pockelszelle und einen Polarisator (90° gegen die Laserlichtpolarisierung) durchlaufen lassen und haben die Spannung U an der Pockelszelle bei verschiedenen Minima und Maxima auf dem Schirm notiert (Tabelle 5 auf der nächsten Seite). Allerdings war es uns nicht möglich den Aufbau so zu justieren, dass wir den Mittelpunkt der Hyperbelfigur sehen konnten. Daher haben wir einen festen Punkt in einem Quadranten der Beugungsfigur markiert und die Ströme notiert, bei denen an diesem Punkt Minima oder Maxima auftraten.

Wir haben nun U über N aufgetragen und daraus die Steigung der Ausgleichsgeraden bestimmt (Abbildung 4 auf der nächsten Seite). Diese entspricht der Halbwellenspannung

| | | | | | | | | | |
|-------------------|-------|-------|------|------|------|------|------|------|------|
| Extremum N : | -4 | -3 | -2 | -1 | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 |
| Art: | Min. | Max. | Min. | Max. | Min. | Max. | Min. | Max. | Min. |
| Spannung U [V]: | -1707 | -1356 | -926 | -488 | 0 | 455 | 958 | 1304 | 1726 |

Tabelle 5: Minima und Maxima durch den Pockels-Effekt

U_{HW} , da sich nach einem Übergang von Hell nach Dunkel der Gangunterschied zwischen dem ordinären und dem extraordinären Strahl des doppelbrechenden Kristalls gerade um die halbe Wellenlänge geändert hat.

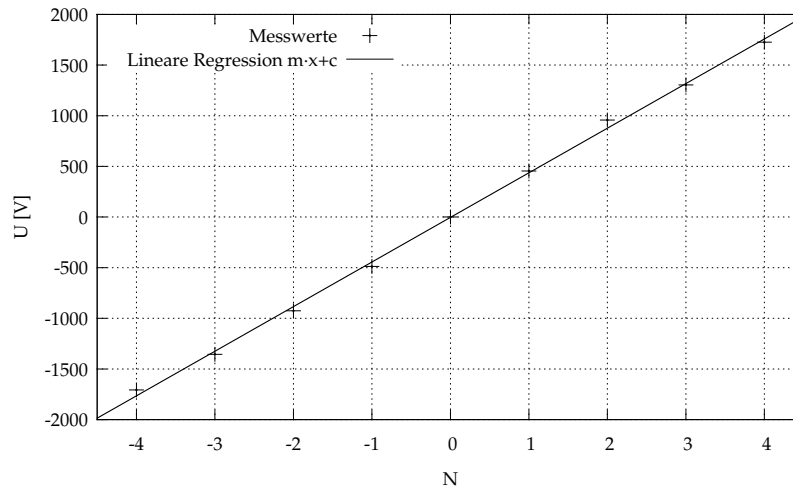


Abbildung 4: Bestimmung der Halbwellenspannung der Pockelszelle
Werte der Regression: $m = (440,4 \pm 6,2) \text{ V}$, $c = (-4 \pm 16) \text{ V}$

Somit erhalten wir für die Halbwellenspannung:

$$U_{\text{HW}} = 440,4 \text{ V}$$

Für die Konstante k gilt mit dem Elektrodenabstand $h = 2 \text{ mm}$ und der Länge $s = 20 \text{ mm}$ der Pockelszelle:

$$k = \frac{\lambda h}{2\pi s} \cdot \frac{1}{U_{\text{HW}}}$$

Damit folgt für die Konstante k für den Pockels-Effekt bei LiNbO_3 für die Wellenlänge λ des Laserlichts:

$$k = 2,287 \cdot 10^{-11} \frac{\text{m}}{\text{V}}$$

4 Optische Aktivität

4.1 Bestimmung des Drehvermögens einer Saccharoselösung

Wir haben von Saccharoselösungen zweier Konzentrationen k bei zwei Lichtweglängen l den Drehwinkel α , um den die Polarisationsebene des linear polarisierten Laserlichts gedreht

wurde, bestimmt und daraus jeweils den spezifischen Drehwinkel $[\alpha]$ berechnet (Tabelle 6). Für diesen gilt:

$$[\alpha] = \frac{\alpha}{k \cdot l}$$

Dabei bestimmten wir zuerst die Position des Polarisators, bei der ohne optisch aktive Medien ein Minimum zu sehen war und verglichen diesen Wert dann mit den veränderten Minima, die sich durch Einfügen des optisch aktiven Mediums ergaben. Wir wählten Minima, da diese sich besser erkennen lassen als Maxima. Jedoch war trotzdem immer ein kleiner Intervallbereich des Winkels auf dem Schirm erkennbar, bei der wir die Intensität nicht mehr mit bloßem Auge unterscheiden konnten. Hier liegt auch eine große Fehlerquelle für die Winkelmessung des Minimums.

| | | | | |
|---|---------|---------|---------|-----------|
| Konzentration k [$\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$]: | 0,3 | 0,3 | 0,15 | 0,15 |
| Lichtweglänge l [m]: | 1,98 | 0,58 | 1,98 | 0,58 |
| Drehwinkel α : | +30° | +9° | +16° | +2° |
| Spezifischer Drehwinkel $[\alpha]$: | +50,51° | +51,72° | +53,87° | (+22,99°) |

Tabelle 6: Optische Aktivität der Saccharose

Da der spezifische Drehwinkel von +22,99° bei einer Messung doch extrem von den anderen drei Werten abweicht, haben wir diesen zur Mittelwertbildung nicht herangezogen. Diese Abweichung liegt vermutlich daran, dass bei dieser geringen Konzentration und Weglänge die Drehung extrem klein ist (2°). Da wir zu einem nur auf 1° genau messen konnten und zum anderen die Minima nicht immer eindeutig mit bloßem Auge zu erkennen waren, war der mögliche Fehler, vor allem bei kleinen Drehwinkeln, sehr groß.

Mit den restlichen 3 Messwerten erhalten wir für den spezifischen Drehwinkel der Saccharose für Licht der Wellenlänge $\lambda = 632,8$ nm bei Raumtemperatur einen Wert von:

$$[\alpha] = +52,37^\circ \frac{\text{cm}^3}{\text{g} \cdot \text{m}}$$

4.2 Bestimmung des Drehvermögens einer Sorboselösung

Wie in der letzten Aufgabe haben wir bei einer Sorboselösung der Konzentration $k = 0,33 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ zwei Lichtweglängen l den Drehwinkel α bestimmt und daraus jeweils den spezifischen Drehwinkel $[\alpha]$ berechnet (Tabelle 7).

| | | |
|--------------------------------------|---------|---------|
| Lichtweglänge l [m]: | 1,98 | 0,58 |
| Drehwinkel α : | -22° | -6° |
| Spezifischer Drehwinkel $[\alpha]$: | -33,67° | -31,35° |

Tabelle 7: Optische Aktivität der Sorbose

Damit folgt für den spezifischen Drehwinkel der Sorbose einen Wert von (Minus, da linksdrehend):

$$[\alpha] = -32,51^\circ \frac{\text{cm}^3}{\text{g} \cdot \text{m}}$$