

Praktikum Klassische Physik II

Versuchsvorbereitung:

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	3
2.2	Bestimmung der Wellenlänge	3
2.3	Dopplereffekt	3
2.4	Akustischer Dopplereffekt	4
3	Faraday- und Pockels-Effekt	4
3.1	Modulierung durch Faraday-Effekt	5
3.2	Bestimmung der Verdet'schen Konstanten	5
3.3	Modulierung durch Pockels-Effekt	6
3.4	Bestimmung der Konstanten für den Pockels-Effekt	6
4	Optische Aktivität	6
4.1	Bestimmung des Drehvermögens einer Saccharoselösung	7
4.2	Bestimmung des Drehvermögens einer Sorboselösung	7

1 Fouriertransformation zur Messung einer Einzelspalt-Beugungsfigur

Bei der Fraunhofernäherung nimmt man ebene Wellen nach dem Spalt an. Um das Intensitäts-Beugungsbild eines Spaltes zu berechnen, kann man die Transmissionsfunktion $T(z)$ des Einzelspaltes Fourier-transformieren und anschließend quadrieren:

$$I(k_z) = I_0 \cdot \left| \int_{-\infty}^{\infty} T(z) \cdot e^{ik_z z} \right|^2$$

Die erhaltene Intensitätsverteilung sieht man dann auf dem Schirm.

In diesem Versuch soll aus dem Beugungsbild auf die Form eines Einzelspaltes zurückgeschlossen werden. Dazu wird der Schirm mit einem Phototransistor abgefahren, welcher die intensitätsproportionalen Spannungen des Beugungsbildes misst. Mit einem Analog-Digital-Wandler werden diese Daten dann dem Computer übermittelt. Ein Programm „Fast Fourier Transform“ führt eine Fourier-Rücktransformation durch:

$$T(z) = \frac{1}{2\pi} \cdot \pm \int_{-\infty}^{\infty} \pm \sqrt{\frac{I}{I_0}} \cdot e^{ik_z z} \quad (1.1)$$

Dadurch erhält man die ursprüngliche Transmissionsfunktion und damit die Form des Spaltes wieder. Das richtige Vorzeichen (\pm vor der Wurzel) setzt der Computer dadurch richtig, indem er voraussetzt, dass das Beugungsbild das eines Einfachspaltes ist.

2 Anwendungen des Michelson-Interferometers

In einem Michelson-Interferometer (Abbildung 1 auf der nächsten Seite) wird der einfallende Laserstrahl E_I durch einen Strahlteiler ST in zwei Teilstrahlen S_1 und S_2 aufgeteilt. Diese beiden Strahlen werden an den jeweiligen Spiegeln M_1 und M_2 reflektiert. Der reflektierte Strahl S_2 wird am Strahlteiler (teilweise) in Richtung des Schirmes B abgelenkt und interferiert dort mit dem reflektierten Strahl S_1 , welcher vom Strahlteiler transmittiert wird. (Anteile von beiden Strahlen scheinen auch wieder in Richtung des einfallenden Strahls, diese spielen hier aber keine Rolle.)

Auf dem Schirm lassen sich kreisförmig Beugungsminima und -maxima erkennen. Beim Verstellen des Spiegels M_2 werden im Mittelpunkt Interferenzminima und -maxima durchlaufen. Dabei entspricht der Übergang von einem Minimum (bzw. Maximum) zum nächsten einer Vergrößerung der Länge des Lichtweges um die Wellenlänge λ . Da die Strecke Strahlteiler-Spiegel aber zweimal durchlaufen wird, entspricht ein Durchgang von Minimum zu Minimum einer Ortsänderung des Spiegels um die halbe Wellenlänge: $\Delta z = \frac{\lambda}{2}$.

Somit ist dieses Interferometer sehr gut dafür geeignet, sich langsam ändernde geringe Streckendifferenzen zu messen.

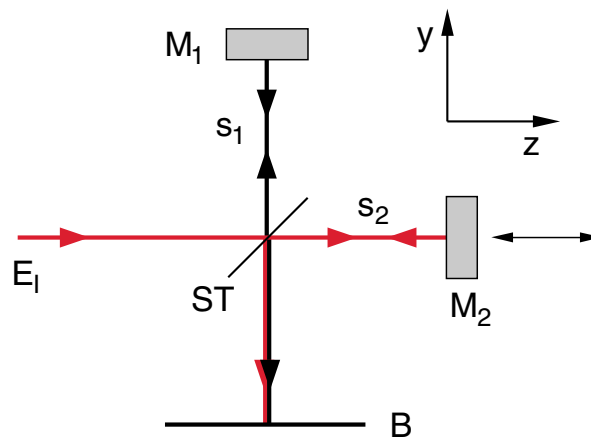


Abbildung 1: Michelson-Interferometer (Aus: Demtröder Experimentalphysik 3, S. 313)

2.1 Magnetostriktion bei Nickel

Magnetostriktion bezeichnet die Längenänderung eines ferromagnetischen Materials beim Anlegen eines äußeren Magnetfeldes. Da sich die Weißschen Bezirke im Magnetfeld dem äußeren Feld entsprechend ausrichten, ändert sich durch das Drehen der Elementarmagneten die Länge (bei konstantem Volumen) eines Stabes um wenige μm .

Hier soll der Magnetostruktionskoeffizient $k = \frac{\Delta l}{l} \frac{1}{H}$ bestimmt werden, wobei Δl die Längenänderung am Stab der Länge l im Feld der magnetischen Erregung H ist. Δl wird über die Anzahl N der Interferenzdurchgänge am Interferometer bestimmt: $\Delta l = N \frac{\lambda}{2}$. Für H gilt nach der Näherung für eine langgestreckte Spule derselben Länge l mit n Windungen, die vom Strom I durchflossen wird: $H = \frac{I}{l}$. Bei diesem Versuch ist es sinnvoll, statt der magnetischen Flussdichte B die magnetische Erregung H zu verwenden, da die Flussdichte durch den ferromagnetischen Stoff beeinflusst wird. Es gilt für den Magnetostruktionskoeffizienten:

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

2.2 Bestimmung der Wellenlänge

Um die Wellenlänge des Lasers zu bestimmen, wird diesmal ein Spiegel um eine bekannte Wegstrecke Δx verstellt und die Anzahl N der Hell-Dunkel-Durchgänge beobachtet. Da ein solcher Durchgang der halben Wellenlänge λ entspricht, gilt für die Wellenlänge:

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

2.3 Dopplereffekt

Für den Dopplereffekt gilt hier für die wahrgenommene Frequenz ν' :

$$\nu' = \nu \frac{c \pm v}{c \mp v'}$$

wobei das obere Rechenzeichen gilt, wenn sich der Spiegel in Richtung des Strahlteilers bewegt.

Damit gilt für die Frequenzverschiebung:

$$\Delta\nu = \nu - \nu' = \nu \left(1 - \frac{c \pm v}{c \mp v} \right) = \nu \left(\frac{c \mp v}{c \mp v} - \frac{c \pm v}{c \mp v} \right) = \nu \frac{\mp 2v}{c \mp v}$$

Da nun die beiden Teilstrahlen des Interferometers verschiedene Frequenzen haben, kommt es zu Schwebungen auf dem Schirm. Bei solch einer Schwebungen entspricht der Zeitraum T zwischen zwei Extrema genau dem Kehrwert der Frequenzdifferenz $\Delta\nu$.

Um $\Delta\nu$ zu bestimmen, zählt man die Anzahl N der Hell-Dunkel-Durchgänge in einem Zeitintervall Δt und erhält mit der Laserwellenlänge λ und der Lichtgeschwindigkeit c :

$$\Delta\nu = \frac{N}{\Delta t} = \nu \frac{\mp 2v}{c \mp v} = \frac{c \mp 2v}{\lambda c \mp v}$$

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

Damit lässt sich nun die Geschwindigkeit v des Spiegels bestimmen. Zusätzlich wird über eine Weg-Zeit-Messung die Geschwindigkeit gemessen und verglichen.

2.4 Akustischer Dopplereffekt

Hier soll ein Analogon zu Aufgabe 2.3 betrachtet werden. Eine Stimmgabel wird auf das Ohr zu- und vom Ohr wegbewegt. Dabei erwarten wir, dass aufgrund des Dopplereffekts bei der Bewegung auf das Ohr zu die Tonfrequenz ansteigt und bei der Bewegung vom Ohr weg die Tonfrequenz abfällt.

Ist nun noch eine reflektierende Wand in der Nähe, so überlagern sich die Schwingungen direkt von der Stimmgabel mit den Reflektierten. Da diese wieder einen geringen Frequenzunterschied haben, treten Schwebungen auf, die sich deutlich durch ein langsames periodisches Ändern der Lautstärke bemerkbar machen.

3 Faraday- und Pockels-Effekt

Der *Faraday-Effekt* beschreibt das Phänomen, das sich die Polarisation beim Durchgang durch ein transparentes Medium dreht, wenn ein äußeres konstantes Magnetfeld B parallel zum Lichtweg angelegt wird. Der Drehwinkel α errechnet sich über

$$\alpha = V \cdot B \cdot l,$$

wobei l die Länge des Lichtweges und V die Verdettsche Konstante für das jeweilige Medium ist.

Beim *Pockels-Effekt* werden bestimmte Materialien (hier: Lithiumniobat) beim Anlegen einer hohen Spannung doppelbrechend. Für die Differenz der Brechungsindizes Δn gilt hier:

$$\Delta n = -\underbrace{\frac{1}{2}n_0^3 r}_{=k} E,$$

mit der ursprünglichen Brechzahl n_0 des Mediums, der elektrischen Feldstärke $E = \frac{U}{h}$ mit der angelegten Spannung U und dem Elektrodenabstand h , sowie mit der effektiven elektrooptischen Konstanten r .

Dabei wird der einfallende Strahl in einen ordinären und einen extraordinären Strahl zerlegt. Daher gilt für die Phasenverschiebung φ mit der Vakuumwellenlänge λ des Lichts und dem Lichtweg s :

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta n \cdot s = \frac{2\pi}{\lambda} k U \frac{s}{h}$$

3.1 Modulierung durch Faraday-Effekt

Das durch einen Polarisator linear polarisierte Laserlicht durchläuft einen Bleisilikatglasstab, welcher parallel zum Lichtweg von einem Magnetfeld durchsetzt ist. Da dieses Magnetfeld vom Ausgang eines mp3-Players gespeist wird, steckt die Toninformation dann in der Polarisation des Laserlichts. Durch einen Polarisationsfilter, welcher das Licht bei zunehmender Drehung der Polarisation stärker dämpft, erhalten wir Laserlicht in Amplitudenmodulation. Dieses lässt sich über ein Photoelement und einen NF-Verstärker wieder in eine Wechselspannung wandeln, welche durch einen Lautsprecher ausgegeben werden kann.

Hohe Frequenzen werden allerdings deutlich benachteiligt. Dies liegt zum Einen daran, dass ein NF-Verstärker¹ verwendet wird, welcher eben nur niedrige Frequenzen verstärkt. Zum Anderen kann es daran liegen, dass sich bei hohen Frequenzen das Magnetfeld der Spule aufgrund deren Induktivität nur etwas träge ändert.

3.2 Bestimmung der Verdet'schen Konstanten

Zur Bestimmung der Verdet'schen Konstanten wird der Drehwinkel α in Abhängigkeit des Magnetfeldes B gemessen. Für dieses gilt nach der Näherung für eine langgestreckte Spule: $B = \mu_0 \mu_r I \frac{n}{l}$, mit dem Spulenstrom I , der Windungszahl n , der Spulenlänge l (entspricht der Länge des Lichtweges) und der relativen Permeabilität $\mu_r \approx 1$ des Glases.

Damit lässt sich die Verdet'schen Konstante über

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

bestimmen.

¹Niederfrequenz-Verstärker

Alternativ lässt sich statt der Drehung des Polarisationsfilters auch das Malus'sche Gesetz zur Bestimmung des Drehwinkels α verwenden. Dabei wird der Polarisationsfilter entsprechend der Ursprungspolarisation fest eingestellt und die Intensität des transmittierten Lichts gemessen, für welche gilt:

$$\frac{I}{I_0} = \cos^2 \alpha$$

3.3 Modulierung durch Pockels-Effekt

Mittels des Pockels-Effektes lässt sich ebenfalls wie in Aufgabe 3.1 ein Laserstrahl modulieren, wobei hier anstatt durch ein Magnetfeld durch eine Pockels-Zelle die Polarisation des Laserstrahls verändert wird. Der restliche Aufbau ist analog zur Aufgabe 3.1.

Hier wird allerdings noch das aus der Pockels-Zelle austretende Licht auf einem Schirm betrachtet. Dabei wird auf dem Schirm ein großflächiges Bild mit Hyperbelstruktur erwartet. Dies liegt daran, dass das Licht durch die 10 mm-Linse stark aufgeweitet wird. Dadurch tritt das Licht unter verschiedenen Winkeln auf die Pockels-Zelle und wird aufgrund der unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten infolge des richtungsabhängigen Brechungsindex (Doppelbrechung) auch unterschiedlich stark gebrochen.

3.4 Bestimmung der Konstanten für den Pockels-Effekt

Es wird wie in Aufgabe 3.3 verfahren, allerdings ohne NF-Entkopplung. Stattdessen wird die Intensität des austretenden Lichts gemessen bzw. nur auf dem Schirm beobachtet.

Es werden fortlaufend die Spannungswerte, an denen im Zentrum der Hyperbelfigur Intensitätsmaxima und-minima auftreten, über deren Nummer aufgetragen und daraus die Ausgleichsgerade bestimmt, welche der Halbwellenspannung U_{HW} entspricht. Für diese gilt:

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

Somit ist

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

4 Optische Aktivität

Da Saccharose chiral ist (Bild und Spiegelbild sind nicht Deckungsgleich) und nur ein Enantiomer vorliegt, wirkt es *optisch aktiv*. Dies bedeutet, dass die Polarisation von Licht, welches durch eine Zuckerlösung scheint, gedreht wird. Diese Änderung der Polarisationsrichtung soll hier untersucht werden.

4.1 Bestimmung des Drehvermögens einer Saccharoselösung

Die Drehung α der Polarisation soll bei verschiedenen Längen l des Lichtweges durch die Saccharoselösung bei verschiedenen Konzentrationen k bestimmt werden.

Dazu wird ein aufgeweiteter Laserstrahl linear polarisiert. Nach der Lösung wird dann mittels eines weiteren Polarisationsfilters ermittelt, wie weit die Polarisationsebene gedreht wurde.

Damit lässt sich dann das spezifische optische Drehvermögen $[\alpha] = \frac{\alpha}{k \cdot l}$ von Saccharose bestimmen.

Der Drehwinkel α ist allerdings auch noch von anderen Faktoren ab:

- Von der Wellenlänge λ des verwendeten Lichts,
- von der Temperatur der Lösung, aufgrund der thermischen Bewegung der Moleküle, sowie
- von dem verwendeten Lösungsmittel. Da Wasser nicht chiral ist, ist es nicht optisch aktiv. Wenn allerdings andere Lösungsmittel verwendet werden, muss dies mit berücksichtigt werden.

Der Unterschied zum Faraday-Effekt liegt darin, dass bei diesem bei Anwesenheit eines magnetischen Feldes die meisten Moleküle optisch aktiv sind. Hier sind es nur chirale Moleküle, die nicht als Racemat (Enantiomer-Verhältnis 50 : 50) vorliegen, der Fall. Allerdings ist hier kein Magnetfeld erforderlich.

4.2 Bestimmung des Drehvermögens einer Sorboselösung

Nun wird optisch aktive, linksdrehende Sorboselösung verwendet und wie oben der Drehwinkel bei zwei Lichtwegelängen l bestimmt. Es wird erwartet, dass die Polarisationsebene des Lichts im Vergleich zur Drehung durch Saccharose in die entgegengesetzte Richtung gedreht wird.