Physikalisches Anfängerpraktikum (P2)

P2-24: Laser B

Vorbereitung

Matthias Ernst
Matthias Faulhaber

Durchführung: 25.11.2009

---

1 Beugung an einem Einfachspalt

In diesem ersten Versuch wollen wir mithilfe einer Photodiode das Beugungsbild eines Einfachspaltes aufzeichnen. Danach bilden wir die Fourriertransformierte des Beugungsbildes und erwarten, dass sie dem Abbild des Spaltes entspricht.

2 Michelson-Interferometer

Der Aufbau des Michelson-Ferometers besteht aus einem Laser, der auf eine halbdurchlässige Scheibe trifft. Von dieser aus verläuft der geteilte Strahlengang einmal zu einem beweglich und einmal zu einem fest angebrachten Spiegel, bevor er mithilfe der Scheibe auf einen Detektor gelenkt wird. Je nach Abstand des variablen Spiegels erwarten wir, Interferenz beobachten zu können.

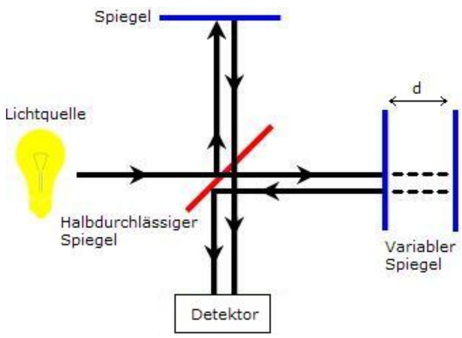

Abbildung 1: Aufbau eines Michelson-Interferometers
Quelle: http://projekte.oenet.org/data/image/sr_1_4.jpg [23.11.09]

2.1 Magnetostriktions-Koeffizient

Innehalb eines magnetischen Feldes erfahren ferromagnetische Stoffe eine Längenänderung, für die gilt:

$$\Delta l = \mathrm{m} \cdot H \cdot \mathrm{l}_0 \tag{1}$$

Wobei m dem Magnetostiktionskoeffizienten entspricht.

Die magnetische Feldstärke H können wir mithilfe der Näherungsgleichung für eine hinreichend lange Spule berechnen:

$$H = \frac{\mathrm{n}_S \cdot I}{\mathrm{l}_S} \tag{2}$$

Um die Längenänderung des uns zur Verfügung stehenden Nickelstabs innerhalb eines uns bekannten Magnetfelds zu messen, benutzen wir nun unser Michelson-Interferometer. Wir bringen des Stab am beweglichen Spiegel an und können durch den eintretenden Gangunterschied auf die Längenänderung schließen. Dazu variieren wir die Feldstärke so, dass wir bei verschiedenen Stärken Maxima und Minima erzeugen. Nun können wir den Magnetostriktionskoeffizienten ausrechnen mit:

$$\Delta l = \frac{\mathrm{n} \cdot \lambda}{4} \qquad \Rightarrow \qquad \mathrm{m} = \frac{\mathrm{n} \cdot \lambda}{4} \cdot \frac{\mathrm{l}_S}{\mathrm{n}_S \cdot I \cdot \mathrm{l}_0} \tag{3}$$

Wobei λ der Wellenlänge des Laserlichts entspricht.

2.2 Wellenlänge des Laserlichts

In dieser Aufgabe messen wir mithilfe einer bekannten Auslenkung des variablen Spiegels des Interferometers den Gangunterschied und folgern daraus auf die Wellenlänge des verwendeten Lasers.

2.3 Dopplereffekt bei Licht

In diesem Versuch wollen wir den Dopplereffekt bei Licht untersuchen. Dazu bewegen wir den variablen Spiegel des Interferometers mit einer konstanten Geschwindigkeit v « c.

Für die Frequenzänderung Δf gilt dabei:

$$\Delta f = ||f - \mathrm{f}_0|| = \left|\left| \left(\mathrm{f}_0 \frac{\mathrm{c+v}}{\mathrm{c}}\right) \frac{\mathrm{c}}{\mathrm{c\text{-}v}} - \mathrm{f}_0 \right|\right| = \mathrm{f}_0 \left(\frac{\mathrm{c+v}}{\mathrm{c\text{-}v}} - \frac{\mathrm{c\text{-}v}}{\mathrm{c\text{-}v}}\right) = \frac{2\mathrm{v}}{\mathrm{c\text{-}v}} \mathrm{f}_0 \approx \frac{2\mathrm{v}}{\lambda} \tag{4}$$

Aus der Frequenzänderung ergib sich eine Schwebung, die man durch das elektrische Feld der Welle beschreiben kann mit:

$$\begin{aligned} E(t) &= \mathrm{E}_0 \cos(2\pi \mathrm{f}_0 t) + \mathrm{E}_0 \cos(2\pi(\Delta f + \mathrm{f}_0) t) \\ \Rightarrow E(t) &= 2\mathrm{E}_0 \cos\left(2\pi\left(\mathrm{f}_0 + \frac{\Delta f}{2}\right) t\right) \cdot \cos(\pi \Delta f t) \end{aligned} \tag{5}$$

Da $\Delta f <<$f, brauchen wir nur den zweiten Cosinus-Term betrachten, nur er ist verantwortlich für die Modulation. Der erste Term entspricht in etwa der ursprünglichen Intensität.

Nun messen wir also die Zahl N der Übergänge zwischen Maxima und Minima während einer Zeit Δt. Dabei gilt:

$$\begin{aligned} \Delta f \cdot \Delta t = \frac{\mathrm{N}}{2} \quad &\Rightarrow \quad \Delta f = \frac{\mathrm{N}}{2\Delta t} \\ \mathrm{v} &= \frac{\lambda \cdot \mathrm{N}}{4 \cdot \Delta t} \end{aligned} \tag{6}$$

2.4 Akustischer Dopplereffekt

Zur Demonstration des Dopplereffekts führen wir nun hier eine Stimmgabel an unser Ohr und davon weg, einmal in der Nähe einer reflektierenden Wand und einmal ohne. Wir erwarten einen Unterschied in der Tonhöhe hören zu können.

3 Faraday-Effekt und Pockels-Effekt

3.1 Modulation der Intensität durch den Faraday-Effekt

Der Faraday-Effekt tritt in vielen dielektrischen Stoffen auf (z.B. bei einem uns zur Verfügung stehenden Stab aus Bleisilikat) und bewirkt, dass die Polarisationsebene des Lasersstrahls gedreht wird. Dazu muss ein starkes Magnetfeld in Längsrichtung anliegen. Das einfallende Laserlicht wird dann in zwei zirkular polarisierte Strahlen gleicher Amplitude, mit jedoch unterschiedlichen Brechungsindizes n, aufgeteilt. Beim Austritt aus dem Medium haben beide unterschiedliche Phasen und ihre Überlagerung führt zu einer linear polarisierten Welle, deren Polarisationsebene zu der ursprünglichen des Lasers gedreht ist. Die Drehrichtung hängt von Ausrichtung und Stärke des Magnetfelds, sowie vom Medium ab. Bei einer Länge l des Stabs gilt für den Drehwinkel α:

$$\alpha = \mathrm{lBV} \tag{7}$$

Wobei V der Verdet-Konstante entspricht.

In unserem Versuch bringen wir hinter dem Bleisilikatstab noch einen Polfilter an. Die Spule, die das Magnetfeld erzeugt, schließen wir an einen MP3-Player an. Da der Drehwinkel abhängig von der Stärke des Magnetfelds und somit nun auch von der Musik ist, "übersetzt" uns der Stab die Musik in die Intensität des Lichts. Mithilfe einer Photodiode hinter dem Polfilter können wir nun die Intensität des Lichts wieder in einen Strom umwandeln, den uns ein Lautsprecher ausgibt, welcher an die Diode angeschlossen ist.

3.2 Verdet-Konstante

Hier wollen wir die Verdet-Konstante bestimmen. Dazu benutzen wir wieder die Näherung für eine hinreichende Spule sowie Gleichung 7 , sodass wir B und V berechnen können zu:

$$\mathrm{B} = \frac{\mu \mathrm{n} I}{\mathrm{l}_S} \qquad \Rightarrow \qquad \mathrm{V} = \alpha \frac{\mathrm{l}_S}{\mathrm{l} \mu \mathrm{n} I} \tag{8}$$

V können wir somit aus $\alpha(I)$ bestimmen. $\alpha(I)$ erhalten wir mithilfe des Malu'schen Gesetzes:

$$I(\alpha + \phi) = \mathrm{I}_0 \cos^2(\alpha + \phi) \tag{9}$$

Hierbei entspricht ϕ dem am Polfilter eingestellten Winkel und wir können nun mithilfe der Intensität $I(\alpha + \phi)$ und dem dem Spulenstrom I_0 den Winkel α und somit auch die Verdet-Konstante V bestimmen.

3.3 Modulation der Intensität durch den Pockels-Effekt

Der Pockels-Effekt ist bei doppelbrechenden Kristallen zu beobachten. In unserem Versuch benutzen wir einen Lithiumniobat-Kristall. Die Brechzahlen des Kristalls lassen sich nun durch ein äußeres elektrisches Feld manipulieren. Dabei gilt folgender linearer Zusammenhang:

$$\Delta n(E) = \mathrm{k} \cdot E = \mathrm{k} \cdot \frac{U}{d} \tag{10}$$

Durchläuft der Laserstrahl den Kristall, so tritt, wie in Aufgabe 3.1, elliptische Polarisation auf.

Auch hier verbinden wir wieder die Stärke des Feldes mit dem Signal eines MP3-Players, installieren einen Polfilter und eine Photodiode mit Lautsprecher hinter dem Kristall und erwarten, die Musik übertragen zu können.

Wenn wir nun noch statt der Diode einen Schirm in den Strahlengang bringen, erwarten wir, ein hyperbelförmiges Interferenzmuster erkennen zu können.

3.4 Bestimmung der Konstante k

Die beim Pockels-Effekt auftretende Proportionalitätskonstante möchten wir in diesem Versuchsteil bestimmen. Dazu modulieren wir die Spannung U und somit das elektrische Feld E und beobachten das Interferenzbild auf dem Schirm. Wir erwarten, bei bestimmten Spannungen Intensitätsmaxima erkennen zu können.

Tragen wir diese Spannungen U_n gegen n auf, so ergibt sich die Steigung zu:

$$\mathrm{U} = \frac{\partial \phi}{\partial U}\pi \qquad \text{mit} \qquad \phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot (n_{a0} - \mathrm{n}_0) \cdot \mathrm{s} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \Delta n \cdot \mathrm{s} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \mathrm{k} \cdot \frac{U}{\mathrm{d}} \cdot \mathrm{s}$$

$$\mathrm{k} = \frac{\mathrm{d}\lambda_0}{2\pi \mathrm{s}} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial U} \tag{11}$$

Hierbei entspricht λ_0 der Vakuumwellenlänge, s der Kristalllänge, d dem Abstand der Kondensatorplatten und ϕ der Phasenverschiebung.

4 Optische Aktivität

Unter optischer Aktivität versteht man die Eigenschaft eines Stoffes, eine sie durchlaufende linear polarisierte Welle in zwei zirkular polarisierte umzuwandeln, deren Ausbreitungsgeschwindigkeiten unterschiedlich sind. Dadurch, dass diese unterschiedlich sind, ergibt sich für die Überlagerung der beiden beim Austreten des Strahls aus dem Medium eine wiederum linear polarisierte Welle, deren elektrischer Feldvektor jedoch um einen Winkel α gedreht ist.

Dabei gilt folgender Zusammenhang zwischen α, der mediumsabhängigen optischen Aktivität α_S, der Konzentration K und der Dicke d des Mediums:

$$\alpha = \alpha_S \mathrm{Kd} \tag{12}$$

Man unterscheidet zwischen rechts- und linksdrehenden Materialien, wobei die Drehrichtung der Ausbreitungsrichtung entgegengesetzt beobachtet wird. (Rechtsdrehend = im Uhrzeigersinn)

Wir wollen nun an Saccharose (Erwartung: rechtsdrehend) und Sorbose (Erwartung: linksdrehend) die erwartete Gesetzmäßigkeit überprüfen.