

Praktikumsvorbereitung

Laser B

André Schendel, Silas Kraus
Gruppe DO-20

25. Mai 2012

Grundlagen

0.1 Interferenz und Beugung

Wenn sich zwei kohärente Wellen überlagern, tritt Interferenz auf. Dabei können jeweils zwei Wellenberge bzw. -täler (konstruktive Int. ; $\Delta\phi = n \cdot 2\pi$) oder ein Berg und ein Tal (destruktive Int. ; $\Delta\phi = (2n + 1)\pi$) zusammenfallen.

Wenn kohärentes Licht der Wellenlänge λ auf einen Doppelspalt trifft, kann mit dem Huygensschen Prinzip angenommen werden, dass von jedem Spalt eine neue Elementarwelle ausgeht. Diese Wellen haben an jedem Punkt im Raum hinter dem Spalt eine Phasendifferenz $\Delta\phi$, welche durch den Gangunterschied Δs bestimmt wird. Stellt man hinter dem Spalt im Abstand a einen Schirm auf, ist auf diesem ein Interferenzmuster aus Minima und Maxima zu erkennen, deren Position folgendermaßen bestimmt ist:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta s = \frac{2\pi}{\lambda} d \cdot \sin(\theta)$$

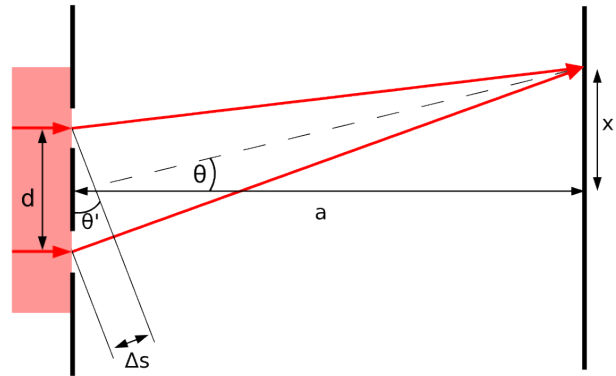


Abbildung 1: Interferenz am Doppelspalt

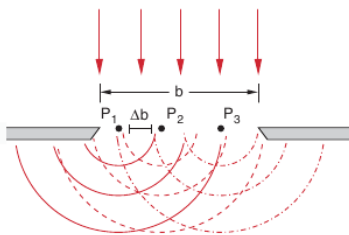


Abbildung 2: Elementarwellen am Einfachspalt (Quelle: Vorbereitungshilfe)

Ebenso ist es auch möglich, nur mittels eines einzelnen Spaltes oder nur einer Kante ein Interferenzmuster zu erzeugen. Wieder mit dem Huygensschen Prinzip wird die einfallende Welle in Elementarwellen aufgeteilt, die alle mit einem infinitesimalen Gangunterschied zum Interferenzbild beitragen.

0.2 LASER

Für Versuche mit Interferenz wird Licht mit einer möglichst großen Kohärenzlänge benötigt. Dazu werden meistens Laser verwendet, die eine hervorragende Kohärenzlänge von einigen Kilometern haben.

LASER steht für “Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation”. Prinzipiell ist ein Laser aus einem röhrenförmigen Leuchtmedium (z.b. Helium, Neon oder ein Halbleiter) in einem optischen Resonator aufgebaut. Einer der beiden Spiegel ist nur zu etwa 98% reflektierend. Das hier austretende Licht ist der eigentliche Laserstrahl. Bei Gaslasern müssen die Aus-

trittsfenster der Küvette, in der sich das Leuchtmedium befindet, relativ zum Lichtweg im Brewsterwinkel orientiert sein. Ansonsten wäre die Absorption zu groß, um den Laser zünden zu lassen.

Physikalisch funktioniert ein Laser nach dem Prinzip der stimulierten Emission. Ein Atom des Lasermediums kann durch “optisches Pumpen” (z.b. Gasentladung) angeregt werden. Dabei wechseln die Valenzelektronen auf höhere Energieniveaus E_2 . Dieser Zustand ist jedoch instabil. Nach einigen Mikrosekunden kehren sie spontan auf ein niedrigeres Energieniveau E_1 zurück und emittieren dabei ein Photon, dessen Energie $h\nu$ genau der Differenz $E_2 - E_1$ entspricht.

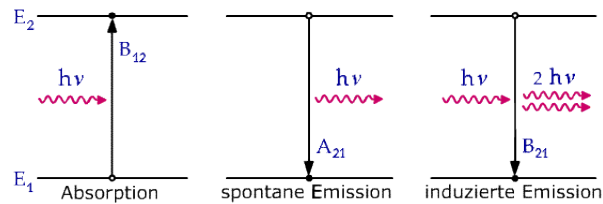


Abbildung 3: Pumpprozess (hier durch Absorption eines anderen Photons) , spontane und induzierte Emission
(Quelle: uni-ulm.de/fileadmin/website_uni_ulm/nawi.inst.251/Didactics/quantenchemie/grafik/Ableitng.gif)

Wenn jedoch zuvor ein anderes Photon auf ein Atom im angeregten Zustand trifft, kann es die Emission hervorrufen: Es tritt stimulierte Emission auf. Als Resultat erhält man zwei Photonen derselben Wellenlänge und Polarisierung, die wiederum weitere stimulierte Emissionen auslösen können. Im Laser wird dies ausgenutzt, um eine Kettenreaktion hervorzurufen, die durch den optischen Resonator verstärkt wird. Deshalb ist es wichtig, dass im Gaslaser Brewsterfenster verwendet werden, um die Kettenreaktion nicht zu dämpfen.

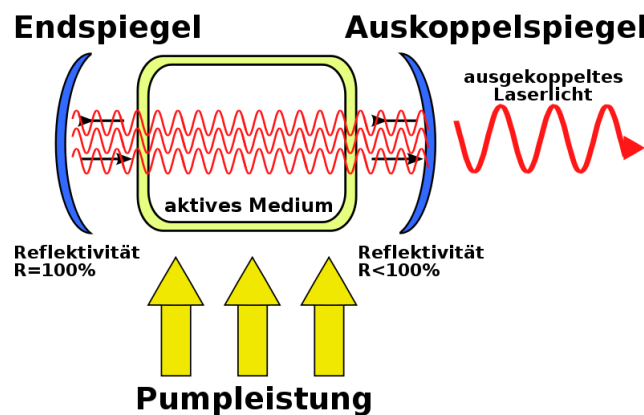


Abbildung 4: schematischer Aufbau eines Lasers

0.3 Fouriertransformation

Die Fouriertransformation ist ein mathematisches Hilfsmittel, das auch in der Physik, insbesondere in der Optik, verwendet wird. Sie basiert auf dem Prinzip, dass jede harmonische Funktion $f(t)$ durch beliebig viele ebenfalls harmonische Komponenten entwickelt werden kann.

Die Transformationsformel von $f(t)$ nach seiner Fouriertransformierten $F(\omega)$ lautet dann:

$$F(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{i\omega t} dt$$

beziehungsweise die Rücktransformation:

$$f(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) e^{-i\omega t} dt$$

Die Fouriertransformation kann auch optisch interpretiert werden: Fällt kohärentes Licht durch einen Spalt oder ein anderes optisch abbildendes Objekt auf einen Schirm, so kann das entstehende Beugungsbild durch die Fouriertransformierte der transmittierten Welle $E(x, y)$ beschrieben werden. Die Intensität ist dabei proportional zur Fouriertransformierten des elektrischen Feldes:

$$\frac{I}{I_0} \sim |E(x', y')|^2 = \left| A \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(x, y) e^{-2\pi i(\nu_x x + \nu_y y)} dx dy \right|^2$$

Dabei ist A ein konstanter Phasenfaktor.

0.4 Michelson-Interferometer

Das Michelson-Interferometer findet in der Physik vielfältige Anwendungen, hauptsächlich für sehr präzise Längenmessungen.

Es besteht aus einem Strahlteiler, zwei orthogonal zueinander stehenden Spiegeln und einem Schirm oder Photodetektor. Kohärentes Licht der Wellenlänge λ fällt von links unter dem Winkel 45° auf den Strahlteiler und wird dort in zwei Teilstrahlen aufgespaltet, die orthogonal zueinander weiterlaufen und jeweils an einem Spiegel reflektiert werden. Der Spiegel M_1 kann dabei um die Strecke d verschoben werden. Zurück im Strahlteiler überlagern sich die beiden Teilwellen und laufen dann gemeinsam auf den Schirm.

Wenn die beiden Teilstrahlen unterschiedliche Wegstrecken zurückgelegt haben, ergibt sich ein Interferenzmuster. Der Gangunterschied ist $\Delta s = 2 \cdot (S_1 - (S_2 + d))$. Damit ergäbe sich konstruktive Interferenz für $\Delta s = m \cdot \lambda$, allerdings erfährt einer der Strahlen eine zusätzliche Reflexion am dichteren Medium mit Phasensprung, sodass sich destruktive Interferenz (dunkle Ringe) ergibt für:

$$\Delta s = m \cdot \lambda \quad , m = 1, 2, \dots$$

und konstruktive Interferenz für:

$$\Delta s = \frac{(2m - 1) \cdot \lambda}{2}$$

Anhand dieses Interferenzmusters kann dann der Abstand d bestimmt werden.

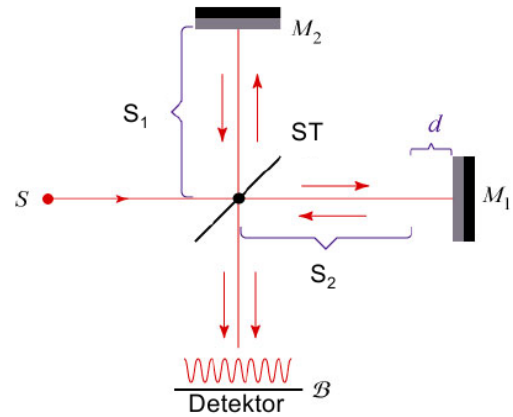


Abbildung 5: Michelson-Interferometer.
(Quelle: G.U.Nienhaus: Vorlesungsskript
Physik III, Teil 7, Seite 15)

0.5 Dopplereffekt

Der Dopplereffekt beschreibt das Verhalten bewegter Wellenemitter und -empfänger. Wenn ein Generator Wellen mit fester Frequenz f aussendet und sich dabei gleichzeitig mit der Geschwindigkeit v auf einen Empfänger zubewegt, wird die Frequenz in Bewegungsrichtung erhöht, in die andere Richtung erniedrigt. Ebenso erscheint die Frequenz erhöht bzw. verringert, wenn sich der Beobachter bewegt. Dies gilt sowohl für Schall- als auch Materie- und Lichtwellen. Die beobachtete Frequenz ist dann:

$$f_b = f_s \frac{1 + \frac{v_b}{c}}{1 - \frac{v_s}{c}} \quad \text{für Annäherung}$$

$$f_b = f_s \frac{1 - \frac{v_b}{c}}{1 + \frac{v_s}{c}} \quad \text{für Entfernung}$$

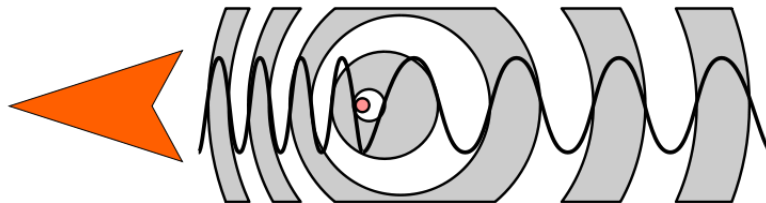


Abbildung 6: Frequenzverschiebung einer bewegten Punktquelle
(Quelle: upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/7/7f/Doppler_effect_diagrammatic.svg)

0.6 Faraday- und Pockels- Effekt

Faraday- und Pockelseffekt beschreiben die Änderung des optischen Brechungsverhaltens bestimmter Materialien unter Einwirkung magnetischer oder elektrischer Felder.

Der **Faraday-Effekt** ist magnetischer Natur. Bestimmte Materialien (auch solche, die ursprünglich nicht doppelbrechend sind) werden doppelbrechend, wenn sie in ein homogenes Magnetfeld eingebracht werden. Licht, dass durch ein derart angeregtes Material läuft, ändert also seine Polarisationsrichtung um den Winkel:

$$\beta = V \cdot B \cdot l$$

,wenn das Licht parallel zum Magnetfeld einfällt. Dabei ist B die magnetische Flussdichte, l die Weglänge des Lichts im Medium und V die Verdetzsche Materialkonstante.

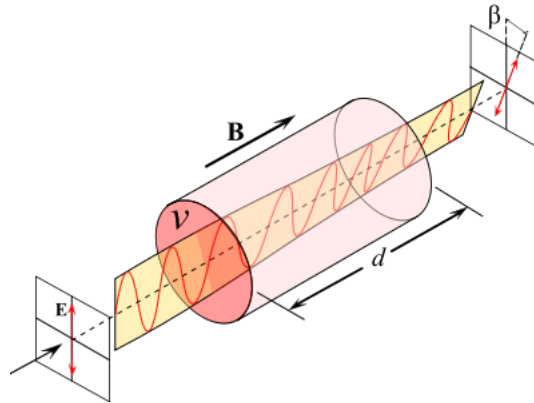


Abbildung 7: Drehung der Polarisationssebene von Licht im parallelen Magnetfeld. (Quelle:upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/a/a5/Faraday-effect.svg)

Der **Pockels-Effekt** beschreibt analog Doppelbrechung im elektrischen Feld. Unter Einwirkung eines E-Feldes, das möglichst senkrecht auf dem Wellenvektor steht, (es geht auch parallel, allerdings nicht so gut) entwickelt ein isotroper Kristall schnelle und langsame Achsen (Kerr-Effekt) oder in einem bereits doppelbrechenden Kristall verschieben sich diese Achsen (eigentlicher Pockels- Effekt). Eine nützliche Messgröße und Materialkonstante für diesen Effekt ist die Halbwellenspannung, also die Spannung, die angelegt werden muss, um einen Gangunterschied von $\frac{\lambda}{2}$ und damit eine Drehung der Polarisatation um 90° zu erzeugen:

$$U_{Hw} = \frac{\lambda_0}{2rn_0^3}$$

Dabei ist r die lineare elektrooptische Konstante und n_0 der Brechungsindex im feldfreien Fall.

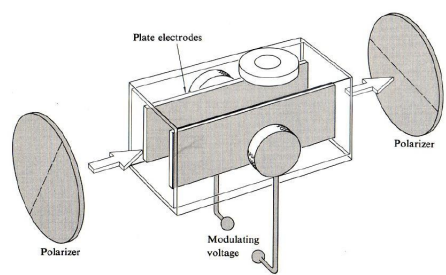


Abbildung 8: Aufbau einer Pockelszelle (Quelle:www.star.le.ac.uk/ rw/courses/lect4313_fig57.jpg)

0.7 Optische Aktivität

Optische Aktivität bezeichnet die Fähigkeit bestimmter Stoffe, auch ohne äußere Anregung durch elektrische oder magnetische Felder die Polarisationsrichtung von Licht zu drehen. Dies geschieht beispielsweise durch langkettige, "chirale" Moleküle, die einen bevorzugten Drehsinn in ihrem Aufbau haben. Dies ist zum Beispiel bei Zuckerlösungen zu beobachten. Die Abhängigkeit des Drehwinkels ist gegeben durch:

$$\beta = \alpha \cdot c \cdot l$$

Mit c = Konzentration der Lösung, l = Weglänge des Lichts im Medium, α = Materialkonstante.

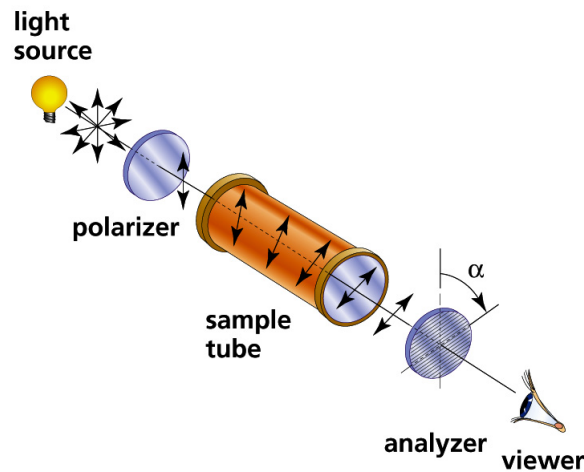


Abbildung 9: optische Aktivität (Quelle: www.ch2.kilu.de/Stoff/kohlenhydrate/3.jpg)

0.8 Magnetostriktion

Wenn ferromagnetische Stoffe in ein Magnetfeld eingebracht werden, richten sich die Weißschen Bezirke im Material aus und erzeugen eine dauerhafte Magnetisierung. Als Nebeneffekt verursacht dies jedoch auch eine minimale Längenänderung Δl ($10 \frac{\mu m}{m} - 2 \frac{mm}{m}$) bei normalerweise konstantem Volumen. Die Abhängigkeit vom Magnetfeld H ist im Allgemeinen linear:

$$\Delta l = \alpha \cdot l_0 \cdot H$$

Mit α = magnetostriktive Materialkonstante und l_0 = Länge des im Magnetfeld befindlichen Abschnitts.

1 Fouriertransformation

Es soll demonstriert werden, dass die Beugung von Licht an optisch abbildenden Elementen tatsächlich der Fouriertransformation der Transmissionsfunktion entspricht. Dazu wird das Beugungsbild eines Einfachspaltes mithilfe eines Photodetektors vermessen und daraus durch Rücktransformation mit dem Computer ein Bild des Spaltes gewonnen. Die Messung und Berechnung erfolgen computergesteuert und haben rein demonstrativen Charakter. Es ist zu erwarten, dass das Bild des Spaltes nicht perfekt wiedergewonnen werden kann, da bei der Fouriertransformation stets auch Informationen verloren gehen. Außerdem wird die Berechnung mit numerischen Näherungsverfahren durchgeführt und die Messung durch Streueffekte verfälscht.

2 Michelson-Interferometer

Die folgenden Versuche sollen die verschiedenen Anwendungsmöglichkeiten des Michelson- Interferometers verdeutlichen.

2.1 Magnetostriktion

Die Magnetostriktion eines Nickel-Stabes soll mithilfe des Michelson-Interferometers vermessen werden. Dazu wird der bewegliche Spiegel an einem Ende des Stabs befestigt und dieser in eine Spule eingebracht. Mithilfe einer Mikrometerschraube wird der Spiegel so geeicht, dass im Zentrum des Schirms ein Interferenzminimum liegt. Wird nun der Strom durch die Spule eingeschaltet (nur kurz, um Längenänderung durch Erwärmung zu verhindern) , so verschiebt der Stab den Spiegel ein wenig und aus der Anzahl der Hell-Dunkel-Durchgänge kann die zunächst die Längenänderung und schließlich aus dieser die magnetostriktive Konstante α berechnet werden.

Das Magnetfeld einer langen Spule der Länge L mit n Windungen, die vom Strom I durchflossen wird, ist

$$H = \frac{nI}{L}$$

In diesem Fall ist l_0 ungefähr gleich der Länge L der Spule, also:

$$\Delta l = \alpha l_0 H = \alpha n I$$

Und schließlich

$$m \cdot \frac{\lambda}{2} = \Delta l = \alpha n I \quad \Rightarrow \Delta l = \frac{m \lambda}{2n} = \alpha \cdot I \quad \text{für Maxima}$$

oder für Minima:

$$\frac{(2m-1) \cdot \lambda}{4} = \Delta l = \alpha n I \quad \Rightarrow \Delta l = \frac{(2m-1) \cdot \lambda}{4n} = \alpha \cdot I$$

Wenn also Δl über dem Spulenstrom I aufgetragen wird, kann α direkt aus der Steigung abgelesen werden.

2.2 Bestimmung der Wellenlänge

Umgekehrt zum vorigen Versuch kann ein Michelson-Interferometer auch verwendet werden, um bei bekannter Verschiebung Δl die Wellenlänge des verwendeten Lichts zu berechnen. Dies soll nun durchgeführt werden. Dazu wird der bewegliche Spiegel des Interferometers auf eine Mikrometerschraube montiert und schrittweise verschoben. Aus der Anzahl m der Hell-Dunkel-Durchgänge kann dann die Wellenlänge berechnet werden:

$$\lambda = \frac{2\Delta l}{m}$$

2.3 Dopplereffekt

Da der Dopplereffekt auch für elektromagnetische Wellen gilt, kann er mit Laserlicht gezeigt werden. Allerdings ist die Dopplerverschiebung für alltägliche Geschwindigkeiten so klein gegenüber der Lichtgeschwindigkeit, dass er mit den meisten Messgeräten nicht nachgewiesen werden kann. Mit dem Michelson-Interferometer ist dies jedoch möglich.

Die Mikrometerschraube wird mit dem beweglichen Spiegel aus dem vorherigen Versuch mit einem Schrittmotor gekoppelt, der den Spiegel mit konstanter Geschwindigkeit v verfährt. Diese Geschwindigkeit soll gemessen werden - einmal herkömmlich mit Stoppuhr und Skala der Mikrometerschraube und einmal mit dem Interferometer. Dazu wird mit der Stoppuhr das Zeitintervall Δt gemessen, in dem eine feste Anzahl m von Hell- Dunkel-Durchgängen erfolgt. Die Geschwindigkeit des Spiegels ist dann:

$$v = \frac{m \cdot \lambda}{2 \cdot \Delta t}$$

(Formel entnommen aus Musterprotokoll von Tobias Abzieher und Phillip Mogg, 2010, Seite 7, Formel 3.4.7.)

2.4 Akustischer Dopplereffekt

Der akustische Dopplereffekt ist jedem bekannt, der schon einmal das Martinshorn eines Rettungswagen gehört hat, der vorbeifährt: Bei Annäherung der Schallquelle ist ein höherer Ton zu hören als bei Entfernung. Qualitativ kann dies auch einfach mit einer Stimmgabel getestet werden, die vom Ohr weg oder zum Ohr hin bewegt wird.

Wenn in einem zweiten Versuch eine schallreflektierende Wand in der Nähe ist, überlagern sich erhöhte und verringerte Frequenz und bilden eine "Schwebung", also Interferenz akustischer Wellen unterschiedlicher Frequenz.

3 Faraday- und Pockelseffekt

3.1 Faraday qualitativ

Die Drehung der Polarisation durch ein Magnetfeld kann auch zur Signalübertragung verwendet werden. In diesem Versuch wird der Kopfhörerausgang eines handelsüblichen MP3- Players über einen Verstärker an die Spule angeschlossen, die den Transmissionskristall umgibt. Durch die Modulation des Spulenstrom wird das Signal auf die Phaseninformationen des Lichts übertragen. Wenn der Lichtstrahl dann durch einen Analysator läuft, filtert dieser je nach Polarisationsrichtung des Lichts einen Teil davon heraus. So wird die Intensität hinter dem Analysator teilweise verringert und kann von einer Photozelle aufgefangen und wieder in ein Lautsprechersignal umgewandelt werden.

Das Signal durchläuft also folgenden Weg:

$$\text{Elektrizität} \Rightarrow \text{Magnetfeld} \Rightarrow \text{Polarisation} \Rightarrow \text{Intensität} \Rightarrow \text{Elektrizität} \Rightarrow \text{Schall.}$$

Da das Magnetfeld der Spule induktiv ist, werden schnelle Stromänderungen durch die Selbstinduktion der Spule ausgebremst. Deshalb ist zu erwarten, dass niederfrequente Signale besser übertragen werden als hochfrequente.

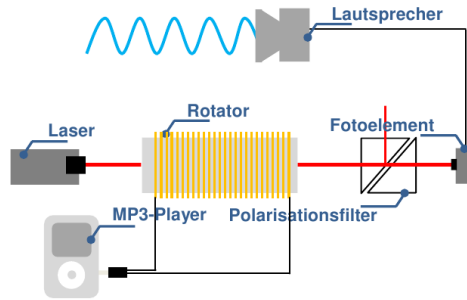


Abbildung 10: Versuchsaufbau. (Quelle: Musterprotokoll Abzieher, Mogg, 2010, Seite 31)

3.2 Verdet'sche Konstante

Die Verdet'sche Konstante, die das Polarisationsdrehvermögen des Kristalls im Magnetfeld beschreibt, soll bestimmt werden. Dazu wird bei Spulenstrom $I = 0$ der Analysator so gedreht, dass die Intensität auf einem Schirm hinter dem Analysator maximal wird. Dann wird der Spulenstrom schrittweise erhöht und der Analysator jeweils wieder so gedreht, dass erneut maximale Transmission erfolgt. Der Winkel δ , um den der Analysator gedreht wurde, ist auch der Winkel β , um den die Polarisation des Lichts gedreht wurde. Daraus lässt sich dann die Verdet'sche Konstante berechnen:

$$V = \frac{\beta}{B \cdot l}$$

3.3 Pockels quantitativ

Derselbe Versuch wie 3.1 soll noch einmal durchgeführt werden, diesmal aber mit einer Pockels-Zelle. Außerdem soll in einem zweiten Schritt die Photozelle durch einen Schirm ersetzt werden. Es wird eine Hyperbelstruktur zu sehen sein. Dies liegt daran, dass die unterschiedlichen Teilwellen durch das Linsensystem in verschiedenen Winkeln in den Kristall eintreten und dadurch unterschiedlich im Kristall propagieren.

3.4 Pockels-Konstante

In der Pockels-Zelle kann die Spannung zwischen den Elektroden gefahrlos bis auf $\pm 2000V$ erhöht werden. Dadurch können mehrere ganze Umdrehungen der Polarisation erreicht werden. Deshalb wird diesmal der Analysator fixiert und stattdessen die Spannung immer weiter erhöht und jeweils die Punkte maximaler Transmission notiert.

Die Steigung der Ausgleichsgeraden "Kondensatorspannung über Nummer" ist die Halbwellenspannung U_{Hw} . Dann ergibt sich die gesuchte Konstante k mit folgender Formel:

$$k = \frac{\lambda_0 \cdot d}{2 \cdot s \cdot U_{Hw}} \quad (d = \text{Kondensatorplattenabstand}, s = \text{Kristalldicke})$$

(Formel entnommen aus Musterprotokoll Januszewski, Schönke, 2011, Seite 8, Formel 18)

4 Saccarimetrie

4.1 Zuckerlösung

Das optische Drehvermögen einer Zuckerlösung soll in Abhängigkeit von der Konzentration gemessen werden. Dazu wird eine vorher genau gewogene Zuckermenge nach und nach verdünnt und jeweils analog zu den vorherigen Versuchen der Analysator hinter dem Gefäß so gedreht, dass die Transmission maximal wird. Es soll auch kurz gezeigt werden, dass die Drehung von der Weglänge des Lichts in der Lösung abhängt, indem das Gefäß einmal längs und einmal quer durchstrahlt wird.

Wenn die Lösung verdünnt wird, bildet sich kurzzeitig ein Konzentrationsgradient aus, sodass der Lichtweg im Gefäß gekrümmt wird. Deshalb muss immer kurz gewartet werden, bis der Gradient ausgeglichen ist. Außerdem ist die optische Aktivität stark abhängig von der Wellenlänge, was aber in diesem Fall kein Problem ist, da der Laser sehr gutes monochromatisches Licht liefert. Die Temperaturabhängigkeit soll hier vernachlässigt werden. Die Konstante α zur optischen Aktivität ergibt sich aus der einfachen Formel:

$$\alpha = \frac{\beta}{c \cdot l}$$

Mit c = Konzentration der Lösung, l = Weglänge des Lichts im Medium

4.2 Sorbose

Der selbe Versuch soll noch einmal mit Sorbose durchgeführt werden, eine Lösung, die entgegengesetzt zur Saccharose linksdrehend ist. Wieder soll α mit der selben Formel bestimmt werden.