

## Polarisation von Licht

### Stichworte:

Elektromagnetische Welle, Transversalwelle, Wellenvektor, Phasengeschwindigkeit, Brechzahl, Brechungsgesetz, Reflexionsgesetz, lineare, zirkulare und elliptische Polarisation, HERTZsche Dipolstrahlung, FRESNELSche Formeln, natürliche optische Aktivität, FARADAY-Effekt.

### Messprogramm:

Reflektivität von linear polarisiertem Licht am Übergang Luft/Glas, Drehvermögen einer Zuckerlösung, VERDET-Konstante von SF6-Glas.

### Literatur:

- /1/ HECHT, E.: „Optik“, Oldenbourg, München u. a.  
/2/ BORN, M.: „Optik“, Springer-Verlag, Berlin u. a.

## 1 Einleitung

In diesem Versuch geht es um verschiedene Aspekte der Polarisation von Licht. Im ersten Versuchsteil soll untersucht werden, wie linear polarisiertes Licht bei der Reflexion von Licht an einer Grenzfläche zwischen Luft und Glas entsteht. In den beiden anschließenden Versuchsteilen geht es um die Frage, wie die Polarisationsrichtung von linear polarisiertem Licht gedreht werden kann. Dabei werden zunächst die natürliche optische Aktivität und daran anschließend der magnetooptische Effekt (FARADAY-Effekt) behandelt.

## 2 Theorie

Wir betrachten eine *ebene, monochromatische Lichtwelle* mit der Wellenlänge  $\lambda$  und der Kreisfrequenz  $\omega = 2\pi\nu$  ( $\nu$  ist die Frequenz). Wir legen das Koordinatensystem so, dass die Welle sich in  $+z$ -Richtung mit der *Phasengeschwindigkeit*  $c = \lambda\nu$  ausbreitet und der elektrische Feldvektor  $\mathbf{E}$  in der  $x/y$ -Ebene liegt. Für den *Wellenvektor*  $\mathbf{k}$ , der in die Ausbreitungsrichtung der Welle zeigt, gilt dann:

$$(1) \quad \mathbf{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \mathbf{u}_z$$

wobei  $\mathbf{u}_z$  der Einheitsvektor in  $z$ -Richtung ist.

Mit der Einführung der *Wellenzahl*  $k$ :

$$(2) \quad k = |\mathbf{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}$$

lässt sich die ebene Welle dann schreiben als:

$$(3) \quad \mathbf{E}(x, y, z, t) = \mathbf{E}_0 \cos(\omega t - \mathbf{kz}) = \mathbf{E}_0 \cos(\omega t - kz) = \mathbf{E}_0 \cos\varphi(z, t)$$

wobei

$$(4) \quad \mathbf{E}_0 = \mathbf{E}_0(x, y)$$

die *Amplitude* und

$$(5) \quad \varphi(z, t) = \omega t - kz$$

die *Phase* der Welle darstellt, die sich mit der Zeit  $t$  und dem zurückgelegten Weg  $z$  ändert.

Aufgrund der Wahl des Koordinatensystems liegt der Vektor  $\mathbf{E}_0$  immer in der  $x/y$ -Ebene. Wir können die ebene Welle nach Gl. (3) deshalb in zwei Komponenten mit den Amplituden  $\mathbf{E}_{0x}$  und  $\mathbf{E}_{0y}$  und relativer Phasenverschiebung  $\delta$  zerlegen:

$$(6) \quad \mathbf{E}(x, y, z, t) = \mathbf{E}_{0x} \cos(\omega t - kz) + \mathbf{E}_{0y} \cos(\omega t - kz + \delta)$$

oder in Kurzschreibweise:

$$(7) \quad \mathbf{E} = \mathbf{E}_x + \mathbf{E}_y$$

mit

$$(8) \quad \mathbf{E}_x = \mathbf{E}_{0,x} \cos(\omega t - kz)$$

$$(9) \quad \mathbf{E}_y = \mathbf{E}_{0,y} \cos(\omega t - kz + \delta)$$

## 2.1 Polarisationszustände

Mit Hilfe von Gl. (6) wollen wir das zeitliche Verhalten des Vektors  $\mathbf{E}$  als Funktion der Vektoren  $\mathbf{E}_{0,x}$  und  $\mathbf{E}_{0,y}$  sowie der Phasenverschiebung  $\delta$  untersuchen. Zur Veranschaulichung ist die Analogie zu LISSAJOUS-Figuren hilfreich: für ein festes  $z$  (z. B.  $z = 0$ ) beschreibt Gl. (6) nichts anderes als die Überlagerung von zwei zueinander orthogonalen harmonischen Schwingungen gleicher Kreisfrequenz  $\omega$ . Aus dem Versuch zum Oszilloskop ist bekannt, dass dies je nach Größe der Amplituden  $\mathbf{E}_{0,x}$  und  $\mathbf{E}_{0,y}$  und der Phasenverschiebung  $\delta$  zu Geraden, Ellipsen oder Kreisen als LISSAJOUS-Figuren führt.

Wir betrachten zunächst die Fälle, in denen  $|\mathbf{E}_{0,x}|$ ,  $|\mathbf{E}_{0,y}|$  und  $\delta$  zeitlich konstant sind. Dann gilt:

- 1.) Ist entweder  $\mathbf{E}_{0,x} = 0$  oder  $\mathbf{E}_{0,y} = 0$  oder  $\delta = n\pi$ ,  $n \in \mathbb{N}$ , so oszilliert der resultierende Vektor  $\mathbf{E}$  in nur einer Richtung. In diesem Fall spricht man von *linear polarisiertem* Licht (Abb. 1 links). Viele Laser sind so gebaut (s.u.), dass sie linear polarisiertes Licht emittieren.
- 2.) Ist  $|\mathbf{E}_{0,x}| = |\mathbf{E}_{0,y}|$  und  $\delta = \pm (n + \frac{1}{2})\pi$  und blickt man *gegen* die Ausbreitungsrichtung der Welle (d. h. die Welle kommt dem Beobachter entgegen), so beschreibt die Spitze des  $\mathbf{E}$ -Vektors als Funktion der Zeit einen Kreis. In diesem Fall spricht man von *zirkular-polarisiertem* Licht (Abb. 1 Mitte). Im Falle  $\delta = + (n + \frac{1}{2})\pi$  dreht sich der  $\mathbf{E}$ -Vektor im Uhrzeigersinn, das Licht heißt *rechtszirkular-polarisiert*. Im Falle  $\delta = - (n + \frac{1}{2})\pi$  dreht sich der  $\mathbf{E}$ -Vektor gegen den Uhrzeigersinn und man spricht von *linkszirkular-polarisiertem* Licht. Eine Besonderheit von zirkular polarisiertem Licht ist die Tatsache, dass der Vektor  $\mathbf{E}$  zu jedem Zeitpunkt die gleiche Länge hat und anders als bei linear polarisiertem Licht nie Null wird.
- 3.) In allen anderen Fällen ergibt sich beim Blick gegen die Ausbreitungsrichtung der Welle, dass die Spitze des  $\mathbf{E}$ -Vektors als Funktion der Zeit eine Ellipse beschreibt. In diesem Fall spricht man von *elliptisch polarisiertem* Licht (Abb. 1 rechts). Größe und Vorzeichen der Phasenverschiebung  $\delta$  bestimmen die Orientierung der Halbachsen der Ellipse im  $x/y$ -Koordinatensystem und den Umlaufsinn (rechts/links) des  $\mathbf{E}$ -Vektors, das Verhältnis der Komponenten  $\mathbf{E}_{0,x}$  zu  $\mathbf{E}_{0,y}$  ihre Elliptizität.

Ändern sich  $|\mathbf{E}_{0,x}|$ ,  $|\mathbf{E}_{0,y}|$  und  $\delta$  mit der Zeit, so läuft die Spitze des  $\mathbf{E}$ -Vektors in keiner ausgezeichneten Richtung. In diesem Fall spricht man von *unpolarisiertem* oder *natürlichem* Licht.

Ist in einer Lichtwelle ein Polarisationszustand bevorzugt, kommen aber gleichzeitig unpolarisierte Anteile vor, so spricht man von *partiell polarisiertem* Licht. Der *Polarisationsgrad*  $P$  gibt dann das Verhältnis der Lichtintensität des polarisierten Anteils ( $I_{pol}$ ) zur Gesamtintensität ( $I_{tot}$ ) an:

$$(10) \quad P = \frac{I_{pol}}{I_{tot}} \quad 0 \leq P \leq 1$$

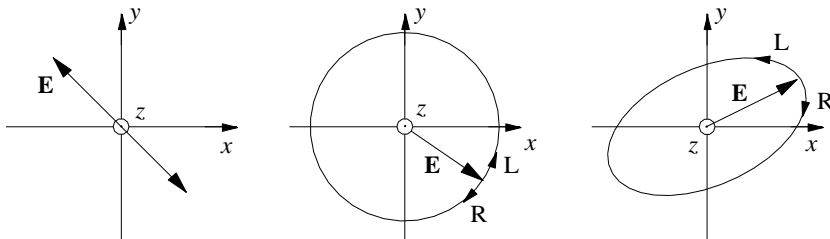


Abb. 1: Polarisationszustände von Licht. V. l. n. r.: linear polarisiertes, zirkular polarisiertes und elliptisch polarisiertes Licht. R: rechtspolarisiert, L: links polarisiert.

Die verantwortlichen Atome oder Moleküle der Lichtquelle können wir als kleine *HERTZsche Dipole* auffassen, die ihr Licht jeweils mit einer definierten Polarisationsrichtung abstrahlen, nämlich der

Richtung der Dipolachse. Wir beobachten am Ausgang der Lichtquelle jedoch nicht nur das von *einem* Dipol abgestrahlte Licht, sondern die Überlagerung der Lichtwellen *aller* Dipole, die die Lichtquelle enthält, mit *zufallsverteilter* Polarisationsrichtung und *Phasenlage*. Im Ergebnis erhalten wir dadurch einen sich mit der Zeit hinsichtlich Betrag und Richtung rasch und zufällig ändernden  $\mathbf{E}$ -Vektor. Das ist das Kennzeichen unpolarisierten Lichtes.

Laser sind oftmals so gebaut, dass sie linear polarisiertes Licht emittieren. Weiteres dazu in Kap. 2.2.

## 2.2 Polarisation durch Reflexion

Wir betrachten gem. Abb. 2 eine senkrecht zur Zeichenebene stehende Grenzfläche  $G$  zwischen zwei Materialien 1 und 2, z. B. Luft und Glas, auf die unter dem Winkel  $\alpha$  eine sich in der Zeichenebene ausbreitende Lichtwelle  $\mathbf{E}_e$  mit dem Wellenvektor  $\mathbf{k}_e$  einfällt. Bekanntlich wird ein Teil dieser Welle an der Grenzfläche unter dem Winkel  $\alpha$  reflektiert und bildet die reflektierte Welle  $\mathbf{E}_r$  (Wellenvektor  $\mathbf{k}_r$ ). Ein anderer Teil tritt in das Medium 2 ein und bildet die unter dem Winkel  $\beta$  gebrochene Welle  $\mathbf{E}_b$  (Wellenvektor  $\mathbf{k}_b$ ). Aus der geometrischen Optik ist bekannt, dass die Wellenvektoren aller drei Wellen in einer Ebene, der so genannten *Einfallsebene* liegen und dass gilt (Index  $e$  für die einfallende, Index  $r$  für die reflektierte Welle):

$$(11) \quad \alpha = \alpha_e = \alpha_r \quad \text{Reflexionsgesetz}$$

$$(12) \quad n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta \quad \text{Brechungsgesetz}$$

wobei  $n_1$  und  $n_2$  die Brechzahlen der beiden Materialien 1 und 2 sind.

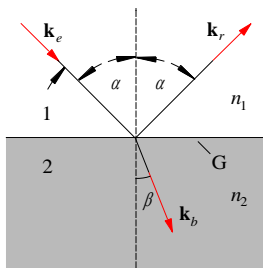


Abb. 2:  
Zur Brechung und Reflexion. Die Wellenvektoren der einfallenden, reflektierten und gebrochenen Welle liegen in einer Ebene, der *Einfallsebene* (hier Zeichenebene).

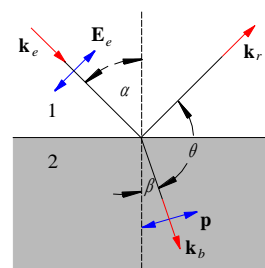


Abb. 3:  
Zum BREWSTER-Winkel. Die einfallende Lichtwelle  $\mathbf{E}_e$  ist in der Zeichenebene linear polarisiert (blaue Pfeile).

Im klassischen, mikroskopischen Bild können wir uns die Brechung und Reflexion folgendermaßen veranschaulichen: Das mit der Kreisfrequenz  $\omega$  oszillierende  $\mathbf{E}$ -Feld der einfallenden Welle regt die Elektronen im Medium 2 zu Schwingungen an, erzeugt dort also Dipole mit oszillierendem Dipolmoment  $\mathbf{p} \sim \mathbf{E}$  gleicher Frequenz, das aber gegenüber  $\mathbf{E}$  eine Phasenverzögerung aufweist (Analogie zur erzwungenen mechanischen oder elektromagnetischen Schwingung). Diese Dipole strahlen ihrerseits elektromagnetische Wellen mit gleicher Kreisfrequenz  $\omega$  ab, die sich im Wesentlichen senkrecht zur Dipolachse ausbreiten. Speziell in Richtung der Dipolachse findet keine Energieabgabe statt (Analogie zur Richtcharakteristik einer Antenne).

Ein Teil der im Medium 2 erzeugten Dipolstrahlung verlässt das Medium 2 wieder und läuft als reflektierte Welle ins Medium 1 zurück. Der Rest bildet die gebrochene Welle, deren Ausbreitungsgeschwindigkeit infolge der Phasenverzögerung des Dipolmomentes  $\mathbf{p}$  gegenüber dem anregenden  $\mathbf{E}$ -Feld um den Faktor  $n_2/n_1$  reduziert ist.

Wir betrachten nun den Spezialfall, bei dem die einfallende Welle in der Einfallsebene (Zeichenebene) linear polarisiert ist (Abb. 3). Man spricht in diesem Fall von *p-polarisiertem* Licht, da  $\mathbf{E}_e$  *parallel* zur Einfallsebene liegt. Für das p-polarisierte Licht gibt es einen Einfallswinkel, den *BREWSTER-Winkel*  $\alpha_B$ , bei dem die reflektierte Welle verschwindet. Dies ist gerade dann der Fall, wenn der Winkel  $\theta$  zwischen reflektierter und gebrochener Welle  $90^\circ$  beträgt. Dann gilt:

$$(13) \quad \beta = 90^\circ - \alpha_B$$

Einsetzen von Gl. (13) in Gl. (12) unter Berücksichtigung von  $\sin(90^\circ - \alpha_B) = \cos \alpha_B$  ergibt die Bedingung für den BREWSTER-Winkel:

$$(14) \quad \tan(\alpha_B) = \frac{n_2}{n_1}$$

**Frage 1:**

- Wie lässt sich das Verschwinden der reflektierten Welle im Falle  $\theta = 90^\circ$  mit dem dargestellten mikroskopischen Modell erklären? (Hinweis: Richtcharakteristik der Dipolstrahlung beachten!)

Gemäß Gl. (6) können wir jede einfallende Welle immer in zwei linear polarisierte Teilwellen zerlegen, deren  $\mathbf{E}$ -Vektoren senkrecht zueinander stehen. Wir legen das Koordinatensystem nun so, dass die eine Teilwelle,  $\mathbf{E}_x$ , *parallel* zur Einfallsebene polarisiert ist ( $\mathbf{E}_x = \mathbf{E}_p$ , p-polarisierte Teilwelle) und die andere,  $\mathbf{E}_y$ , *senkrecht* zur Einfallsebene, also tangential zur Grenzschicht ( $\mathbf{E}_y = \mathbf{E}_s$ ). Im letzteren Fall spricht man von *s-polarisiertem* Licht, da  $\mathbf{E}_s$  *senkrecht* zur Einfallsebene liegt. Für beide Teilwellen lässt sich aus den Maxwell'schen Gleichungen die *Reflektivität*  $R$ , d. h. das Verhältnis von reflektierter zu einfallender Lichtintensität  $I$  als Funktion des Einfallswinkels  $\alpha$  berechnen. Für die p-polarisierte Teilwelle  $\mathbf{E}_p$  findet man:

$$(15) \quad R_p = \frac{\tan^2(\alpha - \beta)}{\tan^2(\alpha + \beta)}$$

und für die s-polarisierte Teilwelle  $\mathbf{E}_s$ :

$$(16) \quad R_s = \frac{\sin^2(\alpha - \beta)}{\sin^2(\alpha + \beta)}$$

Gl. (15) und (16) stellen die *FRESNEL'schen Formeln* für die Reflexion dar. Der Verlauf von  $R_p$  und  $R_s$  als Funktion von  $\alpha$  ist in Abb. 4 dargestellt. Man sieht auch aus diesen Kurven, dass es einen Einfallswinkel gibt, nämlich den BREWSTER-Winkel  $\alpha_B$ , bei dem die parallel zur Einfallsebene polarisierte Komponente im reflektierten Licht verschwindet. Das reflektierte Licht enthält dann, unabhängig von seinem ursprünglichen Polarisationszustand, nur noch die senkrechte Komponente, ist also vollständig linear polarisiert.

Die Tatsache, dass beim Einfallswinkel  $\alpha_B$  die Reflektivität für p-polarisiertes Licht verschwindet, wird z. B. in vielen *Gas-Lasern* ausgenutzt, um linear polarisiertes Licht nahezu ohne Intensitätsverlust zu erzeugen. Das geschieht, indem die Enden des Gasentladungsrohres des Lasers mit Glasfenstern (BREWSTER-Fenstern) verschlossen werden, die unter einem Winkel von  $(90^\circ - \alpha_B)$  zur optischen Achse

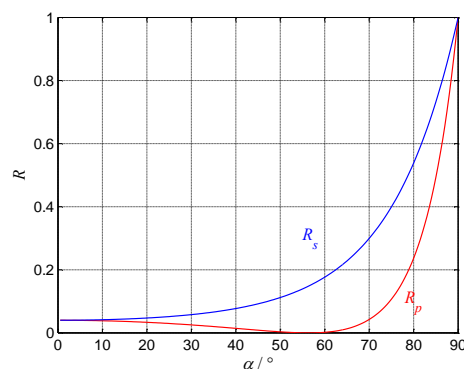


Abb. 4: Reflektivität  $R$  als Funktion des Einfallswinkels  $\alpha$  an einer Grenzfläche Luft ( $n_1 = 1$ ) / Glas ( $n_2 = 1.5$ ).

des Rohres angebracht werden, längs derer sich das Laserlicht ausbreitet (Abb. 5). Folglich sind die Reflexionsverluste für p-polarisiertes Licht an den Rohrenden praktisch null, während sie für s-polarisiertes Licht gem. Abb. 4 ca. 15 % betragen. Im Laser wird deshalb nur p-polarisiertes Licht effektiv verstärkt.

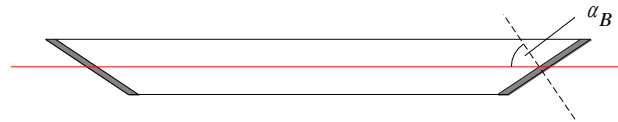


Abb. 5: Schematische Darstellung eines Laserrohres, das an beiden Enden mit einem Fenster (grau) unter einem Winkel von  $(90^\circ - \alpha_B)$  zur optischen Achse (rot) abgeschlossen ist.

**Frage 2:**

- Wie lässt sich aus Gl. (15) und (12) die Bedingung für den BREWSTER-Winkel herleiten?

### 2.3 Natürliche optische Aktivität

Unter *natürlicher optischer Aktivität* einer Substanz versteht man das Phänomen, dass sie beim Durchgang von linear polarisiertem Licht zu einer *Drehung der Polarisationsrichtung* des Lichtes um den Winkel  $\psi$  führt. Wird die Polarisationsrichtung bei Blickrichtung gegen die Ausbreitungsrichtung des Lichtes im Uhrzeigersinn gedreht, so spricht man von einer *rechtsdrehenden* Substanz, bei Drehung gegen den Uhrzeigersinn von einer *linksdrehenden*. Die *absolute* Ausbreitungsrichtung der Welle, d. h. ob sie die Substanz z. B. von rechts nach links oder von links nach rechts durchläuft, ist unbedeutend. Die Größe des Drehwinkels hängt bei vorgegebener Lichtwellenlänge und Temperatur von der Art der Substanz und der durchstrahlten Substanzdicke  $l$  ab.

Optische Aktivität tritt in Medien auf, die entweder *schraubenförmig gebaute* Moleküle oder *schraubenförmig angeordnete* Moleküle enthalten. Solche Medien zeigen „Händigkeit“ („Chiralität“), d. h. sie kommen in zwei zueinander spiegelbildlichen Bauformen vor. Die Ursache der optischen Aktivität ist die Tatsache, dass diese Medien für rechts- und links-zirkular-polarisiertes Licht unterschiedliche Brechzahlen aufweisen. Entsprechend polarisierte Lichtwellen breiten sich in den Substanzen also mit unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten aus und erfahren dadurch unterschiedliche Phasenverschiebungen. Da zirkular-polarisiertes Licht in zwei linear polarisierte Komponenten zerlegt und umgekehrt linear polarisiertes Licht durch Überlagerung zweier zirkular polarisierter Wellen dargestellt werden kann, wird der Zusammenhang mit der optischen Aktivität deutlich. Für eine detailliertere Darstellung wird auf [2] verwiesen. Wir beschränken uns im Weiteren auf die Beschreibung der Phänomene.

Natürliche optische Aktivität kann zum einen, wie erwähnt, durch schraubenförmig *angeordnete* Moleküle hervorgerufen werden. In diesem Fall ist die Substanz nur in fester Form optisch aktiv und z. B. nicht mehr in flüssiger Form. Ein Beispiel einer solchen Substanz ist Quarz.

Zum anderen kann natürliche optische Aktivität aber auch durch schraubenförmig *gebauete* Moleküle bewirkt werden. Dann ist die betreffende Substanz sowohl in fester, als auch in flüssiger oder gelöster Form optisch aktiv. Ein Beispiel einer solchen Substanz ist gewöhnlicher Rohrzucker (Rübenzucker, Saccharose,  $C_{12}H_{22}O_{11}$ ).

Für eine in gelöster Form optisch aktive Substanz ist der Drehwinkel der Polarisationsrichtung,  $\psi$ , eine Funktion der Massenkonzentration  $\beta$  und der Länge  $l$  der durchstrahlten Schicht:

$$(17) \quad \psi = \gamma(\lambda, T) l \beta$$

Die Proportionalitätskonstante  $\gamma(\lambda, T)$  heißt *Drehvermögen* (auch *spezifische Drehung*) und ist eine von der Lichtwellenlänge  $\lambda$  und der Temperatur  $T$  abhängige Stoffkonstante mit der Einheit:

$$[\gamma(\lambda, T)] = \frac{\text{grd m}^2}{\text{kg}}$$

Der in Gl. (17) dargestellte Zusammenhang wird z. B. in der Medizin ausgenutzt, um den Zuckergehalt im Harn zu bestimmen (*Saccharimetrie*).

**Frage 3:**

- Eine linear polarisierte Welle, die ein natürlich optisch aktives Medium in Hin- und Rückrichtung durchläuft, erfährt keine Änderung ihrer Polarisationsrichtung - warum nicht?

## 2.4 FARADAY-Effekt

Einige feste Stoffe (z. B. Bleiglas), aber auch Flüssigkeiten (z. B. Wasser) und Gase (z. B. Luft), drehen die Polarisationsrichtung von linear polarisiertem Licht um den Winkel  $\psi$ , wenn sie in ein starkes Magnetfeld  $\mathbf{B}$  gebracht werden. Sie werden durch das Magnetfeld also künstlich *optisch aktiv*. Dieses Phänomen wurde 1845 von MICHAEL FARADAY entdeckt und heißt *FARADAY-Effekt* oder *magnetooptischer Effekt*.

Hinsichtlich der nicht einfachen theoretischen Grundlagen des FARADAY-Effektes sei wiederum auf /2/ verwiesen, hinsichtlich einer anschaulichen Erklärung im mikroskopischen Bild auf /1/. Wir beschränken uns hier wieder auf die Beschreibung der Phänomene.

Wir betrachten eine linear polarisierte Lichtwelle, die sich in  $+z$ -Richtung ausbreitet und eine optisch transparente Substanz der Länge  $l$  durchläuft. Dieses Material befindet sich in einem homogenen Magnetfeld  $\mathbf{B}$  mit der  $z$ -Komponente  $+B_z$ . Der Winkel  $\psi$ , um den die Polarisationsrichtung des Lichtes in einem solchen FARADAY-Rotator gedreht wird, ist dann gegeben durch:

$$(18) \quad \psi = V(\lambda, T) B_z l$$

Dabei ist  $V(\lambda, T)$  die vom Material, der Wellenlänge  $\lambda$  und der Temperatur  $T$  abhängige VERDET-Konstante. Üblicherweise wird  $B_z$  in Tesla (T),  $l$  in Meter und  $\psi$  in Grad angegeben. Dann ist die Einheit von  $V$ :

$$[V] = \frac{\text{grad}}{\text{T} \cdot \text{m}}$$

Typische Werte für  $V$  liegen für Gläser im Bereich einiger 100 bis einiger 1000 grad/(T·m).

Aus Gleichung (18) ist zu erkennen, dass sich bei einer Umkehr der Ausbreitungsrichtung  $z$  des Lichtes das auf diese Richtung bezogene Vorzeichen von  $B_z$  ändert und damit auch das Vorzeichen des Drehwinkels  $\psi$ . Im Gegensatz zur natürlichen optischen Aktivität spielt die *absolute* Ausbreitungsrichtung der Welle (bezogen auf die Richtung von  $B_z$ ) hier also eine Rolle.

### Frage 4:

- Um welchen Winkel wird die Polarisationsrichtung einer linear polarisierten Lichtwelle gedreht, die einen FARADAY-Rotator in Hin- und Rückrichtung durchläuft (der Drehwinkel in Hinrichtung sei  $\psi_0$ )?

## 3 Versuchsdurchführung

### Zubehör:

Helium-Neon-Laser (5 mW Lichtleistung, durch einen Filteraufsatz wird die Lichtleistung aber auf  $< 1$  mW reduziert) in Feinjustierhalterung auf optischer Dreieckschiene (Länge ca. 1,5 m), drehbarer Gelenkverbinder mit Winkelskala, Zeiger für Winkelskala, rückseitig geschwärzte Glasscheibe auf Verstelleinheit, 1 Polarisationsfilter in Drehhalterung, 1 Polarisationsfilter in feinverstellbarer Drehhalterung (THORLABS PR01/M), Neutralfilterrad (Graufilterrad), Reiter, Stativstangen, Säulen, weißer Schirm, Fotodiode (lichtempfindliche Fläche ca.  $10 \times 10 \text{ mm}^2$ ) mit integriertem Verstärker (Versorgungsspannung  $\pm 9 \text{ V}$ ,  $0 \text{ V}$ ), vorgesetzter Mattscheibe und Rohr als Streulichtschutz, Küvette ( $l \approx 300 \text{ mm}$ ,  $\varnothing \approx 30 \text{ mm}$ ) mit planparallelen Endfenstern in Halterung, Rohrzucker-Normallösung, Elektromagnet mit 2 Spulen (300 Windungen,  $I_{\text{max}} \approx 5 \text{ A}$ ) auf Eisenkern in Halterung, 2 Polschuhe (durchbohrt) für Elektromagnet, Glasstab (Schwerflint SF 6) ( $l \approx 30 \text{ mm}$ ,  $\varnothing \approx 11 \text{ mm}$ ), 2 Netzgeräte (Phywe (0 - 15) / (0 - 30) V) für Fotodiodenverstärker und Spulen, 2 Digitalmultimeter zur Messung der Fotodiodenspannung<sup>1</sup> und der Stromstärke, Werkzeug, Labortischlampe, Taschenlampe, Thermometer, Lupe.



### Achtung:

Beim Umgang mit Laserlicht muss darauf geachtet werden, dass weder der Laserstrahl direkt, noch reflektierte Strahlen von Linsenoberflächen, Metallflächen usw. in die Augen gelangen. Es besteht die Gefahr der Netzhautzerstörung durch lokal extrem hohe Intensitäten! Der Laserstrahl muss daher immer in einer Höhe unter ca. 1,2 m gehalten werden! Niemals direkt in einen unaufgeweiteten Laserstrahl blicken!

<sup>1</sup> Wenn von *Fotodiodenspannung* die Rede ist, ist immer die Spannung am Ausgang des Fotodiodenverstärkers gemeint.

### 3.1 Reflektivität von linear polarisiertem Licht

Mit einer Anordnung gem. Abb. 6 soll die Reflektivität  $R$  von linear polarisiertem Laserlicht als Funktion des Einfallswinkels  $\alpha$  für eine Grenzschicht zwischen Luft ( $n_1 \approx 1$ ) und Glas ( $n_2 \approx 1,5$ ) gemessen werden. Dabei soll das Licht einmal parallel und einmal senkrecht zur Einfallsebene polarisiert sein.

#### 3.1.1 Vorbereitende Justierarbeiten

##### *Von der technischen Assistenz vor Versuchsbeginn durchgeführte Arbeiten:*

Ein Helium-Neon-Laser ( $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ ; Fehler in  $\lambda$  vernachlässigbar) wird auf eine Dreieckschiene DS montiert, die über ein Drehgelenk mit einer Schiene S verbunden ist (Abb. 6 rechts). Auf S ist eine Fotodiode FD montiert, mit der die Intensität des an der Glasscheibe G reflektierten Laserlichtes gemessen werden kann. Der Laser wird so in seine Halterung eingesetzt, dass die Polarisationsrichtung des von ihm emittierten linear polarisierten Lichtes mittig zwischen horizontaler und vertikaler Polarisationsrichtung liegt ( $45^\circ$ -Richtung). Die Fein-Justierhalterung des Lasers wird so ausgerichtet, dass der Laserstrahl in vertikaler und horizontaler Richtung parallel zu DS verläuft. Direkt hinter die Austrittsöffnung des Lasers wird ein drehbarer Polarisationsfilter P montiert.

Danach wird die Glasscheibe G in einer verstellbaren Halterung auf den Tisch T des Drehgelenks montiert und so justiert, dass

- die Drehachse D genau in der dem Laser zugewandten Oberfläche der rückseitig geschwärzten Glasscheibe liegt (s. Abb. 6),
- der Laserstrahl die Glasscheibe genau auf der Drehachse D trifft.

Ferner wird die Winkelskala auf dem Tisch T so ausgerichtet, dass die Oberfläche von G auf der Achse  $0^\circ/180^\circ$  liegt, wenn der Laserstrahl von der Glasscheibe in sich zurückgeworfen wird.

*Ohne Rücksprache mit dem/der BetreuerIn oder der technischen Assistenz darf die Justierung des Lasers und der Glasscheibenhalterung nicht verändert werden!*

##### *Von den Studierenden durchzuführende Arbeiten:*

Die Halterung mit der Glasscheibe wird vorübergehend vorsichtig aus dem Aufbau entfernt und in einer Säule abgestellt. In ca. 0,4 m Entfernung hinter der Drehachse des Gelenkverbinders G wird die Fotodiode FD montiert. Das Drehgelenk wird auf  $\theta = 180^\circ$  eingestellt und FD so ausgerichtet, dass der Laserstrahl ihre lichtempfindliche Fläche mittig trifft. Der Laserstrahl wird vorübergehend mithilfe eines Bleches unterbrochen und die Ausgangsspannung des Fotodiodenverstärkers bei Dunkelheit,  $U_D$ , wird gemessen<sup>2</sup>. Sollte  $U_D \leq 0 \text{ V}$  sein, muss das Offset-Potentiometer am Fotodiodenverstärker so verstellt werden, dass  $U_D > 0 \text{ V}$  ist ( $U_D$  sollte im Bereich einiger 10 mV liegen). Anschließend wird der Laserstrahl wieder freigegeben und der Polarisationsfilter P so eingestellt, dass hinter dem Filter zunächst *senkrecht*, dann *parallel* polarisiertes Licht vorliegt. Dabei beziehen sich die Richtungen auf die spätere Lage der *Einfallsebene*. Der Polarisationsfilter arbeitet nach dem Prinzip der *selektiven Absorption (Dichroismus)*; seine Durchlassrichtung ist durch die Richtung des Pfeils auf seiner Winkelskala angegeben.

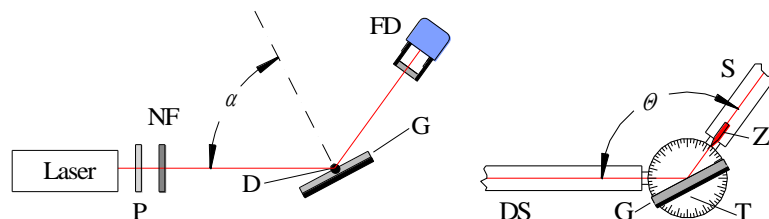


Abb. 6: *Links:* Versuchsanordnung zur Messung der Reflektivität  $R$  an einer Grenzfläche Luft / Glas. P: Polarisationsfilter, NF: Neutralfilterrad (Graufilterrad), FD: Fotodiode mit vorgesetzter Mattscheibe (grau) und Rohr als Streulichtschutz, D: Drehachse. *Rechts:* Details des Drehgelenks, das die Dreieckschiene DS, auf der der Laser montiert ist, mit der Schiene S verbindet, auf der sich die Fotodiode befindet. T ist der mit einer Winkelskala versehene Tisch auf dem Drehgelenk, dessen Stellung am Zeiger Z abgelesen werden kann.

<sup>2</sup> Verstärkungsfaktor  $V = 1$ . Um den Einfluss von Streulicht im Raum bei den späteren Messungen zu berücksichtigen, darf zur Messung von  $U_D$  nicht die Verschlusskappe vor die Fotodiode montiert werden.

Für beide Polarisationsrichtungen wird die Ausgangsspannung des Fotodiodenverstärkers gemessen. Die Lichtintensität kann so groß sein, dass sie zur Übersteuerung des Fotodiodenverstärkers führt. In diesem Fall wird ein Neutralfilterrad hinter den Polarisationsfilter gestellt und vorsichtig in die Position gedreht, bei der der Fotodiodenverstärker gerade nicht mehr übersteuert. Die Nicht-Übersteuerung erkennt man daran, dass die mit dem Digitalmultimeter gemessene Ausgangsspannung des Fotodiodenverstärkers sich bei geringfügiger Verdrehung des Polarisationsfilters noch ändert.

Auf dem Neutralfilterrad ist für jeden Filter die optische Dichte  $D$  mit

$$(19) \quad D = \log_{10} \left( \frac{\text{Eingangssintensität}}{\text{Ausgangssintensität}} \right)$$

eingraviert, sodass prinzipiell auf die Intensität ohne Neutralfilter zurückgerechnet werden kann. Dies ist bei diesem Versuch jedoch nicht erforderlich, solange ein einmal eingebrachter Filter mit der optischen Dichte  $D$  im Aufbau verbleibt.

Im Folgenden stehen (wie oben) die Indizes  $s$  für senkrecht,  $p$  für parallel,  $e$  für einfallend und  $r$  für reflektiert.

Die Ausgangsspannung  $U_{s,e}$  für die *senkrechte* Stellung des Polarisationsfilters ist nach Abzug der Dunkelspannung  $U_{De}$  zur *einfallenden* Lichtintensität  $I_{s,e}$  proportional:

$$(20) \quad I_{s,e} \sim (U_{s,e} - U_{De})$$

Für die *parallele* Stellung des Polarisationsfilters gilt analog:

$$(21) \quad I_{p,e} \sim (U_{p,e} - U_{De})$$

Nach diesen Messungen wird die Halterung mit der Glasscheibe wieder an ihre alte Position gestellt.

### 3.1.2 Messreihen

$R_s$  und  $R_p$  sollen als Funktion des Einfallswinkels  $\alpha$  bestimmt werden, der, soweit mit dem vorhandenen Aufbau realisierbar, im Bereich  $15^\circ \leq \alpha \leq 85^\circ$  variiert wird.  $R_s$  und  $R_p$  ist jeweils das Verhältnis der *reflektierten* zur *einfallenden* Lichtintensität, also:

$$(22) \quad R_s = \frac{I_{sr}}{I_{se}} \quad R_p = \frac{I_{pr}}{I_{pe}}$$

Mit Hilfe von Gl. (20) und (21) und analoger Beziehungen für die reflektierten Intensitäten können wir  $R_s$  und  $R_p$  auch schreiben als:

$$(23) \quad R_s = \frac{U_{sr} - U_D(\alpha)}{U_{se} - U_{De}} \quad R_p = \frac{U_{pr} - U_D(\alpha)}{U_{pe} - U_{De}}$$

Insgesamt sollen zur Messung von  $R_s$  und  $R_p$  jeweils etwa 20 Messwerte für  $U_{sr}(\alpha)$  und  $U_{pr}(\alpha)$  aufgenommen werden, wobei die Winkelwerte gem. Abb. 4 geschickt zu verteilen sind. Für jeden Wert von  $\alpha$  wird

- die Glasscheibe durch Verstellen des Drehgelenks in die entsprechende Winkelposition gebracht,
- der Polarisationsfilter nacheinander in die Positionen „senkrecht“ und „parallel“ gebracht und die jeweilige Spannung  $U_{s,r}$  bzw.  $U_{p,r}$  gemessen,
- der Laserstrahl vorübergehend unterbrochen und die Dunkelspannung  $U_D(\alpha)$  gemessen<sup>3</sup>.

Zur Auswertung werden  $R_s(\alpha)$  und  $R_p(\alpha)$  in *einem* Diagramm über  $\alpha$  aufgetragen. Auf eine Fehlerrechnung für die einzelnen Messwerte kann verzichtet werden. Zusätzlich werden in das Diagramm die theo-

<sup>3</sup> Da auf die Fotodiode je nach Winkelstellung der Schiene S unterschiedlich viel Raumlicht fällt, muss  $U_D(\alpha)$  für jeden Wert von  $\alpha$  gemessen werden.



retisch erwarteten Kurvenverläufe eingezeichnet, die sich aus Gl. (15) und (16) ergeben. Dabei ist für Luft die Brechzahl  $n_1 = 1$  und für Glas die Brechzahl  $n_2 = 1,5$  anzusetzen.

### Frage 5:

- Wie groß ist der theoretisch erwartete BREWSTER-Winkel? Welcher Wert ergibt sich aus der grafischen Darstellung von  $R_p(\alpha)$ ?

## 3.2 Drehvermögen einer Zuckerlösung

Mit einer Anordnung gem. Abb. 7 soll das Drehvermögen einer Rohrzucker-Normallösung bei der Wellenlänge des Helium-Neon-Lasers ( $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ ; Fehler in  $\lambda$  vernachlässigbar) für Zimmertemperatur bestimmt werden. Die Rohrzucker-Normallösung<sup>4</sup> ist eine Lösung von Rohrzucker in Wasser mit der Massenkonzentration:

$$(24) \quad \beta = \frac{26 \text{ g Rohrzucker}}{100 \text{ cm}^3 \text{ Lösung}}$$

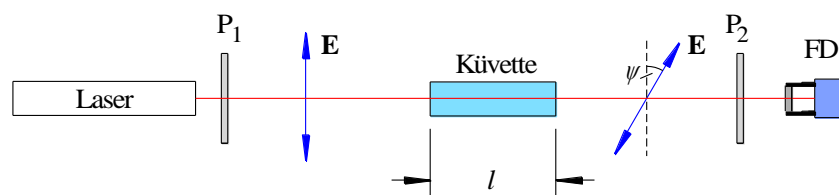


Abb. 7: Versuchsanordnung zur Messung des Drehvermögens einer Zuckerlösung.  $P_1, P_2$ : Polarisationsfilter, FD: Fotodiode mit vorgesetzter Mattscheibe (grau) und Rohr als Streulichtschutz.

Der Polarisationsfilter  $P_1$  direkt hinter dem Laser wird so eingestellt, dass die transmittierte Lichtintensität maximal ist. In ca. 0,6 m Abstand hinter  $P_1$  wird ein zweiter Polarisationsfilter  $P_2$  in einer feinverstellbaren Drehhalterung (Abb. 8 links) aufgestellt, dahinter die Fotodiode. Die Feststellschraube von  $P_2$  wird gelöst. Anschließend wird  $P_2$  durch Drehung der Grundplatte so justiert, dass die Lichtintensität auf der Fotodiode minimal wird<sup>5</sup>. Um den Punkt minimaler Intensität mit höchstmöglicher Genauigkeit zu finden, muss am Fotodiodenverstärker eine Verstärkung von  $V = 100$  eingestellt werden. Die zugehörige Winkelposition von  $P_2$  wird abgelesen.

Die Ablesung der Skala erfolgt analog wie bei einem Messschieber mit Nonius (Abb. 8 rechts). Auf der oberen Gradskala wird links von der Null der unteren Minutenskala der Winkelwert in ganzen Grad abgelesen (hier  $123^\circ$ ), auf der Minutenskala der zu addierende Bruchteil in Winkelminuten (hier  $30'$ ).



Abb. 8: Links: Polarisationsfilter ( $P_2$ ) in feinverstellbarer Drehhalterung. Rechts: vergrößerter Ausschnitt der Skala, auf der ein Winkel von  $123^\circ 30'$  angezeigt wird.

Anschließend wird zwischen  $P_1$  und  $P_2$  die Küvette mit der Zucker-Normallösung eingebracht (Länge  $l$  ausmessen, Längsachse der Küvette in Richtung der optischen Achse ausrichten). Dadurch wird die Polarisationsrichtung des durchgehenden Lichtes gedreht (hier um einen Winkel  $|\psi| < 180^\circ$ ) und wieder ein hellerer Lichtpunkt auf der Fotodiode beobachtbar.  $P_2$  wird nun wiederum in die Position gedreht, bei

<sup>4</sup> Die Lösung steht gebrauchsfertig zur Verfügung. Zur Herstellung löst man 26 g Rohrzucker in 50 ml Wasser und füllt dann mit Wasser auf 100 ml auf.

<sup>5</sup> Bei idealen Polarisationsfiltern müsste sich bei gekreuzter Stellung von  $P_1$  und  $P_2$  Dunkelheit ergeben, bei realen Filtern wird dies nicht ganz erreicht.

der die Lichtintensität minimal wird und anschließend seine veränderte Winkelposition abgelesen. Aus der Differenz der Winkelpositionen wird der Drehwinkel  $\psi$  bestimmt. Die Zimmertemperatur wird gemessen und das Drehvermögen  $\gamma(\lambda, T)$  der Zuckerlösung gem. Gl. (17) inkl. Fehler berechnet. Der Literaturwert bei  $T = 20\text{ °C}$  und  $\lambda = 632,8\text{ nm}$  beträgt  $0,58\text{ grad m}^2/\text{kg}$ .<sup>6</sup>

#### Frage 6:

- Handelt es sich um eine rechts- oder linksdrehende Lösung?

### 3.3 VERDET-Konstante eines Bleiglasstabes

Mit einem Aufbau gem. Abb. 9 soll die VERDET-Konstante eines Schwerflint-Glases vom Typ SF6 (Hersteller: JENAER GLASWERK SCHOTT & GEN., Mainz) gemessen werden. Das dafür benötigte Magnetfeld  $B_z$  wird mit einem Faraday-Rotator FR erzeugt. Er besteht aus zwei vom Strom  $I$  durchflossenen Spulen (je 300 Windungen) auf einem Eisenkern, auf dem zwei durchbohrte Polschuhe aufgesetzt sind, die einen Glasstab aus dem zu untersuchenden Material aufnehmen. Die Stablängen können Tab. 1 entnommen werden.

Tab. 1: Längen  $l$  der verwendeten SF6-Glasstäbe (Größtfehler  $\Delta l = 0,05\text{ mm}$ ).

Stab-Nr.	1	2	3	4
$l / \text{mm}$	30,1	30,0	30,4	30,1

Das Vorgehen zur Messung von  $V$  ist analog wie bei der Messung des Drehvermögens der Zuckerlösung. Das Licht des Lasers durchläuft einen Polarisationsfilter  $P_1$ , der so eingestellt wird, dass die transmittierte Lichtintensität maximal ist. Danach läuft es durch den FARADAY-Rotator FR. Der Rotator wird so ausgerichtet, dass die Längsachse des Glasstabes mit der optischen Achse zusammenfällt. Hinter den Rotator wird ein Polarisationsfilter  $P_2$  in feinverstellbarer Drehhalterung und dahinter eine Fotodiode FD montiert.

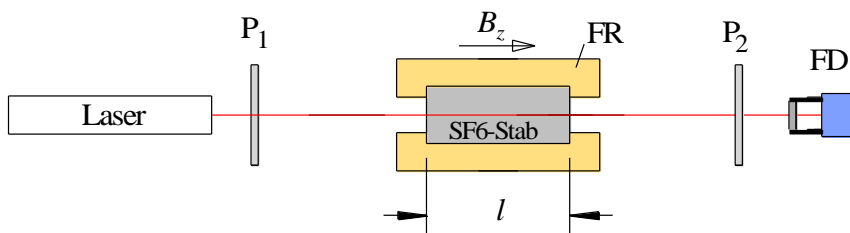


Abb. 9: Versuchsanordnung zur Messung der VERDET-Konstante.  $P_1, P_2$ : Polarisationsfilter, FD: Fotodiode mit vorgesetzter Mattscheibe (grau) und Rohr als Streulichtschutz, FR: FARADAY-Rotator.

Anschließend wird eine Stromstärke von  $I \approx +4\text{ A}$  eingestellt (exakten Wert mit Amperemeter messen<sup>7</sup>),  $P_2$  in die Position minimaler durchgehender Lichtintensität gedreht und seine Winkelposition  $\psi_1$  abgelesen<sup>8</sup>. Um den Punkt minimaler Intensität mit höchstmöglicher Genauigkeit zu finden, muss am Fotodiodenverstärker eine Verstärkung von  $V = 100$  eingestellt werden. Danach wird die Stromrichtung (und damit die Richtung von  $B_z$ ) unter Beibehaltung von  $|I|$  umgedreht ( $I \approx -4\text{ A}$ )<sup>9</sup> und abermals die Winkelposition von  $P_2$  bei minimaler durchgehender Lichtintensität bestimmt; der zugehörige Messwert ist  $\psi_2$ . Die Differenz beider Ablesewerte ergibt den doppelten Drehwinkel

$$(25) \quad 2\psi = |\psi_1 - \psi_2|$$

für  $|I| \approx 4\text{ A}$ . Der Faktor 2 rührt daher, dass für positives  $I$  eine Drehung um den Winkel  $\psi$  in die eine Richtung erfolgt und für negatives  $I$  eine Drehung um den gleichen Winkel  $\psi$  in die andere Richtung.

Die  $z$ -Komponente des Magnetfeldes in dem Bereich zwischen den Polschuhen, in dem sich der Glasstab befindet, ist nicht homogen. Mit einer geeigneten Induktionsspule kann man jedoch für verschiedene

<sup>6</sup> Nach WALCHER, W.: "Praktikum der Physik", Teubner, Stuttgart, 1985; ohne Fehlerangabe

<sup>7</sup> Der Strom  $I$  führt zu einer Erwärmung des Spulendrahtes und damit zu einer Erhöhung seines ohmschen Widerstandes. Deshalb wird die Stromstärke im Laufe einer Messung geringfügig abnehmen. Dieser Effekt kann bei der Auswertung vernachlässigt werden.  $I$  wird mit einer Genauigkeit von  $\pm 0,01\text{ A}$  abgelesen.

<sup>8</sup> Zum Ablesen der Winkelstellung (ggf. Lupe verwenden) kann  $P_2$  inkl. Halterung und Reiter vorübergehend aus dem Aufbau entfernt werden.

<sup>9</sup> Netzgerät ausschalten, Anschlusskabel vertauschen und wieder einschalten.

Stromstärken  $I$  ein *effektives Feld*  $B_{z,eff}(I)$  messen, das in Gl. (18) zur Berechnung der VERDET-Konstante eingesetzt wird. Dieses effektive Feld wurde vorab ermittelt. Seine Abhängigkeit von  $I$  lässt sich in guter Näherung durch folgenden linearen Zusammenhang beschreiben:

$$(26) \quad B_{z,eff} = a |I| \quad \text{für} \quad |I| \geq 0,15 \text{ A}$$

Die Koeffizienten  $a$  sind für die einzelnen Aufbauten unterschiedlich. Sie können Tab. 2 entnommen werden.

Tab. 2: Koeffizienten zur Berechnung des effektiven Magnetfeldes nach Gl. (26).

Messanordnung	$a / \text{mT} \times \text{A}^{-1}$
<b>1</b>	$23,70 \pm 0,05$
<b>2</b>	$23,15 \pm 0,05$
<b>3</b>	$24,15 \pm 0,11$
<b>4</b>	$21,59 \pm 0,07$

Aus den Daten für  $2\psi$ ,  $l$  und  $B_{z,eff}$  wird die VERDET-Konstante  $V$  für das Glas vom Typ SF6 für die Wellenlänge des Helium-Neon-Lasers ( $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ , fehlerfrei) berechnet. Für die Fehlerbetrachtung sind die Fehler von  $\psi$ ,  $B$  und  $l$  zu berücksichtigen. Der Wert für  $V$  wird schließlich mit dem Literaturwert verglichen, für den man bei Zimmertemperatur und  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$  findet:  $V = 1152 \text{ grad}/(\text{T} \cdot \text{m})^{10}$ .

<sup>10</sup> SCHOTT AG, Mainz: „Faraday-Effekt in optischen Gläsern - Die Wellenlängenabhängigkeit der Verdet-Konstante“, Technische Information Optisches Glas Nr. 17, Mainz, 1985. (Ohne Fehlerangabe.)