

Physikalisches Anfängerpraktikum
an der Universität Konstanz:

FRESNELSche Formeln

Experiment durchgeführt am 30.11.2004

Jan Korger, Studiengang Physik-Diplom
Thomas Wurth, Studiengang Physik-Diplom

1 Einleitung

Ziel des Versuches ist die Bestätigung der Fresnelschen Formeln an Hand eines Spezialfalles. Den Fresnelschen Formeln zu Folge beobachtet man bei der Reflexion an einer Grenzfläche eine Drehung der Polarisationssebene, was sich experimentell einfach bestimmen lässt. Außerdem wird der Brewsterwinkel ermittelt.

2 Theorie

2.1 Bezeichnungen

Wir verwenden im Folgenden die aus der Elektrodynamik bekannten Feldgrößen

- elektrische Feldstärke: \vec{E}
- $\vec{D} = \epsilon\epsilon_0\vec{E}$
- “magnetische Feldstärke”¹: \vec{B}
- $\vec{H} = \frac{1}{\mu\mu_0}\vec{B}$

Wir betrachten ausschließlich Materialien mit $\mu \equiv 1$.

sowie, sofern von einem Lichtstrahl an einer Grenzfläche die Rede ist:

- Winkel des einfallenden und des reflektierten Strahls α (zum Lot hin gemessen) und des transmittierten Strahls β
- Indizes für den einfallenden, reflektierten und transmittierten Strahl: i, r, t
- Index 0 für Größen im Medium Luft (\approx Vakuum)

¹Der Begriff der “magnetischen Feldstärke” wird in der Literatur nicht einheitlich verwendet. Oft bezeichnet er das \vec{H} -Feld, \vec{B} heißt dann “magnetische Flussdichte”. Moderne Literatur zieht es jedoch zunehmend vor, \vec{B} als magnetisches Feld zu bezeichnen. Ich verwende stets die Symbole \vec{B} oder \vec{H} zur Vermeidung von Unklarheiten.

2.2 Reflexion und Brechungsgesetz von Snellius

An einer Grenzfläche zwischen zwei Medien wird ein Lichtstrahl im Allgemeinen teilweise reflektiert, teilweise transmittiert. Der reflektierte Strahl hat zum Lot hin gemessen den selben Winkel wie der einfallende. Der transmittierte wird gebrochen, das heißt er ändert seine Richtung.

1618 stellte Willebrord Snellius erstmals das Brechungsgesetz auf: Es beschreibt den Zusammenhang zwischen den Ausbreitungsgeschwindigkeiten c_i, c_t , die vom Medium abhängen, und dem Ein- bzw. Ausfallswinkel α, β zur Normalen der Grenzfläche hin gemessen. Außerdem ordnet es den Medien spezifische dimensionslose Brechungsindizes n_i, n_t zu, die für den einen speziellen Übergang zur relativen Brechzahl n zusammengefasst werden können.

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{c_i}{c_t} = \frac{n_t}{n_i} = n \quad (1)$$

mit

$$c = \frac{c_0}{n} \quad (2)$$

Das Medium mit dem größeren Brechungsindex heißt optisch dichter. Vakuum und näherungsweise Luft haben den Brechungsindex $n_0 = 1$. Ist $n_1 = n_0 = 1$, dann ist $n = n_2$.

2.3 Licht als elektromagnetische Welle

Aus den Maxwell-Gleichungen der Elektrodynamik wissen wir, dass eine zeitliche Änderung des \vec{B} -Feldes mit einer räumlichen Änderung des \vec{E} -Feldes verknüpft ist. Ebenso ist die zeitliche Änderung von \vec{B} mit der räumlichen Änderung von \vec{E} verknüpft. Daraus kann man die Wellengleichung herleiten:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = c^2 \Delta \vec{E} \quad (3)$$

mit der Lichtgeschwindigkeit c . Im Vakuum ist $c = c_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = 2.99792452 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$. Allgemein gilt:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \epsilon_0 \cdot \mu \mu_0}} \quad (4)$$

Aus dem Vergleich mit (2) erhält man:

$$n = \sqrt{\epsilon \mu} \quad (5)$$

Sichtbares Licht ist eine solche elektromagnetische Welle. Die Vektoren der elektrischen und magnetischen Felder \vec{E} und \vec{B} stehen dabei stets orthogonal aufeinander und orthogonal zur Ausbreitungsrichtung (Richtung des Wellenvektors \vec{k}).

Für diese Experiment ist von Bedeutung, dass elektromagnetische Wellen sich durch das Vektorfeld $\vec{E}(\vec{r}, t)$ darstellen lassen. Wir betrachten ausschließlich monochromatische Wellen.

2.3.1 Polarisation

Da es sich bei Licht um eine transversale Welle ($\vec{E} \perp \vec{k}$) handelt benötigt man zur vollständigen Beschreibung Information über die Lage des Vektors $\vec{E}(\vec{r}, t)$. Liegen alle Vektoren \vec{E} in einer Ebene (*Schwingungsebene*) spricht man von linear polarisiertem Licht. Alle \vec{E} -Vektoren sind dann parallel bzw. antiparallel. Die Richtung der Vektoren nennt man Polarisationsrichtung.

Im allgemeinen sind in Licht, z.B. dem einer Glühlampe, alle Polarisationsrichtungen vertreten – ohne jegliche Ordnung. Da wir in diesem Experiment ausschließlich linear polarisiertes Licht betrachten, sei hier auf eine Diskussion der anderen Spezialfälle, man bezeichnet sie als elliptisch oder zirkular polarisiert, verzichtet.

2.3.2 Polarisationsfilter

Filter, die aus unpolarisiertem Licht z.B. linear polarisiertes Licht machen, nennt man *Polarisatoren*. Dieselben Filter können auch zum Nachweis von Polarisationsseigenschaften dienen und heißen dann *Analysatoren*.

Ein linearer Polarisator lässt nur Licht mit einer bestimmten Schwingungsebene durch. Trifft dieses linear polarisierte Licht auf einen weiteren Polarisationsfilter, so hängt die durchgelassene Intensität vom Winkel φ zwischen den beiden Polarisationsrichtungen ab. Das linear polarisierte Licht, das auf den Analysator trifft, kann man in einen Anteil parallel und senkrecht zu dessen Durchlassrichtung aufteilen. Aus einer geometrischen Betrachtung erhält man sofort für Amplitude und Intensität in Durchlassrichtung:

$$E_{\parallel} = E_0 \cos \varphi \quad (6)$$

$$I_{\parallel} = I_0 \cos^2 \varphi \quad (7)$$

Amplitude und Intensität verschwinden offensichtlich 0 für $\varphi = 90^\circ$. Wir nutzen dies zur Messung der Polarisationsrichtung.

Zur Polarisation lässt sich jede Anordnung verwenden, bei der nur eine lineare polarisierte Komponente (mit einer definierten Polarisationsrichtung) des einfallenden Lichtes transmittiert bzw. reflektiert wird.²

Klassische Polarisatoren sind optisch anisotrope Kristalle. Diese sind sehr häufig aus Calcit, einem farblosen, transparenten Material, hergestellt. Die Polarisation kommt hier zu Stande, da die Dispersion, d.h. die Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex, von der Strahlrichtung abhängt. Ursache für die Dispersion ist die Tatsache, dass bestimmte Wellenlängenbereiche absorbiert werden können.³ Diese liegen bei farblosen Materialien außerhalb des sichtbaren Spektrums.

Sind sie jedoch im sichtbaren Bereich und liegen auch noch innerhalb des Sichtbaren für verschiedene Strahlrichtungen bei unterschiedlichen Wellenlängen, erscheint die Substanz farbig und die Farbe hängt von der Polarisationsrichtung ab. Diesen Effekt bezeichnet man als "Dichroismus".⁴

In Polarisationsfilterfolien finden sich orientiert angeordnete kleine Kristallnadeln aus eben solchen dichroistischen Materialien, wie beispielsweise Herapathit.

2.4 elektromagnetische Felder an dielektrischen Grenzflächen

2.4.1 Frequenzen

Ohne dies explizit herzuleiten setzen wir voraus, dass sich die Frequenz ω bei allen betrachteten Effekten nicht ändert. Optische Effekte sind im Allgemeinen frequenz- bzw. wellenlängenabhängig. Wir verzichten jedoch auf diese Diskussion, da im Versuch annähernd monochromatisches Licht verwendet wird.

2.4.2 Energieerhaltung

An der Grenzfläche wird Energie weder erzeugt noch vernichtet. Auch von einer Absorption (Dämpfung) sei hier abgesehen. D.h. die Energie der einfallenden Welle muss sich auf reflektierte und transmittierte Welle verteilen. Für die Strahlungsleistungen gilt also:

$$P_i = P_r + P_t \quad (8)$$

Man erhält sie aus dem Betrag des Poynting-Vektors (Einheit W/m²):

$$|\vec{S}| = |\vec{E} \times \vec{H}| = |\vec{E}| \cdot \frac{1}{c\mu_0} |\vec{E}| = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon}{\mu_0}} \cdot |\vec{E}|^2 \quad (9)$$

²vgl. Brewster-Winkel

³Es werden die Frequenzen absorbiert, die den Eigenfrequenzen der (als schwingungsfähiges System beschriebenen) Elektronen der Atome ungefähr gleich sind. Eine ausführliche Diskussion würde den Rahmen dieser Ausarbeitung sprengen.

⁴Zweifarbigkeit

Die Leistungen erhält man, in dem man die von einem Lichtbündel mit Querschnitt A_i bestrahlte Fläche A und die entsprechenden Bündelquerschnitte von reflektiertem A_r und transmittiertem Bündel A_t betrachtet:

$$A_i = A_r = A \cdot \cos \alpha \quad (10)$$

$$A_t = A \cdot \cos \beta \quad (11)$$

In (8) eingesetzt erhält man mit $\epsilon_r = \epsilon_i = 1$

$$\begin{aligned} A \cdot \cos \alpha \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cdot |\vec{E}_i|^2 &= A \cdot \cos \alpha \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cdot |\vec{E}_r|^2 + A \cdot \cos \beta \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon}{\mu_0}} \cdot |\vec{E}_t|^2 \\ \Leftrightarrow E_i^2 \cdot \cos \alpha &= E_r^2 \cdot \cos \alpha + \sqrt{\epsilon} \cdot E_t^2 \cos \beta \\ \Leftrightarrow (E_i - E_r) \cdot (E_i + E_r) \cdot \cos \alpha &= n \cdot E_t^2 \cos \beta \end{aligned} \quad (12)$$

Die Formel gilt gemäß dem Superpositionsprinzip auch für die Komponenten einer vektoriellen Zerlegung von \vec{E} .

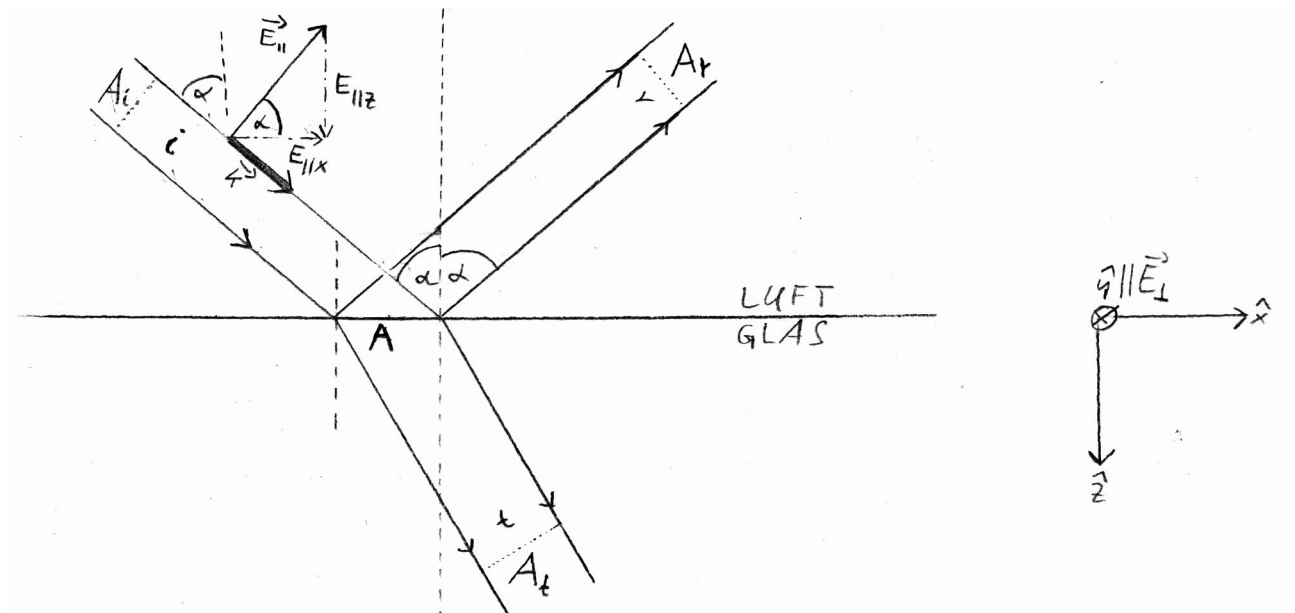


Abbildung 1: Skizze zur Herleitung

2.4.3 Stetigkeitsbedingung

Mit der Annahme, die elektromagnetischen Felder und ihre zeitliche Ableitungen seien an der Grenzfläche (d.h. für uns dort, wo sich der Materialparameter ϵ unstetig ändert) endlich, erhält man aus den Maxwell-Gleichungen je eine Stetigkeitsbedingung. Wir verwenden: Die \vec{E} -Komponente tangential zur Grenzfläche (mit der Normalen \vec{n}) ist stetig: $\vec{n} \times (\vec{E}_i + \vec{E}_r - \vec{E}_t) = 0$

Jede linear polarisierte Welle lässt sich nach dem Superpositionsprinzip als Vektorsumme der Komponenten senkrecht \vec{E}_\perp und parallel \vec{E}_\parallel zur Einfallsebene⁵ darstellen.

\vec{E}_\perp ist trivialerweise tangential zur Grenzfläche und muss daher stetig sein:

$$E_{i\perp} + E_{r\perp} = E_{t\perp} \quad (13)$$

⁵Als Einfallsebene bezeichnet man die von der Normalen auf die Grenzfläche \vec{n} und der Ausbreitungsrichtung der Welle \vec{k} aufgespannten Ebene.

\vec{E}_{\parallel} zerlegen wir weiter in $\vec{E}_{\parallel x}$ tangential zur Grenzfläche und $\vec{E}_{\parallel z} \parallel \vec{n}$. Für $\vec{E}_{\parallel x}$ gilt analog (13), wobei man $\vec{k} \perp \vec{E}$ beachte:

$$E_{i\parallel x} + E_{r\parallel x} = E_{t\parallel x} \Leftrightarrow \cos \alpha \cdot (E_{i\parallel} + E_{r\parallel}) = \cos \beta \cdot E_{t\parallel} \quad (14)$$

2.4.4 Reflektions- und Transmissions-Koeffizienten

senkrecht zur Einfallsebene polarisierte Komponente:

Aus (12) und (13) erhält man durch Division:

$$(E_{i\perp} - E_{r\perp}) \cdot \cos \alpha = n \cdot \cos \beta \cdot E_{t\perp} \quad (15)$$

Aus (13) und (15) eliminiert man $E_{t\perp}$ und erhält das für diesen Versuch essentielle Verhältnis der reflektierten und eingestrahnten Intensität ϱ_{\perp} .

$$\begin{aligned} (E_{i\perp} - E_{r\perp}) &= n \cdot \frac{\cos \beta}{\cos \alpha} \cdot (E_{i\perp} + E_{r\perp}) \\ \varrho_{\perp} = \frac{E_{r\perp}}{E_{i\perp}} &= \frac{\cos \alpha - n \cos \beta}{\cos \alpha + n \cos \beta} \end{aligned} \quad (16)$$

Mit $\cos^2 \beta = 1 - \sin^2 \beta$ und (1) eliminiert man noch den in diesem Experiment nicht bestimmten und daher unbekanntem Winkel β und erhält:

$$\varrho_{\perp} = \frac{\cos \alpha - n \sqrt{1 - n^{-2} \sin^2 \alpha}}{\cos \alpha + n \sqrt{1 - n^{-2} \sin^2 \alpha}} = \frac{\cos \alpha - \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}{\cos \alpha + \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} = \frac{(\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \cos \alpha)^2}{n^2 - 1} \quad (17)$$

Analog erhält man aus (13) und (15) mit (1) auch den hier nicht untersuchten Transmissionskoeffizienten:

$$\tau_{\perp} = \frac{E_{t\perp}}{E_{i\perp}} = \frac{2 \cos \alpha}{n \cos \beta + \cos \alpha} = \frac{2 \cos \alpha \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - 2 \cos^2 \alpha}{n^2 - 1} \quad (18)$$

in der Einfallsebene polarisierte Komponente:

Aus (12) und (14) mit (1) erhält man analog (17):

$$\begin{aligned} E_{i\parallel} - E_{r\parallel} &= n \cdot \frac{\cos \alpha}{\cos \beta} \cdot (E_{i\parallel} + E_{r\parallel}) \\ \Leftrightarrow \varrho_{\parallel} = \frac{E_{i\parallel}}{E_{r\parallel}} &= \frac{n \cos \alpha - \cos \beta}{n \cos \alpha - \cos \beta} = \frac{n^2 \cos \alpha - n \sqrt{1 - n^{-2} \sin^2 \alpha}}{n^2 \cos \alpha + n \sqrt{1 - n^{-2} \sin^2 \alpha}} = \frac{n^2 \cos \alpha - \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}{n^2 \cos \alpha + \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \end{aligned} \quad (19)$$

Analog erhält man natürlich auch den für uns nicht interessanten Transmissionskoeffizienten:

$$\tau_{\parallel} = \frac{E_{t\parallel}}{E_{i\parallel}} = \frac{2n \cdot \cos \alpha}{n^2 \cos \alpha + \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \quad (20)$$

Die Formeln (17), (18), (19), (20) sowie Variationen davon bezeichnet man als *Fresnelsche Formeln*.⁶

2.4.5 Brewster-Winkel

Als Brewster-Winkel bezeichnet man den Einfallswinkel α_B unter dem die parallel zur Einfallsebene reflektierte Intensität verschwindet. Das reflektierte Licht ist dann vollständig linear polarisiert (senkrecht zur Einfallsebene).

⁶Da man in dieser Darstellung Fresnel und Snellius kombiniert, spricht man auch vom "Fresnellius".

Dies ist genau dann der Fall, wenn der reflektierte Strahl genau senkrecht auf dem gebrochenen stehen würde, also bei $\beta_B = 90^\circ - \alpha_B$, womit man aus (1) erhält:

$$\alpha_B = \arctan n \quad (21)$$

und für Luft–Glas:

$$\alpha_B \approx \arctan 1.5 \approx 56^\circ \quad (22)$$

2.4.6 Totalreflektion

Als Grenzwinkel der Totalreflektion α_T bezeichnet man den Winkel des einfallenden Lichtes, bei dem die transmittierte Intensität verschwindet. Dies ist genau dann der Fall, wenn sich das Brechungsgesetz (1) nicht mehr für reelle Werte von β erfüllen lässt, was nur beim Übergang von einem optischen dichteren zum dünneren, d.h. $n < 1$, auftritt. Daraus erhält man für Glas–Luft:

$$\alpha_T = \arcsin n \approx \arcsin \frac{1}{1.5} \approx 42^\circ \quad (23)$$

2.5 Drehung der Polarisationssebene durch Reflexion

Gemäß der Formeln (17) und (19) werden die Komponenten des Feldstärkevektors \vec{E} an einer dielektrischen Grenzfläche unterschiedlich stark reflektiert bzw. transmittiert, wodurch sich der Polarisationszustand der einfallenden Welle von dem der ausfallenden im Allgemeinen unterscheidet.

Wir betrachten den reflektierten Strahl für den Spezialfall, dass linear polarisiertes Licht einfällt; genauer der E-Feld-Vektor sei um den Winkel⁷ $\varphi_i = 45^\circ$ gegenüber der Einfallsebene gedreht, so dass die Komponenten parallel und senkrecht zur Einfallsebene betragsgleich sind. Also:

$$\vec{E}_i(\vec{r}, t) = \begin{pmatrix} E_{i\parallel} \\ E_{i\perp} \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot E_0(\vec{r}, t) \quad (24)$$

$$\vec{E}_r(\vec{r}, t) = \begin{pmatrix} E_{r\parallel} \\ E_{r\perp} \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varrho_{\parallel} \\ \varrho_{\perp} \\ 0 \end{pmatrix} \cdot E_0(\vec{r}, t) \quad (25)$$

Das ausfallende Licht ist also wieder linear polarisiert unter dem Winkel:

$$\varphi = \arctan \left(\frac{\varrho_{\perp}}{\varrho_{\parallel}} \right) \pm 180^\circ \quad (26)$$

Hierbei ist zu beachten, dass der arctan nur Werte zwischen -90° und $+90^\circ$ annimmt. Um den tatsächlichen Winkel zu erhalten muss man die Vorzeichen genauer betrachten, ein Minus bedeutet einen Phasensprung, das entspricht einer Drehung um 180° .

Mit (17) und (19) erhält man:

$$\varphi = \arctan \left(\frac{\left(\frac{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \cos \alpha}{n^2 - 1} \right)^2}{\frac{n^2 \cos \alpha - \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}{n^2 \cos \alpha + \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}} \right) \quad (27)$$

3 Experiment

3.1 Durchführung

Zunächst stellt man sicher, dass das Prisma mit parallelem, näherungsweise monochromatischen, linear polarisiertem Licht beleuchtet wird. Hierzu verwendet man einen gut ausgeleuchteten schmalen Spalt,

⁷Wir messen alle Winkel entgegen der Strahlrichtung, d.h. insbesondere beide Winkel aus derselben Richtung.

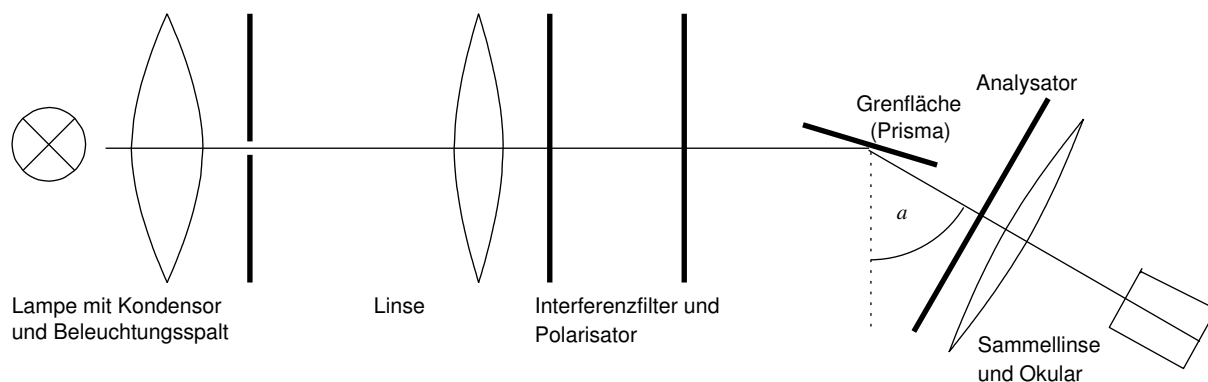


Abbildung 2: Versuchsaufbau

dessen Licht von einer Sammellinse, deren Abstand zum Spalt exakt ihrer Brennweite entspricht, parallelisiert wird.⁸ Der Interferenzfilter selektiert ein schmales Frequenzspektrum.

Nun positioniert man Prisma und die Optik dahinter so, dass der Spalt scharf abgebildet wird.

Als letztes kommt die Halbwinkelführung ins Spiel. Der Winkel zum Prisma α muss sich entsprechend dem Winkel 2α zwischen den beiden Armen, die die restliche Optik tragen, ändern. Hierzu genügt eine simple Mechanik gemäß Abbildung 3: Der Tisch, auf dem das Prisma steht, ist fest mit einem Stab verbunden. Den Stab verbinden je zwei Stege gleicher Länge mit den Armen. Sie sind an den Armen drehbar, aber ortsfest befestigt; die Verbindung mit dem Stab zum Prisma ist beweglich.

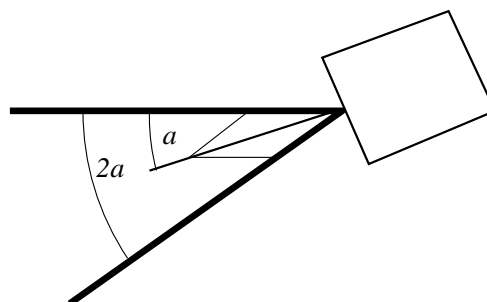


Abbildung 3: Halbwinkelführung

Man überprüft, ob das Bild bei allen Drehrichtungen α durch das Okular sichtbar ist bzw. verändert die Position des Prismas auf dem Tisch, um dies zu erreichen.

Wenn sich nun der Schleier der Nacht, über den Optik-Raum legt, kann die Messung beginnen:

- Für einfallendes Licht, dessen Durchlassrichtung um 45° gegenüber der Einfallsebene gedreht ist, wird in Abhängigkeit des Einfallswinkels α , die Drehung der Polarisationssebene ermittelt. Hierzu nutzt man die Tatsache, dass bei linear polarisiertem Licht, die Intensität verschwindet, wenn ein Analysator verwendet wird, dessen Durchlassrichtung genau orthogonal der Polarisationsrichtung ist. Man notiert den am Analysator eingestellten Winkel φ_* sowie den Winkel zwischen den beiden Armen $180^\circ - 2\alpha$ (und nicht $90^\circ - 2\alpha$ wie die Betreuerin annimmt).
- Zur Messung des Brewster-Winkels stellt man den Polarisator so ein, dass das Licht in der Einfallsebene polarisiert ist, entfernt den Analysator und ermittelt den Winkel $180^\circ - 2\alpha_B$, für den die Intensität verschwindet.

⁸Zur Kontrolle verwenden wir das Verfahren der Autokollimation.

3.2 Auswertung und Fehlerrechnung

3.2.1 Bestimmung des Brewster-Winkels und des Brechungsindex

Wir ermitteln den Brewster-Winkel vier mal wie beschrieben und erhalten:

$$\alpha_B = 59.0^\circ \pm 0.4^\circ \quad (28)$$

Der Wert ergibt sich als Mittelwert über die vier Messungen, d.h. man addiert alle vier Ergebnisse und teilt durch die Anzahl der Messungen. Zur Addition empfiehlt sich – wenn kein Taschenrechner zur Hand ist oder bei dessen Bedienung größere Schwierigkeiten auftreten sollten – das Verfahren der schriftlichen Addition.⁹ Die Standardabweichung des Mittelwerts ergibt sich gemäß:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2}$$

Da die Intensität jedoch auf einem großen Intervall auf niedrigem Niveau konstant schien, mussten wir das Minimum eher raten als messen. Da wir nicht ausschließen können, dass wir beim Raten jedesmal in dieselbe Richtung falsch geraten haben, kann der tatsächlich Fehler größer als die Standardabweichung sein.

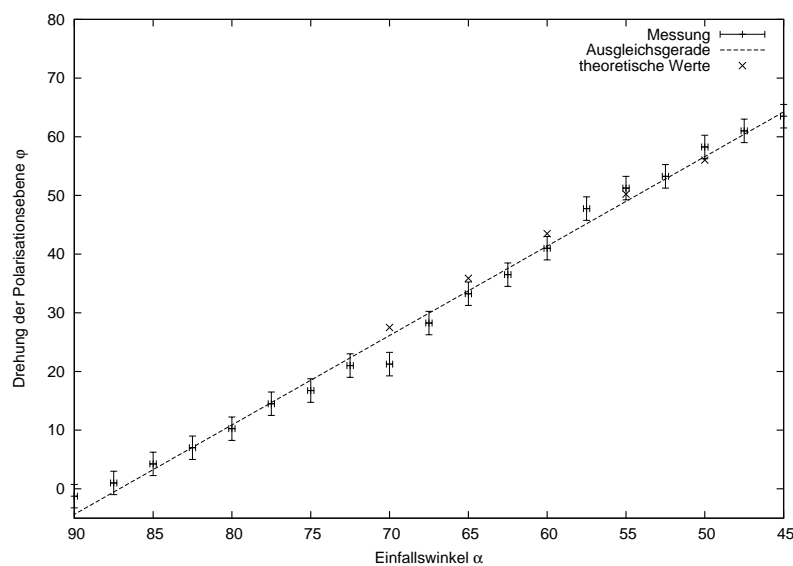
Daraus erhalten wir gemäß (21):

$$n = \tan \alpha_B = 1.66 \quad (29)$$

Verschiedene Gläser haben Brechungsindizes zwischen 1.4 und 2.0. Wir wissen jedoch nicht, an welchem Material die Messung durchgeführt wurde, weswegen ein Vergleich mit dem Literaturwert schlicht nicht möglich ist. Die geschätzte Betreuerin möge diese Tatsache doch bitte akzeptieren. Der ermittelte Wert ist typisch für Flintglas.

3.2.2 Drehung der Polarisationsebene

Aus den Werten für $180^\circ - 2\alpha$ und φ_* errechnen wir α und φ , letzters als Mittelwert aus zwei Messungen. Für den Fehler der Winkelmessung (Ablesefehler am Nonius und Abweichung bei dessen Fertigung) nehmen wir 0.2° , für den Fehler bei der Bestimmung von φ 2.0° an, da die Intensität nie vollständig verschwand und es sehr schwierig war, das Intensitätsminimum mit dem bloßen Auge zu bestimmen. Wir geben hier bewusst einen Fehler an, der größer als die Standardabweichung ist, um systematische Fehler zu berücksichtigen.



⁹vgl. Grundschule, 3. Klasse

Der Zusammenhang der beiden Winkel zumindest näherungsweise linear scheint, berechnen wir eine Ausgleichsgerade, die die Mehrzahl der Messwerte im Rahmen der Fehlerabschätzung bestätigt. Unabhängig davon zeichnen wir fünf theoretische Werte gemäß (27) ein. Betrachtet man die Funktion (27), so sieht man, dass diese im von uns untersuchten Bereich zwischen 45° und 90° tatsächlich näherungsweise linear ist.

3.3 Fehlerquellen

- Intensitätsmessungen mit dem bloßen Auge sind ungenau. Schwankungen sind daher zu erwarten. Wegen der geringen Anzahl Messwerte sind auch die Mittelwerte noch stark fehlerbehaftet.
- Wir wissen nicht, mit welcher Genauigkeit der Nonius geeicht wurde. Es ist auch möglich, dass der Nullpunkt der Skala sich verschoben hat.
- Die mechanische Halbwinkelführung hat möglicherweise etwas Spiel.
- Das Prisma wurde per Augenmaß justiert.

4 Fragen und Aufgaben

4.1 Strahlungscharakteristik des Hertz'schen Dipols und Brewster-Winkel

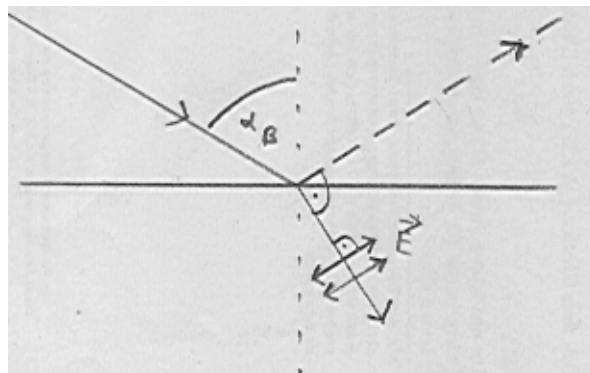


Abbildung 4: Skizze zu 4.1

Die optischen Eigenschaften von Materie können erklärt werden, in dem man die Atome mit ihren Elektronen als Hertz'schen Dipol beschreibt. Zwischen den Polen entsteht ein elektrisches Feld, welches, da es sich zeitlich ändert, ein \vec{B} -Feld senkrecht zur \vec{E} -Feldrichtung induziert, welches wiederum zeitlich variabel ist und so ein \vec{E} -Feld induziert. Der Dipol strahlt also senkrecht zu seiner Achse. Im Fernfeld erhält man dann die im Theorieteil beschriebenen elektromagnetischen Wellen.

Diese Schwingungen können von einer einfallenden Welle angeregt werden, womit sich Reflexion erklären lässt. Im Falle von in der Einfallsebene polarisiertem Licht, müsste der Dipol jedoch entlang seiner Schwingungsrichtung, d.h. entlang seiner Achse emittieren, was dem obigen widerspricht.

4.2 Halbwinkelführung

siehe 3.1

4.3 Polarisationsfilterfolie

siehe 2.3.2

4.4 Fresnel'sche Formeln für senkrechter Einfall

Nach (17) und (19) mit $\alpha = 0$ und $n = 1.5$.

$$\rho_{\perp} = \frac{(n-1)^2}{n^2-1} = 0.2 \Rightarrow \frac{I_{r\perp}}{I_{i\perp}} = \rho_{\perp}^2 = 0.04$$
$$\rho_{\parallel} = \frac{(n-1)^2}{n^2-1} = 0.2 \Rightarrow \frac{I_{r\parallel}}{I_{i\parallel}} = \rho_{\parallel}^2 = 0.04$$

Der Effekt ist – wie man sieht – nicht polarisationsabhängig.

4.5 Christiansen-Filter

Christiansen-Filter nutzen die Tatsache aus, dass Licht an einer Grenzfläche mit unterschiedlichem n stets zu einem Teil reflektiert wird, an einer Grenzfläche mit identischem n jedoch nicht.

Eine Flüssigkeit mit transparenten Körnern (Brechungsindex n_K), deren Brechungsindex $n(\lambda)$ bei λ_* gleich n_K , sonst jedoch ungleich n_K ist, ist folglich nur für Licht der Wellenlänge $\lambda \approx \lambda_*$ durchlässig, da anderen Wellenlängen an den Körnern reflektiert bzw. an dem Filter gestreut werden.

A Literatur

- Bern-Uwe Runge: Versuchsanleitungen zum physikalischen Anfängerpraktikum
<http://ap.physik.uni-konstanz.de/Anleitungen.html>
- Wikipedia, die freie Enzyklopädie
<http://de.wikipedia.org>
- Dieter Meschede: Gerthsen – Physik
21. Auflage, 2002, Springer
- Demtröder: Experimentalphysik 2
2. Auflage, Springer
- Bergmann-Schäfer: Optik
1978