O3 Reflexion polarisierten Lichtes

Fragen: Reflexionsgesetz, Brechungsgesetz; Brechungsindex, Polarisation, Polarisatoren, Brewster-Winkel, Fresnelsche Formeln, Dichroismus

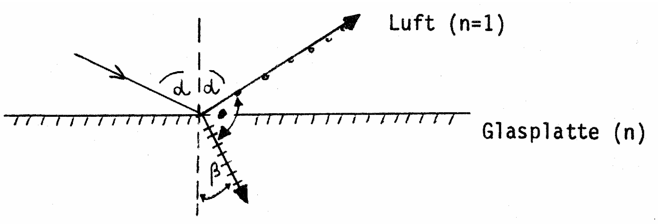

Abb. 1. Reflexion von natürlichem Licht (α=α_p) an einer Glasplatte.

Aufgabe: Es soll der Reflexionskoeffizient ρ von polarisiertem Licht in Abhängigkeit vom Einfallswinkel α gemessen werden und zwar sowohl für die "p-Welle" $\vec{E}_{II}$ wie auch für die "s-Welle" $\vec{E}_{\perp}$, bei denen der elektrische Feldstärkenvektor $\vec{E}$ des Lichtes parallel bzw. senkrecht zur Einfallsebene schwingt.

Grundlagen: Licht ist eine transversale elektromagnetische Welle. Sie wird beschrieben durch einen elektrischen Feldvektor $\vec{E}$, der senkrecht zur Ausbreitungsgeschwindigkeit $\vec{c}$ schwingt. Beide Vektoren legen die Schwingungsebene fest. Bei natürlichem Licht hat man es mit einer statistischen Rotationssymmetrie von rasch wechselnden Schwingungsebenen zu tun. Eine einzige feste Schwingungsebene lässt sich nur mit besonderen Hilfsmitteln (Polarisatoren) herstellen.

Für die durchzuführenden Versuche wird linear polarisiertes Licht benötigt, also Licht, bei dem der elektrische Feldvektor $\vec{E}$ quer zur Fortpflanzungsrichtung des Lichtstrahles und nur in einer Ebene schwingt.

Üblicherweise benutzt man heute zur Erzeugung von linear polarisiertem Licht Polarisationsfilter. Diese enthalten in einer Kunststoffolie orientiert eingebettete doppelbrechende Kristalle, bei denen die Lichtabsorption von der Strahlrichtung und der Schwingungsebene abhängt (Dichroismus). Die Absorption in der einen Schwingungsrichtung ist so stark, dass diese Schwingung praktisch auf Null geschwächt wird und somit nur linear polarisiertes Licht den Kristall verlässt.

Die älteste Methode zur Erzeugung von linear polarisiertem Licht ist die Reflexion von natürlichem Licht unter dem Polarisationswinkel α_p an durchsichtigen Glasplatten, siehe Abb. 1.

Genau dann, wenn das reflektierte Strahlenbündel auf dem gebrochenen senkrecht steht, erweist sich das reflektierte Licht als vollkommen linear polarisiert, wobei der elektrische Vektor $\vec{E}$, senkrecht zur Einfallsebene schwingt. Das ist gleichbedeutend mit der Aussage des Brewsterschen Gesetzes:

$$\tan \alpha_p = n$$

wobei n die Brechzahl des Plattenmaterials bedeutet. Mit Hilfe dieser Beziehung kann man in einfacher Weise die Brechzahl eines Stoffes messen.

Linear polarisiertes Licht unterscheidet sich von natürlichem Licht durch sein Verhalten bei Streuung und Reflexion. Die an der Grenzfläche reflektierte Strahlungsleistung lässt sich quantitativ aus der elektromagnetischen Lichttheorie herleiten, wobei man von folgenden zwei Voraussetzungen ausgeht:

1. Beim Grenzübergang von dem einen Medium (z.B. Luft) in das andere (z.B. Glas) ändert sich die Tangentialkomponente von $\vec{E}$ stetig.
2. Die räumliche Energiedichte ist proportional zu n^2, E^2.

Es ergeben sich dann die zuerst von A. Fresnel aufgestellten Gleichungen für nichtabsorbierende Stoffe:

$$\frac{\hat{E}_r^{\perp}}{\hat{E}_e^{\perp}} = -\frac{\sin(\alpha-\beta)}{\sin(\alpha+\beta)} \tag{1a}$$

$$\frac{\hat{E}_r^{II}}{\hat{E}_e^{II}} = \frac{\tan(\alpha-\beta)}{\tan(\alpha+\beta)} \tag{1b}$$

α=Einfallswinkel; β=Brechungswinkel.

Wird die rechte Seite der ersten Gleichung negativ, so haben einfallende und reflektierte Welle eine Phasendifferenz von 180°; sie ist bedingt durch den Phasensprung von $\lambda/2$ bei der Reflexion an einem dichteren Medium.

Graphisch sind die Gleichungen in der Abb. 2 wiedergegeben:

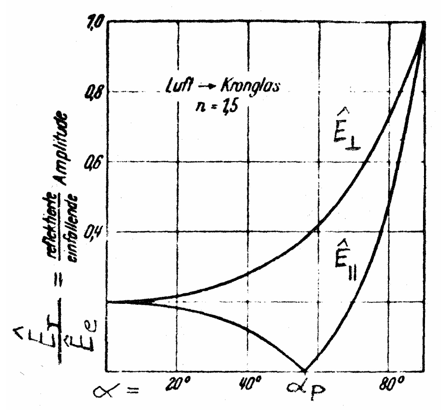

Abb. 2. Einfluss des Einfallswinkels auf die Reflexion linear polarisierten Lichtes.

Für den Sonderfall senkrechter Inzidenz (α=0°) gilt für die Reflexion an der Grenzfläche Luft-Medium:

$$\frac{\hat{E}_\mathrm{r}}{\hat{E}_\mathrm{e}} = -\frac{n-1}{n+1} \tag{2}$$

Diese Gleichung erhält man aus der Gleichung (1a), indem man Zähler und Nenner nach den Additionstheoremen der Trigonometrischen Funktionen entwickelt, $\sin\alpha$ nach dem Brechungsgesetz durch $n\sin\beta$ ersetzt, und dann den Fall $\alpha = \beta \to 0$ betrachtet.

Durch Quadrieren dieser Gleichung ergibt sich für eine Grenzfläche:

$$\text{Reflexionsgrad} = \frac{\text{reflektierte Strahlungsleistung}}{\text{einfallende Strahlungsleistung}}$$

$$R = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 \tag{3}$$

Für durchsichtige Stoffe ist der Reflexionsgrad klein; für Kronglas (n=1,5) beträgt er R=0,04.

Für stark absorbierende Stoffe (Metalle) werden die obigen Zusammenhänge wesentlich komplizierter. Die Absorption des Lichts in einem optischen Medium wird durch die exponentielle Abnahme der Strahlungsintensität I_0 mit der Eindringtiefe d beschrieben:

$$I = I_0 \exp(-\mathrm{Kd}) \tag{4}$$

Die Absorptionskonstante K ist über die folgende Definitionsgleichung

$$k = \frac{1}{4\pi}\lambda K \tag{5}$$

mit dem Absorptionskoeffizienten k verknüpft.

Die Fresnelschen Formeln lassen sich für absorbierende Medien erweitern, wenn man formal die reelle Brechzahl n durch die komplexe Brechzahl

$$n' = n - ik \tag{6}$$

ersetzt.

Für den Sonderfall senkrechter Inzidenz geht dann Gl.(2) über in

$$\frac{\hat{E}_\mathrm{r}'}{\hat{E}_\mathrm{e}'} = -\frac{n-ik-1}{n-ik+1} \tag{7}$$

Für den Reflexionsgrad ergibt sich die Formel von Aug. Beer

$$R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2} \tag{8}$$

Da bei Metallen i.a. der Summand k^2 im Zähler und Nenner der obigen Gleichung überwiegt, wird $R\approx1$. Bei absorbierenden Stoffen ist der reflektierte Bruchteil der einfallenden Strahlungsleistung viel größer als bei nicht absorbierenden. Für schwache Absorption (Glas, $k\approx0$) geht die Beersche Formel in die Fresnelsche Gl.(3) über. Bei anderen

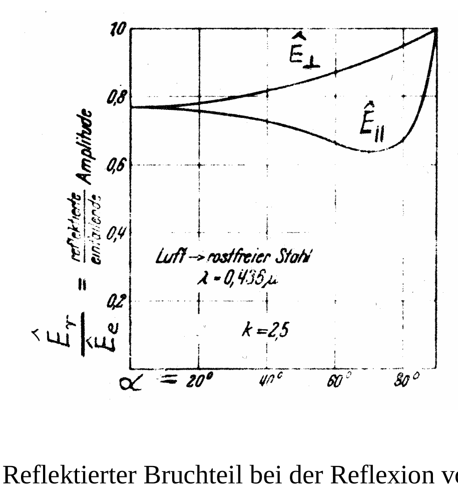

Abb. 3. Reflektierter Bruchteil bei der Reflexion von Licht an Metallen.

Einfallswinkeln als α=0° hängt R in ähnlicher Weise vom Winkel ab wie bei der Reflexion an schwach absorbierenden Stoffen (Isolatoren), jedoch tritt im Fall $\check{E}_r^{\parallel}$ nur ein mäßig ausgeprägtes Minimum auf, siehe Abb. 3.

Versuchsbeschreibung: Paralleles Licht wird durch einen drehbaren Polarisator linear polarisiert. Die je nach Einstellung des Polarisators senkrecht oder parallel polarisierte Lichtwelle mit der Amplitude $\hat{E}^{\perp}$, $\hat{E}^{\parallel}$ fällt unter einem Winkel α auf die Oberfläche einer planen Glasplatte. Die unter α reflektierte Amplitude $\hat{E}_r^{\parallel}$, $\hat{E}_r^{\perp}$ trifft auf einen Fotoempfänger, der über einen Verstärker an ein Milliamperemeter (Vielfachinstrument) angeschlossen ist. Der Fotostrom i_F ist der Lichtintensität I und diese wiederum dem Quadrat der Amplitude der entsprechenden elektromagnetischen Welle proportional

$$i_F \propto I \propto \hat{E}_r^2 \text{ bzw. } \hat{E}_e^2$$

Der Polarisator lässt bei der Stellung 0° eine Welle mit der Amplitude $\hat{E}^{\parallel}$ durch und entsprechend bei der Stellung 90° eine Welle mit der Amplitude $\hat{E}^{\perp}$.

Versuchsdurchführung: Versuchsaufbau siehe Abb. 4. Zunächst ist die max. Strahlungsleistung I_0 (d.h. max. Fotostrom) des polarisierten Lichtes ohne Glasplatte zu messen. Dabei ist der Verstärker so einzustellen, dass der Messbereich des Vielfachmessinstruments voll ausgenutzt wird.
Nach Einsetzen der Glasplatte wird der Fotostrom i_{Fmax} bei entsprechender Nachführung des Empfängers für eine möglichst große Anzahl von Einfallswinkeln α gemessen und zwar nacheinander für die Amplituden $\hat{E}_r^{\parallel}$, $\hat{E}_r^{\perp}$.

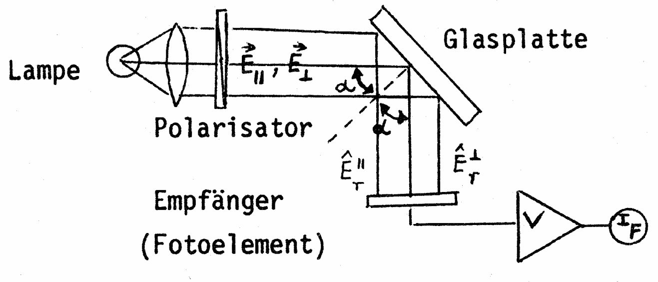

Abb. 4. Schematischer Versuchsaufbau.

Die Winkeleinstellung erfolgt durch Drehung der Glasplatte.
Im Bereich des Brewster-Winkels ist in Winkelabständen von 1° zu messen, während sonst Abstände von 5° ausreichen.

Auswertung.
1. Zu den tabellierten Messwerten von $\hat{E}_r^{\parallel}$ und $\hat{E}_r^{\perp}$ werden die Reflexionskoeffizienten $\rho_{\parallel}$ und $\rho_{\perp}$ berechnet

$$\rho_{II} = \frac{\hat{E}_r^{\parallel}}{\hat{E}_e^{\parallel}} = \sqrt{\frac{I_{II}}{I_0}} \qquad \rho_{\perp} = \frac{\hat{E}_r^{\perp}}{\hat{E}_e^{\perp}} = \sqrt{\frac{I_{\perp}}{I_0}}$$

Es wird ein gemeinsames Diagramm ρ=f(α) für die s- und p-Welle gezeichnet (ρ Ordinate). Aus dem Diagramm wird der Brewster-Winkel α_P entnommen und der Wert von $\rho_{\perp}$an dieser Stelle.
2. Mit diesen beiden Werten wird jeweils der Brechungsindex n des Glases berechnet

$$n = \tan \alpha_P \qquad \rho_{\perp}(\alpha_P) = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 1}$$

3. Für senkrechten Einfall α=0° müssen $\hat{E}_r^{\parallel} = \hat{E}_r^{\perp}$ und damit $\rho_{\parallel}(\alpha=0°) = \rho_{\perp}(\alpha=0°)$ sein.
Extrapolation der Kurven und Entnahme des Wertes geben eine dritte Möglichkeit den Brechungsindex des Glases zu berechnen

$$\rho_0^{\parallel} = \rho_0^{\perp} = \frac{n-1}{n+1}$$

4. Berechnen Sie den Verlauf der Messwerte theoretisch nach den Fresnel'schen Formeln (1°-Schritte), und ermitteln Sie so durch Anpassung dieser Kurven an das Messergebnis einen optimalen Wert für n.

Literatur. [Wa], [BS], [De], [HR]

Version 5-Jun-2007