BERGISCHE UNIVERSITÄT WUPPERTAL
Physikalisches Praktikum
für Studenten der Chemie und Lebensmittelchemie

Versuch WO6

Polarisation von Licht

6.2015 / Ch-WO3, 12.04

I. Vorkenntnisse

Linearpolarisation, Zirkularpolarisation von Lichtwellen,
Brechung und Reflexion von polarisiertem Licht, Brewster'sches Gesetz,
Polaroidfilter, Doppelbrechung, optische Aktivität.

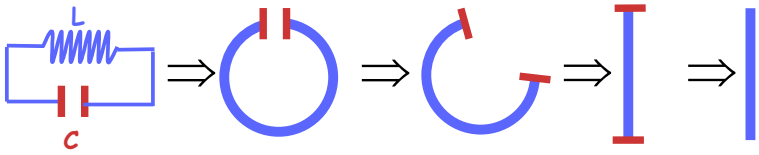
II. Literatur

Bergmann - Schäfer, Band III: Kapitel III.13, IV-1
Berkeley Kurs, Band III Kapitel 7.4, 7.5, 8.2. 8.3
Gerthsen-Kneser -Vogel, Physik: Kapitel 7.7, 10.3
Walcher, Praktikum der Physik S. 199

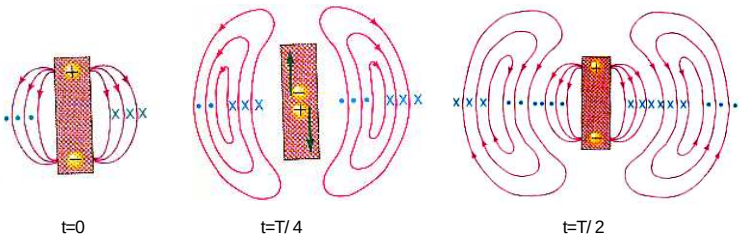
III. Theorie zum Versuch

1. Elektromagnetische Wellen

Unter Licht versteht man allgemein eine elektromagnetische Welle, deren Wellenlänge in den für das Auge sichtbaren Bereich zwischen 760 nm und 400 nm fällt. Um die allgemeinen Eigenschaften freier elektromagnetischer Wellen aufzuzeigen, betrachten wir der Einfachheit halber die Strahlung des Hertz'schen Dipoles, eines geraden Metallstabes, in dem die Elektronen unter dem Einfluß eines elektrischen Wechselfeldes Schwingungen ausführen. Man kann ihn sich als einen nach dem unteren Schema entarteten elektrischen LC-Schwingkreis vorstellen.

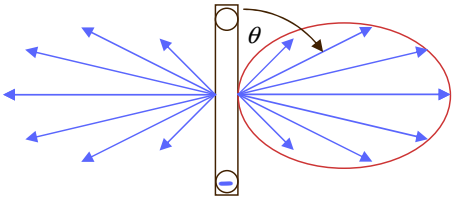


Da der Stab insgesamt elektrisch neutral ist, entsteht auf diese Weise ein sich zeitlich ändernder Dipol. Die untere Abbildung verdeutlicht den jeweiligen elektrischen und magnetischen Feldverlauf.



Zur Zeit $t = 0$ befinde sich die negative Ladung am unteren Stabende. Entsprechend fehlt sie oben, so dass eine positiver Ladungsüberschuß am oberen Ende entsteht. Man erhält den typischen Feldverlauf eines Dipols. Nach einer Viertelperiode treffen sich die schwingenden Ladungen in der Mitte, wo sie sich neutralisieren. Das Feld verschwindet. Dies führt dazu, dass die Enden der Feldlinien verbunden werden, so dass geschlossene Fedlinien entstehen. In der zweiten Viertelperiode trennen sich die Ladungen wieder. Es entsteht ein Dipolfeld mit

umgekehrtem Vorzeichen. Dies führt dazu, dass die geschlossenen Feldlinien „abgestoßen“ werden und sich als elektrische Welle senkrecht zur Dipolachse in radialer Richtung mit der Lichtgeschwindigkeit c ausbreiten. Dieses Wechselspiel wiederholt sich periodisch. Gleichzeitig führt die Bewegung der Ladungsträger zu einem zeitabhängigen Strom, der seinerseits Ausgangspunkt für die periodische Erzeugung konzentrischer magnetischer Feldlinien um die Dipolachse herum ist. Beide Arten der Feldlinien stehen auf einander senkrecht und sind über die Maxwell’schen Gleichungen verknüpft. In großen Entfernungen vom Dipol stehen die elektrischen und magnetischen Feldvektoren auch senkrecht auf der Ausbreitungsrichtung, so dass sie eine transversale elektromagnetische Welle bilden.



Aus dem Feldverlauf des Hertz’schen Dipols folgt, außerdem, dass der Energiefluss S in Richtung der Dipolachse verschwindet, während er den größten Wert senkrecht dazu annimmt. Dies drückt sich aus in der Beziehung:

$$S = \frac{A \sin^2 \varphi}{r^2} \tag{1}$$

Hierin bezeichnet r die Koordinate des Aufpunktes, φ den Polarwinkel und A eine Konstante.

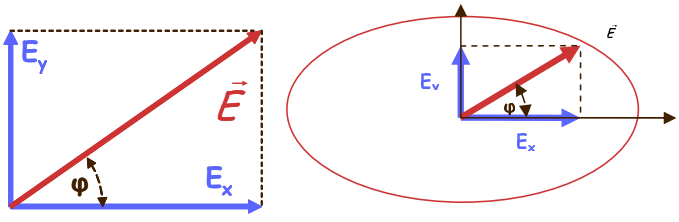
2. Polarisation einer transversalen Welle

Im allgemeinen stellt die Größe, die sich wellenförmig ausbreitet, ein Vektor dar, dessen Richtung während der Ausbreitung nicht erhalten bleibt. Die Ebene, die vom Vektor und der Ausbreitungsgeschwindigkeit aufgespannt wird, bezeichnet man als Schwingungsebene. Bleibt die Schwingungsebene zeitlich konstant, nennt man den Schwingungszustand linear polarisiert. Dreht sich dagegen die Schwingungsebene mit konstanter Winkelgeschwindigkeit, spricht man von zirkularer oder elliptischer Polarisation, je nachdem ob die Spitze des Vektors einen Kreis oder eine Ellipse beschreibt. Zur allgemeinen Beschreibung des Polarisationszustandes einer Welle zerlegt man diese in zwei zueinander senkrechte Komponenten: (z-Achse in Ausbreitungsrichtung)

$$\vec{E} = E_x(z,t)\hat{x} + E_y(z,t)\hat{y} \tag{2}$$

Hierbei sind die Komponenten E_x und E_y völlig unabhängig von einander, d.h. sie können sowohl im Betrag als auch in der Phase unterschiedlich sein. Man unterscheidet nun folgende Spezialfälle:

1. Beide Komponenten schwingen in Phase. Dann stellt die Überlagerung E aus den beiden linearpolarisierten Schwingungen wiederum eine linearpolarisierte Welle dar, deren Schwingungsebene um den Winkel φ geneigt ist:
$$\tan \varphi = \frac{E_y}{E_x} \tag{3}$$
Sind beide Amplituden gleich, beträgt der Neigungswinkel der Schwingungsebene 45°. (siehe Abb. 2)



center

2. Beide Komponenten schwingen mit einer Phasenverschiebung von 90°. Dann ergibt die Überlagerung einen Vektor, dessen Endpunkt sich mit konstanter Winkelgeschwindigkeit um die Ausbreitungsrichtung dreht. Sind die beiden Amplituden gleich, beschreibt der Feldvektor der neuen Welle einen Kreis. Es liegt also zirkulare Polarisation der neuen Welle vor. Sind die beiden Amplituden dagegen verschieden, durchläuft der neue Feldvektor eine Ellipse. Es liegt elliptische Polarisation vor (siehe Abb. 3). Natürliches Licht setzt sich aus einer Vielzahl von Wellenzügen zusammen, die keine ausgezeichnete Schwingungsrichtung aufweisen.

Es ist deshalb unpolarisiert. Es läßt sich jedoch auf verschiedene Weise polarisiertes Licht erzeugen. Im folgenden wollen wir auf einige Methoden eingehen.

3. Polaroidfilter

Eine besonders einfache Methode zur Erzeugung von polarisiertem Licht ist der Polaroidfilter (E.H. Land, 1938). Zu seiner Herstellung verwendet man eine Plastikfolie, die aus langen Kohlenwasserstoffketten besteht. Diese wird erwärmt und gedehnt. Dabei richten sich die Kohlenwasserstoffketten in Richtung der Dehnung aus und bilden eine Art Lattenzaun. Anschließend wird die Folie in eine jodhaltige Lösung getaucht. Das Jod lagert sich an den Kohlenwasserstoffketten an und gibt Leitungselektronen an diese ab, die sich jedoch nur entlang der Ketten und nicht senkrecht dazu bewegen können. Betrachten wir nun eine Lichtwelle $E(z,t)$, die senkrecht auf ein solchen Polaroidfilter auffällt. Die Komponente, die parallel zur Richtung der Kohlenwasserstoffketten (dies sei z.B. die x-Richtung) einfällt, bewegt die Leitungselektronen, verrichtet an ihnen Arbeit, die in Wärme verwandelt und wird dadurch nahezu vollständig absorbiert. Die dazu senkrechte Komponente (E_y) kann wegen der Bewegungsunfähigkeit der Leitungselektronen in y-Richtung keine Energie verlieren, sie durchdringt den Filter praktisch ungeschwächt. Nach Durchgang durch den Filter ist daher die ursprünglich unpolarisierte Welle in y-Richtung polarisiert. Man bezeichnet diese Richtung auch als Durchlaßrichtung des Filters.

4. Polarisation durch Reflexion und Brechung

Fällt eine ebene Welle auf die Grenzfläche zweier Medien mit verschiedener Dielektrizitätskonstanten (verschiedene Brechungsindizes), wird ein Teil der Welle reflektiert, der andere wird durchgelassen. Allgemein kann jede beliebig polarisierte Welle behandelt werden als Überlagerung zweier Wellen, deren elektrische Vektoren einmal senkrecht und einmal parallel zur Einfallsebene schwingen. Die jeweiligen Komponenten der reflektierten und der durchgelassenen Welle lassen sich nach den Fresnel'schen Formeln berechnen:

$$\frac{E_{r\perp}^2}{E_{i\perp}^2} = R_\perp = \frac{\sin^2(\alpha-\beta)}{\sin^2(\alpha+\beta)} \qquad (4)$$

$$\frac{E_{r\parallel}^2}{E_{i\parallel}^2} = R_\parallel = \frac{\tan^2(\alpha-\beta)}{\tan^2(\alpha+\beta)} \qquad (5)$$

$$\frac{E_{d\perp}^2}{E_{i\perp}^2} = T_\perp = \frac{4\cos^2(\alpha)\sin^2(\beta)}{\sin^2(\alpha+\beta)} \qquad (6)$$

$$\frac{E_{d\parallel}^2}{E_{i\parallel}^2} = T_\parallel = \frac{4\cos^2(\alpha)\sin^2(\beta)}{\sin^2(\alpha+\beta)\cos^2(\alpha-\beta)} \qquad (7)$$

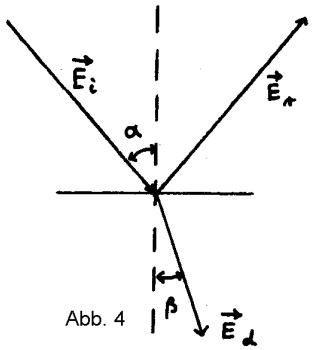


Abb. 4

Hierbei stellen $R_\perp$, $R_\parallel$, $T_\perp$ und $T_\parallel$, die Intensitäten der senkrecht bzw. parallel zur Einfallsebene schwingenden Komponenten der reflektierten bzw. durchgelassenen Welle dar. Sie sind jeweils auf die einfallende Intensität normiert. Man bezeichnet sie auch als Reflexions- bzw. Transmissionskoeffizienten. Bei nur teilweise polarisiertem Licht ist der Polarisationsgrad durch folgenden Ausdruck bestimmt:

$$P(\alpha) = \frac{R_\parallel - R_\perp}{R_\parallel + R_\perp} \qquad (8)$$

bzw.:

$$P(\alpha) = \frac{T_\parallel - T_\perp}{T_\parallel + T_\perp} \qquad (9)$$

Er ist Null im Falle von unpolarisiertem Licht und nimmt die Werte $+1$ bzw. -1 an, wenn die Welle vollständig in der Einfallsebene bzw. senkrecht dazu polarisiert ist. Auf Grund der Fresnel'schen Gleichungen ist der Polarisationsgrad eine Funktion des Einfallswinkels. Durch geeignete Wahl des Einfallswinkels läßt sich $R_\parallel$ zum Verschwinden bringen, so daß das reflektierte Licht senkrecht zur Einfallsebene vollständig polarisiert wird. Dies ist dann der Fall, wenn der reflektierte und der durchgelassene Strahl aufeinander senkrecht stehen:

$$\alpha + \beta = \frac{\pi}{2} \qquad (10)$$

Da andererseits

$$\sin\alpha = n\sin\beta = n\cos\alpha \tag{11}$$

gilt, folgt daraus:

$$\tan\alpha = n \tag{12}$$

Dies ist das Brewster'sche Gesetz.

5. Polarisation durch Doppelbrechung

Optisch anisotrope Kristalle haben die Eigenschaft, einen auffallenden Strahl in zwei senkrecht zueinander polarisierte Lichtbündel, den ordentlichen und den außerordentlichen Stahl, aufzuspalten. Hierzu gehört insbesondere der Kalkspat. Für den ordentlichen Strahl ist der Brechungsindex unabhängig von der Einfallsrichtung, für den außerordentlichen gilt dieses nicht. Es gibt eine Einfallsrichtung, für die der Brechungsindex für beide Strahlen gleich ist. Man nennt diese Richtung auch die optische Hauptachse.

Fällt der Strahl unter einem beliebigen Winkel zur Hauptachse auf den Kristall so spaltet er sich wegen der unterschiedlichen Brechungsindizes auf in einen Strahl (ordentlicher Strahl), der senkrecht zu der Ebene polarisiert ist, die von der Einfallsrichtung und der optischen Hauptachse aufgespannt wird, und in einen Strahl (außerordentlicher Strahl), der in dieser Ebene polarisiert ist (siehe Abb. 5).

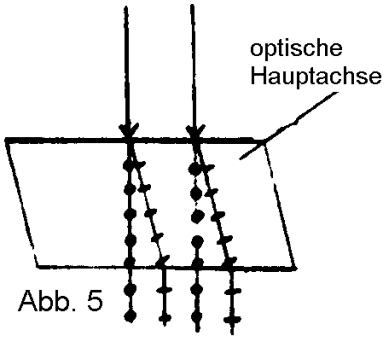


Abb. 5

Nach dem Austritt aus dem Kristall haben beide Strahlen einen Gangunterschied:

$$\Delta = d(n_o - n_{ao}) \tag{13}$$

Hierin bezeichnet d die Dicke des Kristalls und n_o und n_{ao} die beiden Brechungsindizes.

Wählt man die Kristalldicke so, dass der Gangunterschied $\frac{\lambda}{4}$ beträgt (sog. $\frac{\lambda}{4}$-Plättchen), so entsteht eine Phasendifferenz von $90°$ und damit elliptisch bzw. zirkular polarisiertes Licht.

6. Drehung der Schwingungsebene durch optische Aktivität

Wir betrachten im folgenden zirkular polarisiertes Licht. Je nach Drehsinn des resultierenden Vektors unterscheidet man zwischen rechts und links zirkularem Licht. Jede linear polarisierte Schwingung läßt sich zerlegen in eine rechts und eine links zirkulare Komponente, die mit gleicher Frequenz und Amplitude schwingen (siehe Abb. 6). $\overrightarrow{E}$ ist der resultierende Vektor des linear polarisierten Vektors, $\overrightarrow{E_r}$ und $\overrightarrow{E_l}$ bezeichnen die rechts bzw. die links zirkulierende Komponente.
Es gibt Stoffe, die die Eigenschaft haben, die Schwingungsebene des durch sie hindurchtretenden polarisierten Lichtes zu drehen. Man nennt diese Fähigkeit optische Aktivität.

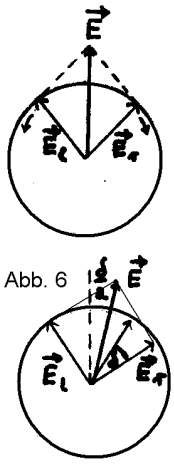


Abb. 6

Sie läßt sich dadurch erklären, daß man dem Stoff einen Brechungsindex zuschreibt, der vom Drehsinn des Lichtes abhängt. So läßt beispielsweise ein rechtsdrehender Stoff die rechtszirkulare Welle schneller hindurchlaufen als die

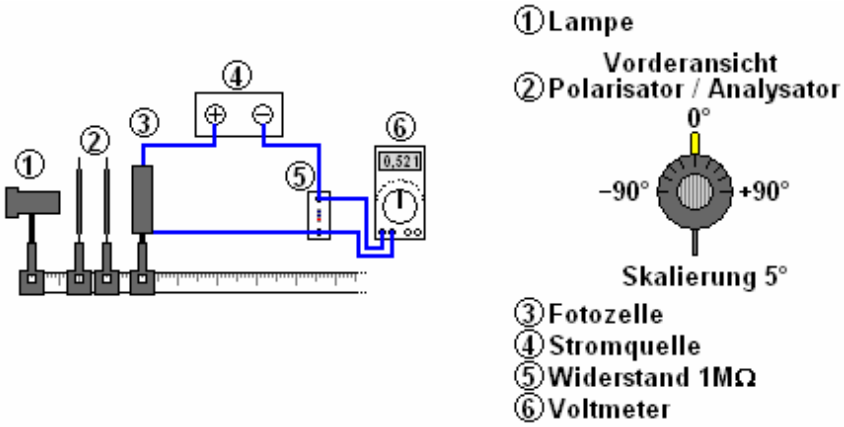
linksdrehende Welle. Dadurch erhält die rechtsdrehende Welle einen Phasenvorsprung δ. Der aus der Überlagerung der beiden Wellen resultierende Vektor, und damit die Schwingungsebene werden auf diese Weise um den Winkel $\frac{\delta}{2}$ gedreht. Die bekanntesten optisch aktiven Stoffe sind Quarz, Rohrzucker und Traubenzucker.

IV. Versuchsdurchführung/Aufgabenstellung

1. Es wird ein Polarisator (bzw. Analysator) in den Strahlengang zwischen Lichtquelle und Schirm gebracht. Bei Drehung des Polarisators in der Ebene senkrecht zum Strahl beobachtet man eine Änderung der Helligkeit auf dem Schirm. Sind die in den Polarisator fallenden Lichtstrahlen linear polarisiert, gilt für die Intensität des austretenden Lichtes das Gesetz von Malus:

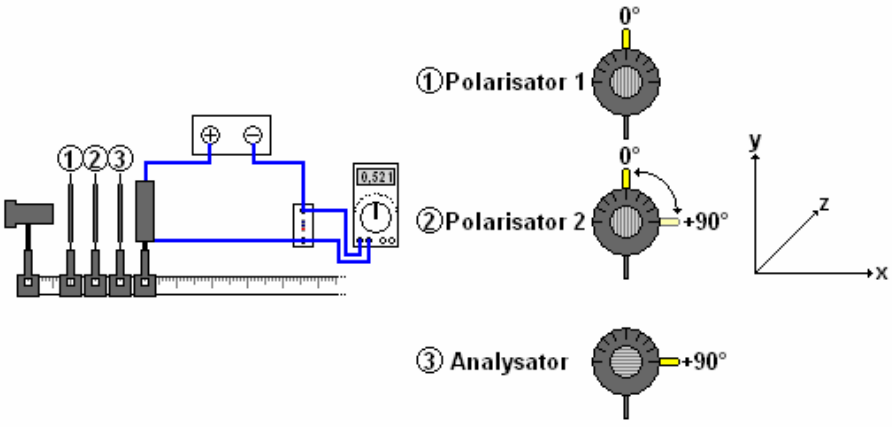
$$I = k_a I_0 \cos^2 \varphi \tag{14}$$

   Dabei ist I_0 die Intensität des einfallenden Lichtes, k_a der Durchlaßkoeffizient des Analysators und φ der Winkel zwischen der Polarisationsebene des eintretenden und des austretenden Lichtes. Tragen Sie die relative Intensität I/I_0 als Funktion von $cos^2\varphi$ auf. Für die Messung der Intensität soll eine Photozelle benutzt werden, deren Strom als Spannungsabfall über einem Widerstand von 1 MΩ gemessen wird.



2. Um zu zeigen, daß der Strahl, der vom Polarisator durchgelassen wird, wirklich linear polarisiert ist, wird ein weiterer Polarisator in den Strahlengang gestellt. Die Winkeleinstellung des ersten Polarisators bleibt unverändert, der zweite Polarisator wird in der Ebene senkrecht zur Strahlrichtung gedreht. Suchen Sie die Winkelstellung, bei der Auslöschung auftritt.

3. Die beiden Polarisatoren von Aufgabe 2 bleiben in ihrer gekreuzten Stellung. Ein weiterer Polarisator wird zwischen die beiden gestellt. Ein Teil des Strahles wird jetzt durchgelassen. Suchen Sie die Winkelstellungen für den dritten Polarisator, bei der das durchgelassene Licht die größte Intensität hat. Warum wird das Licht bei dieser Anordnung durchgelassen?



4. Mit einem $\frac{\lambda}{4}$-Plättchen kann aus linear polarisiertem Licht zirkular polarisiertes Licht hergestellt werden. Dieses kann durch ein zweites $\frac{\lambda}{4}$-Plättchen nachgewiesen werden. Sind die Achsen der beiden Plättchen parallel, ist das durchgelassene Licht senkrecht zur ursprünglichen Polarisationsrichtung polarisiert. Stehen die Achsen der beiden Plättchen dagegen senkrecht zueinander, ist das durchgelassene Licht parallel zur Anfangspolarisation polarisiert. Drehen Sie die Achsen zweier $\frac{\lambda}{4}$-Plättchen so zueinander, daß an der Stelle des Minimums in der relativen Intensitätsverteilung von Aufgabe 1 nun ein Maximum ist, und tragen Sie die neue Intensitätsverteilung auf. Nehmen Sie eines der $\frac{\lambda}{4}$-Plättchen heraus und messen erneut die Intensität in Abhängigkeit des Drehwinkels des Analysators. Vergleichen Sie diese Kurve mit den vorhergehenden Ergebnissen.

5. In den linear polarisierten Strahl wird eine Glasplatte gebracht, die um eine vertikale Achse drehbar ist. Drehen Sie die Platte und suchen Sie eine Stellung, bei welche der reflektierte Strahl verschwindet. Andern Sie dabei gegebenenfalls die Richtung der Polarisationsebene des einfallenden Strahles. Messen Sie den Brewsterwinkel und berechnen Sie daraus den Brechungsindex des Glases.

6. Die Glasplatte bleibt unter dem Brewsterwinkel im Strahl. Das Polarisationsfilter wird aus dem einfallenden Strahl entfernt und ein Analysator in den reflektierten Strahl gestellt. Damit bestätigen Sie, daß dieser wirklich linear polarisiert ist. Untersuchen Sie ebenfalls die Polarisation des durchgelassenen Strahles.

7. Läßt man durch eine Küvette der Länge l, die mit einem optisch aktiven Stoff gefüllt ist, linear polarisiertes Licht hindurchtreten, wird die Schwingungsebene um den Winkel α gedreht, der von der Länge l, der Konzentration c der Lösung und dem spezifischen Drehvermögen der Substanz abhängt:

$$\alpha = [\alpha]\, c\, l \tag{15}$$

   Das spezifische Drehvermögen hängt von der Wellenlänge des verwendeten Lichtes ab. Es wird deshalb stets für eine bestimmte Wellenlänge angegeben. Als Probe dient eine Zuckerlösung. Der Drehwinkel wird dadurch ermittelt, daß man zuerst die Polarisationsebene des einfallenden Lichtes bestimmt. Danach wird zwischen Lichtquelle und Analysator die Probe gestellt und die neue Lage der Polarisationsebene gesucht. Der Winkel zwischen beiden Stellungen ist der gesuchte Drehwinkel. Mit Hilfe der obigen Beziehung läßt sich der Faktor $[\alpha]\ c$ der Zuckerlösung berechnen. Ist dieser bereits bekannt, läßt sich auch die Abhängigkeit des spezifischen Drehvermögens von der Wellenlänge messen.