

Polarisation von Licht und die Analogie zum Quantenradierer (O6)

Ziel der Versuches

Aus linear polarisiertem Licht ist unter Verwendung einer $\lambda/4$ -Platte zirkular und elliptisch polarisiertes Licht zu erzeugen und mit einem Analysator nachzuweisen. Solch linear polarisiertes Licht wird ebenfalls verwendet, um den Effekt des Quantenradierers zu veranschaulichen.

Theoretischer Hintergrund

Einige Kristalle spalten bei Beleuchtung mit parallelem unpolarisiertem Licht dieses in zwei Teilstrahlen unterschiedlicher Ausbreitungsrichtung auf, die zueinander senkrecht linear polarisiert sind und verschiedene Phasengeschwindigkeiten besitzen (siehe Abb. 1). Man nennt diesen Effekt Doppelbrechung.

Die Ursache der Doppelbrechung ist der durch Kristallwachstum bedingte optisch anisotrope Aufbau einiger Kristalle, durch den der Brechungsindex von der Richtung im Kristall abhängt. Optisch isotrope Stoffe (mit gleichem Brechungsindex in allen Richtungen) wie z. B. Gase, Flüssigkeiten und Gläser oder auch kubische Kristalle zeigen keine Doppelbrechung. Alle doppelbrechenden Kristalle besitzen eine oder zwei sogenannte optische Achsen, die sich dadurch auszeichnen, dass bei Lichteinstrahlung entlang dieser Achsen der Kristall sich wieder wie ein gewöhnlicher isotroper Stoff verhält. D. h. bei Lichtausbreitung entlang der optischen Achse spürt der E-Vektor des Lichtes nur die zur optischen Achse senkrechten und damit gleichen Brechungsindizes des Mediums unabhängig von der Polarisationsrichtung. Abhängig von der Anzahl der optischen Achsen unterscheidet man die doppelbrechenden Kristalle in optisch ein- oder zweiachsige.

Im Weiteren beschränken wir uns auf optisch einachsige Kristalle. Fällt das Licht senkrecht zur optischen Achse auf den Kristall, so findet keine Aufspaltung in zwei Teilstrahlen statt. Da sich jedoch die Brechzahlen für Licht, das parallel bzw. senkrecht zur optischen Achse polarisiert ist, unterscheiden, erfahren beide Polarisationskomponenten (parallel und senkrecht zur optischen Achse) eine unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeit beim Durchgang durch den Kristall. Die Folge ist eine Phasenverschiebung zwischen beiden Polarisationskomponenten, so dass der Polarisationszustand des Lichtes hinter dem Kristall i. A. von dem vor dem Kristall verschieden ist.

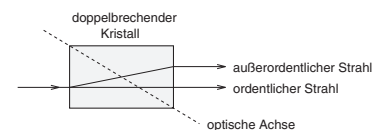


Abbildung 1: Strahlenspaltung an einem doppelbrechenden Kristall.

Erzeugung verschiedener Polarisationszustände

Wir betrachten eine monochromatische linear polarisierte ebene Lichtwelle, die in positiver x -Richtung auf eine doppelbrechende Platte fällt. Die Platte habe die Dicke d , und ihre optische Achse liege in z -Richtung. n_y bzw. n_z seien die Brechungsindizes in y - bzw. z -Richtung (siehe Abb. 2).

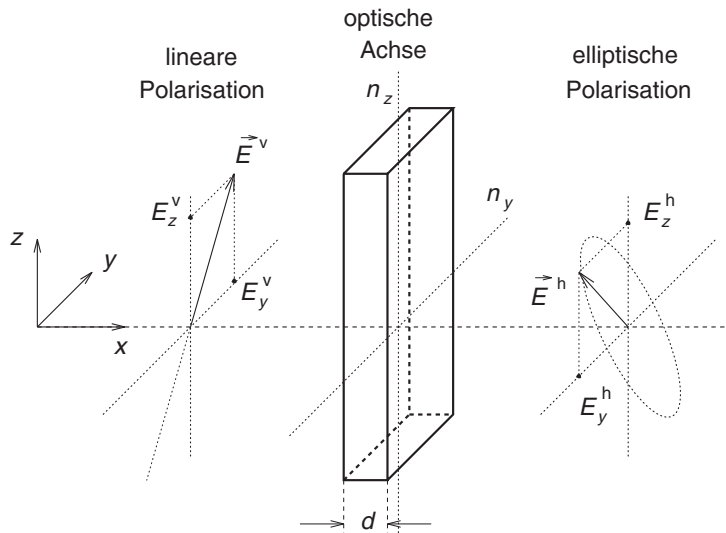


Abbildung 2: Änderung der Polarisation des Lichtes bei Durchgang durch einen doppelbrechenden Kristall.

Die Polarisationsrichtung des einfallenden Lichtes sei vorerst beliebig. Das elektrische Feld \vec{E} der Lichtwelle vor der Platte wird mit dem Index „v“ gekennzeichnet. Vor der Platte breiten sich beide Polarisationskomponenten E_y^v und E_z^v mit der gleichen Phasengeschwindigkeit aus:

$$\vec{E}^v(x, t) = \begin{pmatrix} 0 \\ E_y^v(x, t) \\ E_z^v(x, t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \mathcal{E}_y \cos(\omega t - kx) \\ \mathcal{E}_z \cos(\omega t - kx) \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} . \quad (1)$$

Hier ist ω die Kreisfrequenz des Lichtes, t die Zeit, k die Wellenzahl, λ die Lichtwellenlänge. \mathcal{E}_y bzw. \mathcal{E}_z sind die Feldamplituden des Lichts in y - bzw. z -Richtung, d. h. ihr Verhältnis bestimmt den Winkel zwischen der Polarisationsrichtung der einfallenden linear polarisierten Lichtwelle und der optischen Achse des Kristalls. In der doppelbrechenden Platte sind für die beiden Polarisationskomponenten E_y und E_z die Brechzahlen (n_y und n_z) und damit die Wellenzahlen (k_y und k_z) unterschiedlich. Hinter der Platte breiten sich beide Wellen wieder mit der gleichen Phasengeschwindigkeit aus, jedoch ist ihre Phase zueinander verschoben. Kennzeichnen wir das elektrische Feld hinter der Platte mit dem Index „h“, so erhalten wir bei Vernachlässigung der Reflexion an den Grenzflächen

$$\vec{E}^h(x, t) = \begin{pmatrix} 0 \\ E_y^h(x, t) \\ E_z^h(x, t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \mathcal{E}_y \cos(\omega t - kx + (k - k_y)d) \\ \mathcal{E}_z \cos(\omega t - kx + (k - k_z)d) \end{pmatrix} \quad (2)$$

$$\text{mit} \quad k_y = \frac{2\pi n_y}{\lambda}, \quad k_z = \frac{2\pi n_z}{\lambda} . \quad (3)$$

Der Phasenunterschied δ zwischen den Polarisationskomponenten E_y^h und

E_z^h beträgt also

$$\delta = (k_y - k_z)d = \frac{2\pi(n_y - n_z)d}{\lambda} . \quad (4)$$

Man kann sich veranschaulichen, dass Gl. (2) elliptisch polarisiertes Licht beschreibt. D. h. der Vektor des elektrischen Feldes \vec{E}^h beschreibt bei seiner Rotation mit der Kreisfrequenz ω um die x -Achse eine Ellipse. Die Ursache dafür ist die Phasenverschiebung zwischen den beiden Polarisationskomponenten hinter der doppelbrechenden Platte. Die entsprechende allgemeine Ellipsengleichung für die Variablen E_y^h und E_z^h erhält man aus Gl. (2) zu:

$$\left(\frac{E_y^h}{\mathcal{E}_y}\right)^2 + \left(\frac{E_z^h}{\mathcal{E}_z}\right)^2 + 2\left(\frac{E_y^h}{\mathcal{E}_y}\right)\left(\frac{E_z^h}{\mathcal{E}_z}\right)\cos\delta = \sin^2\delta . \quad (5)$$

Die Lage der Ellipsen-Hauptachsen hängt von dem Phasenunterschied δ ab. Im Allgemeinen zeigen die Hauptachsen nicht in y - oder z -Richtung.

Ein wichtiger Spezialfall ist die sogenannte $\lambda/4$ -Platte, bei der der Gangunterschied $(n_y - n_x)d$ für die betrachtete Wellenlänge gerade $\lambda/4$ und folglich der Phasenunterschied $\delta = \pi/2$ beträgt. Aus Gl. (5) wird für diesen Fall:

$$\left(\frac{E_y^h}{\mathcal{E}_y}\right)^2 + \left(\frac{E_z^h}{\mathcal{E}_z}\right)^2 = 1 . \quad (6)$$

D. h. eine $\lambda/4$ -Platte erzeugt aus linear polarisiertem Licht elliptisch polarisiertes Licht, wobei die Hauptachsen der Ellipse in y - und z -Richtung zeigen.

Es soll nun untersucht werden, wie sich die elliptische Polarisation hinter einer $\lambda/4$ -Platte in Abhängigkeit von der ursprünglich linearen Polarisationsrichtung des Lichts vor der $\lambda/4$ -Platte ändert. Die Polarisationsrichtung vor der $\lambda/4$ -Platte wird durch die Amplituden \mathcal{E}_y und \mathcal{E}_z des elektrischen Feldes bestimmt:

- $\mathcal{E}_y = 0$ bzw. $\mathcal{E}_z = 0$:

In diesem Fall ist das eingestrahlte Licht parallel ($\mathcal{E}_y = 0$) bzw. senkrecht ($\mathcal{E}_z = 0$) zur optischen Achse polarisiert. Aus Gl. (6) ergibt sich sofort $E_y^h = 0$ bzw. $E_z^h = 0$, d. h. der Polarisationszustand des Lichtes wird durch die $\lambda/4$ -Platte nicht geändert. Das ist verständlich, da in diesem Fall keine zwei Polarisationskomponenten existieren, die einen unterschiedlichen Brechungsindex in der Platte erfahren. Folglich verhält sich die $\lambda/4$ -Platte wie ein nicht doppelbrechendes Medium.

- $\mathcal{E}_y = \mathcal{E}_z = \mathcal{E}$:

Die Polarisationsrichtung ist um 45° gegen die optische Achse geneigt. Aus Gl. (6) wird die Kreisgleichung $E_y^{h2} + E_z^{h2} = \mathcal{E}^2$, d. h. hinter der $\lambda/4$ -Platte ist das Licht zirkular polarisiert.

In allen anderen Fällen ist das Licht allgemein elliptisch polarisiert.

Erzeugung von linear polarisiertem Licht

Bisher wurde immer vorausgesetzt, dass in einem optischen Medium keine Absorption auftritt. Einige Substanzen absorbieren für bestimmte Wellenlängen eine der beiden Polarisationskomponenten des einfallenden Lichtes sehr stark (Dichroismus). Ist eine Platte aus diesem Material ausreichend dick, so

erzeugt sie bei Durchgang von Licht linear polarisiertes Licht. Eine solche Platte kann als Polarisator, d.h. zur Polarisierung von Licht oder als Analysator, d. h. zur Untersuchung der Lichtpolarisation verwendet werden. In diesem Versuch werden sogenannte Polarisationsfolien verwendet.

Messung mit dem Analysator

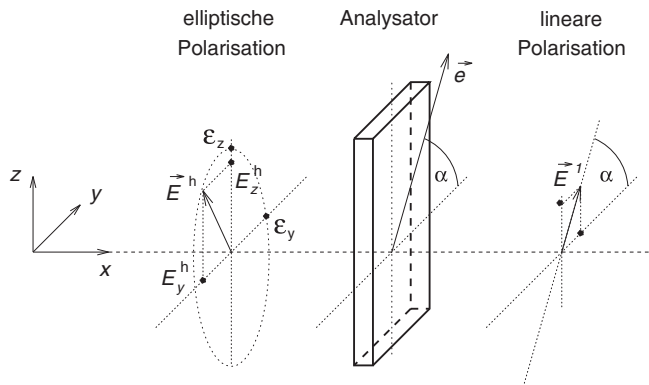


Abbildung 3: Vermessung elliptischer Polarisation mit einem Analysator.

Auf einen Analysator falle elliptisch polarisiertes Licht, welches durch eine $\lambda/4$ -Platte gemäß Abb. 2 erzeugt wurde (siehe Abb. 3). Das elektrische Feld \vec{E}^h vor dem Analysator ist dann durch Gl. (6) gegeben. Die Zeitabhängigkeit $\vec{E}^h(t)$ lässt sich in Übereinstimmung mit Gl. (6) auch schreiben als:

$$\vec{E}^h(t) = \begin{pmatrix} 0 \\ E_y^h(t) \\ E_z^h(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \mathcal{E}_y \cos(\omega t) \\ \mathcal{E}_z \sin(\omega t) \end{pmatrix} . \quad (7)$$

Der Analysator ist durch die Richtung seiner Polarisationsachse \vec{e} gekennzeichnet: Die Polarisationskomponente parallel zu dieser Achse geht durch den Analysator hindurch, während die Komponente senkrecht zu dieser Achse absorbiert wird. Bezeichnet man mit α den Drehwinkel des Analysators (vergleiche Abb. 3), so ergibt sich das Feld \vec{E}^1 des linear polarisierten Lichtes hinter dem Analysator zu:

$$|\vec{E}^1(t)| = \vec{E}^h(t) \cdot \vec{e} = \mathcal{E}_y \cos(\omega t) \cos \alpha + \mathcal{E}_z \sin(\omega t) \sin \alpha \quad (8)$$

Die Intensität hinter dem Analysator errechnet sich aus der zeitlichen Mittelung des Betragsquadrates des elektrischen Feldes $\vec{E}^1(t)$ über eine Schwingungsperiode $T = 2\pi/\omega$

$$I(\alpha) \sim \frac{1}{T} \int_0^T |\vec{E}^1(t)|^2 dt \sim (\mathcal{E}_y^2 - \mathcal{E}_z^2) \cos^2 \alpha + \mathcal{E}_z^2 \quad (9)$$

D.h. für elliptisch polarisiertes Licht ergibt sich bei Drehung des Analysators eine charakteristische \cos^2 -Abhängigkeit. Im Spezialfall von zirkular polarisiertem Licht ($\mathcal{E}_y = \mathcal{E}_z$) ist die Intensität dagegen unabhängig vom Drehwinkel.

Der Quantenradierer

Die lineare Polarisation von Licht kann dazu verwendet werden, um Effekte, die aus der Quantenmechanik bekannt sind, zu veranschaulichen. Ein bekanntes Phänomen aus der Quantenmechanik ist der Welle-Teilchen-Dualismus,

der auch für Photonen gilt. Abhängig von dem durchgeführten Experiment zeigt es eines der beiden Eigenschaften. Ermöglicht das Experiment eine Aussage über den Weg, den das Photon genommen hat, dann verhält es sich wie ein Teilchen, ansonsten wie eine Welle. Betrachtet man einen Doppelspalt und sendet kohärentes, monochromatisches Licht auf diesen, so kann man auf einem Schirm das Interferenzmuster abbilden, welches Sie aus den Versuch O3 kennen. Dieses Versuchsergebnis erhält man auch für einzelne Photonen, Elektronen oder Atome, solange keine Weginformation vorliegt, also welcher der beiden Spalten von dem jeweiligen Teilchen passiert wurde, da die Wellennatur widerspiegelt wird. Nach der gängigen Deutung der Quantenmechanik tritt Interferenz auf, wenn ununterscheidbare Alternativen (Wege) zur Verfügung stehen. Zwingt man den Photonen jedoch eine Weginformation auf, indem vor jedem Spalt ein linearer Polarisationsfilter mit zueinander senkrechter Orientierung angebracht wird, so zeigt sich die Teilcheneigenschaft des Photons dadurch, dass sich das Interferenzmuster verändert. Auf dem Schirm ist nun nur das Beugungsbild eines Einzelspalt abgebildet. Diese Beobachtung spiegelt die Teilchennatur wider. Wird nun zwischen Doppelspalt und Schirm ein weiterer Polarisator gestellt, dessen Polarisationsrichtung um 45° relativ zur Spaltorientierung gedreht ist, so ist wieder das Interferenzmuster des Doppelspalt zu sehen. Der zusätzliche Polarisationsfilter übernimmt die Rolle des Quantenradierers, der die Information ausstrahlt, welches Photon (Teilchen) welchen Spalt passiert hat, da horizontal und vertikal polarisiertes Licht im gleichen Maße den so orientierten Polarisationsfilter passieren können. Obwohl der Versuch mit Photonen durchgeführt wird, veranschaulicht er nur die beschriebenen quantenmechanischen Effekte, da nicht einzelne Photonen verwendet werden und sich daher der Versuch auch klassisch beschreiben lässt.

Klassische Betrachtung	
E -Feld an einem Ort auf dem Schirm, nachdem $E_{1,2}$ Spalt 1,2 passiert hat	$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$
Intensität bei parallel zueinander orientierten Polfiltern	$I = \vec{E}^2 = \vec{E}_1^2 + \vec{E}_2^2 + \underbrace{2 \vec{E}_1 \vec{E}_2 \cos(\delta)}_{\text{Interferenzterm}}$
Intensität bei senkrecht zueinander orientierten Polfiltern	$I = \vec{E}^2 = \vec{E}_1^2 + \vec{E}_2^2$ Interferenzterm=0
Quantenmechanische Beschreibung	
Wellenfunktion jedes Photons	$\Psi_{1,2}(\vec{r}) = \Psi'_{1,2} e^{i\vec{k}_{1,2}\vec{r}_{1,2}}$
Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Photonen	$I = \Psi ^2 = \Psi_1 + \Psi_2 ^2$
Ununterscheidbarer Fall	$I = \Psi_1 + \Psi_2 ^2 = \Psi'_1 ^2 + \Psi'_2 ^2 + \underbrace{2\Re(\Psi'^*_1 \Psi'_2 e^{i\delta})}_{\text{Interferenzterm}}$
Unterscheidbarer Fall	$I = \Psi_1 + \Psi_2 ^2 = \Psi'_1 ^2 + \Psi'_2 ^2$ Interferenzterm=0

Tabelle 1: Gegenüberstellung klassische und quantenmechanische Betrachtung.
 δ bezeichnet die Phasenverschiebung.

Versuchsaufbau und -durchführung

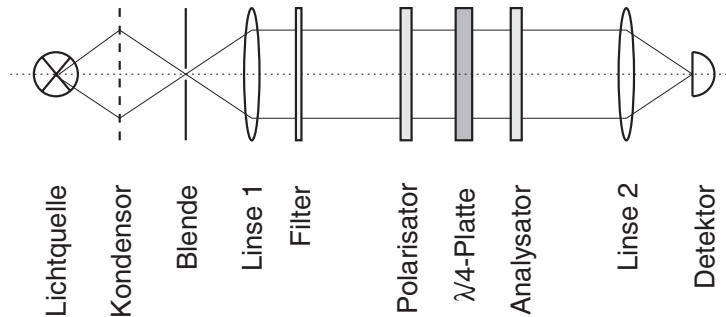


Abbildung 4: Aufbau zur Erzeugung und Untersuchung von polarisiertem Licht.

Um möglichst viel Licht auf den Detektor fokussieren zu können, muss eine Justage der Optik vorgenommen werden. Um eine punktförmige Lichtquelle zu erhalten, wird mit einer sogenannten Zwischenabbildung gearbeitet. Dazu wird das Licht der Halogenlampe auf die feste Blende möglichst gut fokussiert, indem der Abstand der Lampe zur Kondensorlinse (K) mit der verschiebbaren Stange am Lampengehäuse verändert wird. Über die Linse 1 kann nun ein paralleles Strahlenbündel erzeugt werden. Dieses ist hinter dem Filter nahezu monochromatisch ($\lambda = 589,3 \text{ nm}$). Das Lichtbündel wird dann durch einen Polarisator linear polarisiert und gelangt über die $\lambda/4$ -Platte in den Analysator. Dahinter wird es auf einen Detektor fokussiert, dessen Spannungswert zur Intensität des einfallenden Lichtes proportional ist. Der Detektor ist durch zwei Schrauben horizontal und vertikal justierbar und mit einem entfernbaren Tubus versehen. Die Messung der Spannung erfolgt mit einem Multimeter. Polarisator, Analysator und $\lambda/4$ -Platte sind um ihre Mittelachsen drehbar. Sowohl die Polarisationsrichtungen des Polarisators und des Analysators als auch die optische Achse der $\lambda/4$ -Platte sind durch Pfeile markiert. Achten Sie darauf, dass kein Nebenlicht auf den Detektor fällt.

Versuchsaufbau Quantenradierer

Auf der optischen Bank werden ein Laser, ein Polarisationsfilter, der Doppelspalt mit den senkrecht zueinander orientierten Polarisationsfiltern, ein weiterer Polarisationsfilter und ein Schirm (im Abstand von mind. 1 m) positioniert. Der Polarisationsfilter zwischen Laser und Doppelspalt ist 45° relativ zur vertikalen Orientierung der Spalten gedreht (warum?). Der Laserspot muss beide Spalte gleichmäßig ausleuchten.

Für den Polarisationsfilter zwischen Doppelspalt und Schirm werden unterschiedliche Orientierungen gewählt.

Aufgabenstellung

1. Nehmen Sie den Analysator aus dem Strahlengang heraus, und überprüfen Sie den Einfluss der Drehung des Polarisators und der $\lambda/4$ -Platte auf die gemessene Lichtintensität.
2. Überprüfen Sie Gl. (9) zuerst für linear polarisiertes Licht. Nehmen Sie dazu die $\lambda/4$ -Platte aus dem Strahlengang heraus. Tragen Sie $I(\alpha)$ in Polarkoordinaten auf, wobei als Intensitätsproportionaler Wert U_{Detektor}

aufgetragen wird.¹ Überprüfen Sie Gl. (9) durch eine weitere Auftragung von I gegen $\cos^2 \alpha$.

3. Erzeugen Sie mit Hilfe der $\lambda/4$ -Platte linear, zirkular und elliptisch polarisiertes Licht. Überlegen Sie sich ein Verfahren, mit dem Sie die Richtung der optischen Achse der $\lambda/4$ -Platte ermitteln können. (Verlassen Sie sich nicht alleine auf die Markierung auf der $\lambda/4$ -Platte.) Tragen Sie für alle drei Polarisationsarten $I(\alpha)$ in Polarkoordinaten auf und überprüfen Sie Gl. (9) durch eine weitere Auftragung von I gegen $\cos^2 \alpha$.
4. Erzeugen Sie durch verschiedene Winkelstellungen des Polarisators vor der $\lambda/4$ -Platte unterschiedlich elliptisch polarisiertes Licht. Bestimmen Sie aus den Verläufen $I(\alpha)$ mit Hilfe von Gl. (9) das jeweilige Verhältnis $\mathcal{E}_y/\mathcal{E}_z$, und vergleichen Sie es mit dem aus der Polarisatorstellung zu erwartenden Wert.

Aufgabenstellung Quantenradierer:

1. Untersuchen Sie die Abbildung auf dem Schirm mit und ohne Polarisator zwischen Doppelspalt und Schirm. Verändern Sie dazu die Orientierung des Polarisators parallel, senkrecht, und -45° und $+45^\circ$ relativ zur Orientierung des Doppelspaltes. Beschreiben Sie Ihre Beobachtungen und erklären Sie diese auf Basis der Theorie.

¹ Den Polarplot erstellen Sie am besten mit einem Programm, welches auf einer Programmiersprache basiert, wie Python, Gnuplot, Matlab usw., da man mit den meisten Datenauswerteprogrammen Polarplots gar nicht (z. B. qtiplot) oder nur sehr umständlich (z. B. Excel) erstellen kann.