

O5. BADANIE PROPAGACJI ŚWIATŁA W OŚRODKACH ANIZOTROPOWYCH

opracowała Bożena Janowska-Dmoch

Ośrodkami anizotropowymi optycznie nazywamy takie substancje, których własności optyczne zależą zarówno od **kierunku** rozchodzenia się światła, jak i od stanu **polaryzacji** wiązki światła. Anizotropię optyczną wykazują niektóre struktury krystaliczne, np. kwarc, kalcyt, mika, a także struktury molekularne, jak np. ciekłe kryształy, DNA, polimery.

Światło przechodząc przez ośrodek anizotropowy może ulec podwójnemu załamaniu (**dwójłomność**), zmienić stan polaryzacji (**dwójłomność i aktywność optyczna**), albo być selektywnie absorbowane (**dichroizm**).

Cel

Celem pomiarów jest:

- sprawdzenie prawa Malusa;
- wykorzystanie prawa Malusa w kaskadzie polaryzatorów;
- wyznaczenie przesunięcia fazowego między promieniem zwyczajnym a nadzwyczajnym w badanej płytce opóźniającej.

Wymagania

Światło, jako fala elektromagnetyczna, zjawisko polaryzacji światła, polaryzatory, polaryzacja liniowa, kołowa, eliptyczna, podwójne załamanie w kryształach, dichroizm, aktywność optyczna, prawo Malusa, płytki opóźniające (ćwierćfalówka, półfalówka) i ich działanie.

Literatura

R. Resnick, D. Halliday, Fizyka, tom II, PWN, a zwłaszcza rozdz. Załamanie podwójne (Dwójłomność)

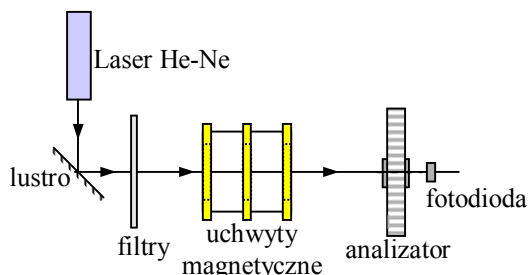
F.S. Crawford, Fale, *Kurs berkeleyjski* tom III, PWN

D. Halliday, R. Resnick, J. Walker, Podstawy fizyki, tom IV, PWN

Opis przyrządu

Wiązka lasera He-Ne po odbiciu od lustra jest kierowana na powierzchnię fotodiody, przechodząc kolejno przez uchwyt z wymiennymi filtrami szklanymi, uchwyty magnetyczne i analizator. Rola filtrów polega na zapobieganiu oślepieniu fotodiody.

Fotodioda połączona jest z zasilaczem o regulowanym wzmocnieniu, który pozwala dopasować natężenie światła do liniowego obszaru pomiarowego. Prąd płynący w układzie fotodiody jest wskazywany na mikroamperomierzu. Magnetyczne uchwyty służą do wstawiania w wiązkę badanych płytek opóźniających lub polaryzatorów dichroicznych (polaroidów).



Analizator, polaryzatory i płytki opóźniające zaopatrzone są w podziałki kątowe.

Polaryzator dichroiczny jest to substancja anizotropowa, przez którą jedna składowa pola elektrycznego przechodzi praktycznie bez strat, podczas gdy druga składowa (prostopadła do pierwszej) jest silnie pochłaniana. Światło po przejściu przez polaryzator dichroiczny jest spolaryzowane liniowo. W ćwiczeniu stosowane są polaryzatory foliowe, tzw. polaroidy, należące do polaryzatorów dichroicznych. Polaroidy otrzymuje się ogrzewając i szybko rozciągając przezroczystą folię z alkoholu poliwinylowego. Alkohol poliwinylowy jest polimerem, którego długie łańcuchy węglowodorowe są początkowo ułożone chaotycznie. Podczas rozciągania cząsteczki układają się niemal równoległe do kierunku rozciągania. Po zanurzeniu folii w roztworze zawierającym jod cząsteczki stają się przewodzące, ponieważ elektrony walencyjne uzyskują swobodę ruchu, ale tylko wzdłuż łańcuchów. W rezultacie cząsteczki absorbują światło, którego pole elektryczne jest równoległe do ich długości, a światło, którego pole elektryczne jest prostopadłe do ich długości jest transmitowane bez strat. **Oś transmisji** polaryzatora jest prostopadła do łańcuchów molekularnych.

Płytką opóźniającą nazywamy płasko równoległą płytkę wyciętą z materiału anizotropowego tak, że oś optyczna jest równoległa do jej powierzchni. Gdy na płytkę pada, **prostopadle** do jej powierzchni, wiązka światła monochromatycznego, spolaryzowanego liniowo, **równoległe** do osi optycznej, to w płytce rozchodzi się tylko fala **nadzwyczajna**. Gdy padające światło jest spolaryzowane **prostopadle** do osi optycznej, to w płytce rozchodzi się tylko fala **zwyczajna**. Przy dowolnej orientacji wektora pola elektrycznego fali padającej względem osi optycznej w płytce propagują się obie fale, zwyczajna i nadzwyczajna, z różnymi prędkościami fazowymi. Płytki opóźniające, zwane również płytkami fazowymi, służą do zmiany stanu polaryzacji światła.

Wyprowadzenie wzorów

Sprawdzanie prawa Malusa

Niech wiązka liniowo spolaryzowanego światła, o amplitudzie E_0 , pada na polaryzator, którego oś transmisji tworzy kąt α z kierunkiem drgań wektora pola elektrycznego fali świetlnej. Wtedy na wyjściu z polaryzatora amplituda fali jest równa $E_0 \cos \alpha$, a natężenie światła za polaryzatorem zapiszemy

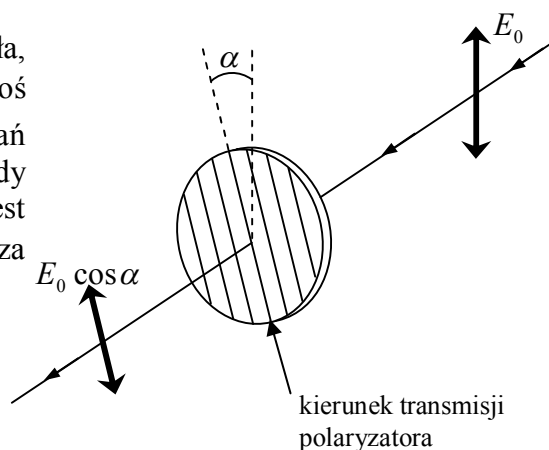
$$I(\alpha) = I_0 \cos^2 \alpha,$$

gdzie amplituda natężenia $I_0 \sim E_0^2$.

Równanie powyższe jest prawem Malusa stwierdzającym, że natężenie światła za polaryzatorem, którego oś transmisji tworzy kąt α z kierunkiem drgań wektora pola elektrycznego liniowo spolaryzowanej fali padającej, jest wprost proporcjonalne do kwadratu kosinusa kąta α .

Kaskada polaryzatorów

Wiązka liniowo spolaryzowanego światła, o amplitudzie E_0 , pada na układ złożony z N polaryzatorów. Oś transmisji pierwszego polaryzatora tworzy kąt $\alpha = \frac{90^\circ}{N}$ z kierunkiem



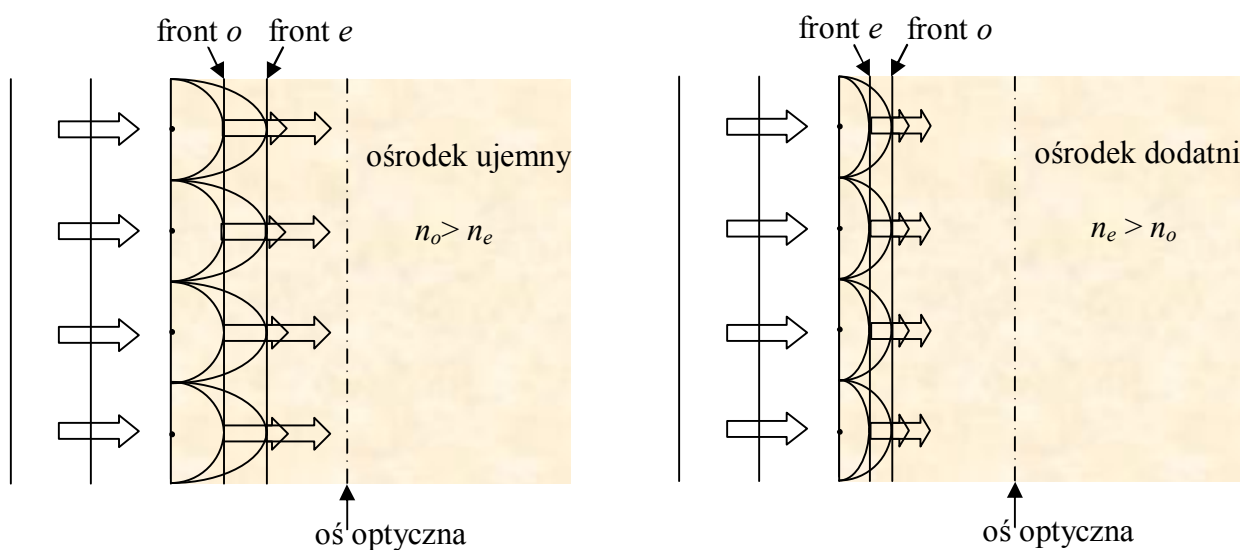
drzań wektora pola elektrycznego fali świetlnej. Każdy następny polaryzator ma oś transmisji obróconą o kąt α względem poprzedniego. Ostatni, N -ty polaryzator ma oś transmisji prostopadłą do kierunku drzań wektora pola elektrycznego fali padającej. Korzystając z prawa Malusa, natężenie światła na wyjściu z N -tego polaryzatora zapiszemy

$$I(N) = I_0(N-1)\cos^2 \alpha = I_0(N-2)\cos^4 \alpha = \dots = I_0(1)\cos^{2(N-1)} \alpha = I_0 \cos^{2N} \alpha .$$

Gdy $N = 2$, to natężenie $I(2) = 0,25I_0$, czyli natężenie światła na wyjściu, o polaryzacji prostopadłej do wejściowej, stanowi 25% natężenia wejściowego, podczas gdy dla $N = 10$ natężenie $I(10) = 0,78I_0$, czyli natężenie światła na wyjściu, o polaryzacji prostopadłej do wejściowej, stanowi aż 78% natężenia wejściowego.

Badanie płytki opóźniającej

Jeśli wektor natężenia pola elektrycznego \vec{E} światła liniowo spolaryzowanego, padającego prostopadle na płytkę fazową ma zarówno składową równoległą jak i prostopadłą do płaszczyzny wyznaczonej przez oś optyczną i kierunek wiązki, to w płytce będą się rozchodziły dwie fale płaskie – zwyczajna (o -ordinary) spolaryzowana prostopadle do tej płaszczyzny i nadzwyczajna (e -extraordinary) spolaryzowana równoległe do tej płaszczyzny.



Między wychodzącymi razem z płytki promieniami zwyczajnym i nadzwyczajnym wystąpi wówczas różnica faz

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} |n_o - n_e| d ,$$

gdzie d jest grubością płytki, λ jest długością fali świetlnej w próżni, a różnica współczynników załamania promieni zwyczajnego i nadzwyczajnego $|n_o - n_e|$ jest **dwójłomnością** płytki.

W szczególnym przypadku, gdy $\varphi = 2\pi$ płytka, zwana płytką falową, nie zmienia stanu polaryzacji światła. Gdy $\varphi = \pi$, to płytka jest nazywana półfalówką. Światło spolaryzowane liniowo pod kątem α względem osi optycznej po wyjściu z półfalówki będzie

nadal spolaryzowane liniowo, ale kierunek drgań wektora \vec{E} obróci się o 2α . Gdy $\varphi = \frac{\pi}{2}$, to płytka jest nazywana ćwierćfalówką. Światło spolaryzowane liniowo pod kątem α względem osi optycznej po wyjściu z ćwierćfalówki będzie spolaryzowane eliptycznie, a gdy $\alpha = \frac{\pi}{4}$ polaryzacja wiązki wychodzącej będzie kołowa.

Aby przewidzieć w jaki sposób układ złożony z różnych elementów optycznych zadziała na **spolaryzowaną** wiązkę światła, możemy posłużyć się formalizmem Jonesa. W opisie Jonesa falę świetlną rozchodzącą się wzdłuż osi z zapisuje się jako zespolony wektor \vec{E} , którego część rzeczywista opisuje pole elektryczne fali świetlnej o amplitudach E_{0x} , E_{0y} i fazach δ_x , δ_y w kierunkach osi x i y odpowiednio

$$\vec{E} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{0x} \exp i(\omega t - kz + \delta_x) \\ E_{0y} \exp i(\omega t - kz + \delta_y) \end{bmatrix} = \exp i(\omega t - kz) \begin{bmatrix} E_{0x} \exp i\delta_x \\ E_{0y} \exp i\delta_y \end{bmatrix}.$$

W szczególnym przypadku wiązki światła spolaryzowanej poziomo (umowny kierunek osi x) wektor Jonesa zapisuje się

$$\vec{E}_{\text{poziom}} = \begin{bmatrix} E_0 \exp i(\omega t - kz + \delta) \\ 0 \end{bmatrix} = E_0 \exp i(\omega t - kz + \delta) \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix},$$

a dla wiązki spolaryzowanej pionowo (umowny kierunek osi y)

$$\vec{E}_{\text{pion}} = \begin{bmatrix} 0 \\ E_0 \exp i(\omega t - kz + \delta) \end{bmatrix} = E_0 \exp i(\omega t - kz + \delta) \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}.$$

Jeżeli na drodze wiązki światła, reprezentowanej przez wektor \vec{E}_i (i od initial), umieścimy element optyczny, to wiązkę za tym elementem opisywać będzie już inny wektor \vec{E}_f (f od final). Proces transformacji światła \vec{E}_i w wyjściową wiązkę \vec{E}_f może być opisany matematycznie za pomocą macierzy 2 – go rzędu

$$\hat{J} = \begin{bmatrix} J_{11} & J_{12} \\ J_{21} & J_{22} \end{bmatrix},$$

gdzie elementy macierzy J_{ij} są zespolone i zależą od rodzaju elementu optycznego. Wiazkę światła na wyjściu zapiszemy

$$\vec{E}_f = \hat{J} \cdot \vec{E}_i.$$

Macierz Jonesa dla idealnego polaryzatora o poziomej osi transmisji światła ma postać:

$$\hat{J}_{\text{poziom}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}, \text{ a dla polaryzatora o pionowej osi transmisji } \hat{J}_{\text{pion}} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}.$$

Jeśli dany element optyczny obrócimy o kąt α , to nową macierz tego elementu znajdziemy jako rezultat mnożenia trzech macierzy

$$\hat{J}(\alpha) = \hat{R}(-\alpha) \cdot \hat{J}(0) \cdot \hat{R}(\alpha),$$

gdzie $\hat{R}(\alpha)$ jest macierzą obrotu o kąt α

$$\hat{R}(\alpha) = \begin{bmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix}.$$

Sprawdzenie prawa Malusa

Jeśli pionowo spolaryzowana wiązka światła pada na polaryzator o osi transmisji obróconej o kąt α , to falę za polaryzatorem zapiszemy

$$\begin{aligned} \vec{E}_f &= \hat{J}_{pol}(\alpha) \cdot \vec{E}_i = \hat{R}(-\alpha) \cdot \hat{J}_{pol}(0) \cdot \hat{R}(\alpha) \cdot \vec{E}_i = \\ &= \begin{bmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix} \cdot E_0 \exp i(\omega t - kz + \delta) \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} = \\ &= E_0 \exp i(\omega t - kz + \delta) \cdot \begin{bmatrix} \sin^2 \alpha & -\sin \alpha \cos \alpha \\ -\sin \alpha \cos \alpha & \cos^2 \alpha \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} = E_0 \exp i(\omega t - kz + \delta) \begin{bmatrix} -\sin \alpha \cos \alpha \\ \cos^2 \alpha \end{bmatrix} \end{aligned}$$

a jej natężenie obliczymy ze wzoru $I_f = E_x^* E_x + E_y^* E_y$, czyli

$$\begin{aligned} I_f &= \begin{bmatrix} E_x^* & E_y^* \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \\ &= E_0 \exp[-i(\omega t - kz + \delta)] \cdot \begin{bmatrix} -\sin \alpha \cos \alpha & \cos^2 \alpha \end{bmatrix} \cdot E_0 \exp i(\omega t - kz + \delta) \cdot \begin{bmatrix} -\sin \alpha \cos \alpha \\ \cos^2 \alpha \end{bmatrix} = \\ &= I_0 (\sin^2 \alpha \cos^2 \alpha + \cos^4 \alpha) = I_0 \cos^2 \alpha (\sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha) = I_0 \cos^2 \alpha \end{aligned}$$

gdzie $I_0 = E_0^2$, zaś $\sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha = 1$. Widzimy więc, że zgodnie z prawem Malusa natężenie światła za polaryzatorem, którego oś transmisji tworzy kąt α z kierunkiem drgań wektora pola elektrycznego liniowo spolaryzowanej fali padającej, jest wprost proporcjonalne do kwadratu kosinusa kąta α .

Jeśli wiązka światła przechodzi przez kilka elementów optycznych reprezentowanych przez macierze $\hat{J}_1, \hat{J}_2, \dots, \hat{J}_n$, to wiązkę wyjściową zapiszemy

$$\vec{E}_f = \hat{J}_n \cdot \hat{J}_{n-1} \cdot \dots \cdot \hat{J}_2 \cdot \hat{J}_1 \cdot \vec{E}_i.$$

Mnożenie macierzy nie jest przemienne i macierze muszą być zastosowane w odpowiednim porządku.

Badanie płytki opóźniającej

Jeśli w układzie optycznym jest umieszczona płytka powodująca opóźnienie φ między falą zwyczajną a nadzwyczajną, to macierz Jonesa ma następującą postać:

$$\hat{J}_{p.opó\acute{z}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp(i\varphi) \end{bmatrix}.$$

W naszym ćwiczeniu wiązka pionowo spolaryzowanego światła pada na płytkę opóźniającą o osi optycznej obróconej o kąt α , gdzie α zmienia się od 0 do 90^0 . Za płytkę jest umieszczony polaryzator o poziomej osi transmisji, a więc wiązkę wyjściową znajdziemy dokonując następującej transformacji

$$\vec{E}_f = \hat{J}_{p.oziom} \cdot \hat{J}_{p.opó\acute{z}}(\alpha) \cdot \vec{E}_i,$$

gdzie

$$\begin{aligned} \hat{J}_{p.opó\acute{z}}(\alpha) &= \begin{bmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp(i\varphi) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix} = \\ &= \begin{bmatrix} \cos^2(\alpha) + \sin^2(\alpha)\exp(i\varphi) & \sin \alpha \cos \alpha [1 - \exp(i\varphi)] \\ \sin \alpha \cos \alpha [1 - \exp(i\varphi)] & \sin^2(\alpha) + \cos^2(\alpha)\exp(i\varphi) \end{bmatrix} \end{aligned}$$

Wiązkę wyjściową zapiszemy

$$\begin{aligned} \vec{E}_f &= \\ &= \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha \exp(i\varphi) & -\exp\left(i\frac{\varphi}{2}\right) \sin \alpha \cos \alpha \cdot 2i \sin \frac{\varphi}{2} \\ -\exp\left(i\frac{\varphi}{2}\right) \sin \alpha \cos \alpha \cdot 2i \sin \frac{\varphi}{2} & \cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha \exp(i\varphi) \end{bmatrix} \cdot E_0 \exp i(\omega t - kz + \delta) \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} = \\ &= E_0 \exp i(\omega t - kz + \delta) \begin{bmatrix} -\exp\left(i\frac{\varphi}{2}\right) i \sin \frac{\varphi}{2} \sin 2\alpha \\ 0 \end{bmatrix} = iE_0 \exp i\left(\omega t - kz + \delta - \frac{\varphi}{2}\right) \begin{bmatrix} \sin \frac{\varphi}{2} \sin 2\alpha \\ 0 \end{bmatrix} \end{aligned}$$

a jej natężenie

$$\begin{aligned} I_f &= \left\{ iE_0 \exp i\left(\omega t - kz + \delta - \frac{\varphi}{2}\right) \right\}^* \begin{bmatrix} \sin \frac{\varphi}{2} \sin 2\alpha & 0 \end{bmatrix} \cdot \left\{ iE_0 \exp i\left(\omega t - kz + \delta - \frac{\varphi}{2}\right) \right\} \begin{bmatrix} \sin \frac{\varphi}{2} \sin 2\alpha \\ 0 \end{bmatrix} = \\ &= I_0 \sin^2 \frac{\varphi}{2} \sin^2 2\alpha \end{aligned}$$

gdzie $I_0 = E_0^2$. Natężenie światła spolaryzowanego po przejściu przez płytkę opóźniającą i polaryzator jest wprost proporcjonalne do kwadratu sinusa podwojonego kąta obrotu płytki

$I_f = A \sin^2 2\alpha$, ze współczynnikiem proporcjonalności $A = I_0 \sin^2 \frac{\varphi}{2}$. Znając współczynnik A

możemy wyznaczyć przesunięcie fazowe między promieniem zwyczajnym i nadzwyczajnym naszej płytki ze wzoru

$$\sqrt{\frac{A}{I_0}} = \sin \frac{\varphi}{2} \quad \Rightarrow \quad \varphi = 2 \arcsin \sqrt{\frac{A}{I_0}}.$$

Wykonanie ćwiczenia

Wyniki wszystkich pomiarów muszą być zapisane w sprawozdaniu, opatrzone odpowiednimi jednostkami i podpisane przez asystenta.

Sprawdzanie prawa Malusa

- W wiązkę lasera He-Ne wsuwamy zielony filtr;
- sprawdzamy czy wiązka po przejściu przez analizator pada centralnie na fotodiode;
- wyznaczamy położenie na skali analizatora θ_{\perp} , gdy natężenie wiązki jest minimalne. Pokrętle zerowanie ustawiamy prąd fotodiody na zero. Następnie wyznaczamy położenie θ_{\parallel} , gdy natężenie wiązki przechodzącej przez analizator jest maksymalne. Pokrętle wzmocnienie ustawiamy prąd fotodiody na ok. 90 podziałek.
- Zmieniając ustawienie analizatora od położenia θ_{\parallel} do $\theta_{\parallel} + 90^{\circ}$ co 5° zapisujemy natężenie światła przepuszczonego przez analizator.

Propozycja zapisu wyników:

Położenie $\theta_{\perp} = \dots$ Położenie $\theta_{\parallel} = \dots$ $I_0 = \dots$

Położenie θ [jednostka] $\Delta\theta = \dots$	Kąt $\alpha = \theta_{\parallel} - \theta $ [jednostka]	Natężenie fotoprądu I [jednostka] $\Delta I = \dots$

gdzie kąt α , jest kątem między płaszczyzną polaryzacji światła a płaszczyzną polaryzacji analizatora.

Kaskada polaryzatorów

- Pięć polaryzatorów umieszczamy w gniazdach uchwytu, ustawiając wszystkie w położeniu 0° . Obecność wszystkich polaryzatorów w różnych kombinacjach ustawień pozwoli nam wyeliminować efekt zmian **pochłaniania** światła.
- zmieniamy filtr zielony na filtr **szary**;
- w położeniu θ_{\perp} na skali analizatora pokrętle zerowanie ustawiamy prąd fotodiody na zero. Następnie w położeniu θ_{\parallel} wzmocnieniem ustawiamy prąd fotodiody I_0 na ok.90 podziałek i wartość tę zapisujemy;
- ustawiamy analizator w położeniu θ_{\perp} . W tym położeniu analizator jest **szóstym** polaryzotorem, którego oś transmisji ma być **cały czas** prostopadła do polaryzacji wiązki wejściowej. **Położenia analizatora nie zmieniamy.**
- skręcamy wszystkie polaryzatory **w tę samą stronę** o kąt $\alpha = 45^{\circ}$ i notujemy wartość natężenia prądu przepuszczonego przez analizator;
- skręcamy dwa polaryzatory o kąt $\alpha_1 = 30^{\circ}$ i trzy pozostałe o kąt $\alpha_2 = 60^{\circ}$. Notujemy wartość natężenia prądu przepuszczonego przez analizator.

- g) Skręcamy polaryzatory o następujące kąty: dwa polaryzatory o kąt $\alpha_1 = 18^\circ$, a pozostałe polaryzatory o kąty $\alpha_2 = 36^\circ$, $\alpha_3 = 54^\circ$ i $\alpha_4 = 72^\circ$. Notujemy wartość natężenia prądu przepuszczonego przez analizator.
- h) Skręcamy polaryzatory o następujące kąty: $\alpha_1 = 15^\circ$, $\alpha_2 = 30^\circ$, $\alpha_3 = 45^\circ$, $\alpha_4 = 60^\circ$, $\alpha_5 = 75^\circ$. Notujemy wartość natężenia prądu przepuszczonego przez analizator.

Propozycja zapisu wyników:

Dla θ_{\parallel} $I_0 = \dots\dots\dots$

Kąt α_N [jednostka] $\Delta\alpha_N = \dots$	Natężenie fotonprądu I [jednostka] $\Delta I = \dots\dots$

gdzie kąt $\alpha_N = \frac{90^\circ}{N}$ dla $N = 2, 3, 5, 6$, jest kątem między dwoma kolejnymi polaryzatorami.

Płytką fazowa

- W wiązkę lasera He-Ne wsuwamy ponownie filtr **zielony**;
- plytkę opóźniającą umieszczamy w jednym z gniazd uchwytu magnetycznego w położeniu 0° ;
- W położeniu analizatora θ_{\parallel} ustawiamy prąd fotodiody na ok. 90 podziałek. Następnie ustawiamy analizator w położeniu θ_{\perp} i pokrętle zerowanie ustawiamy prąd fotodiody na zero.
- Obracamy **plytkę opóźniającą** w zakresie kątów od 0° do 36° co 4° , w zakresie kątów od 38° do 48° co 2° , a w zakresie kątów od 50° do 90° co 4° . Dla **każdego** ustawienia płytki fazowej mierzymy i zapisujemy natężenie fotonprądu .

Propozycja zapisu wyników:

Dla θ_{\parallel} $I_0 = \dots\dots\dots$

Kąt α [jednostka] $\Delta\alpha$	Natężenie I [jednostka] $\Delta I = \dots\dots$

gdzie α jest kątem obrotu płytki fazowej.

Opracowanie wyników

Sprawdzanie prawa Malusa

- Na papierze milimetrowym sporządzamy wykres natężenia światła przepuszczonego przez polaryzator, a reprezentowanego przez natężenie fotoprądu I , w zależności od $\cos^2 \alpha$. Wykres można sporządzić wykorzystując programy komputerowe.
- Błąd pomiaru kąta $\Delta\alpha$, jak również błąd $\Delta(\cos^2 \alpha)$, obliczamy metodą propagacji niepewności pomiarowych.
- Na wykresie zaznaczamy błędy pomiarowe ΔI oraz $\Delta(\cos^2 \alpha)$.
- Metodą najmniejszych kwadratów znajdujemy współczynniki a i b prostej najlepiej dopasowanej do punktów pomiarowych. Obliczamy także niepewności pomiarowe współczynników Δa i Δb . Zaznaczamy tę prostą na wykresie $I(\cos^2 \alpha)$.
- Obliczamy dla dwóch odległych kątów α wartości natężenia fotoprądu z prawa Malusa, wg wzoru: $I_{\text{teor}} = I_0 \cos^2 \alpha$, gdzie I_0 jest natężeniem fotoprądu zmierzonym dla kąta $\alpha = 0$. Wartości te zaznaczamy na wykresie i prowadzimy przez nie prostą teoretyczną.

Kaskada polaryzatorów

- Dla każdego układu N polaryzatorów obliczamy, wyznaczony eksperymentalnie, **procent** natężenia światła przepuszczonego przez układ;
- Dla każdego, zmierzonego eksperymentalnie, układu N polaryzatorów obliczamy, korzystając z prawa Malusa, jaki **procent** natężenia światła układ powinien przepuścić.

Badanie płytki opóźniającej

- Na papierze milimetrowym sporządzamy wykres natężenia fotoprądu w zależności od $\sin^2(2\alpha)$. Błąd $\Delta(\sin^2 2\alpha)$ obliczamy metodą propagacji niepewności pomiarowych. Dla kilku punktów zaznaczamy błędy ΔI i $\Delta(\sin^2 2\alpha)$. Wykres można sporządzić wykorzystując programy komputerowe.
- Metodą najmniejszych kwadratów wyznaczamy współczynniki A i B prostej najlepiej dopasowanej do punktów pomiarowych. Obliczamy także niepewności pomiarowe współczynników ΔA i ΔB . Nanosimy tę prostą na wykres.
- Ze znajomości współczynnika A obliczamy wartość przesunięcia fazowego φ ze wzoru

$$\varphi = 2 \cdot \arcsin\left(\sqrt{\frac{A}{I_0}}\right).$$

Obliczamy również niepewność $\Delta\varphi$ metodą propagacji niepewności pomiarowych.

We wnioskach spróbujmy ocenić

- czy przeprowadzone pomiary potwierdzają prawo Malusa;
- co powoduje zwiększenie liczby polaryzatorów w kaskadzie i gdzie podobne zjawisko jest wykorzystywane w praktyce;

- czy wyznaczone eksperymentalnie przesunięcie fazowe jest w granicach błędu zgodne z obliczonym powyżej przesunięciem dla światła czerwonego;
- jaki będzie stan polaryzacji wiązki światła spolaryzowanego liniowo po przejściu przez badaną płytkę fazową, gdy kierunek polaryzacji wiązki światła i oś optyczna płytki tworzą kąt 45° .