

Ćw. 324 Badanie zjawiska odbicia światła od powierzchni dielektryka

Cel ćwiczenia

Wyznaczenie kąta Brewstera oraz współczynnika załamania światła badanego ośrodka. Praktyczne i teoretyczne sprawdzenie zależności amplitudowych współczynników odbicia od kąta padania światła.

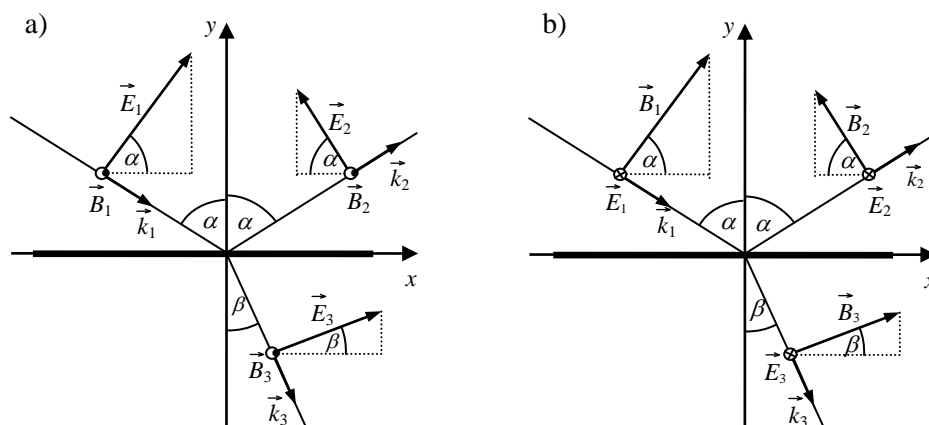
Wprowadzenie

Przed przystąpieniem do czytania poniższego opisu należy się zapoznać z wprowadzeniem do rozdziału 18 (ze szczególnym uwzględnieniem zjawiska polaryzacji liniowej światła).

Zjawisko odbicia od powierzchni dielektryka (np. szkła, wody, oleju) i załamania światła jest powszechnie znane. Dla dielektryka izotropowego promienie: padający, odbity i załamany, a także normalna do powierzchni leżą w jednej płaszczyźnie, zwanej *płaszczyzną padania* (rys. 19.1). Zgodnie z *prawem Snelliusa* (*prawem załamania światła*), stosunek sinusów kąta padania α i kąta załamania β jest dla danej pary ośrodków stały, równy stosunkowi bezwzględnych współczynników załamania światła obu ośrodków (n_2/n_1). Zakładając, że ośrodkiem, w którym znajduje się promień padający, jest powietrze ($n_1 \cong 1$), z niewielkim przybliżeniem możemy napisać:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n, \quad (19.1)$$

gdzie n jest bezwzględnym współczynnikiem załamania światła przez dielektryk.



Rys. 19.1. Polaryzacja fal w zjawiskach odbicia i załamania światła na powierzchni dielektryka, gdy pole elektryczne fali padającej jest: a) równoległe do płaszczyzny padania, b) prostopadłe do płaszczyzny padania

Zgodnie z teorią Maxwella, światło jest *falą elektromagnetyczną*, czyli rozchodzącymi się w przestrzeni zmiennymi polami: elektrycznym i magnetycznym. Drgania pola elektrycznego i magnetycznego są wzajemnie prostopadłe, jak również prostopadłe do kierunku rozchodzenia się fali (fala elektromagnetyczna jest *falą poprzeczną*). Zmienne pola elektryczne i magnetyczne możemy scharakteryzować odpowiednio za pomocą wektora natężenia pola elektrycznego \vec{E} oraz wektora indukcji magnetycznej \vec{B} . Ich wartości możemy powiązać ze sobą następującą zależnością:

$$B = \frac{n}{c} E, \quad (19.2)$$

gdzie c jest prędkością światła w próżni.

Najczęściej przy omawianiu właściwości światła koncentrujemy się na polu elektrycznym fali elektromagnetycznej ze względu na to, że oko ludzkie oraz większość detektorów reaguje wyłącznie na nie.

Doświadczenia z odbiciem i załamaniem światła na powierzchni dielektryka wykazały, że odbicie światła przy kątach padania różnych od zera zależy od polaryzacji fali świetlnej. Stosując światło spolaryzowane liniowo, można zauważyć, że 1) gdy wektor pola elektrycznego fali padającej jest równoległy do płaszczyzny padania (rys. 19.1a), natężenie światła w funkcji kąta padania najpierw maleje (osiągając dla pewnego kąta wartość zero), a potem rośnie, 2) gdy wektor pola elektrycznego fali padającej jest prostopadły do płaszczyzny padania (rys. 19.1b), natężenie światła odbitego rośnie monotonicznie wraz ze wzrostem kąta padania.

Rzeczywiście, z punktu widzenia elektrodynamiki obydwa przypadki są różne. W pierwszym pole elektryczne fali tworzy z powierzchnią odbijającą pewien kąt, natomiast w drugim jest zawsze do niej równoległe (rys. 19.1). Chcąc opisać zależność natężenia pola elektrycznego fali odbitej od kąta padania, należy skorzystać z *warunków granicznych (warunków ciągłości)*. Zgodnie z tymi warunkami, na granicy powietrze–dielektryk składowe pól elektrycznego i magnetycznego styczne do niej muszą być ciągłe.

Rozważmy przypadek pierwszy, gdy wektor pola elektrycznego fali jest równoległy do płaszczyzny padania (rys. 19.1a). Fale padającą (1), odbitą (2) i załamaną (3) możemy zapisać w postaci

$$\vec{E}_N = \vec{E}_{N0} e^{i(\vec{k}_N \cdot \vec{r} - \omega t)}, \quad (19.3)$$

$$\vec{B}_N = \vec{B}_{N0} e^{i(\vec{k}_N \cdot \vec{r} - \omega t)}, \quad (19.4)$$

gdzie: \vec{k} – wektor falowy, \vec{r} – wektor położenia, ω – częstotliwość kołowa fali, t – czas, $N = 1, 2, 3$.

Dla wygody przyjmujemy układ współrzędnych jak na rysunku 19.1. Warunki ciągłości są spełnione na całej powierzchni odbijającej w dowolnej chwili, a więc

również w środku układu XYZ ($\vec{r} = 0$) oraz $t = 0$. W powietrzu (ośrodek 1) mamy do czynienia z superpozycją fal padającej i odbitej, natomiast w dielektryku (ośrodek 2) znajduje się fala załamana. Suma składowych pól elektrycznych równoległych do płaszczyzny odbijającej w ośrodku pierwszym musi być równa sumie takich składowych pól w ośrodku drugim. Analogicznie będzie z polami magnetycznymi. Możemy więc dla pierwszego przypadku zapisać:

$$\vec{E}_{10x}^{\parallel} + \vec{E}_{20x}^{\parallel} = \vec{E}_{30x}^{\parallel}, \quad (19.5)$$

$$\vec{B}_{10z}^{\perp} + \vec{B}_{20z}^{\perp} = \vec{B}_{30z}^{\perp}. \quad (19.6)$$

Korzystając z powyższych równań, zależności trygonometrycznych oraz równania (19.2), uzyskujemy następujące wzory:

$$E_{10}^{\parallel} \cos \alpha - E_{20}^{\parallel} \cos \alpha = E_{30}^{\parallel} \cos \beta, \quad (19.7)$$

$$\frac{1}{c} E_{10}^{\parallel} + \frac{1}{c} E_{20}^{\parallel} = \frac{n}{c} E_{30}^{\parallel}. \quad (19.8)$$

Znak minus w równaniu (19.7) wynika z tego, że fala, odbijając się od ośrodka gęstszego optycznie, zmienia fazę o π (składowe $\vec{E}_{10x}^{\parallel}$ i $\vec{E}_{20x}^{\parallel}$ są przeciwnie skierowane). Z układu równań (19.7) i (19.8) otrzymamy zależność pomiędzy natężeniami pola elektrycznego promienia odbitego i padającego

$$E_{20}^{\parallel} = \frac{n \cos \alpha - \cos \beta}{n \cos \alpha + \cos \beta} E_{10}^{\parallel}. \quad (19.9)$$

Analogiczną analizę można przeprowadzić dla przypadku drugiego, gdy wektor pola elektrycznego jest prostopadły do płaszczyzny padania. Z warunku ciągłości otrzymamy:

$$\vec{E}_{10z}^{\perp} + \vec{E}_{20z}^{\perp} = \vec{E}_{30z}^{\perp}, \quad (19.10)$$

$$\vec{B}_{10x}^{\parallel} + \vec{B}_{20x}^{\parallel} = \vec{B}_{30x}^{\parallel}. \quad (19.11)$$

Postępując jak w przypadku pierwszym, powyższe równania uzyskamy w następującej formie:

$$E_{10}^{\perp} + E_{20}^{\perp} = E_{30}^{\perp}, \quad (19.12)$$

$$\frac{1}{c} E_{10}^{\perp} \cos \alpha - \frac{1}{c} E_{20}^{\perp} \cos \alpha = \frac{n}{c} E_{30}^{\perp} \cos \beta. \quad (19.13)$$

Na podstawie równań (19.12) i (19.13) możemy napisać, że w drugim przypadku zależność pomiędzy natężeniem pola elektrycznego promienia odbitego i padającego jest dana wzorem:

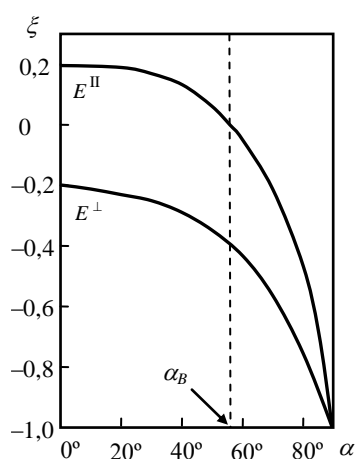
$$E_{20}^{\perp} = \frac{\cos \alpha - n \cos \beta}{\cos \alpha + n \cos \beta} E_{10}^{\perp}. \quad (19.14)$$

W powyższych rozważaniach rysunek 19.1 posłużył nam jedynie do zobrazowania kierunków wektorów oraz kątów α i β , natomiast nie jest on odzwierciedleniem opisywanej sytuacji.

Korzystając z zależności trygonometrycznych oraz prawa Snelliusa (19.1), równania (19.9) i (19.14) można zapisać w innej formie:

$$\xi^{\parallel} = \frac{E_{20}^{\parallel}}{E_{10}^{\parallel}} = \frac{\operatorname{tg}(\alpha - \beta)}{\operatorname{tg}(\alpha + \beta)} = \frac{n^2 \cos \alpha - \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}{n^2 \cos \alpha + \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}, \quad (19.15)$$

$$\xi^{\perp} = \frac{E_{20}^{\perp}}{E_{10}^{\perp}} = -\frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)} = -\frac{(\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \cos \alpha)^2}{n^2 - 1}. \quad (19.16)$$



Rys. 19.2. Zależności amplitudowych współczynników odbicia od kąta padania dla promienia padającego na powierzchnię szkła crown ($n = 1,5$)

Wielkości ξ^{\parallel} i ξ^{\perp} nazywamy *amplitudowymi współczynnikami odbicia* lub *współczynnikami Fresnela dla odbicia* (od nazwiska francuskiego uczonego, który po raz pierwszy opisał matematycznie zjawisko odbicia i załamania światła – jeszcze przed pojawieniem się teorii Maxwella).

Na rysunku 19.2 przedstawiono przykładowe zależności współczynników Fresnela od kąta padania światła. Jak widać, współczynnik ξ^{\perp} zawsze przyjmuje wartości ujemne, natomiast współczynnik ξ^{\parallel} w zależności od kąta padania może być dodatni lub ujemny. Wartość ujemna współczynnika Fresnela oznacza, że przy odbiciu fali świetlnej od powierzchni następuje zmiana fazy drgań wektora pola elektrycznego o kąt π . Jak widać na rysunku 19.2, w przypadku drgań wektora elektrycznego równoległego do płaszczyzny odbicia istnieje pewien kąt α_B , poniżej którego zmiana fazy drgań nie występuje.

Jeżeli przyjrzymy się *równaniom Fresnela* (19.15 i 19.16), możemy wyróżnić szczególne przypadki:

1. Dla $\alpha = \beta = 0$

$$|\xi^{\parallel}| = |\xi^{\perp}| = \frac{n-1}{n+1}. \quad (19.17)$$

2. Dla $\alpha = \pi/2$

$$|\xi^{\parallel}| = |\xi^{\perp}| = 1. \quad (19.18)$$

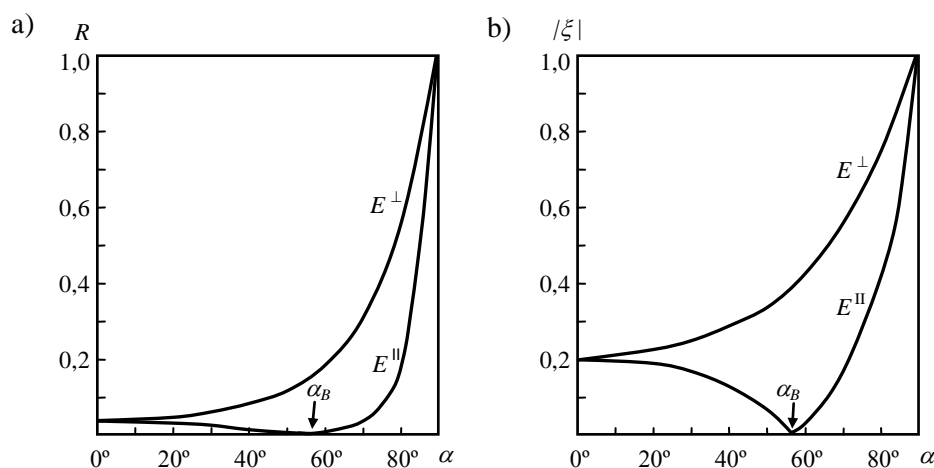
3. Jeżeli $\alpha + \beta = \pi/2$ (pomiędzy promieniem odbitym i załamanym jest kąt $\pi/2$)

$$\xi^{\parallel} = 0. \quad (19.19)$$

Przypadek trzeci sprowadza się do stwierdzenia, że dla pewnego kąta padania α_B drgania pola elektrycznego promienia odbitego będą występowały jedynie w kierunku prostopadłym do płaszczyzny padania (rys. 19.2). Chcąc znaleźć ten kąt, skorzystamy z prawa Snelliusa i zależności $\alpha_B + \beta = \pi/2$:

$$\frac{\sin \alpha_B}{\sin \beta} = \frac{\sin \alpha_B}{\sin(\pi/2 - \alpha_B)} = \frac{\sin \alpha_B}{\cos \alpha_B} = \operatorname{tg} \alpha_B = n. \quad (19.20)$$

Kąt α_B jest nazywany *kątem całkowitej polaryzacji* lub *kątem Brewstera*.



Rys. 19.3. Zależności: a) współczynników odbicia światła od kąta padania, b) wartości bezwzględnych współczynników Fresnela od kąta padania. W obydwu przypadkach światło odbija się w powietrzu od powierzchni szkła crown ($n=1,5$)

W praktyce najczęściej mierzy się natężenie światła I , a nie natężenie pola elektrycznego E . W związku z tym często dla wygody nie korzysta się z amplitudowych współczynników odbicia (ξ^{\parallel} i ξ^{\perp}), lecz ze *współczynników odbicia światła* (R^{\parallel} i R^{\perp}). Ponieważ natężenie światła I jest proporcjonalne do kwadratu natężenia pola elektrycznego E^2 , współczynniki odbicia światła wynoszą:

$$R^{\parallel} = \frac{I_2^{\parallel}}{I_1^{\parallel}} = \frac{(E_{20}^{\parallel})^2}{(E_{10}^{\parallel})^2} = (\xi^{\parallel})^2, \quad (19.21)$$

$$R^{\perp} = \frac{I_2^{\perp}}{I_1^{\perp}} = \frac{(E_{20}^{\perp})^2}{(E_{10}^{\perp})^2} = (\xi^{\perp})^2. \quad (19.22)$$

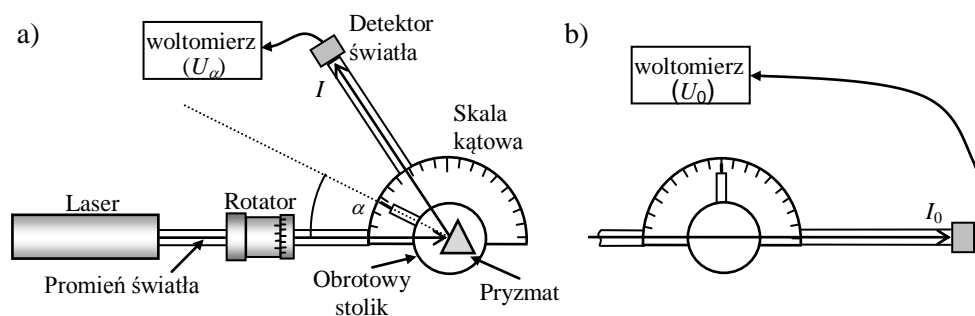
Na rysunku 19.3a przedstawiono przykładowe zależności współczynników odbicia światła od kąta padania światła.

Na zakończenie należy zaznaczyć, że natężenie światła odbitego od powierzchni jest zależne nie tylko od rodzaju dielektryka i polaryzacji światła padającego, ale również od właściwości powierzchni. Powyższe równania będą spełnione jedynie dla bardzo gładkich powierzchni.

Układ pomiarowy

Do badań posłuży zestaw pomiarowy przedstawiony na rysunku 19.4. Umożliwia on zbadanie względnego natężenia światła odbitego od powierzchni dielektryka w funkcji kąta padania światła spolaryzowanego liniowo w dwóch różnych płaszczyznach. Zestaw składa się ze źródła światła spolaryzowanego liniowo (laser helowo-neonowy, długość fali $\lambda = 632$ nm), rotatora polaryzacji, pryzmatu szklanego umieszczonego na obrotowym stoliczku połączonym z kątomierzem, detektora światła (ze wzmacniaczem) zamontowanego na obrotowym ramieniu oraz woltomierza rejestrującego wzmocniony sygnał z detektora. Rotator polaryzacji jest elementem optycznym służącym do skręcenia płaszczyzny polaryzacji światła o dowolny kąt.

Napięcie U rejestrowane za pomocą miliwoltomierza jest proporcjonalne do natężenia światła I oświetlającego detektor ($U \sim I$). Korzystając więc z równań



Rys. 19.4. Schemat układu pomiarowego służącego do wyznaczenia współczynników odbicia światła: a) pomiar natężenia światła laserowego odbitego od powierzchni dielektryka ($I_\alpha \sim U_\alpha$), b) bezpośredni pomiar natężenia światła laserowego ($I_0 \sim U_0$)

(19.21) i (19.22), można wyznaczyć bezwzględne wartości współczynników Fresnela $|\xi_\alpha|$ dla poszczególnych kątów padania α w następujący sposób:

$$|\xi_\alpha| = \sqrt{R_\alpha} = \sqrt{\frac{U_\alpha}{U_0}}, \quad (19.23)$$

gdzie U_0 i U_α są napięciami na detektorze oświetlonym bezpośrednio promieniowaniem lasera oraz promieniowaniem odbitym pod kątem α od powierzchni dielektryka (rys. 19.4).

Wartość bezwzględna pojawiająca się w równaniu (19.23) wynika z tego, że z pomiaru natężenia światła nie możemy określić kierunku natężenia pola elektrycznego (wyznaczone przez nas współczynniki zawsze będą miały wartość dodatnią). Przykładowe zależności bezwzględnych współczynników Fresnela od kąta padania przedstawiono na rysunku 19.3b.

Przebieg ćwiczenia

1. Włączyć zasilanie lasera, miernik napięcia oraz wzmacniacz, a następnie ustawić położenie na skali rotatora na 0 (ustawienie to odpowiada drganiom wektora elektrycznego prostopadłym do płaszczyzny padania). Odczekać około 5 minut w celu dostatecznego wygrzania aparatury.
2. Zdjąć pryzmat w obudowie ze stoliczka, a następnie, ustawiając obrotowe ramie z detektorem wzdłuż promienia laserowego, zmierzyć wartość U_0 (rys. 19.4b).
3. Położyć pryzmat z obudową na stoliczku i obrócić stoliczek tak, aby kąt padania wynosił 10° . Zmierzyć wartość napięcia U_α , a następnie pomiar powtarzać, zwiększając kąt o 5° aż do osiągnięcia $\alpha = 85^\circ$ (rys. 19.4a).
4. Korzystając z równania (19.23), wyliczyć wartości bezwzględne amplitudowych współczynników odbicia dla poszczególnych kątów padania.
5. Za pomocą rotatora skrócić płaszczyznę polaryzacji światła o kąt 90° (na skali rotatora wartość 90) i powtórzyć punkty od 2 do 4. W pobliżu kąta, dla którego występuje wygaszenie wiązki odbitej, zagęścić pomiary wykonując je co 1° .
6. Wykonać wykresy (na jednym układzie współrzędnych) wartości $|\xi^\perp| = f(\alpha)$ oraz $|\xi^\parallel| = f(\alpha)$.
7. Na podstawie wykresu $|\xi^\parallel| = f(\alpha)$ wyznaczyć kąt Brewstera α_B , a następnie, korzystając z równania (19.20), obliczyć współczynnik załamania światła n badanego materiału (dla $\lambda = 632 \text{ nm}$).
8. Korzystając z równań (19.15) i (19.16) oraz wyznaczonej wartości n , wykreślić teoretyczne krzywe $|\xi^\perp| = f(\alpha)$ oraz $|\xi^\parallel| = f(\alpha)$ (w celu porównania krzywe te wykreślić na poprzednio wykonanych wykresach).
9. Przeanalizować czynniki wpływające na wartości niepewności pomiarowej w ćwiczeniu.

Zestaw ćwiczeniowy

Laser He-Ne, rotator polaryzacji, pryzmat w obudowie, detektor światła ze wzmacniaczem, woltomierz, statyw z ruchomym ramieniem i obrotowym stolikiem

Pojęcia kluczowe

- Falowa natura światła, światło spolaryzowane liniowo
- Prawo Snelliusa, współczynnik załamania światła, kąt Brewstera
- Równania Fresnela dla odbicia, współczynniki odbicia

