

Rozdział 2

Optyka falowa

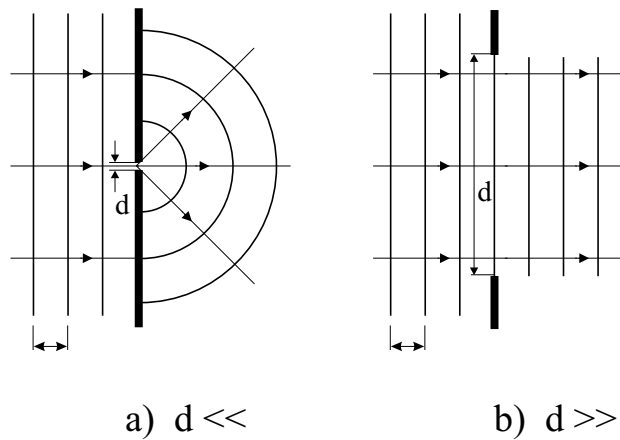
2.1 Dyfrakcja i interferencja światła

2.1.1 Dyfrakcja światła. Zasada Huygensa

Zgodnie z treścią poprzedniego rozdziału, światło jest falą elektromagnetyczną o długości zawartej w stosunkowo wąskim przedziale, od $4 \cdot 10^{-7}$ m do $8 \cdot 10^{-7}$ m. Fale o takiej długości oddziałują bezpośrednio na ludzkie oko. Udowodniono doświadczalnie, że wrażenia świetlne wywołuje wektor natężenia pola elektrycznego \mathbf{E} fali elektromagnetycznej, nazywany z tego powodu *wektorem świetlnym*. Dział fizyki, rozpatrujący zjawiska świetlne, nosi nazwę *optyki*.

Na przestrzeni wieków poglądy na naturę światła ulegały dużym zmianom. W XVII wieku wysunięto dwie alternatywne teorie światła — korpuskularną i falową. Twórcą pierwszej był I. Newton, który uważał, że światło polega na ruchu b. małych cząstek (korpuskuł), twórcą drugiej — Ch. Huygensa. Na początku XIX wieku dzięki pracom T. Younga, A. Fresnela i E. Malusa stwierdzono doświadczalnie, że światło ulega dyfrakcji, interferencji i polaryzacji, a więc wykazuje cechy charakterystyczne dla fal poprzecznych. Teoria Maxwella ugruntowała, wydawało by się ostatecznie, falową teorię światła. Na początku XX wieku okazało się jednak, że światło a ogólniej — promieniowanie elektromagnetyczne ma również własności korpuskularne. Rozchodzi się ono mianowicie w przestrzeni w postaci porcji energii zwanych kwantami promieniowania lub fotonami. Zjawisko to będzie omówione w następnym rozdziale.

Rozpatrzmy teraz zjawisko *dyfrakcji (ugięcia)* fali świetlnej. Rozumie my przez nie zmianę kierunku rozchodzenia się fali np. przy jej przejściu przez mały otwór (rys. 2.1a). Jeżeli średnica otworu d jest znacznie mniej-

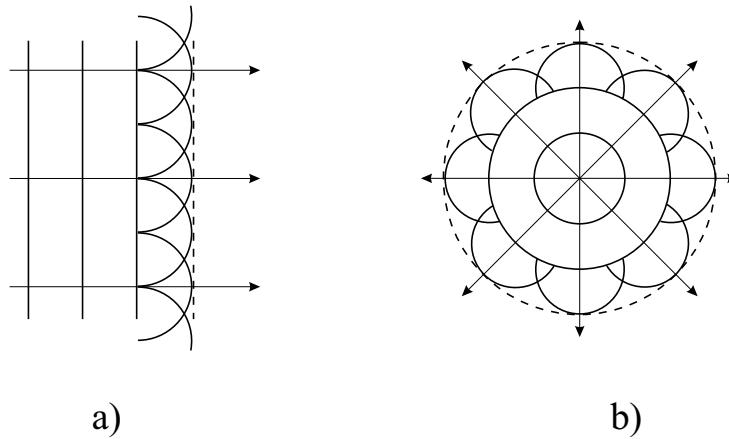


Rysunek 2.1:

sza od długości fali światła λ , $d \ll \lambda$, z otworu rozchodzi się fala kulista. Gdyby umieścić za otworem ekran, byłby on w przybliżeniu równomiernie oświetlony. Jeżeli jednak fala świetlna pada na otwór o stosunkowo dużych rozmiarach, $d \gg \lambda$, przechodzący przez otwór wycinek fali rozchodzi się praktycznie po linii prostej, tworząc *promień świetlny*. Z pojęcia promienia świetlnego korzysta się w *optyce geometrycznej*, np. przy opisie zjawisk odbicia i załamania światła. Dział optyki, uwzględniający falowy charakter światła, nazywa się natomiast *optyką falową*. Ponieważ w życiu codziennym otwory, przez które przechodzi światło, mają znaczne rozmiary, zjawisko dyfrakcji światła jest trudne do zaobserwowania.

Na podstawie przebiegu dyfrakcji fali na niewielkim otworze można sformułować tzw. *zasadę Huygensa*: *każdy punkt przestrzeni, do którego dociera fala, staje się źródłem nowej fali kulistej. Obwiednia fal wychodzących z poszczególnych punktów przestrzeni tworzy nową powierzchnię falową.*

Zasada Huygensa pozwala znaleźć kształt powierzchni falowej rozchodzącej się fali w kolejnych chwilach czasu. Konstrukcja taka dla fali płaskiej i fali kulistej jest pokazana na rysunku 2.2a, b. Korzystając z zasady Huygensa można też wyjaśnić prawa odbicia i załamania światła przy przejściu przez granicę dwóch ośrodków. Wydaje się jednak, że stoi ona w sprzeczności z prostoliniowym rozchodzeniem się fali świetlnej przy przejściu przez duży otwór — zgodnie z tą zasadą na krawędzi otworu powinno występować ugięcie fali. Wytłumaczenie tego zjawiska podał Fresnel wykazując, że fale wychodzące z poszczególnych punktów otworu i biegnące w innych kie-



Rysunek 2.2:

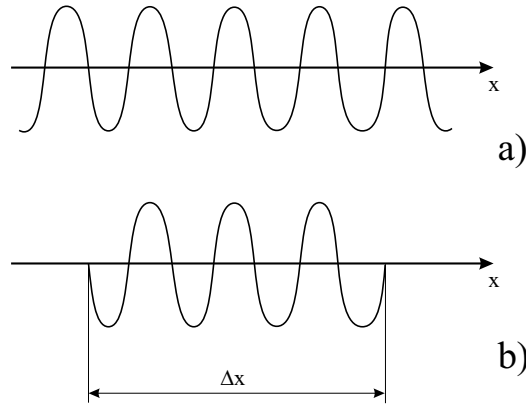
runkach, niż kierunek fali padającej, prawie całkowicie się wygaszają. Na obrazie otworu na ekranie w pobliżu granicy cienia widoczne są wówczas jasne i ciemne pierścienie. Jest to zjawisko interferencji światła, omawiane w następnych podrozdziałach.

2.1.2 Spójność i monochromatyczność fal świetlnych

Jeżeli do określonego punktu przestrzeni docierają przynajmniej dwie fale świetlne, mogą się one nakładać na siebie. W rezultacie wypadkowe natężenie fali w danym punkcie ulega wzmocnieniu bądź osłabieniu. Zjawisko to nazywa się *interferencją fal*. Łatwo zrozumieć, że koniecznym warunkiem interferencji jest stała różnica faz fal w przedziale czasu rzędu co najmniej kilku okresów drgań. Dwie fale spełniające ten warunek nazywamy *spójnymi* albo *koherentnymi*.

Atomy i cząsteczki, pobudzone do świecenia, nie emitują nieskończenie rozciągniętych fal (rys. 2.3a) lecz *ciągi falowe* o skończonej długości Δx (rys. 2.3b). Wielkość Δx nazywamy *długością spójności* ciągu. Wynika to ze skończonego czasu emisji światła, nie przekraczającego $\Delta\tau = 10^{-9}$ s. Maksymalna długość spójności ciągu falowego jest więc rzędu $\Delta x = c\Delta\tau \approx 1$ m. Dla uzyskania interferencji dwóch fal różnica przebytych przez nie odległości nie może przekraczać długości spójności.

Ze stopniem spójności ciągu falowego wiąże się stopień jego monochromatyczności. Nieograniczoną w przestrzeni falę o określonej częstotliwości i długości nazywamy *falą monochromatyczną*. Natomiast ciąg fal stanowi,



Rysunek 2.3:

jak można udowodnić, sumę fal monochromatycznych o częstotliwościach zawartych w określonym przedziale. Jeżeli przedział częstotliwości kątowych oznaczyć przez $\Delta\omega$, to zachodzi nierówność $\Delta\omega \geq 1/\Delta\tau$ z której wynika, że

$$\Delta x \Delta\omega \geq c \quad (2.1)$$

(c — prędkość światła). Ponieważ liczba falowa $k = \omega/c$, więc $\Delta\omega = c\Delta k$ i ostatnią nierówność można przedstawić w postaci

$$\Delta x \Delta k \geq 1. \quad (2.2)$$

Z podanych wzorów wynika, że ciąg fal ma własności tym bliższe fali monochromatycznej, im większa jest jego długość spójności Δx .

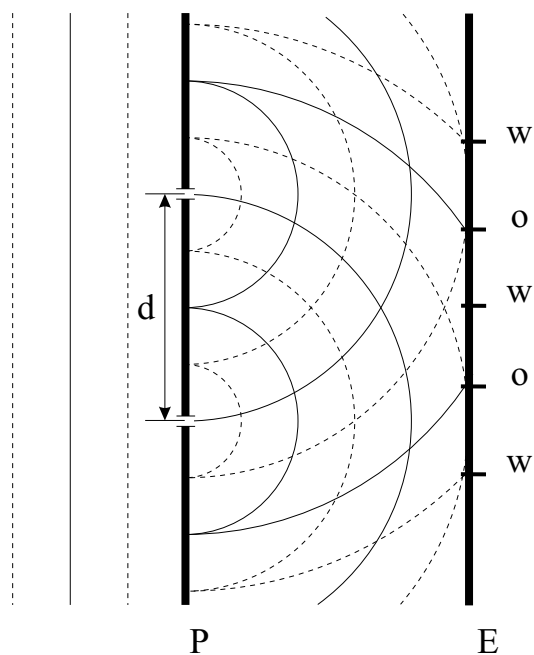
Atomy lub cząsteczki świecącego ciała emitują światło niezależnie od siebie. Początkowe fazy ciągów falowych emitowanych przez różne atomy nie są w żaden sposób ze sobą związane. Również wartości początkowych faz ciągów, emitowanych przez ten sam atom w kolejnych chwilach czasu, zmieniają się w chaotyczny sposób. Wynika stąd, że fale świetlne emitowane przez pojedyncze źródło lub większą ilość źródeł są falami niekoherentnymi, które nie mogą ze sobą interferować. Jedyną możliwość zrealizowania interferencji polega na rozdzieleniu fal świetlnych, emitowanych przez poszczególne atomy źródła, na dwie lub większą ilość grup fal za pomocą odpowiednich przesłon z otworami lub szczelinami, zwierciadeł czy pryzmatów. Wymienione grupy fal są wówczas ze sobą spójne.

Powyższe stwierdzenia odnoszą się do tzw. spontanicznego promieniowania atomów lub cząsteczek, mającego miejsce w większości źródeł światła.

Inny charakter ma tzw. promieniowanie wymuszone atomów, wytwarzane przez lasery. Wszystkie atomy czynnej substancji lasera emitują promieniowanie o tej samej częstotliwości, fazie początkowej i kierunku rozchodzenia się. Emitowane fale świetlne są więc w b. dużym stopniu spójne i monochromatyczne. Ich długość spójności osiąga wartość $\Delta x = 10^4$ m, większą o 4 rzędy w porównaniu z innymi źródłami promieniowania. Cechy te sprawiają, że lasery są idealnym źródłem światła we wszystkich doświadczeniach lub urządzeniach, wykorzystujących interferencję fal świetlnych.

2.1.3 Doświadczenie Younga

Pierwszym doświadczeniem, w którym wykazano interferencję fal świetlnych i podano jej poprawną interpretację, było doświadczenie T. Younga z 1801 roku. Young oświetlił światłem słonecznym przesłonę z niewielkim otworkiem. Wychodząca z otworka fala kulista padała na dwa położone blisko siebie otworki w drugiej przesłonie (rys. 2.4). Wybiegające z nich kuliste fale interferowały ze sobą i na ekranie umieszczonym za drugą przesłoną widoczne były jasne i ciemne miejsca. W punktach, w których spotykające się



Rysunek 2.4:

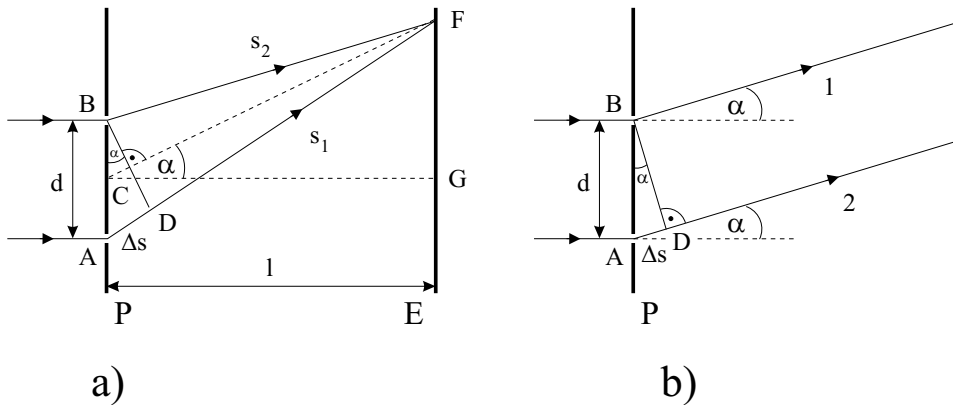
fale mają zgodne fazy (na rysunku — w punktach przecięcia powierzchni falowych oznaczonych liniami ciągłymi lub przerywanymi), następuje wzmocnienie natężenia światła. Natomiast w punktach, gdzie spotykają się fale o przeciwnych fazach (na rysunku — w punktach przecięcia powierzchni falowych oznaczonych linią ciągłą i przerywaną), zachodzi osłabienie natężenia światła. Young na podstawie swojego doświadczenia obliczył długość fal świetlnych, co było pierwszym pomiarem tej ważnej wielkości.

Dla wygody będziemy dalej rozważać przypadek, gdy interferencję fal świetlnych uzyskuje się przez zastosowanie zamiast otworków długich równoległych szczelin, oświetlonych światłem monochromatycznym. Obraz interferencyjny na ekranie ma wtedy postać jasnych i ciemnych prążków. Rozpatrzmy na ekranie punkt F , którego odległości od obu szczelin wynoszą s_1 i s_2 (rys. 2.5a). Jak już podano, wrażenie świetlne wywołuje wektor \mathbf{E} natężenia pola elektrycznego fali. Zakładając, że fazy początkowe fal wychodzących ze szczelin są równe zeru, natężenia pól elektrycznych fal w danym punkcie można wyrazić wzorami

$$E_1 = E_{01} \cos [\omega (t - s_1/c)], \quad (2.3)$$

$$E_2 = E_{02} \cos [\omega (t - s_2/c)] \quad (2.4)$$

(por. wzór (1.89) z poprzedniego rozdziału). Przyjmujemy tutaj, że światło ugięte na każdej ze szczelin oświetla środkową część ekranu w przybliżeniu równomiernie i amplitudy E_{01} i E_{02} nie zależą od położenia punktu F .



Rysunek 2.5:

Wprowadzając oznaczenia

$$\varphi_1 = \frac{\omega s_1}{c} = 2\pi \frac{s_1}{\lambda}, \quad (2.5)$$

$$\varphi_2 = \frac{\omega s_2}{c} = 2\pi \frac{s_2}{\lambda}, \quad (2.6)$$

gdzie skorzystano ze związku $\omega/c = k = 2\pi/\lambda$ (k — liczba falowa), wzory (2.3) - (2.4) można przepisać w postaci

$$E_1 = E_{01} \cos(\omega t - \varphi_1), \quad (2.7)$$

$$E_2 = E_{02} \cos(\omega t - \varphi_2). \quad (2.8)$$

Natężenia pól obu fal zmieniają się więc harmonicznie w czasie z fazami początkowymi zależnymi od odległości s_1 i s_2 . Jeżeli wektory \mathbf{E}_1 i \mathbf{E}_2 mają ten sam kierunek, np. równoległy do szczelin, wypadkowe natężenie pola elektrycznego w punkcie F wynosi

$$E = E_1 + E_2. \quad (2.9)$$

Przyjmując, że $E_{01} \approx E_{02}$, otrzymujemy wzór

$$E = E_{01} [\cos(\omega t - \varphi_1) + \cos(\omega t - \varphi_2)], \quad (2.10)$$

który można przekształcić jak następuje:

$$E = 2E_{01} \cos\left(\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2}\right) \cos\left(\omega t - \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}\right). \quad (2.11)$$

Widać, że wielkość

$$E_0 = 2E_{01} \left| \cos\left(\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2}\right) \right| \quad (2.12)$$

jest amplitudą wypadkowego natężenia E pola elektrycznego.

Biorąc pod uwagę, że natężenie fali elektromagnetycznej jest proporcjonalne do kwadratu jej amplitudy, skąd wynikają relacje $I_1 \sim E_{01}^2$, $I \sim E_0^2$ ($I_1 \approx I_2$ oraz I — natężenia fal składowych oraz fali wypadkowej), z ostatniego wzoru otrzymuje się następujące wyrażenie, określające natężenie wypadkowej fali w punkcie F :

$$I = 4I_1 \cos^2\left(\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2}\right). \quad (2.13)$$

Po wprowadzeniu oznaczeń

$$I_m = 4I_1, \quad (2.14)$$

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2, \quad (2.15)$$

można przepisać je jako

$$I = I_m \cos^2 (\Delta\varphi/2). \quad (2.16)$$

Wypadkowe natężenie światła w punkcie F zależy więc od różnicy faz początkowych obu fal. Jeżeli

$$\Delta\varphi = 2n\pi, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (2.17)$$

natężenie jest maksymalne, $I = I_m$ a gdy

$$\Delta\varphi = 2(n - 1/2)\pi, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (2.18)$$

natężenie $I = 0$. Otrzymane warunki mają prosty sens fizyczny. Ze wzorów (2.7) - (2.9) wynika, że w pierwszym przypadku fazy drgań pól elektrycznych obu fal są ze sobą zgodne, $\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_2$ i amplituda drgań wypadkowego pola osiąga maksymalną wartość. Natomiast w drugim przypadku fazy drgań pól elektrycznych fal są przeciwne, $\mathbf{E}_1 = -\mathbf{E}_2$ i wypadkowe pole jest równe zeru. Ze wzorów (2.5) - (2.6) wynika następujący wzór, określający związek między różnicą faz a różnicą dróg przebytych przez obie fale:

$$\Delta\varphi = 2\pi \frac{\Delta s}{\lambda}, \quad (2.19)$$

$$\Delta s = s_1 - s_2. \quad (2.20)$$

Warunki (2.17) - (2.18) maksymalnego wzmocnienia i wygaszenia natężenia światła przyjmują wtedy odpowiednio postać

$$\Delta s = n\lambda, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (2.21)$$

$$\Delta s = (n - 1/2)\lambda, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.22)$$

Jeżeli odległość l między przesłoną ze szczelinami i ekranem jest znacznie większa od odległości d szczelin, to zgodnie z rysunkami 2.5a, b odcinki AF i BF są prawie równoległe a trójkąt ADB jest niemal prostokątny. Różnica Δs dróg obu fal jest wówczas w przybliżeniu równa

$$\Delta s = d \sin \alpha, \quad (2.23)$$

gdzie α jest kątem określającym położenie punktu F , mierzonym od prostej prostopadłej do przesłony i ekranu. Podstawiając odległość Δs do wzorów

(2.21) - (2.22) otrzymujemy wzory określające kąty, dla których natężenie światła jest maksymalne, tzn. na ekranie widoczny jest jasny prążek,

$$\boxed{d \sin \alpha = n\lambda, \quad n = 0, 1, 2, \dots}, \quad (2.24)$$

oraz kąty, dla których natężenie światła jest równe zero,

$$\boxed{d \sin \alpha = (n - 1/2) \lambda, \quad n = 1, 2, 3, \dots}. \quad (2.25)$$

Liczbę n nazywamy *rzędem interferencyjnego maksimum lub minimum*. Na podstawie podanych wzorów można, znając wielkości d , α i n , obliczyć długość λ fali świetlnej.

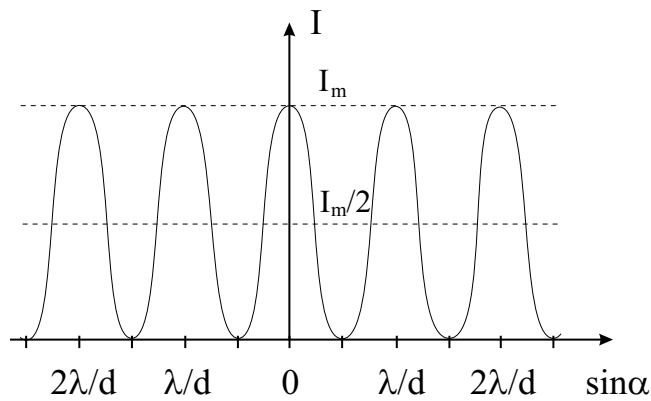
Korzystając ze wzoru (2.23) różnicę faz (2.19) możemy zapisać jako

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi d}{\lambda} \sin \alpha. \quad (2.26)$$

Podstawiając to wyrażenie do wzoru (2.16) otrzymujemy zależność natężenia światła I od kąta α ,

$$\boxed{I = I_m \cos^2 \left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \alpha \right)}. \quad (2.27)$$

Wykres tej zależności jest pokazany na rys. 2.6. Należy zwrócić uwagę, że przejścia od maksymalnej wartości natężenia do zera i na odwrót ze zmianą kąta α są stosunkowo łagodne. Obserwowane w doświadczeniu Younga jasne prążki interferencyjne są więc niezbyt wyraźne.

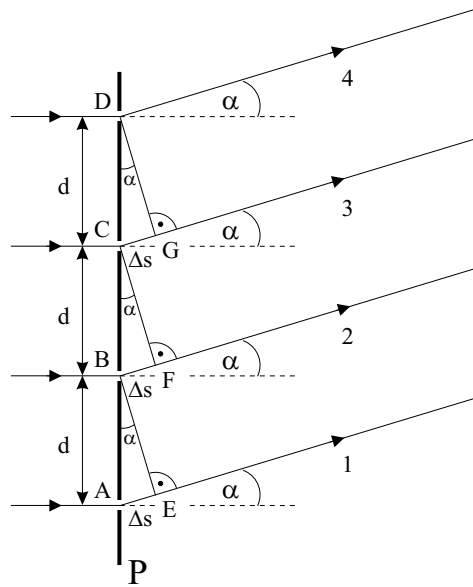


Rysunek 2.6:

2.1.4 Siatka dyfrakcyjna

Siatką dyfrakcyjną nazywany układ dużej liczby N równoległych do siebie szczelin, rozmieszczonych w równych odstępach. Odległość d środków sąsiednich szczelin nazywa się *stałą siatki*. Siatki dyfrakcyjne wykonuje się w następujący sposób: na płasko-równoległej płytce szklanej nacina się ostrym diamentem w równych odstępach szereg równoległych rys. Rysy nie przepuszczają światła; przechodzi ono przez odstępy między rysami, które spełniają rolę szczelin. Zamiast omówionych siatek, dających widma przechodzącego światła, stosuje się też siatki odbiciowe, dające widma światła odbitego. W tym przypadku rysy nacina się na wypolerowanej płytce metalowej. Jak poprzednio, odstępy między rysami spełniają rolę szczelin. Maksymalna liczba rys siatek dyfrakcyjnych jest rzędu kilkunastu tysięcy na 1 cm a długość siatek osiąga wartość kilkunastu cm.

Zbadamy teraz, jaki obraz daje siatka dyfrakcyjna przy oświetleniu jej światłem monochromatycznym. Będziemy zakładać, że źródło światła i ekran znajdują się w dużej odległości od siatki. Wówczas promienie świetlne, padające na poszczególne szczeliny siatki oraz interferujące ze sobą promienie, ugięte na szczelinach są w przybliżeniu równoległe (rys 2.7). Początkowe fazy drgań fal, wychodzących ze szczelin, są wtedy prawie identyczne.



Rysunek 2.7:

Jak pokazano już w poprzednim podrozdziale, różnica dróg Δs fal wychodzących z sąsiednich szczelin wyraża się wzorem

$$\Delta s = d \sin \alpha, \quad (2.28)$$

gdzie α jest kątem ugięcia. Przyjmijmy, że różnica dróg spełnia warunek

$$\Delta s = n\lambda, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (2.29)$$

Tak samo jak w przypadku dyfrakcji światła na dwóch szczelinach nastąpi wtedy wzmocnienie promieni wychodzących z kolejnych szczelin. Dla kątów określonych równaniem

$$\boxed{d \sin \alpha = n\lambda, \quad n = 0, 1, 2, \dots}, \quad (2.30)$$

wynikającym ze wzorów (2.28) - (2.29), na ekranie będą więc występować maksima natężenia światła tj. jasne prążki. Maksima te nazywamy *głównymi* a liczbę n ich *rzędem*. Przy ustalonej wartości stałej siatki położenie głównych maksimów nie zależy od liczby szczelin siatki. Natomiast natężenie światła wzrasta ze wzrostem liczby szczelin. W przypadku ugięcia światła na siatce dyfrakcyjnej prążki odpowiadające maksimum głównym są więc o wiele jaśniejsze niż przy ugięciu światła na dwóch szczelinach.

Znajdziemy teraz położenia minimów natężenia światła, przechodzącego przez siatkę dyfrakcyjną. Dla uproszczenia rozważań przyjmijmy, że liczba szczelin siatki jest całkowitą potęgą liczby 2, $N = 2, 4, 8, \dots$. Otrzymany końcowy wzór stosuje się jednak dla dowolnej liczby szczelin. Niech różnica dróg fal, które wychodzą z najbliższych szczelin, będzie równa

$$\Delta s = \frac{\lambda}{N}. \quad (2.31)$$

Różnica dróg fal, wybiegających ze szczelin odległych od siebie o $1/2$ długości siatki, tj. o $Nd/2$ wyniesie wtedy

$$\Delta s' = \frac{N}{2} \Delta s = \frac{\lambda}{2} \quad (2.32)$$

i wychodzące z tych szczelin promienie całkowicie się wygaszą. Na rys. 2.7, przedstawiającym dyfrakcję światła na $N = 4$ szczelinach, są to promienie 1 i 3 oraz 2 i 4. Załóżmy teraz, że różnica dróg fal

$$\Delta s = \frac{2\lambda}{N}. \quad (2.33)$$

Wówczas różnica dróg fal, wychodzących ze szczelin odległych o $1/4$ długości siatki, tj. o $Nd/4$ wynosi

$$\Delta s'' = \frac{N}{4} \Delta s = \frac{\lambda}{2}, \quad (2.34)$$

skąd wynika, że wychodzące z tych szczelin promienie (na rys. 2.7 — promienie 1 i 2 oraz 3 i 4) znowu się wygaszają. Ogólnie można stwierdzić, że jeżeli różnica dróg fal

$$\Delta s = \frac{k\lambda}{N}, \quad k = 1, 2, 3, \dots, \quad (2.35)$$

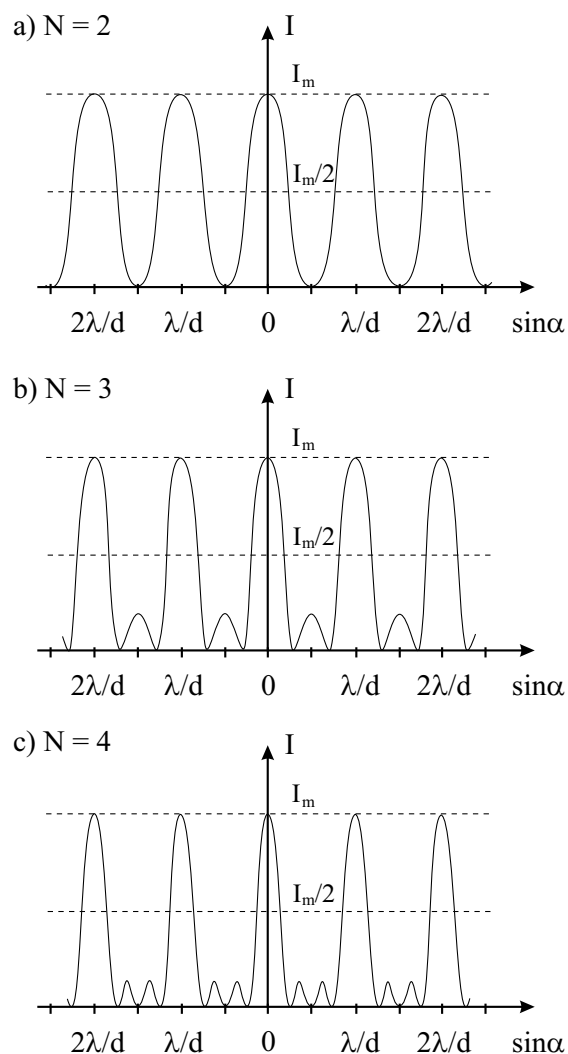
przy czym k nie jest wielokrotnością N , tzn. $k \neq nN$ ($n = 1, 2, 3, \dots$), wychodzące z siatki dyfrakcyjnej promienie zawsze się wygaszają. Porównując wzór (2.35) ze wzorem (2.28) dostajemy równanie określające kąty, dla których na ekranie występują minima natężenia światła:

$$\boxed{d \sin \alpha = \frac{k\lambda}{N}, \quad k = 1, 2, 3, \dots}, \quad (2.36)$$

przy czym $k \neq nN$. Jeżeli natomiast $k = nN$, to ostatnie równanie przechodzi w równanie (2.30) określające kąt, pod którym widoczne jest główne maksimum n -tego rzędu.

Łatwo zauważyć, że liczba minimów między kolejnymi głównymi maksimumi wynosi $N - 1$. Np. kąty odpowiadające kolejnym minimum, położonym między maksimum zerowego i pierwszego rzędu są określone ostatnim równaniem, w którym $k = 1, 2, 3, \dots, N - 1$. Między tymi minimami znajdują się niewielkie maksima wtórne. Ze wzrostem liczby szczelin N wszystkie maksima zwężają się. Przy tym maksima główne występują coraz wyraźniej a maksima wtórne stają się coraz słabsze. Ilustrują to rysunki 2.8a - c, pokazujące rozkład natężenia światła przy dyfrakcji na $N = 2, 3$ i 4 szczelinach. Odpowiadają one sytuacji, gdy szerokość szczelin jest znacznie mniejsza od długości fali światła. Światło ugięte na pojedynczej szczelinie oświetlało by wtedy równomiernie środkową część ekranu. Praktycznie ten przypadek jest niemożliwy do zrealizowania i natężenia maksimumów maleją w miarę oddalania się od głównego maksimum zerowego rzędu.

Siatki dyfrakcyjne są stosowane do badania składu widmowego światła emitowanego z określonego źródła, czyli określania długości fal i natężeń monochromatycznych składowych światła. Jeżeli np. źródło emituje fale świetlne o dwóch długościach, λ_1 i λ_2 , przy czym $\lambda_2 > \lambda_1$, to zgodnie ze wzorem (2.30) będą one ugięte pod różnymi kątami, $\alpha_2 > \alpha_1$. Widmo światła określonego rzędu składa się wówczas z dwóch linii o różnych barwach.



Rysunek 2.8:

Znając stałą siatki d można na podstawie wzoru (2.30) obliczyć długości odpowiadających im fal. Stosowane w tym celu przyrządy nazywa się *spektroskopami dyfrakcyjnymi*, jeżeli badane widmo obserwuje się w przyrządzie i *spektrografami dyfrakcyjnymi*, jeżeli widmo jest rejestrowane np. na kliszy fotograficznej. Istnieją również spektroskopy i spektrografy przyzmatyczne, w których do badania widma światła wykorzystuje się jego załamanie w pryzmacie.

W związku z zastosowaniem siatek dyfrakcyjnych do analizy widmowej światła wygodnie jest zdefiniować następujące wielkości. *Dyspersja kąтова* D siatki jest równa stosunkowi odległości kątovej $\Delta\alpha$ dwóch blisko położonych linii widmowych do różnicy długości $\Delta\lambda$ odpowiadających im fal,

$$\boxed{D = \frac{\Delta\alpha}{\Delta\lambda}}, \quad (2.37)$$

albo

$$D = \frac{d\alpha}{d\lambda}, \quad (2.38)$$

gdzie $[D] = \text{rad/m}$. Obliczając ze wzoru (2.30) długość fali λ i jej pochodną względem kąta α otrzymujemy

$$\lambda = \frac{d \sin \alpha}{n}, \quad (2.39)$$

$$\frac{d\lambda}{d\alpha} = \frac{d \cos \alpha}{n}. \quad (2.40)$$

Dyspersja kątoowa jest więc równa

$$\boxed{D = \frac{n}{d \cos \alpha}} \quad (2.41)$$

i rośnie w miarę wzrostu rzędu widma n i zmniejszania się stałej siatki d . Natomiast *zdolność rozdzielcza* R siatki dyfrakcyjnej jest zdefiniowana wzorem

$$\boxed{R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}}, \quad (2.42)$$

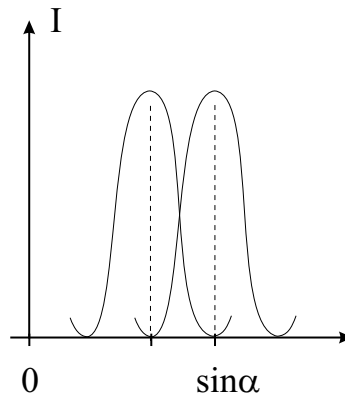
w którym $\Delta\lambda$ jest minimalną różnicą długości fal dwóch linii widmowych, które można rozróżnić a λ jest średnią długością fal tych linii. Przyjmuje się zwykle, że dwie linie widmowe są jeszcze rozróżnialne, jeżeli pierwsze minimum jednej linii przypada na główne maksimum drugiej (rys. 2.9). Jeżeli długości fal tych linii wynoszą λ i $\lambda + \Delta\lambda$, to zgodnie z wzorami (2.36) i (2.30) zachodzą zależności

$$d \sin \alpha = \frac{(nN + 1) \lambda}{N}, \quad (2.43)$$

$$d \sin \alpha = n(\lambda + \Delta\lambda). \quad (2.44)$$

Porównując te wzory otrzymujemy związek

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = nN. \quad (2.45)$$



Rysunek 2.9:

Zdolność rozdzielcza siatki wyraża się więc wzorem

$$\boxed{R = nN}. \quad (2.46)$$

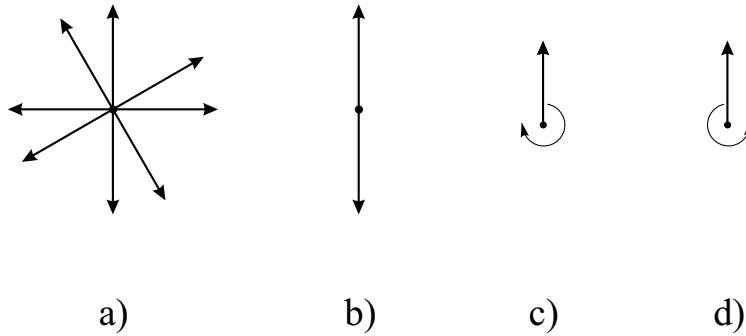
Jest ona proporcjonalna do całkowitej liczby szczelin N i do rzędu widna n . Siatki dyfrakcyjne o dużej liczbie szczelin wykonuje się właśnie w celu osiągnięcia wysokiej zdolności rozdzielczej.

2.2 Polaryzacja światła

2.2.1 Światło spolaryzowane. Prawo Malusa

Światło, tak jak każda fala elektromagnetyczna, jest falą poprzeczną. Drgania wektorów natężenia pola elektrycznego \mathbf{E} i indukcji pola magnetycznego \mathbf{B} odbywają się mianowicie w kierunkach prostopadłych do kierunku rozchodzenia się fali. W przypadku pojedynczej fali elektromagnetycznej drgania obu wektorów zachodzą w określonych, wzajemnie prostopadłych płaszczyznach. Falę taką nazywamy *spolaryzowaną liniowo*. Za *płaszczyznę polaryzacji* przyjmuje się umownie płaszczyznę prostopadłą do wektora świetlnego \mathbf{E} , w której odbywają się drgania wektora magnetycznego \mathbf{B} .

Jak wspomniano wcześniej, w większości źródeł światła atomy lub cząsteczki emitują fale świetlne niezależnie od siebie. Światło rozchodzące się w danym kierunku składa się z ciągów fal, których płaszczyzny drgań zorientowane są w sposób przypadkowy wokół kierunku ruchu. W wiązce światła występują wówczas wszystkie możliwe kierunki drgań wektora \mathbf{E} , prostopadle do kierunku wiązki (rys. 2.10a). Takie światło, chociaż jest falą po-



Rysunek 2.10:

przeczną, jest *niespolaryzowane*. W celu otrzymania światła spolaryzowanego liniowo należy wydzielić z niespolaryzowanego światła ciągi falowe o określonej płaszczyźnie drgań wektora \mathbf{E} (rys. 2.10b). Sposoby uzyskiwania światła spolaryzowanego będą omówione w następnym podrozdziale. Należy zauważyć, że w laserze wszystkie atomy lub cząsteczki aktywnego ośrodka wysyłają fale świetlne o identycznej płaszczyźnie polaryzacji. Emitowane przez lasery światło jest zatem liniowo spolaryzowane.

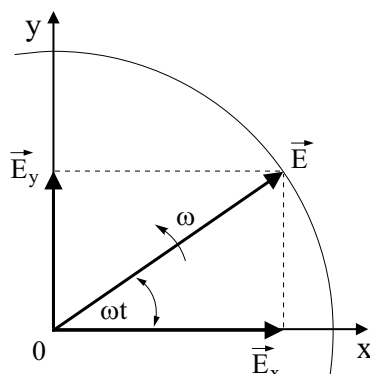
Możliwe są bardziej złożone postaci światła spolaryzowanego. Jeżeli koniec wektora natężenia pola elektrycznego \mathbf{E} obraca się wokół kierunku promienia bez zmiany długości, światło nazywamy *spolaryzowanym kołowo* (rys. 2.10c, d). Gdy dla obserwatora patrzącego na źródło światła wektor obraca się zgodnie z kierunkiem ruchu wskazówek zegara, światło jest spolaryzowane prawoskrętnie, w przeciwnym przypadku — lewoskrętnie. Ogólniejszym przypadkiem jest *polaryzacja eliptyczna* światła, gdy koniec obracającego się wektora \mathbf{E} zakreśla elipsę.

Pokażemy teraz, że wiązkę światła spolaryzowanego kołowo można uważać za złożenie dwóch wiązek światła spolaryzowanego liniowo o wzajemnie prostopadłych płaszczyznach polaryzacji i określonej różnicy faz drgań. Niech wektor \mathbf{E} o długości E_0 obraca się z prędkością kątową ω w kierunku przeciwnym do ruchu wskazówek zegara (rys. 2.11). Jeżeli w chwili początkowej, $t = 0$, wektor ma kierunek osi x , jego składowe wyrażają się wzorami

$$E_x = E_0 \cos(\omega t), \quad (2.47)$$

$$E_y = E_0 \sin(\omega t) = E_0 \cos(\omega t - \pi/2). \quad (2.48)$$

Wektor \mathbf{E} można więc przedstawić jako sumę dwóch wektorów \mathbf{E}_x i \mathbf{E}_y ,



Rysunek 2.11:

odpowiadającym drganiom wzdłuż osi x i y ,

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_x + \mathbf{E}_y, \quad (2.49)$$

przy czym różnica faz drgań wynosi $\pi/2$. Analogiczne zależności mają miejsce, gdy wektor \mathbf{E} obraca się w kierunku zgodnym z ruchem wskazówek zegara. Jego składowe są wtedy równe

$$E_x = E_0 \cos(\omega t), \quad (2.50)$$

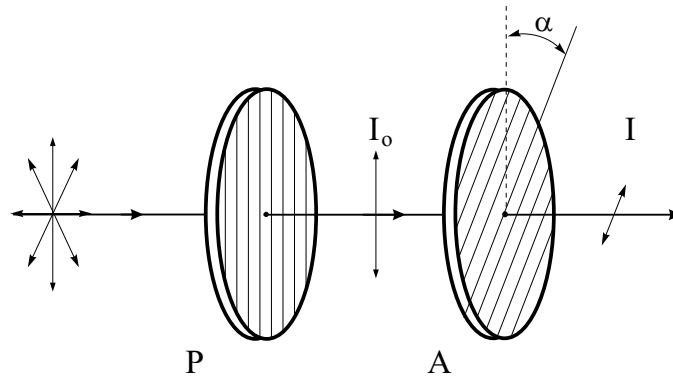
$$E_y = -E_0 \sin(\omega t) = E_0 \cos(\omega t - 3\pi/2). \quad (2.51)$$

i różnica faz drgań wektorów \mathbf{E}_x i \mathbf{E}_y wynosi $3\pi/2$. W podobny sposób można też wykazać słuszność odwrotnego stwierdzenia: wiązka światła liniowo spolaryzowanego jest równoważna dwu wiązkom światła spolaryzowanego kołowo, lewo- i prawoskrętnie.

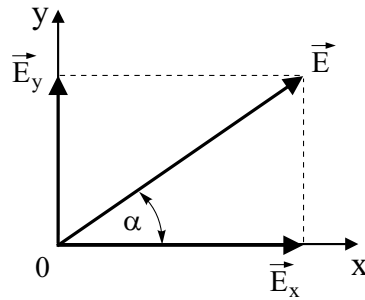
Przyrządy służące do przekształcania światła naturalnego w światło spolaryzowane liniowo nazywamy *polaryzatorami*. Polaryzator przepuszcza tylko te fale świetlne, których wektory elektryczne \mathbf{E} mają określony kierunek, zwany kierunkiem polaryzacji (rys. 2.12). Jeżeli światło przejdzie następnie przez drugi polaryzator, zwany *analizatorem*, to jego natężenie I będzie zwykle mniejsze od natężenia światła I_0 padającego na analizator i będzie się zmieniać ze zmianą kąta α między kierunkami polaryzacji obu przyrządów.

Dla znalezienia wartości natężenia I zapiszemy wektor \mathbf{E} fali świetlnej, padającej na analizator, jako sumę jego wektorów składowych w kierunku osi x i y układu współrzędnych (rys. 2.13),

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_x + \mathbf{E}_y. \quad (2.52)$$



Rysunek 2.12:



Rysunek 2.13:

Jeżeli kierunek osi x jest zgodny z kierunkiem polaryzacji analizatora, to przejdzie przezeń tylko składowa fala świetlna o wektorze \vec{E}_x . Zachodzą przy tym związki (patrz rys. 2.13)

$$E_x = E \cos \alpha \quad (2.53)$$

oraz

$$E_{0x} = E_0 \cos \alpha, \quad (2.54)$$

gdzie E_0 i E_{0x} oznaczają amplitudy obu fal. Biorąc pod uwagę, że natężenie światła jest proporcjonalne do kwadratu amplitudy jego wektora elektrycznego, $I_0 \sim E_0^2$, $I \sim E_{0x}^2$, z ostatniego wzoru otrzymujemy następującą zależność

$$\boxed{I = I_0 \cos^2 \alpha}. \quad (2.55)$$

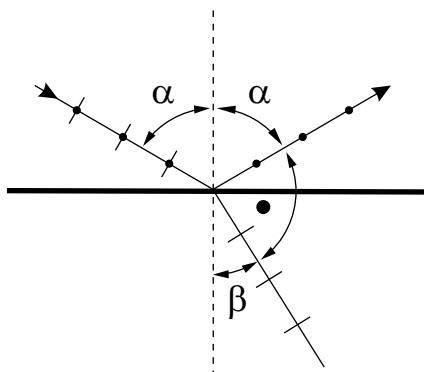
Jest to *prawo Malusa*, odkryte doświadczalnie w 1812 r. Zgodnie z nim natężenie przechodzącego światła jest proporcjonalne do kwadratu cosinusa kąta α między kierunkami polaryzacji polaryzatora i analizatora. Jeżeli oba kierunki są do siebie równoległe, $\alpha = 0$, natężenie światła nie ulega zmianie, $I = I_0$. W rzeczywistości natężenie światła przechodzącego przez analizator może być mniejsze od natężenia światła padającego na skutek pochłaniania światła w analizatorze. We wzorze (2.55) przez I_0 należy wtedy rozumieć natężenie światła przechodzącego przez analizator dla kąta $\alpha = 0$. Jeśli natomiast kierunki polaryzacji są prostopadłe („skrzyżowane” polaryzatory), $\alpha = \pi/2$, światło nie przechodzi przez analizator, $I = 0$. Na podstawie prawa Malusa można więc wyznaczyć płaszczyznę drgań spolaryzowanego liniowo światła.

Gdy na analizator pada światło niespolaryzowane lub spolaryzowane kołowo, natężenie I przechodzącego światła nie zmienia się przy obrocie analizatora; jest jednak mniejsze od natężenia I_0 padającego światła. Korzystając z prawa Malusa można wykazać, że w obu przypadkach natężenie światła maleje dwukrotnie,

$$I = I_0/2. \quad (2.56)$$

2.2.2 Polaryzacja światła przy odbiciu i załamaniu

W r. 1808 E.L. Malus stwierdził, że zarówno światło odbite od powierzchni przezroczystego dielektryka, np. szkła, jak i światło przechodzące przez dielektryk ulega polaryzacji (rys. 2.14). Stopień polaryzacji światła odbitego i światła przechodzącego zależy od kąta padania α promienia świetlnego.



Rysunek 2.14:

Jeżeli oznaczyć kąt załamania promienia przez β , to zgodnie z prawem załamania światła zachodzi zależność

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n, \quad (2.57)$$

gdzie n oznacza współczynnik załamania dielektryka. D. Brewster wykrył doświadczalnie, że światło odbite jest całkowicie spolaryzowane wtedy, gdy promień odbity jest prostopadły do promienia załamanego (rys. 2.14). Z rysunku widać, że wówczas

$$\alpha + \beta = \pi/2 \quad (2.58)$$

Wyliczając stąd kąt β i podstawiając do wzoru (2.57) otrzymujemy związek

$$\frac{\sin \alpha}{\sin(\pi/2 - \alpha)} = n, \quad (2.59)$$

czyli

$$\boxed{\operatorname{tg} \alpha = n}. \quad (2.60)$$

Kąt padania, określony ostatnim wzorem, nazywa się *kątem Brewstera*. Promień odbity jest spolaryzowany w płaszczyźnie padania, tj. wektor świetlny \mathbf{E} promienia jest do niej prostopadły. Promień załamany jest spolaryzowany tylko częściowo w płaszczyźnie prostopadłej do płaszczyzny padania, przy czym największy stopień jego polaryzacji występuje dla kąta Brewstera. Ogólne wzory, określające stopień polaryzacji i natężenie światła odbitego od przezroczystego dielektryka oraz załamanego w dielektryku, wyprowadził pierwszy A. Fresnel. Można je także otrzymać z równań Maxwella. Ze wspomnianych wzorów wynika m.in. prawo Brewstera.

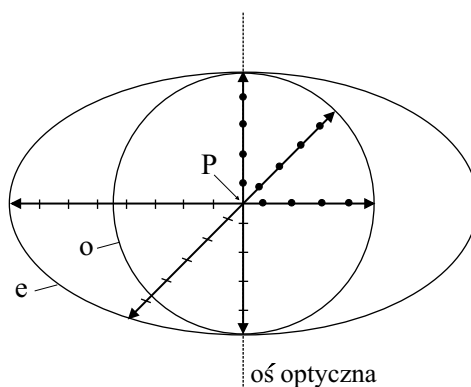
Ponieważ dla kąta Brewstera światło odbite od przezroczystej płytki jest całkowicie spolaryzowane, może ona służyć jako polaryzator. Natężenie światła odbitego jest jednak niewielkie. Np. od szklanej płytki odbija się co najwyżej 5% światła padającego. Z tego względu lepszą metodą jest wykorzystanie częściowej polaryzacji światła przechodzącego. W celu zwiększenia stopnia jego polaryzacji zamiast pojedynczej płytki stosuje się układ równoległych do siebie płytek. Przy przejściu światła przez kolejne płytki stopień jego polaryzacji rośnie i już dla kilku płytek światło jest, praktycznie biorąc, całkowicie spolaryzowane.

Polaryzacja światła występuje również przy jego rozpraszaniu w cieczach, zawierających b. drobne cząstki zawiesin, lub w gazach. W szczególności, przy rozpraszaniu światła pod kątem 90° jest ono całkowicie spolaryzowane w płaszczyźnie, w której leży promień padający i promień rozproszony.

2.2.3 Podwójne załamanie światła

W wielu przezroczystych kryształach występuje zjawisko tzw. *podwójnego załamania światła* (*dwójłomności*). Zostało ono po raz pierwszy zauważone przez E. Bartholina w r. 1669 dla kryształów szpatu islandzkiego (kalcytu, CaCO_3) i polega na rozdzieleniu promienia wchodzącego do kryształu na dwa promienie.

Przezroczyste kryształy są na ogół ośrodkami optycznie anizotropowymi. Oznacza to, że ich własności optyczne, m.in. prędkość rozchodzenia się światła, zależą od kierunku w kryształach. Wyjątek stanowią kryształy należące do układu regularnego, będące ośrodkami izotropowymi (o własnościach niezależnych od kierunku). Wyobraźmy sobie, że w ośrodku anizotropowym znajduje się punktowe źródło P , które w pewnej chwili zaczyna emitować fale świetlne (rys. 2.15). W kryształach rozchodzą się wówczas dwie fale, którym odpowiadają dwa rodzaje promieni świetlnych. *Promienie zwyczajne* (o) biegną w kryształach z jednakową prędkością v_o we wszystkich kierunkach i powierzchnia falowa zwyczajnej fali ma kształt kulisty. *Promienie nadzwyczajne* (e) rozchodzą się w kryształach ze zmienną prędkością v'_e , zależną od ich kierunku, przy czym powierzchnia falowa nadzwyczajnej fali ma kształt elipsoidy obrotowej. Istnieje jeden kierunek, zwany *osią optyczną kryształu*, w którym prędkości obu promieni — zwyczajnego i nadzwyczajnego — są jednakowe. Promienie te są spolaryzowane liniowo. Dalej będziemy przez *płaszczyznę główną* rozumieć płaszczyznę, przechodzącą przez oś optyczną kryształu i dany promień świetlny. Promień zwyczajny jest spolaryzowany w płaszczyźnie głównej a promień nadzwyczajny — w płaszczyźnie prosto-



Rysunek 2.15:

padłej do płaszczyzny głównej.

W przypadku pokazanym na rysunku 2.15 prędkość promienia nadzwyczajnego jest większa od prędkości promienia zwyczajnego lub jej równa, $v_e \geq v'_e \geq v_o$, gdzie v_e oznacza maksymalną wartość v'_e . Krysztály takie nazywamy *optycznie ujemnymi*. Należą np. do nich m.in. szpat islandzki, kwarc i turmalin. Krysztály dla których zachodzi odwrotna relacja, $v_e \leq v'_e \leq v_o$ (v_e — minimalna wartość v'_e), nazywają się *optycznie dodatnimi*. Do scharakteryzowania własności optycznych dwójłomnych krysztalów mogą również służyć współczynniki załamania promienia zwyczajnego i nadzwyczajnego,

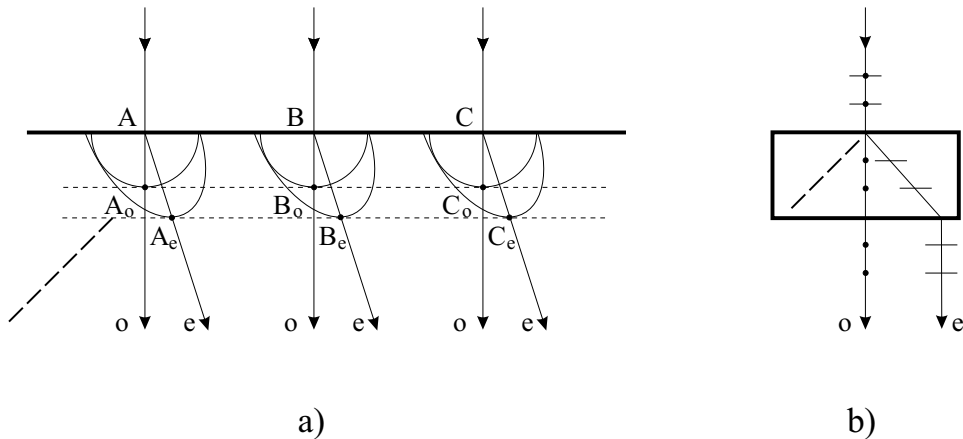
$$n_o = \frac{c}{v_o}, \quad (2.61)$$

$$n_e = \frac{c}{v_e}, \quad (2.62)$$

gdzie c jest prędkością światła w próżni. Nazywa się je *głównymi współczynnikami załamania* krysztálu. Dla krysztálu optycznie ujemnego $n_o > n_e$ a dla krysztálu optycznie dodatniego $n_o < n_e$.

Omawiane tutaj krysztály posiadają jedną oś optyczną i są nazywane *krysztalami jednoosiowymi*. Niektóre podwójnie załamujące krysztály (np. mika) mają dwie wzajemnie prostopadłe osie optyczne i są zwane *krysztalami dwuosiowymi*. Do opisu ich własności optycznych są potrzebne trzy wartości prędkości promieni świetlnych lub trzy główne współczynniki załamania.

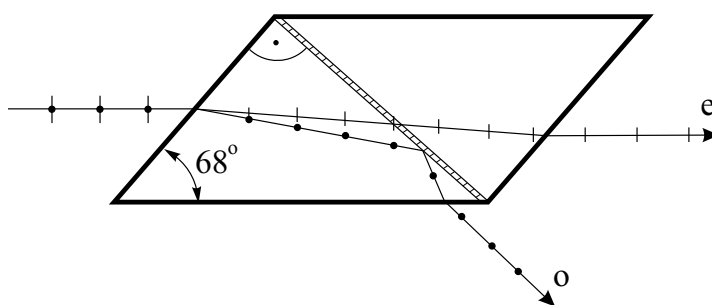
Jeżeli wiązka niespolaryzowanego światła pada na płytkę wyciętą z krysztálu dwójłomnego, wewnątrz płytki rozszczepia się ona na dwie wiązki świa-



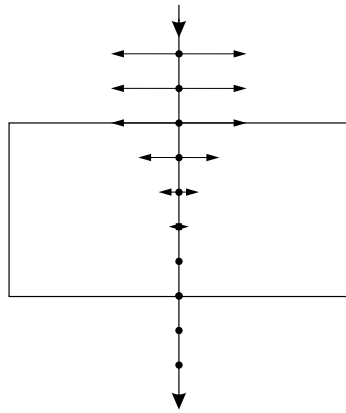
Rysunek 2.16:

tła spolaryzowane liniowo. Kierunki obu promieni można znaleźć na podstawie zasady Huygensa. Rysunek 2.16a pokazuje taką konstrukcję dla kryształu optycznie ujemnego przy prostym padaniu światła na jego powierzchnię. Przyjęto, że oś optyczna kryształu, zaznaczona przerywaną linią po lewej stronie, leży w płaszczyźnie rysunku. Jeżeli założyc, że w danej chwili czoło fali osiąga powierzchnię kryształu, każdy punkt tej powierzchni (na rysunku — punkty A , B i C) możemy traktować jako źródło dwóch fal elementarnych — zwyczajnej i nadzwyczajnej. Nowe powierzchnie falowe obu fal są płaszczyznami, oznaczonymi na rysunku przerywanymi liniami poziomymi. Kierunki biegu promieni w kryształach wyznaczają punkty styczności elementarnych fal z powierzchniami falowymi (dla promienia zwyczajnego — kierunki AA_o , BB_o i CC_o a dla promienia nadzwyczajnego — kierunki AA_e , BB_e i CC_e). Promień zwyczajny nie zmienia więc swego kierunku w kryształach a promień nadzwyczajny odchyła się o pewien kąt, w sprzeczności ze „zwykłym” prawem załamania (dla kąta padania równego zeru kąt załamania powinien też być równy zeru). Po przejściu przez płytkę promień nadzwyczajny jest przesunięty o określoną odległość względem promienia zwyczajnego, przy czym oba promienie są liniowo spolaryzowane (rys. 2.16b).

W celu zastosowania podwójnie załamującego kryształu jako polaryzatora należy usunąć jeden z wychodzących z kryształu promieni. Najbardziej rozpowszechniony jest *pryzmat W. Nicola*, zwany krótko *nikolem* (rys. 2.17). Jest to kryształ szpatu islandzkiego, którego podstawy zeszlifowuje się tak, aby tworzyły kąt 68° z krawędziami bocznymi. Następnie przecina się kryształ wzdłuż płaszczyzny prostopadłej do podstaw i skleja z powrotem balsamem kanadyjskim o współczynniku załamania $n = 1,54$. Promień światła padający na podstawę pryzmatu rozszczepia się w nim na promień zwy-



Rysunek 2.17:



Rysunek 2.18:

czajny i nadzwyczajny. Ponieważ główne współczynniki załamania szpatu islandzkiego wynoszą $n_o = 1,66$ i $n_e = 1,49$, promień nadzwyczajny, dla którego $n_e < n$, przechodzi przez warstwę balsamu a promień zwyczajny ulega na tej warstwie całkowitemu odbiciu. Z nikola w poprzednim kierunku wychodzi więc tylko promień nadzwyczajny, całkowicie spolaryzowany liniowo.

Niektóre kryształy dwójłomne silnie pochłaniają jeden z rozchodzących się w nich promieni. Zjawisko to nosi nazwę *dichroizmu* (dwubarwności). Zostało ono odkryte przez Bio i Seebecka w 1916 r. dla kryształów turmalinu. Płytkę turmalinu o grubości 1 mm pochłania niemal całkowicie promień zwyczajny; wychodzi z niej tylko promień nadzwyczajny. Płytkę taką, o osi optycznej równoległą do powierzchni, stanowi więc naturalny polaryzator (rys. 2.18). Zjawisko dichroizmu występuje jeszcze silniej w kryształkach herapatytu (jodosiarczanu chininy). Ich rozmiary są jednak bardzo małe. W celu otrzymania polaryzatora kryształki herapatytu zatapia się w masie plastycznej w obecności pola elektrycznego lub magnetycznego. Zewnętrzne pole powoduje ustawienie wszystkich kryształków w tym samym kierunku. Wytworzone w ten sposób polaryzatory, zwane *polaroidami*, mają stosunkowo dużą powierzchnię.

Kryształy dwójłomne wykorzystuje się także do przekształcania światła liniowo spolaryzowanego w światło spolaryzowane kołowo i na odwrót. Załóżmy, że spolaryzowana liniowo fala świetlna pada prostopadle na płytkę wyciętą tak, że jej oś optyczna jest równoległa do powierzchni. Jeżeli płaszczyzna polaryzacji padającego światła tworzy kąt 45° z osią optyczną,

wychodzące fale, spolaryzowane we wzajemnie prostopadłych kierunkach, będą miały równe amplitudy. Ponieważ fala zwyczajna i nadzwyczajna rozchodzą się w kryształach z różnymi prędkościami, po wyjściu z płytki wystąpi między nimi różnica faz drgań. Jeżeli grubość płytki dla danej długości fali świetlnej dobierzemy tak, aby różnica faz wynosiła $\pi/2$, wychodzące z płytki światło będzie spolaryzowane kołowo (por. podrozdział 2.2.1). Taką płytkę nazywamy *plytką ćwierćfalową* lub *ćwierćfalówką*. Łatwo też wykazać, że gdy na ćwierćfalówkę pada światło spolaryzowane kołowo, wychodzące z niej światło jest liniowo spolaryzowane. Ćwierćfalówka może więc służyć do odróżnienia światła niespolaryzowanego od spolaryzowanego kołowo.

Znając główne współczynniki załamania kryształu można łatwo obliczyć grubość d wykonanej z niego ćwierćfalówki. Powinna ona być dobrana tak, aby jeden z promieni przeszedł przez płytkę o ćwierć okresu drgań T wcześniej niż drugi,

$$\frac{d}{v_o} - \frac{d}{v_e} = \frac{T}{4}. \quad (2.63)$$

Mnożąc tę równość przez prędkość c światła w próżni i uwzględniając wzory (2.61) - (2.62) otrzymujemy wzór

$$\boxed{d = \frac{\lambda}{4(n_o - n_e)}}, \quad (2.64)$$

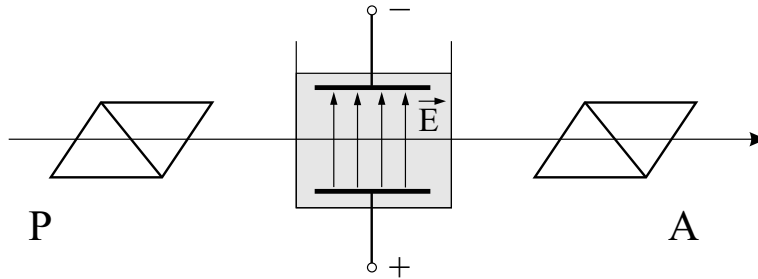
w którym $\lambda = cT$ jest długością fali świetlnej w próżni.

2.2.4 Dwójłomność wymuszona. Skręcenie płaszczyzny polaryzacji

Przezroczyste izotropowe ciała stałe oraz ciecze i gazy wykazują własności analogiczne do kryształów dwójłomnych przy poddaniu ich działaniu zewnętrznych sił (dot. ciał stałych) albo umieszczeniu w polu elektrycznym lub magnetycznym. Zjawisko to nazywa się *dwójłomnością wymuszoną*. Kierunek osi optycznej odpowiada wówczas kierunkowi działającej siły lub kierunkowi zewnętrznego pola.

Już w r. 1813 T. Seebeck zauważył zjawisko dwójłomności ściskanego lub rozciąganego szkła. Później przekonano się, że analogicznie zachowują się wszystkie ciała izotropowe. Doświadczenie wykazuje, że różnica współczynników załamania promieni nadzwyczajnego i zwyczajnego jest proporcjonalna do naprężenia normalnego σ ($\sigma = \Delta F/\Delta S$, gdzie ΔF jest prostopadłą siłą, działającą w danym przekroju ciała a ΔS — powierzchnią przekroju, $[\sigma] = \text{N/m}^2 = \text{Pa}$). Wobec tego

$$\boxed{n_e - n_o = k\sigma}, \quad (2.65)$$



Rysunek 2.19:

gdzie k jest współczynnikiem charakterystycznym dla danego ciała. Rozkład naprężeń w ściskanym lub rozciągającym ciele można obserwować w przechodzącym świetle, wstawiając ciało między dwa polaryzatory o równoległych lub prostopadłych kierunkach polaryzacji. Na skutek różnych wartości współczynników załamania n_e i n_o występuje przesunięcie fazowe między drganiami interferujących fal — nadzwyczajnej i zwyczajnej. W przypadku zastosowania światła monochromatycznego widoczne są wtedy jasne i ciemne prążki interferencyjne, odpowiadające tym punktom ciała, w których występują jednakowe naprężenia. Metoda ta jest stosowana w technice do określania naprężeń wewnętrznych w częściach maszyn i budowach, przez badanie specjalnie wykonanych przezroczystych modeli.

W r. 1875 J. Kerr stwierdził, że większość ciekłych dielektryków umieszczonych w polu elektrycznym staje się dwójłomna. Zjawisko to można zaobserwować, wstawiając tzw. *komórkę Kerr*, którą stanowi naczynie z cieczą i z zanurzonym w niej płaskim kondensatorem, między dwa polaryzatory (rys. 2.19). Różnica współczynników załamania cieczy dla promienia nadzwyczajnego i zwyczajnego światła monochromatycznego w kierunku prostopadłym do wektora natężenia pola elektrycznego \mathbf{E} jest proporcjonalna do kwadratu natężenia pola. Zwykle zależność tę zapisuje się w postaci

$$\boxed{n_e - n_o = B\lambda E^2}, \quad (2.66)$$

gdzie λ — długość fali świetlnej w próżni, B — tzw. *stała Kerr*, zależna od rodzaju cieczy. Szczególnie dużą wartość stałej Kerr ma nitrobenzen. Zjawisko Kerr występuje również w ciałach stałych i gazach.

Przy zmianie natężenia pola elektrycznego w komórce Kerr zmienia się też, jak wynika z ostatniego wzoru, różnica faz między promieniem nadzwyczajnym i zwyczajnym, co spowoduje zmianę natężenia światła, przechodzącego przez analizator. Czas powstawania i zaniku dwójłomności wywołanej

polem elektrycznym jest przy tym b. krótki, rzędu 10^{-10} s. Przy użyciu komórki Kerra można więc modulować natężenie przechodzącego przez nią światła praktycznie bez żadnego opóźnienia. Zjawisko to było wykorzystywane do zapisu dźwięku w kinematografii a także w wielu eksperymentach fizycznych.

W roku 1907 A. Cotton i H. Mouton odkryli zjawisko wymuszonej dwójłomności cieczy, umieszczonych w polu magnetycznym. Różnica współczynników załamania dla promienia nadzwyczajnego i zwyczajnego, rozchodzących się w kierunku prostopadłym do wektora natężenia pola magnetycznego \mathbf{H} , jest określona wzorem analogicznym do wzoru (2.66) dla zjawiska Kerra,

$$\boxed{n_e - n_o = C\lambda H^2}. \quad (2.67)$$

W podanym wzorze C jest stałą *Cottona-Moutona*, zależną od rodzaju cieczy.

Niektóre kryształy, ciecze i roztwory mają własność skręcania płaszczyzny polaryzacji, tj. obracania kierunku drgań wektora elektrycznego \mathbf{E} fali świetlnej wokół promienia tej fali. Substancje takie nazywa się *optycznie czynnymi*. Są one złożone z cząsteczek nie posiadających symetrii zwierciadlanej. W przypadku dwójłomnych kryształów zjawisko skręcania płaszczyzny polaryzacji występuje dla kierunku promienia świetlnego równoległego do osi optycznej. Zaobserwował je po raz pierwszy D. Arago w 1811 r. dla kryształu kwarcu. W zależności od tego, czy skręcenie płaszczyzny polaryzacji zachodzi zgodnie lub przeciwnie do kierunku ruchu wskazówek zegara (gdy patrzymy w kierunku rozchodzenia się światła), substancje nazywamy *prawoskrętnymi* lub *lewoskrętnymi*. Istnieją na przykład prawoskrętne i lewoskrętne kryształy kwarcu; roztwór cukru buraczanego jest roztworem prawoskrętnym, natomiast cukru gronowego — lewoskrętnym.

Kąt skręcenia płaszczyzny polaryzacji można łatwo zmierzyć, umieszczając daną substancję między skrzyżowanym polaryzatorem i analizatorem i obracając następnie analizator aż do ponownego wygaszenia przechodzącego światła. Tego rodzaju przyrząd, służący do badania roztworów, nazywa się *polarymetrem*. Ogólnie kąt skręcenia płaszczyzny polaryzacji φ jest proporcjonalny do grubości l warstwy substancji optycznie czynnej,

$$\boxed{\varphi = \alpha l}, \quad (2.68)$$

gdzie $[\alpha] = \text{rad/m}$. Współczynnik α , zwany *skręceniem właściwym* lub *zdolnością skręcającą*, zależy od rodzaju substancji i długości fali światła. W przypadku roztworów kąt φ jest też proporcjonalny do stężenia c optycznie

czynnej substancji ($[c] = \text{kg/m}^3$),

$$\boxed{\varphi = \alpha c l}. \quad (2.69)$$

Zależność ta jest wykorzystywana do pomiaru stężenia substancji rozpuszczonej w roztworze.

W roku 1846 M. Faraday zauważył, że substancje nieczyste optycznie umieszczone w silnym polu magnetycznym wykazują skręcenie płaszczyzny polaryzacji światła, biegnącego równoległe do kierunku pola magnetycznego. Kąt φ obrotu płaszczyzny polaryzacji wyraża się wzorem

$$\boxed{\varphi = V B l}, \quad (2.70)$$

gdzie B — indukcja pola magnetycznego, l — grubość warstwy substancji a V — stała *Verdeta*, zależna od rodzaju substancji i długości fali świetlnej.