

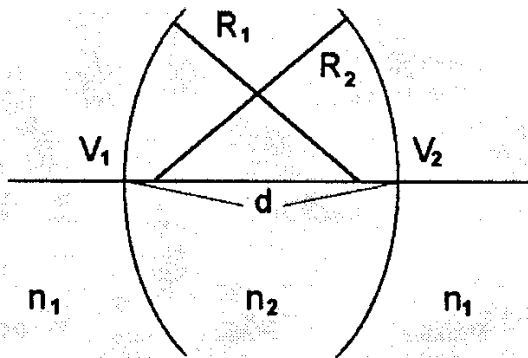
Wykład 4

Soczewki. Przyrządy optyczne

Soczewka cienka - równanie szlifierzy soczewek

Rozważmy teraz dwie powierzchnie sferyczne oddzielające ośrodki o współczynnikach załamania kolejno $n_1 \rightarrow n_2 \rightarrow n_1$ i odległych od siebie o d . Niech promień krzywizny pierwszej powierzchni wynosi R_1 , a drugiej - R_2 . Przyjmujemy oczywiście, że obraz wytworzony przez pierwszą powierzchnię stanowić będzie przedmiot dla powierzchni drugiej, a zatem

$$s_{02} = d - s_{11} . \quad (4.1)$$



Tu pierwszy dolny wskaźnik, tak jak poprzednio, jest równy zero dla przedmiotu, jeden - dla obrazu, a drugi wskaźnik numeruje powierzchnie załamujące. Wszystkie odległości: $s_{01}, s_{11}, s_{02}, s_{12}$, są liczone względem, odpowiednio, punktu V_1 lub V_2 , tak jak dla pojedynczej powierzchni.

Stosując dwukrotnie równanie pojedynczej powierzchni załamującej otrzymujemy:

$$\frac{n_1}{s_{01}} + \frac{n_2}{s_{11}} = \frac{n_2 - n_1}{R_1} \quad \text{i} \quad \frac{n_2}{s_{02}} + \frac{n_1}{s_{12}} = \frac{n_1 - n_2}{R_2} . \quad (4.2)$$

Sumując stronami te dwa równania, uwzględniając związek $s_{02} = d - s_{11}$ i grupując odpowiednie wyrazy znajdujemy

$$n_1 \cdot \left(\frac{1}{s_{01}} + \frac{1}{s_{12}} \right) = (n_2 - n_1) \cdot \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) - n_2 \left(\frac{1}{s_{11}} + \frac{1}{d - s_{11}} \right) . \quad (4.3)$$

Dla cienkiej soczewki $d \cong 0$, a zatem drugi wyraz po prawej stronie równania (XXV.3) możemy zaniedbać i wtedy oznaczając $s_{01} = s_0$ i $s_{12} = s_1$ otrzymujemy tzw "równanie szlifierzy soczewek":

$$\frac{1}{s_0} + \frac{1}{s_1} = \frac{n_2 - n_1}{n_1} \cdot \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) . \quad (4.4)$$

Z równania szlifierzy soczewek wynika, że obie ogniskowe, przedmiotowa i obrazowa, będą sobie równe:

$$f_P = f_O = f = \frac{n_1}{n_2 - n_1} \cdot \frac{R_1 \cdot R_2}{R_2 - R_1} . \quad (4.5)$$

Dla soczewek zbierających f jest dodatnie, (np dla soczewki dwuwypukłej, ponieważ R_2 jest ujemne, zatem i licznik i mianownik są ujemne i wszystko się zgadza), dla rozpraszających (np dwuwklęsłych) ogniskowa f będzie ujemna.

Równanie soczewkowe Gaussa i Newtona

Podstawiając wyrażenie (4.5) do równania szlifierzy soczewek (4.4) dostajemy równanie, które nazywa się *równaniem soczewkowym Gaussa*:

$$\frac{1}{s_0} + \frac{1}{s_1} = \frac{1}{f} . \quad (4.6)$$

Z równania Gaussa natychmiast wynika, że dla soczewek rozpraszających ($f < 0$), dla dowolnego s_0 dodatniego (czyli dla dowolnego przedmiotu rzeczywistego) s_1 musi być ujemne (czyli obraz będzie zawsze pozorny i prosty) itd. itp.

Równanie soczewkowe w innej postaci, tzw. równanie soczewkowe Newtona, wiąże ze sobą inne wielkości; zamiast odległości przedmiotowej i obrazowej s_0 i s_1 występują w nim odległości od odpowiednich punktów ogniskowych, oznaczone x_0 i x_1 . Postać taka jest czasem wygodniejsza, np dla grubych soczewek, kiedy łatwiej jest zmierzyć bezpośrednio odległości ognisk, a potem przedmiotu i obrazu, od najbliższych powierzchni zewnętrznych soczewki. Żeby otrzymać równanie soczewkowe w postaci newtonowskiej, podstawmy do równania w postaci gaussowskiej związku pomiędzy odległościami gaussowskimi i newtonowskimi: $s_0 = x_0 + f$ oraz $s_1 = x_1 + f$. Otrzymujemy wtedy:

$$\frac{1}{x_0 + f} + \frac{1}{x_1 + f} = \frac{1}{f} . \quad (4.7)$$

Skąd przez proste przekształcenia znajdujemy *równanie soczewkowe Newtona*:

$$x_0 x_1 = f^2 . \quad (4.8)$$

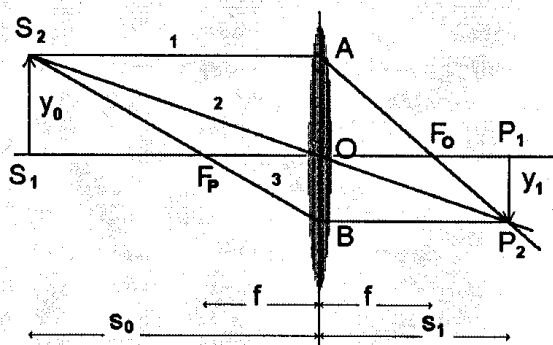
Z równania (4.8) wynika bezpośrednio, że znaki odległości newtonowskich x_0 i x_1 muszą być jednakowe (obie dodatnie, albo obie ujemne, jednocześnie), a zatem przedmiot i jego

obraz muszą znajdować się po przeciwnych stronach odpowiednich punktów ogniskowych).

Wyznaczanie biegu promieni dla soczewki cienkiej

Do znalezienia obrazu przedmiotu można stosować metodę, podobną jak dla zwierciadła. Dla ustalenia położenia obrazu wystarczy oczywiście wyznaczenie biegu dwóch dowolnie wybranych promieni z wiązki padającej na układ. Najłatwiej jest wykorzystanie trzech promieni, których bieg w układzie optycznym można łatwo znaleźć. Są to następujące trzy promieni:

1) *promień główny* – nieodchylony promień przechodzący przez środek krzywizny (dla pojedynczej powierzchni) lub środek soczewki (promień S_2O);



2) *promień równoległy* - promień równoległy do osi optycznej, po załamaniu przechodzi on przez ognisko obrazowe (promień S_2A);

3) *promień ogniskowy* - promień przechodzący przez ognisko przedmiotowe, po załamaniu promień ten porusza się po torze równoległym do osi optycznej (promień S_2F_p).

Bieg dwóch spośród trzech wyliczonych wyżej promieni do punktu ich przecięcia (w przypadku obrazu pozornego należy przedłużyć promienie “wstecz”), wystarcza do znalezienia obrazu dowolnego punktu.

Powiększenie poprzeczne i podłużne obrazu utworzonego przez soczewkę cienką.

Powiększenie poprzeczne m_T obrazu definiujemy w sposób następujący:

$$m_T = \frac{y_1}{y_0} = - \frac{s_1}{s_0} . \quad (4.9)$$

Przypomnijmy, że odległości powyżej osi optycznej liczymy jako dodatnie, a poniżej jako ujemne. Tak więc dla obrazu rzeczywistego m_T będzie zawsze ujemne (s_1 i s_0 dodatnie), a wartość bezwzględna może być zarówno większa jak mniejsza od 1. Porównując trójkąty $S_1S_2F_p$ i OBF_p a także $P_1P_2F_o$ i AOF_o znajdujemy:

$$m_T = \frac{y_1}{y_0} = - \frac{x_1}{f} = - \frac{f}{x_0} . \quad (4.10)$$

gdzie $x_1 = P_1F_O$ i $x_0 = S_1F_P$ są odległościami przedmiotu i obrazu od odpowiednich ognisk (są to odległości newtonowskie, które wprowadziliśmy poprzednio). Powiększenie podłużne obrazu m_L definiujemy jako:

$$m_L = \frac{ds_1}{ds_0} \equiv \frac{dx_1}{dx_0} . \quad (4.11)$$

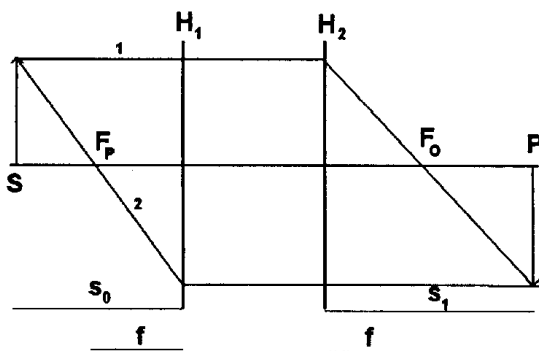
Korzystając z równania Newtona ($x_0x_1 = f^2$) otrzymujemy $dx_1/dx_0 = -f^2/x_0^2$, a zatem

$$m_L = \frac{dx_1}{dx_0} = -\frac{f^2}{x_0^2} = -m_T^2 . \quad (4.12)$$

Z równania (4.12) wynika, że po pierwsze, “ubytkom” x_0 towarzyszą “przyrosty” x_1 (strzałka skierowana do soczewki zostanie odwzorowana w strzałkę skierowaną od soczewki), a po drugie, że oba powiększenia są różne; można więc oczekiwać dystorsji obrazu, szczególnie wtedy, gdy oczekujemy dużych powiększeń lub pomniejszeń.

Soczewki grube i układy złożone

Rozpatrując soczewki grube i złożone układy optyczne (składające się z kilku soczewek, cienkich lub grubych) przyjmiemy za Möbiusem i Gaussem (bez dowodu), że dowolny układ optyczny można opisać przy pomocy prostego modelu, w którym zakłada się, że załamanie promieni wiązki światła w układzie zachodzi tylko i wyłącznie w dwóch tzw. *płaszczyznach głównych* prostopadłych do osi optycznej i zlokalizowanych na ogół wewnątrz układu. Własności płaszczyzn głównych są następujące:



1. Równoległa do osi optycznej wiązka światła padająca na układ z jednej strony wychodzi z układu z drugiej strony skupiając się w ognisku odległym o ogniskową f od drugiej płaszczyzny głównej i, analogicznie, równoległa wiązka światła padająca na układ z drugiej strony, wychodzi z układu po przeciwnej stronie skupiając się w ognisku odległym o tę samą odległość ogniskową f od pierwszej płaszczyzny głównej.

2. Rozbieżna wiązka promieni wychodząca z jednego z ognisk układu opuści układ po przeciwnej stronie jako wiązka równoległa.

3. Jeżeli odległości przedmiotową s_0 i obrazową s_1 będziemy mierzyć od, odpowiednio, pierwszej i drugiej płaszczyzny głównej, to równanie opisujące relację pomiędzy tymi wielkościami i ogniskową f będzie miało postać:

$$\frac{1}{s_0} + \frac{1}{s_1} = \frac{1}{f}.$$

Dla soczewki cienkiej obie płaszczyzny główne pokrywają się, dla soczewek grubych płaszczyzny te są zlokalizowane w pobliżu zewnętrznych powierzchni soczewki, a dla układu optycznego składającego się z kilku soczewek znajdują się, odpowiednio, w pobliżu pierwszej powierzchni pierwszej soczewki i drugiej powierzchni ostatniej soczewki w układzie. Dla soczewki grubej punkty przecięcia płaszczyzn głównych z osią optyczną, tzw. *punkty główne*, powinny zatem być zlokalizowane niezbyt daleko od punktów wierzchołkowych.

Własności ogniskujące (obrazujące) układu optycznego są całkowicie wyznaczone przez położenia płaszczyzn głównych i ognisk tego układu. Znajomość położenia płaszczyzn głównych i ognisk przedmiotowego i obrazowego, pozwala znaleźć bieg promieni równoległego i ogniskowego, a zatem pozwala na znalezienie położenia obrazu. Warto jeszcze raz podkreślić, że chociaż rzeczywisty przebieg promieni w układzie składającym się z wielu soczewek może być znacznie bardziej skomplikowany, to jednak położenie obrazu znalezione czy to metodą wytyczania biegu promieni, czy dzięki zastosowaniu równania Gaussa w oparciu o znajomość położenia płaszczyzn głównych i ognisk, będzie odpowiadało rzeczywistości.

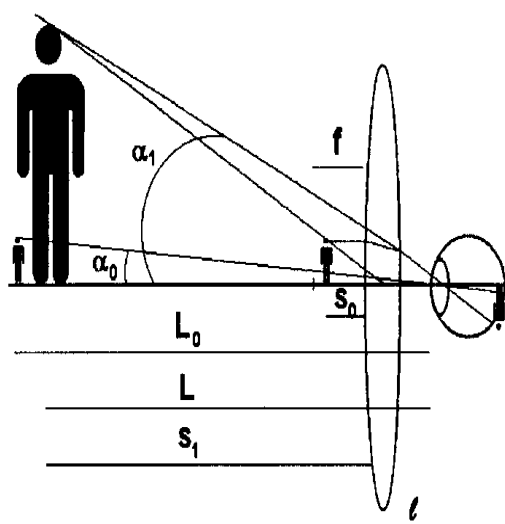
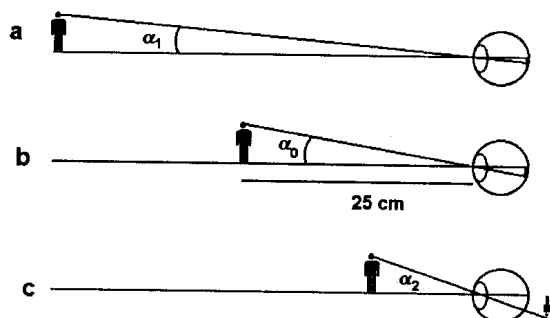
Lupa (szkło powiększające)

Najprostszym układem optycznym jest pojedyncza soczewka skupiająca, która może służyć jako szkło powiększające czyli tzw. *lupa*. Ponieważ lupa służy jako przyrząd optyczny wspomagający oko ludzkie zaczniemy od rozważań nad powiększeniem przedmiotów oglądanych przez nieuzbrojone oko.

Jak pokazano na rysunku ostre widzenie przedmiotów znajdujących się w różnej odległości od oka wymaga “dopasowania” ogniskowej tak, by obraz wypadł zawsze na siatkówce (akomodacja oka). Ponieważ wielkość obrazu na siatkówce oka rośnie z malejącą odległością przedmiotu od oka wprost proporcjonalnie do kąta widzenia przedmiotu α , korzystnie jest oglądać przedmioty z bliska.

Powiększenie dla trzech przypadków pokazanych na rysunku osiąga największą wartość dla przypadku c), gdy przedmiot znajduje się najbliżej oka. Niestety dla tego

przypadku (odległość przedmiotu od oka mniejsza niż pewna minimalna odległość na którą pozwala zdolność akomodacji oka, tzw. odległość dobrego widzenia) obraz jest duży ale nieostry. Przyjmuje się, że odległość dobrego widzenia (różna dla różnych ludzi) wynosi średnio około 25 cm.



Na rysunku niżej przedstawiono zasadę działania lupy. Przedmiot, który z odległości dobrego widzenia (L_0) jest widziany pod kątem α_0 , może być, dzięki lupie, widziany pod znacznie większym kątem α_1 . Choć przedmiot znajduje się teraz bliżej oka (w odległości $s_0 + l$), nie ma problemu z akomodacją, gdyż jego pozorny obraz, wytworzony przez lupę i widziany przez oko, znajduje się w odległości L , która powinna być nie mniejsza niż odległość dobrego widzenia L_0 .

Oznaczmy odległość przedmiotu od lupy przez s_0 , odległość obrazu pozornego od lupy przez s_1 , odległość lupy od oka przez l , a ogniskową lupy przez f .

Powiększenie kątowe obrazu oglądanego przez lupę określamy jako:

$$m_a = \frac{\alpha_1}{\alpha_0}. \quad (4.13)$$

Wprowadzając oznaczenia h i H na wysokość przedmiotu i jego obrazu pozornego mamy dalej (w przybliżeniu małych kątów: $\alpha_1 \cong \text{tg}\alpha_1 = H/L$ i $\alpha_0 \cong \text{tg}\alpha_0 = h/L_0$):

$$m_a = \frac{\alpha_1}{\alpha_0} \cong \frac{H}{L} \cdot \frac{L_0}{h} = \frac{L_0}{L} \cdot \left(\frac{H}{h} \right) \cong \frac{L_0}{L} \cdot \left(-\frac{s_1}{s_2} \right), \quad (4.14)$$

gdzie znak minus zabezpiecza dodatnią wartość powiększenia kątowego dla obrazu pozornego i prostego (s_1 ujemne). Korzystając z równania Gaussa (4.6) otrzymujemy:

$$m_a = \frac{L_0}{L} \cdot \left(-\frac{s_1}{s_2} \right) = \frac{L_0}{L} \cdot (-s_1) \left(\frac{1}{f} - \frac{1}{s_1} \right) = \frac{L_0}{L} \cdot \left(1 - \frac{s_1}{f} \right). \quad (4.15)$$

Wielkość $D = 1/f$ nazywa się *mocą optyczną soczewki*. Ponieważ $s_1 = -L + l$ (s_1 ujemne) ze wzoru (4.15) znajdujemy:

$$m_a = \frac{L_0}{L} \cdot \left(1 - \frac{s_1}{f} \right) = \frac{L_0}{L} \cdot \left(1 + \frac{L-l}{f} \right) = L_0 \cdot \left[\frac{1}{L} + D \cdot \left(1 - \frac{l}{L} \right) \right]. \quad (4.16)$$

Ze wzoru (4.16) wynika, że maksymalne powiększenie kątowe występuje przy minimalnej odległości lupy od oka. A zatem kładziemy w (4.16) $l = 0$ i otrzymujemy:

$$m_a = L_0 \cdot \left[\frac{1}{L} + D \right] = L_0 \cdot D + \frac{L_0}{L}. \quad (4.17)$$

Z wyrażenia (4.17) wnioskujemy, że powiększenie kątowe m_a jest zawarte pomiędzy $L_0 D$ (dla nieskończonej odległości obrazu od lupy, przedmiot w ognisku, swobodne oko) i $(L_0 D + 1)$ (dla obrazu znajdującego się w odległości dobrego widzenia L_0 od oka). Dla typowej lupy o mocy optycznej rzędu $+10D$ (ogniskowa 10 cm) powiększenie kątowe będzie w takim razie zawarte pomiędzy 2.5 i 3.5 co odpowiada obserwacji bezpośredniej przedmiotu (przez osobę bez wad wzroku) z odległości 7 do 10 cm.

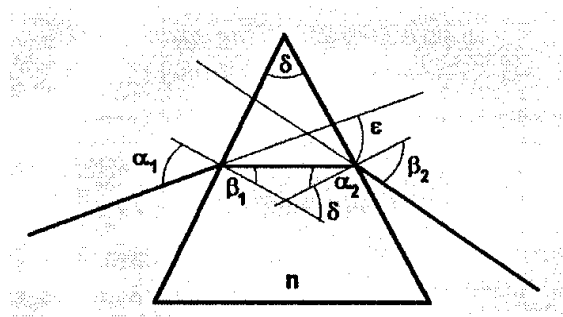
Pryzmaty i dyspersja światła

Zjawisko *dyspersji światła* jest związane z zależnością prędkości światła, a zatem i współczynnika załamania $n = c/v$, od długości fali świetlnej. Zjawisko to stanowi podstawę działania przyrządów spektralnych wykorzystujących pryzmaty. Zasada działania pryzmatu jest przedstawiona na rysunku.

Ponieważ kat odchylenia ε promienia wychodzącego z pryzmatu po dwukrotnym załamaniu na powierzchniach pryzmatu zależy od kąta łamiącego pryzmatu δ i od współczynnika załamania światła n materiału, z którego wykonano pryzmat, a z kolei współczynnik załamania światła zależy od długości fali świetlnej, pryzmat stwarza możliwość przestrzennego rozdzielania światła o różnych barwach. Oznacza to, że za pomocą pryzmatu możemy wyznaczyć ilościowo zawartość w widmie badanej wiązki światła różnych jego składowych spektralnych. Stad takie przyrządy noszą nazwę *przyrządów spektralnych* (spektrum oznacza widmo). Newton był pierwszym, który wykorzystał w ten sposób pryzmat i zademonstrował, że światło białe składa się ze światła o wszystkich barwach, od fioletowej,

niebieskiej poprzez zieloną, żółtą, do czerwonej.

Udowodnimy, że kąt odchylenia promienia przechodzącego przez pryzmat ε jest minimalny gdy promień świetlny przechodzi przez pryzmat symetrycznie, tzn. gdy kąt α_1 jest równy kątowi β_2 .



Kąt odchylenia promienia ε jest kątem zewnętrznym w odpowiednim trójkącie, a zatem $\varepsilon = (\alpha_1 - \beta_1) + (\beta_2 - \alpha_2)$. Ponieważ $\delta = \alpha_2 + \beta_1$ (kąt δ jest kątem zewnętrznym w innym trójkącie) mamy ostatecznie:

$$\varepsilon = \alpha_1 + \beta_2 - \delta \quad (4.18)$$

Ze wzoru (4.18) wynika, że

$$d\varepsilon = d\alpha_1 + d\beta_2, \quad (4.19)$$

czyli zmiana kąta ε jest równa sumie zmian kątów α_1 i β_2 (kąt δ jest stały). Kąt ε będzie minimalny, jeżeli

$$d\varepsilon = d\alpha_1 + d\beta_2 = 0. \quad (4.20)$$

Znajdziemy zmiany kątowe $d\alpha_1$ i $d\beta_2$, korzystając z prawa załamania Snella

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \beta_1} = n \quad \text{i} \quad \frac{\sin \beta_2}{\sin \alpha_2} = n. \quad (4.21)$$

Różniczkując wzory (4.21) otrzymujemy

$$\cos \alpha_1 \cdot d\alpha_1 = n \cdot \cos \beta_1 \cdot d\beta_1 \quad \text{i} \quad \cos \beta_2 \cdot d\beta_2 = n \cdot \cos \alpha_2 \cdot d\alpha_2. \quad (4.22)$$

Eliminując z równań (4.22) współczynnik załamania n otrzymujemy:

$$d\beta_2 = n \cdot \frac{\cos \alpha_2}{\cos \beta_2} d\alpha_2 = d\alpha_1 \cdot \frac{\cos \alpha_1}{\cos \beta_1} \cdot \frac{\cos \alpha_2}{\cos \beta_2} \cdot \frac{d\alpha_2}{d\beta_1}. \quad (4.23)$$

Ponieważ $\delta = \alpha_2 + \beta_1$, a zatem

$$d\alpha_2 = -d\beta_1. \quad (4.24)$$

Po uwzględnieniu (4.24), wzór (4.23) możemy zapisać w postaci:

$$d\beta_2 = -d\alpha_1 \cdot \frac{\cos \alpha_1}{\cos \beta_1} \cdot \frac{\cos \alpha_2}{\cos \beta_2}. \quad (4.25)$$

Po podstawieniu (4.25) do wzoru (4.20) otrzymujemy:

$$d\varepsilon = d\alpha_1 + d\beta_2 = d\alpha_1 \cdot \left(1 - \frac{\cos\alpha_1}{\cos\beta_1} \cdot \frac{\cos\alpha_2}{\cos\beta_2}\right) = 0. \quad (4.26)$$

Równanie (4.26) będzie spełnione, jeżeli

$$\alpha_1 = \beta_2 \quad \text{oraz} \quad \alpha_2 = \beta_1, \quad (4.27)$$

czyli dla symetrycznego przechodzenia promienia przez pryzmat. Oznacza to, że kat odchylenia przyjmuje w takich warunkach wartość minimalną. Wykorzystując wzór (4.18),

$\varepsilon = \alpha_1 + \beta_2 - \delta$, dla symetrycznego przechodzenia promienia przez pryzmat mamy $\varepsilon + \delta = \alpha_1 + \beta_2 = 2\beta_2$. Dalej ze wzoru $\delta = \alpha_2 + \beta_1$ znajdujemy $\delta = \alpha_2 + \beta_1 = 2\alpha_2$. A zatem

$$\frac{\sin\beta_2}{\sin\alpha_2} = \frac{\sin\left(\frac{\varepsilon + \delta}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\delta}{2}\right)} n. \quad (4.28)$$

Skąd po ostatecznie otrzymujemy *równanie pryzmatu*:

$$\sin\left(\frac{\varepsilon + \delta}{2}\right) = n \cdot \sin\left(\frac{\delta}{2}\right). \quad (4.29)$$

Przypomnimy, że w równaniu tym n jest współczynnikiem załamania materiału pryzmatu, a ε i δ są odpowiednio, katem najmniejszego odchylenia i katem łamiącym pryzmatu.

Dla cienkiego pryzmatu kąty ε i δ są nieduże i równanie (4.29) przyjmuje, w przybliżeniu, prostszą postać:

$$\left(\frac{\varepsilon + \delta}{2}\right) \cong n \cdot \left(\frac{\delta}{2}\right), \quad \text{skąd} \quad \varepsilon \cong \delta \cdot (n - 1). \quad (4.30)$$

Z równań (4.29) i (4.30) wynika, że wielkość rozszczepienia promieni odpowiadających światłu o różnych barwach będzie zależną od różnicy wartości współczynnika załamania dla odpowiednich długości fali.

Dyspersją średnią nazywa się różnicę współczynników załamania dla światła niebieskiego n_F ($\lambda = 485$ nm) i czerwonego n_C ($\lambda = 656$ nm). Z kolei *refrakcją* dla danego materiału nazywa się wielkość $(n_D - 1)$, gdzie n_D jest współczynnikiem załamania dla długości fali odpowiadającej żółtej linii sodu (589 nm). Wielkość:

$$\Delta = \frac{n_F - n_C}{n_D - 1} \quad (4.31)$$

nazywa się *dyspersją względną* albo *zdolnością rozszczepiającą*.

Dyspersja normalna i anomalna

Często nazywa się dyspersją zależność współczynnika załamania n od długości fali światła, chociaż bardziej poprawnie dyspersją nazywa się pochodna współczynnika załamania względem długości fali $dn/d\lambda$. Pierwsza próba analitycznego opisu zależności współczynnika załamania od długości fali światła zaproponował Cauchy (1836 r):

$$n(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} + \dots, \quad (4.32)$$

gdzie A, B, C są stałe, charakteryzujące dany materiał. Wzór Cauchy'ego (4.32) opisuje tzw. *dyspersję normalną* (współczynnik załamania n maleje ze wzrostem długości fali λ). Okazuje się, że dla każdego materiału istnieje jednak pewien zakres długości fali, w którym współczynnik załamania *rośnie* ze wzrostem długości fali. W zakresie tym, zwanym obszarem *dyspersji anomalnej*, wzór Cauchy'ego nie jest słuszny. Wy tłumaczenie występowania obu rodzajów dyspersji wymaga wiedzy z fizyki atomowej, a zatem mikroskopowe rozważanie zjawisk dyspersji odłożymy do dalszych wykładów. Korzystając ze wzoru (4.30) ($\varepsilon \cong \delta \cdot (n - 1)$) oraz wzoru (4.32), łatwo możemy wyliczyć wielkość zmiany kąta odchylenia promienia z długością fali światła (na jednostkę długości fali):

$$\frac{d\varepsilon}{d\lambda} \cong \delta \cdot \frac{dn}{d\lambda} = -\delta \cdot \left(\frac{2B}{\lambda^3} + \frac{4C}{\lambda^5} + \dots \right) \approx -\frac{2\delta \cdot B}{\lambda^3}. \quad (4.33)$$

Równanie (4.33) pokazuje, że wzrostem długości fali kat odchylenia maleje, jednak maleje tym wolniej im większa jest wartość długości fali światła. Stosunek wartości dyspersji, na przykład, dla światła o długości fali 400 i 800 nm (odpowiadających z grubsza zakresowi światła widzialnego), wynosi około 8, co oznacza, że w obszarze światła niebieskiego rozszczepienie światła przechodzącego przez pryzmat i mierzone wielkością $d\varepsilon/d\lambda$, jest 8 razy większe niż w obszarze światła czerwonego. Warto zwrócić uwagę, że wielkość współczynnika załamania zależy od wartości stałych A i B , natomiast dyspersja $dn/d\lambda$ nie zależy od stałej A . Zatem duża wartość współczynnika załamania (duża wartość A) nie jest warunkiem koniecznym dla uzyskania dużej wartości dyspersji.