

OPTYKA

Uwagi wstępne

Światło jest częścią bardzo rozległego zakresu (widma) fal elektromagnetycznych. Fale elektromagnetyczne rozchodzą się w próżni z największą znaną w przyrodzie prędkością c :

$$c = 3 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$$

Równania opisujące fale elektromagnetyczne są analogiczne do tych, które omawialiśmy w Mechanice. Wielkościami, które są „wychyleniem” w fali elektromagnetycznej, a zatem tym co się zmienia w funkcji położenia i czasu, są natężenie pola elektrycznego \mathbf{E} oraz indukcja magnetyczna \mathbf{B} . I tak na przykład, jeśli wytworzymy płaską falę elektromagnetyczną (przybliżenie takie może być poprawne w szczególności, gdy jesteśmy daleko od źródła światła), to opisują ją następujące równania:

$$E_y = E_{0y} \cdot \sin(kx - \omega t) \quad (1)$$

oraz

$$B_z = B_{0z} \cdot \sin(kx - \omega t) \quad (2)$$

gdzie E_{0y} oraz B_{0z} są amplitudami natężenia pola elektrycznego oraz indukcji magnetycznej.

Jak więc widzimy, światło możemy opisać jako falę, z drugiej strony jednak wiele doświadczeń pokazuje inny charakter światła, a mianowicie jego cząsteczkową (korpukularną) naturę. Dlatego też w wielu sytuacjach, szczególnie, gdy opisujemy światło o małych długościach fali, możemy je przedstawić jako strumień cząstek zwanych *fotonami*. Każdy foton jest „paczką energii” (lub kwantem energii) przenoszącą energię o wartości:

$$E = h\nu \quad (3)$$

gdzie h jest stałą Plancka, zaś ν jest częstotliwością fali świetlnej.

Zastanówmy się, dlaczego niektóre ciała są przezroczyste a inne nie. Jeśli energia fotonów, odpowiadających danej fali świetlnej, jest taka sama jak różnice poziomów energetycznych elektronów lub atomów ciała, to kwanty te są pochłaniane i ciało jest nieprzezroczyste. W przeciwnym wypadku ciało nie pochłania fotonów i światło przechodzi na „wylot”, a zatem ciało jest przezroczyste dla światła.

Foton przenosi też pęd; omawiając szczególną teorię względności doszliśmy do wniosku, że pęd ciała nie posiadającego masy spoczynkowej ($m_0 = 0$, a taki właśnie jest foton) wynosi $p = E/c$, a zatem dla fotonu:

$$p = \frac{h\nu}{c} \quad (4)$$

Przykładowo, jeśli fotony odbijają się sprężysto (np. od lusterka), to każdy z nich przekazuje lusterku pęd $2h\nu/c$.

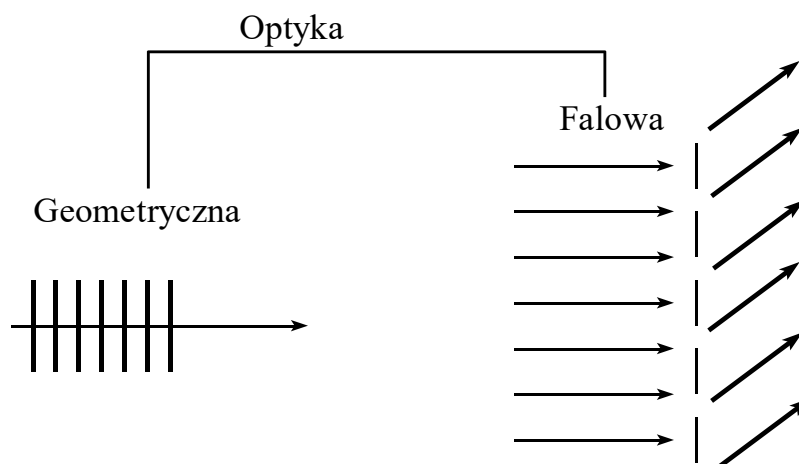
Tak, więc światło z jednej strony może być opisane jako zjawisko falowe, zaś z drugiej jako zbiór fotonów przenoszących energię i pęd (jest to słynny dualizm korpukularno-falowy).

Własności falowe ujawniają się szczególnie dla dużych długości fali światła, zaś korpuskularne – dla fal krótkich.

Podobnie też, przy opisie zjawisk optycznych używamy dwóch przybliżeń:

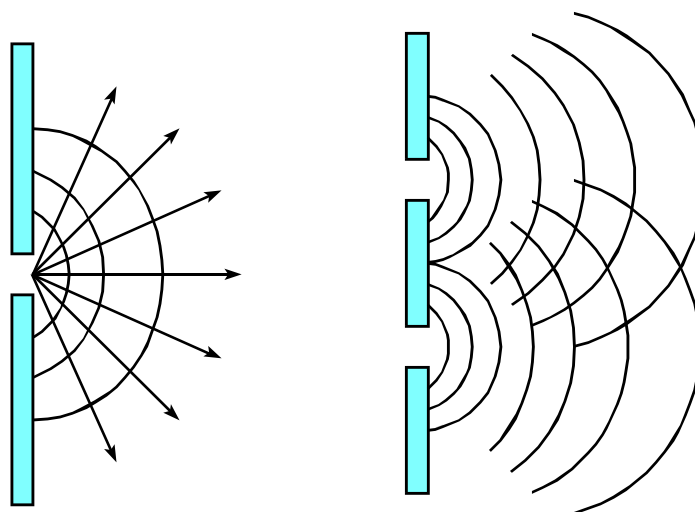
- optyki geometrycznej (dającej poprawny opis dla fal o długościach znacznie mniejszych od rozmiarów „przeszkód”, które napotyka światło), oraz
- optyki falowej (gdy długość fali jest porównywalna z rozmiarami przedmiotów, z którymi oddziałuje, np. z szerokością szczelin na których następuje ugięcie światła).

Poniżej pokazano dwie sytuacje, które ilustrują użycie optyki geometrycznej oraz falowej: prostoliniowe rozchodzenie się światła oraz zmianę kierunku biegu światła wskutek ugięcia na szczelinie dyfrakcyjnej.



* Promień świetlny (kierunek rozchodzenia się światła) to wektor prostopadły do powierzchni fazowej fali – jest to podstawowe pojęcie w optyce geometrycznej,

* W szczelinach siatki dyfrakcyjnej następuje dyfrakcja i interferencja fali świetlnej, co prowadzi do zmiany kierunku rozchodzenia się fali – jest to zjawisko opisywane przez optykę falową. Niemniej, bieg wiązki padającej jak i ugiętej przedstawiany jest schematycznie przez promienie świetlne.



A oto, co dzieje się w każdej ze szczelin:

- szczelina staje się źródłem fali kulistej (przedstawionej poprzez promienie świetlne prostopadle do powierzchni fazowej) - rysunek po lewej,
- fale wychodzące z dwóch szczelin (rysunek po prawej) interferują ze sobą i w pewnych

kierunkach powstaną wiązki wzmocnione, jak to przedstawiono schematycznie na poprzednim rysunku.

Fala elektromagnetyczna (a więc i świetlna) przenosi oczywiście energię; przepływ energii opisuje się tzw. wektorem Poyntinga \mathbf{S} zdefiniowanym jako:

$$\mathbf{S} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{E} \times \mathbf{B} \quad (5)$$

Wektor \mathbf{S} podaje kierunek przepływu energii przenoszanej przez falę oraz jej moc przypadającą na jednostkę prostopadłej do tego kierunku powierzchni (wyrażoną w W/m^2).

W zakresie fal świetlnych występuje także efekt Dopplera, analogicznie jak dla fal akustycznych. Jednak zależność ilościowa jest inna niż dla fal akustycznych, gdyż wyrażenie na zmianę częstotliwości rejestrowanej fali w funkcji prędkości względnej odbiorcy i nadawcy sygnału uzyskuje się na bazie szczególnej teorii względności. Wykazuje się, że obserwowana przez odbiorcę częstotliwość fali świetlnej, f' , wynosi:

$$f' = f \frac{\sqrt{1+\beta}}{\sqrt{1-\beta}} \quad (6)$$

gdzie $\beta = u/c$, u jest względną prędkością nadawcy i odbiorcy sygnału (dodatni znak u odpowiada sytuacji, gdy nadawca i odbiorca zbliżają się do siebie, zaś ujemny – gdy się oddalają) oraz f jest częstotliwością, którą zmierzy nadawca w swoim układzie.

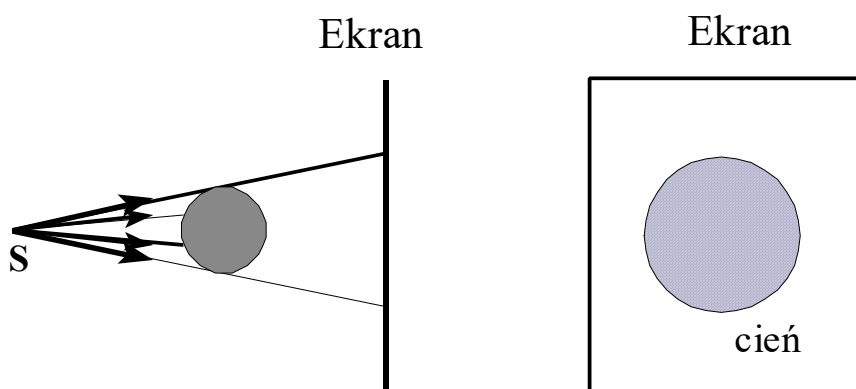
OPTYKA GEOMETRYCZNA

Optyka geometryczna zajmuje się zagadnieniami związanymi z rozchodzeniem się światła w różnych ośrodkach, przy czym zakłada się, że światło rozchodzi się po liniach prostych.

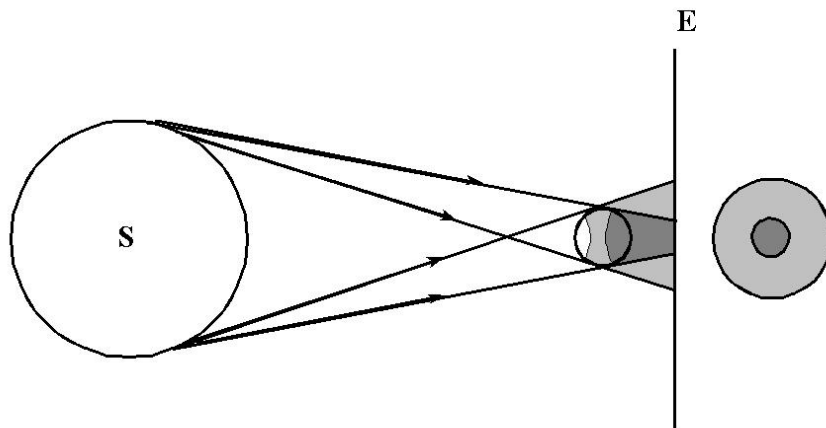
Wprowadza się pojęcie promienia świetlnego, który jest kierunkiem normalnym do powierzchni fazowej rozchodzącej się fali.

Opis w ujęciu optyki geometrycznej pozostaje słuszny, jeśli rozmiary przegród, szczelin i otworów, na które napotyka światło, są znacznie większe od długości fali świetlnej.

Typowym przykładem, który jest dobrze opisywany przez optykę geometryczną jest powstawanie cienia i półcienia:



Cień powstaje wtedy, gdy rozmiar świecącego źródła jest znacznie mniejszy niż rozmiar oświetlanego obiektu.



Półcień powstaje wtedy, gdy rozmiar świecącego źródła jest większy niż rozmiar oświetlanego obiektu.

Cień lub półcień powstaje na powierzchni Ziemi przy całkowitym lub częściowym zaćmieniu Słońca; ciałem przesłaniającym jest oczywiście Księżyc.

Prawa optyki geometrycznej

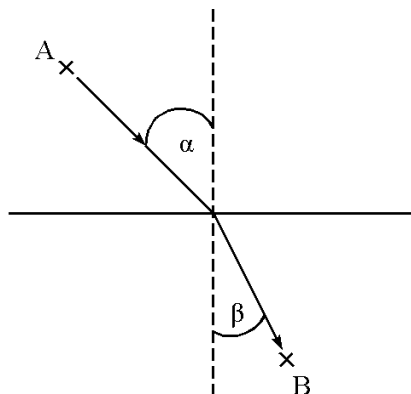
Omówimy teraz podstawowe prawa optyki geometrycznej.

1. Prawo prostoliniowego rozchodzenia się światła:

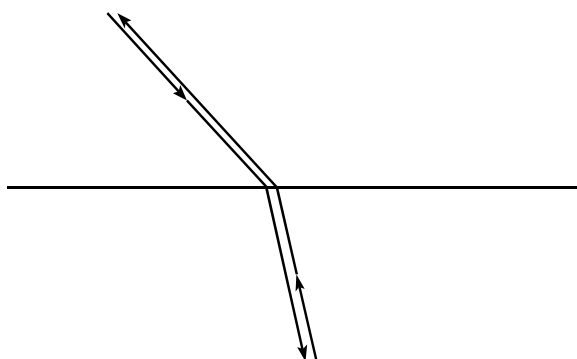
Fala świetlna (opisywana przez promień świetlny) rozchodzi się po liniach prostych. Trzeba jednak pamiętać, że gdy długość fali zbliża się do rozmiarów szczelin, otworów, itp., to prawo to przestaje obowiązywać (występuje wtedy zjawisko dyfrakcji).

2. Zasada Fermata:

Światło biegnąc od A do B wybiera taką drogę, aby czas jej przebycia był albo najkrótszy albo najdłuższy. Na przykład promień świetlny, padając na granicę dwóch różnych ośrodków (pod kątem α) załamuje się pod takim kątem β , aby spełnić tę zasadę (czas jest najkrótszy).

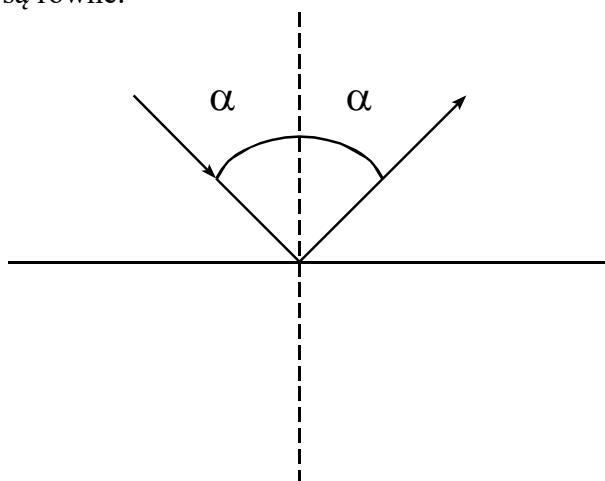


3. Bieg promienia jest odwracalny

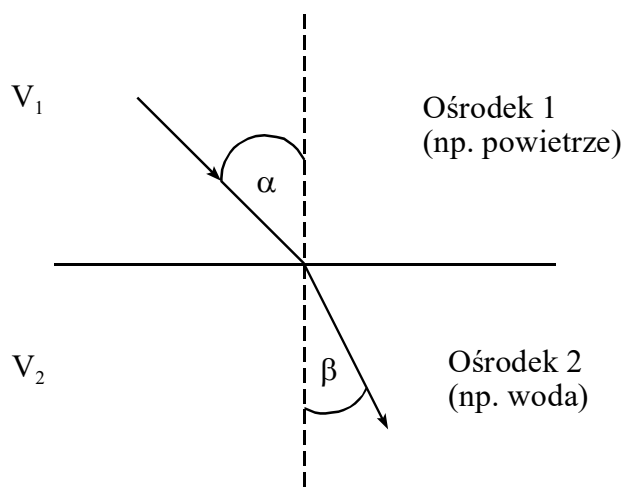


4. Prawo odbicia:

Kąty padania i odbicia są równe.



5. Prawo załamania:



Kąty padania (α) i załamania (β) spełniają następującą zależność:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_1}{v_2} \quad (7)$$

Przy czym v_1 i v_2 są prędkościami światła w ośrodkach 1 i 2. Zależność powyższa zwana jest prawem Sneliusa.

Dla danego ośrodka definiujemy bezwzględny współczynnik załamania (względem próżni):

$$n = \frac{c}{v} \quad (8)$$

gdzie v jest prędkością światła w tym ośrodku.

Tak więc dla powyżej rozważanych ośrodków 1 i 2, ich współczynniki bezwzględne wynoszą:

$$n_1 = \frac{c}{v_1}$$

oraz

$$n_2 = \frac{c}{v_2}$$

Definiujemy także względny współczynnik załamania (ośrodka 2 względem 1):

$$n_{2,1} = \frac{n_2}{n_1} \quad (9)$$

a zatem:

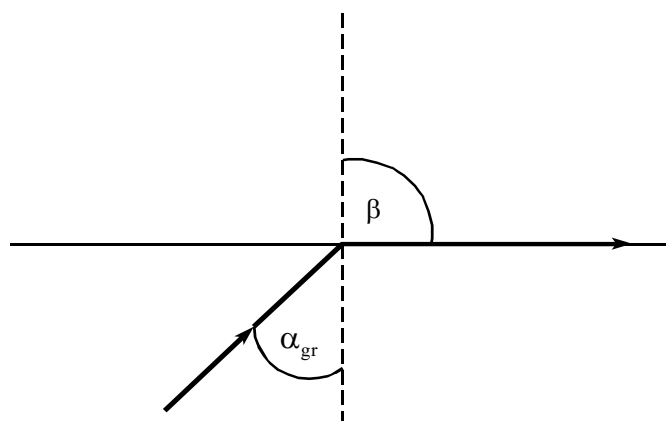
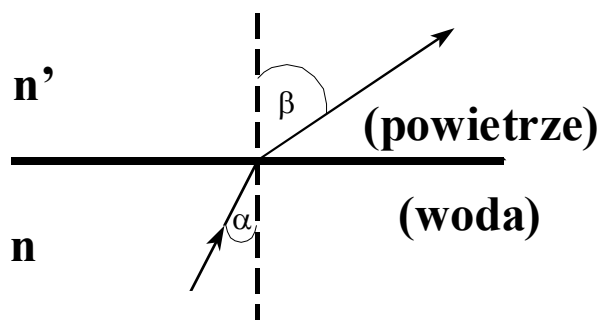
| |
|---|
| $n_{2,1} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \quad (10)$ |
|---|

Współczynnik ten charakteryzuje załamanie światła przy przejściu od ośrodka 1 do 2.

6. Zjawisko całkowitego wewnętrznego odbicia

Efekt ten może zajść przy wychodzeniu światła z ośrodka optycznie gęstszego (np. woda, szkło) do ośrodka optycznie rzadszego (np. powietrze). Zgodnie z prawem Sneliusa (patrz rysunek poniżej):

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n'}{n} \quad (11)$$



Kąt padania α_{gr} odpowiada kątowi ugięcia $\beta=90^0$.

Warunek graniczny dla zajścia całkowitego wewnętrznego odbicia odpowiada kątowi $\beta=90^0$; kątowi padania α odpowiada wtedy wartość graniczna: α_{gr} . Przy większym kącie padania promień padający już nie załamie się, lecz ulegnie wewnętrznemu odbiciu.

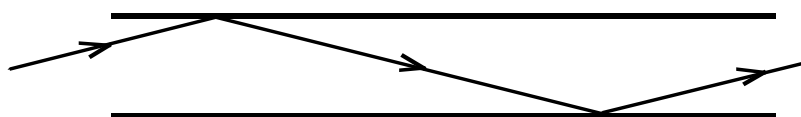
W rozważanym przez nas przypadku $n' \cong 1$ (dla powietrza), więc, z Równ. 11 mamy:

| |
|---|
| $\sin \alpha_{gr} = \frac{1}{n} \tag{12}$ |
|---|

W równaniu tym n jest bezwzględnym współczynnikiem załamania ośrodka optycznie gęstszego (zakładamy, że ośrodkiem rzadszym jest próżnia lub powietrze).

Jeśli światło wychodzi z wody do powietrza to wtedy $n = 1,33$ oraz $\alpha_{gr} = 48^0 30'$.

Dzięki zjawisku całkowitego wewnętrznego odbicia światło prowadzone jest wewnątrz światłowodu (używanego do przesyłania dużych ilości informacji, np. w łączach internetowych). Pokazano to schematycznie poniżej. Ważne jest, aby włókien światłowodu nie zginać pod zbyt ostrym kątem, gdyż wtedy kąt padania α miałby mniejszą wartość niż α_{gr} i fala świetlna opuściłaby światłowód.

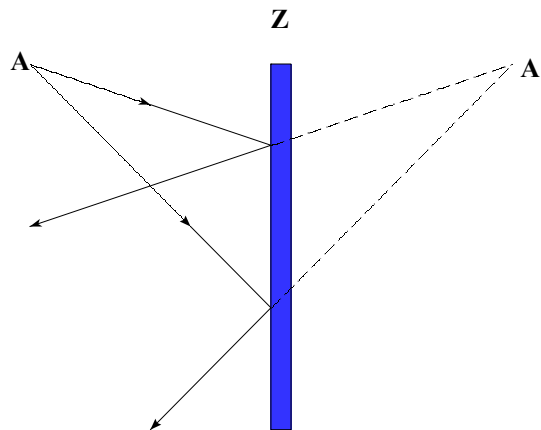


Dzięki zjawisku wielokrotnego wewnętrznego odbicia światło „prowadzone jest” w światłowodzie.

Bieg promieni i powstawanie obrazów

W życiu codziennym używamy wielu przyrządów optycznych, w których wytwarzane są obrazy (np. lupa, aparat fotograficzny, lornetka itp.). Okazuje się, że optyka geometryczna może być z powodzeniem użyta do wyjaśnienia działania tych urządzeń. Omówimy kilka podstawowych przykładów.

a) zwierciadło płaskie

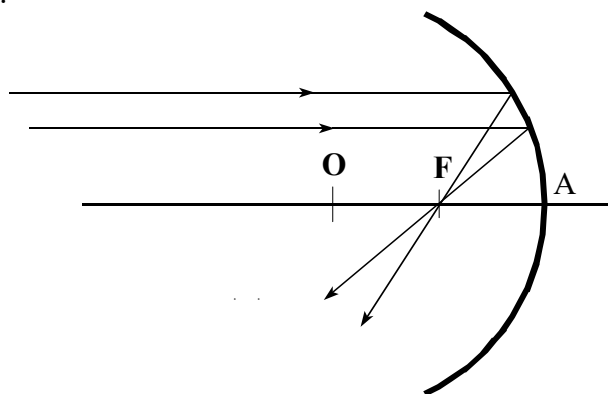


Powstawanie obrazu pozornego w zwierciadle płaskim

Rozważmy dwa promienie świetlne wychodzące ze źródła światła A. Po odbiciu od zwierciadła (zgodnie z prawem odbicia) są one rozbieżne, ale oko nasze doznaje złudzenie, że ich przedłużenia wychodzą z pozornego źródła światła A'. Łatwo spostrzec, że obraz pozorny powstaje w tej samej odległości co przedmiot, ale „po drugiej stronie” zwierciadła.

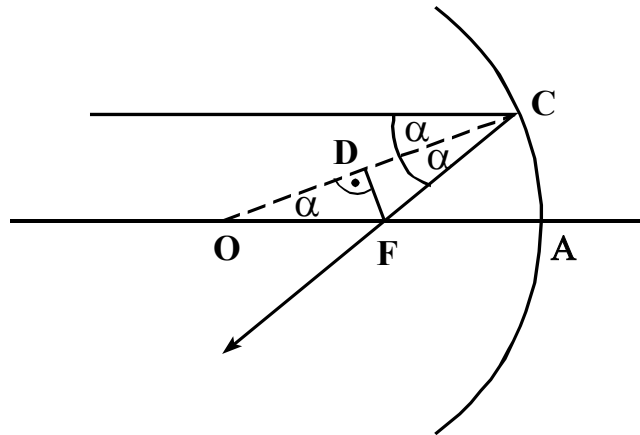
b) zwierciadło kuliste

Ma ono tą podstawową własność, że wiązka równoległych do osi optycznej (OF) promieni świetlnych skupia się (przecina) w punkcie F zwanym ogniskiem. Punkt O jest środkiem krzywizny zwierciadła.



Wykażemy, że ognisko F położone jest w połowie odległości między zwierciadłem (A) i jego środkiem krzywizny O.

Na poniższym rysunku pokazano tylko jeden promień świetlny równoległy do osi optycznej zwierciadła. Odbija się on od zwierciadła w punkcie C i tworzy z normalną do zwierciadła w tym punkcie kąt α .



Narysujmy odcinek FD prostopadły do OC. Trójkąty OFD i FCD są podobne, gdyż mają takie same kąty. A zatem: $OD = DC$. Ponadto: $OD = CD = \frac{OC}{2} = \frac{r}{2}$.

W trójkącie prostokątnym OFD mamy również zależność:

$$OD = \frac{r}{2} = OF \cos \alpha, \text{ skąd:}$$

$$OF = \frac{r}{2 \cos \alpha}$$

Ograniczając się do promieni biegnących blisko osi optycznej (i doń równoległych), mamy małe kąty α , a zatem: $\cos \alpha \approx 1$ i ostatecznie:

$$OF = FA = \frac{r}{2}$$

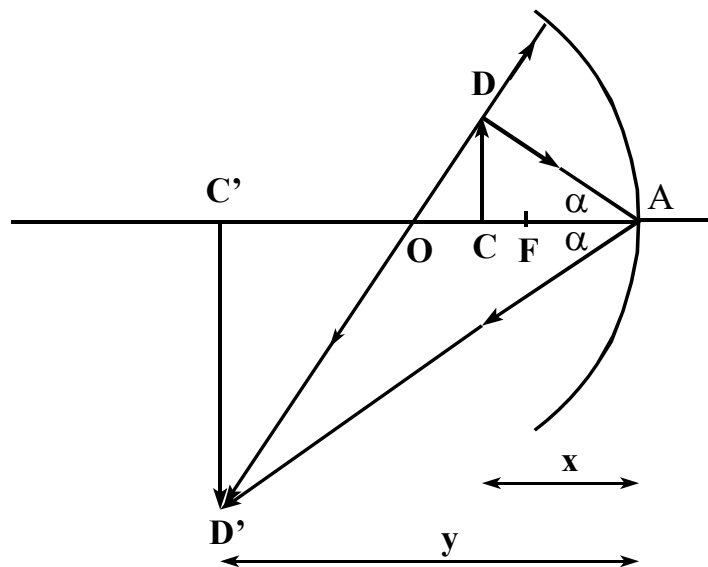
Odległość $FA=f$ jest nazywana ogniskową; widzimy, zatem, że ogniskowa zwierciadła kulistego równa jest połowie jego promienia krzywizny:

| |
|----------------------------|
| $f = \frac{r}{2} \tag{13}$ |
|----------------------------|

Wyobraźmy sobie teraz, że w punkcie C umieszczamy przedmiot (np. świecący) CD. W celu znalezienia obrazu D' punktu D, wystarczy poprowadzić dwa promienie przechodzące przez D. (Na ogół wybieramy promienie charakterystyczne, których przebieg łatwo przewidzieć. Miejsce, w którym się przetną, wyznaczy poszukiwany obraz D'). Promień świetlny OD przechodzi przez środek krzywizny zwierciadła (pokrywa się, zatem z geometrycznym promieniem zwierciadła) i będąc prostopadłym do powierzchni zwierciadła nie zmienia swego kierunku po odbiciu od zwierciadła. Drugi promień, który wybieramy - DA - przechodzi przez punkt D i przez punkt przecięcia zwierciadła z osią optyczną; promień ten odbija się symetrycznie względem osi optycznej. Przecięcie obu promieni wyznacza punkt D'. Z podobieństwa trójkątów CDA i C'D'A łatwo zauważyć, że stosunek wielkości obrazu do przedmiotu, czyli powiększenie, $p = C'D'/CA$ wynosi:

$$p = \frac{y}{x} \tag{14}$$

gdzie x i y są odległościami przedmiotu i obrazu od zwierciadła.



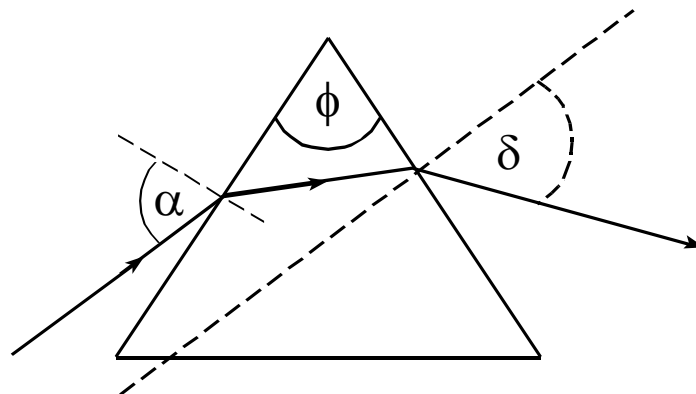
Powstawanie obrazu ($C'D'$) przedmiotu CD . Przedmiot znajduje się w odległości x od zwierciadła, zaś obraz powstaje w odległości y .

Stosując podobne jak powyżej rozumowanie, wykazuje się, że pomiędzy odległościami przedmiotu i obrazu od zwierciadła (x i y) oraz ogniskową, f , zachodzi relacja:

| |
|--|
| $\frac{1}{x} + \frac{1}{y} = \frac{1}{f} \quad (15)$ |
|--|

Równania 13-15 opisują własności optyczne zwierciadła wklęsłego.

c) Pryzmat



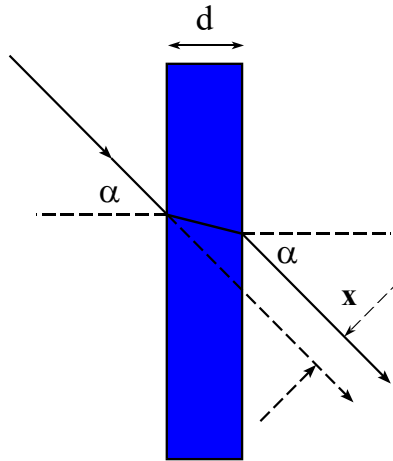
Przejście promienia światła przez pryzmat

Promień światła przechodząc przez pryzmat ulega dwukrotnemu załamaniu. Całkowity kąt ugięcia promienia wychodzącego (względem wchodzącego), δ , zależy od kąta padania (α), kąta łamiącego pryzmatu (ϕ) oraz współczynnika załamania światła szkła (n):

$$\delta = f(\alpha, \phi, n) \quad (16)$$

Zależność kąta ugięcia, δ , od współczynnika załamania, n , powoduje, że padające na pryzmat światło białe rozszczepia się na różne swoje składowe (czerwone, zielone, niebieskie). Każda, bowiem składowa światła widzialnego ma nieco inny współczynnik załamania światła.

d) płytką równoległą

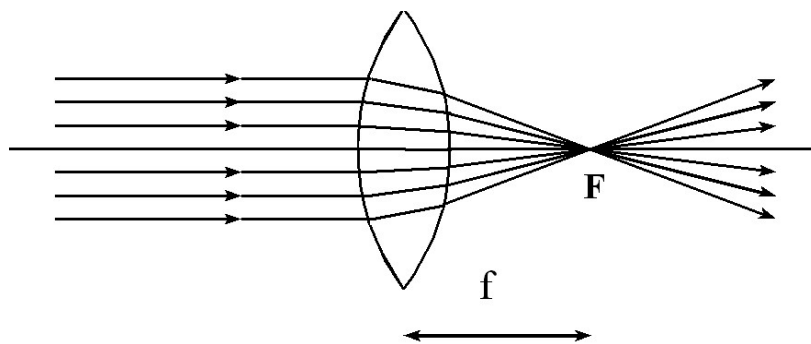


Przejście promienia światła przez płytkę równoległą. Wskutek dwukrotnego załamania, wychodzący promień jest przesunięty lecz równoległy do padającego.

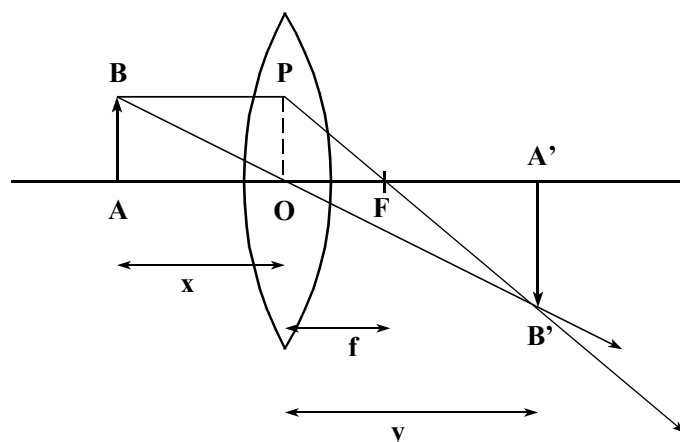
Padający na szklaną płytkę promień światła ulega załamaniu przy wejściu i wyjściu z płytki, wskutek czego promień wychodzący jest równoległy do padającego, lecz przesunięty o x . Wielkość przesunięcia jest oczywiście funkcją α , d oraz n .

e) soczewka skupiająca

Soczewka skupiająca wykonana jest ze szkła i jest ograniczona z dwóch stron powierzchniami sferycznymi. Podstawową jej własnością jest to, że padająca wiązka promieni świetlnych równoległa do osi optycznej soczewki, skupia się po przejściu w jednym punkcie, zwanym ogniskiem (F). Odległość ogniska od soczewki nazywamy ogniskową, f .



Rozważmy powstawanie obrazów w soczewce.



Zgodnie z przyjętą konwencją umieszczamy przedmiot (AB) po lewej stronie soczewki. W celu znalezienia jego obrazu, prowadzimy dwa charakterystyczne promienie świetlne z punktu B przedmiotu: jeden równoległy do osi optycznej, drugi – przechodzący przez środek soczewki. Pierwszy promień po przejściu przez soczewkę przechodzi przez ognisko F. Drugi promień – nie zmienia swojego biegu, gdyż przechodzi przez soczewkę w jej środku, a w tym miejscu jest na praktycznie płytka równoległa (nastąpi tylko zaniedbywane równoległe przesunięcie promienia). Przecięcie obu promieni po przejściu przez soczewkę wyznacza punkt B', czyli obraz punktu B.

Z podobieństwa trójkątów ABO i A'B'O wynika, że powiększenie $p = A'B'/AB$ wynosi:

$$p = \frac{A'B'}{AB} = \frac{y}{x} \quad (17)$$

Gdzie x i y są odległościami przedmiotu i obrazu od środka soczewki.

Wyznamy teraz relację pomiędzy x, y oraz f.

Z podobieństwa trójkątów POF i A'B'F wynika:

$$\frac{A'B'}{PO} = \frac{y-f}{f}$$

Lecz: $PO = AB$; a zatem:

$$\frac{A'B'}{AB} = \frac{y-f}{f}$$

Porównując ten rezultat z Równ. (17), otrzymujemy:

$$\frac{y}{x} = \frac{y-f}{f}$$

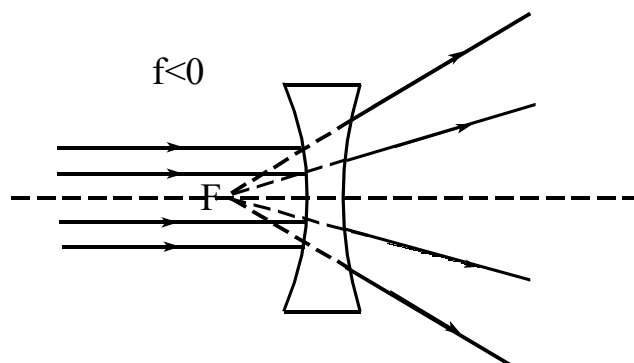
Przekształcając powyższą relację, otrzymujemy *równanie soczewki*:

| |
|--|
| $\frac{1}{f} = \frac{1}{x} + \frac{1}{y} \quad (18)$ |
|--|

Równanie soczewki stosuje się do wszystkich możliwych sytuacji, jeśli uwzględnimy następującą konwencję:

- przedmiot umieszczamy po lewej stronie soczewki (wtedy $x > 0$),
- obraz powstający po prawej stronie jest obrazem rzeczywistym ($y > 0$),
- obraz powstający po lewej stronie jest obrazem pozornym ($y < 0$).

Istnieją także soczewki rozpraszające; dla nich $f < 0$ (f jest ujemne, gdyż, wiązka równoległa po przejściu przez soczewkę jest rozbieżna, natomiast przedłużenia promieni wychodzących przecinają się w punkcie położonym po tej samej stronie soczewki, co wiązka padająca).



Stosuje się je jako element kompensujący w układach soczewek. Bowiem układ dwóch soczewek o ogniskowych f_1 i f_2 posiada wypadkową ogniskową f :

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} \quad (19)$$

Ponadto, wykazuje się także, iż ogniskową soczewki można wyliczyć z następującej relacji:

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \quad (20)$$

gdzie n jest względnym współczynnikiem załamania materiału z którego wykonano soczewkę względem ośrodka, w którym się ona znajduje, zaś r_1 i r_2 są promieniami krzywizny obu powierzchni soczewki. Jeśli powierzchnia ograniczająca soczewki jest wklęsła (jak np. w soczewce rozpraszającej), to promień krzywizny przyjmujemy jako wartość ujemną.

Trzeba zauważyć, że wzór soczewkowy (18) jest słuszny, przy pewnych ograniczeniach; są to następująca założenia:

- soczewka musi być cienka w porównaniu z odległościami x i y ,
- kąty, jakie tworzą promienie padające z osią optyczną soczewki muszą być małe (w celu ich ograniczenia stosuje się w aparatach fotograficznych przysłony),
- padające światło jest monochromatyczne.

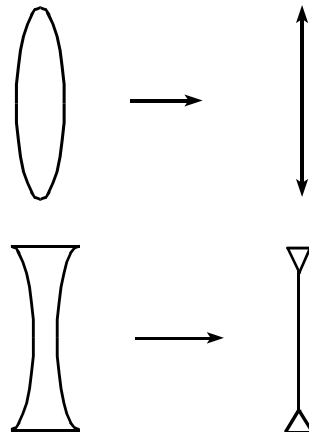
Często ograniczenia powyższe nie są spełnione i soczewki wykazują wady. Najczęstsze z nich to:

- aberracja sferyczna (w wiązce światła równoległej do osi optycznej, promienie odległe od osi ogniskują się bliżej soczewki niż promienie padające blisko osi soczewki),

- astygmatyzm (gdy wiązka padająca jest zorientowana ukośnie względem osi optycznej soczewki; wada ta występuje często w gałce ocznej u ludzi),
- aberracja chromatyczna (gdy padające światło nie jest monochromatyczne).

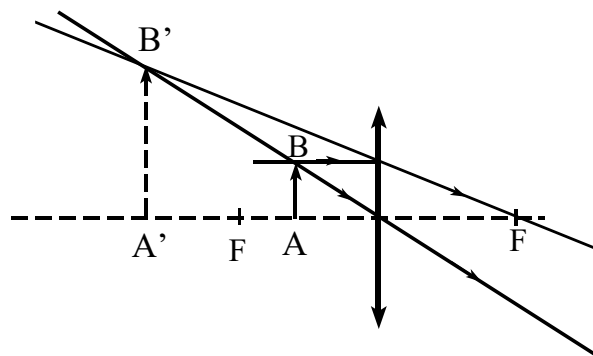
Soczewki są podstawowymi elementami w układzie optycznym lunety, aparatu fotograficznego, mikroskopu czy kamery filmowej.

Często na rysunkach schematycznych, wyjaśniających działanie przyrządów optycznych, soczewkę przedstawia się w sposób uproszczony, tak jak to pokazano poniżej dla soczewki skupiającej i rozpraszającej.



f) Lupa

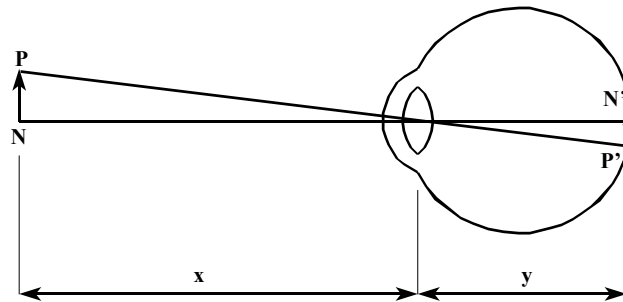
Użycie lupy przy oglądaniu drobnych przedmiotów ilustruje przykład wykorzystania obrazu urojonego. Na poniższym rysunku przedstawiono soczewkę (zgodnie z często stosowaną konwencją) jako pionową kreskę zakończoną z obu stron strzałkami. Oglądany przedmiot ustawiamy blisko soczewki (lupy), w odległości mniejszej niż jej ogniskowa. Dwa narysowane promienie przechodzące przez punkt A, stają się rozbieżne po przejściu przez soczewkę. Jednak ich przedłużenia przecinają się w punkcie B'. W ten sposób powstaje obraz urojony A'B' oglądanego przedmiotu AB, który widzi nasze oko (znajdujące się po prawej stronie soczewki) patrząc w lewą stronę.



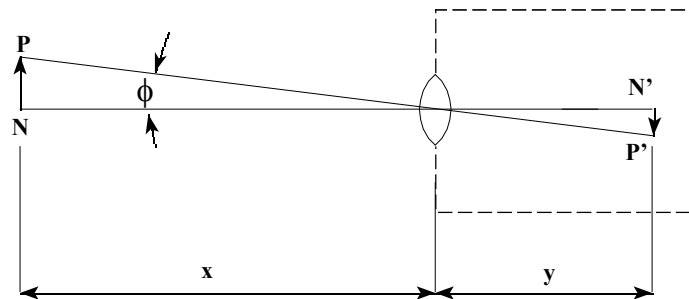
g) oko

Budowa oka pokazana jest schematycznie poniżej. Odwrócony i pomniejszony obraz powstaje na siatkówce. Odległość między siatkówką a soczewką oczną wynosi y i jest na stała. Chcąc uzyskać ostry obraz przedmiotów położonych w różnych odległościach od oka, zmieniamy ogniskową soczewki ocznej poprzez zmianę jej kształtu, czyli promieni krzywizny (akomodacja).

Jeśli wskutek wieku lub wad wrodzonych akomodacja nie jest dostateczna, to korygujemy obraz przez użycie dodatkowych soczewek, czyli przez założenie okularów (por. Równ. 19).



h) aparat fotograficzny



W aparacie fotograficznym obraz $N'P'$ powstaje w miejscu, gdzie jest film lub matryca światłoczuła (w aparacie cyfrowym). Oczywiście pomiędzy odległością filmu od soczewki (y), przedmiotu od aparatu (x) i ogniskową (f) zachodzi relacja (Równ. 19):

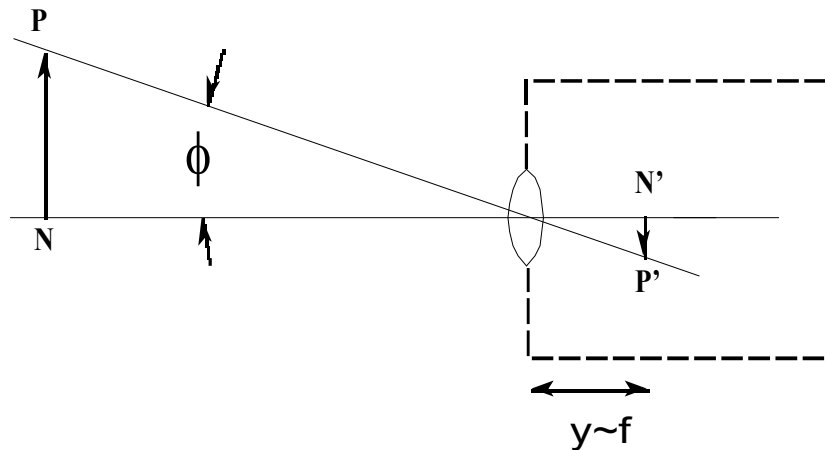
$$\frac{1}{f} = \frac{1}{x} + \frac{1}{y}$$

Regulacja ostrości, polegająca na zmienianiu odległości pomiędzy filmem a soczewką (y), umożliwia otrzymywanie obrazów położonych w różnych odległościach (x) od aparatu, tak aby spełnić powyższe równie.

Jeśli fotografujemy przedmioty położone bardzo blisko obiektywu (np. małego owada z odległości kilku centymetrów – jest to fotografia typu „makro”) i zakres regulacji y jest niewystarczający, to na obiektyw nakręcamy dodatkową soczewkę skupiającą.

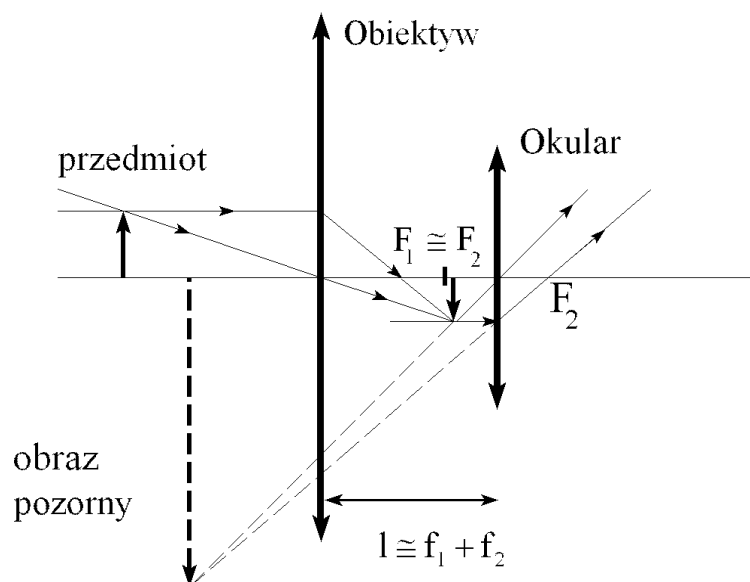
W aparacie fotograficznym w większości przypadków: $x \gg y$, a więc $y \approx f$, czyli film jest w odległości f od soczewki obiektywu. Zauważmy ponadto, że mała ogniskowa soczewki

obiektywu prowadzi do uzyskania obrazu szerokokąowego (duży kąt ϕ), zaś długa ogniskowa – do niskokąowego (patrz poniżej). Lepsze aparaty fotograficzne posiadają regulowany zestaw soczewek, co umożliwia płynną zmianę ogniskowej obiektywu (tzw. zoom).



i) Luneta astronomiczna

Jest to instrument optyczny, który odegrał ogromną rolę w rozwoju naszej wiedzy o Wszechświecie. Oglądamy przez nią przedmioty bardzo odległe, np. planety i gwiazdy. Składa się ona z dwóch soczewek (lub z dwóch układów soczewek) skupiających: *obiektywu* o ogniskowej f_1 i *okularu* o ogniskowej f_2 . Soczewki te ustawione są w odległości $l \cong f_1 + f_2$ od siebie. Obiektyw wytwarza obraz przedmiotu bardzo oddalonego praktycznie w ognisku okularu, zaś okular działa jak lupa dając obraz powiększony, urojony i odwrócony względem przedmiotu.

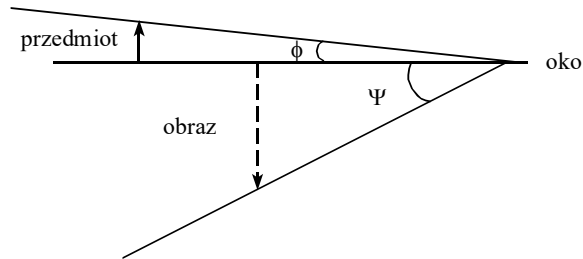


Powiększenie kątowe lunety:

$$w = \frac{\Psi}{\phi}$$

można wyrazić przez stosunek ogniskowych obiektywu i okularu:

$$w = \frac{f_1}{f_2} \quad (21)$$



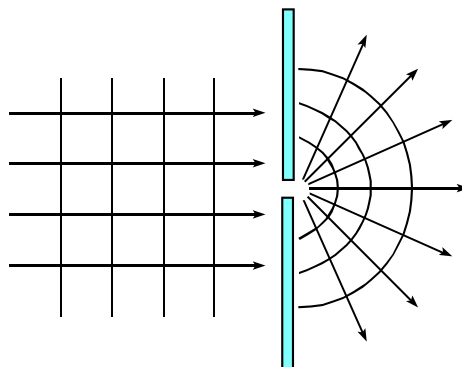
OPTYKA FALOWA

Jak już wspominaliśmy światło wykazuje w wielu zjawiskach także charakter falowy. Dwoma podstawowymi zjawiskami świadczącymi o tym są dyfrakcja i interferencja światła.

Jeżeli do punktu docierają dwie fale to następuje ich dodawanie, czyli *interferencja*. Obraz interferencyjny jest stabilny, gdy różnica faz obu fal dochodzących do danego punktu jest stała w czasie; mówimy wtedy, że źródła obu fal są koherentne, czyli spójne. W warunkach laboratoryjnych najłatwiej jest uzyskać wiązkę fal spójnych, używając światła laserowego. *Dyfrakcja* natomiast polega na ugięciu światła przechodzącego w pobliżu przeszkody. Przykładowo, gdy płaska fala świetlna dochodzi do cienkiej szczeliny, staje się następnie początkiem nowej fali kulistej. Ugięcie to wynika z zasady Huygensa, która mówi, że:

każdy punkt czoła fali można uważać za źródło nowej fali kulistej.

Ogólnie, gdy rozmiar przeszkody (szczeliny) staje się porównywalny z długością fali świetlnej, to absolutnie zawodzą założenia optyki geometrycznej (w której używaliśmy pojęcia prostoliniowego biegu promienia świetlnego). Mechanizm ugięcia światła na szczelinie ilustruje poniższy rysunek:

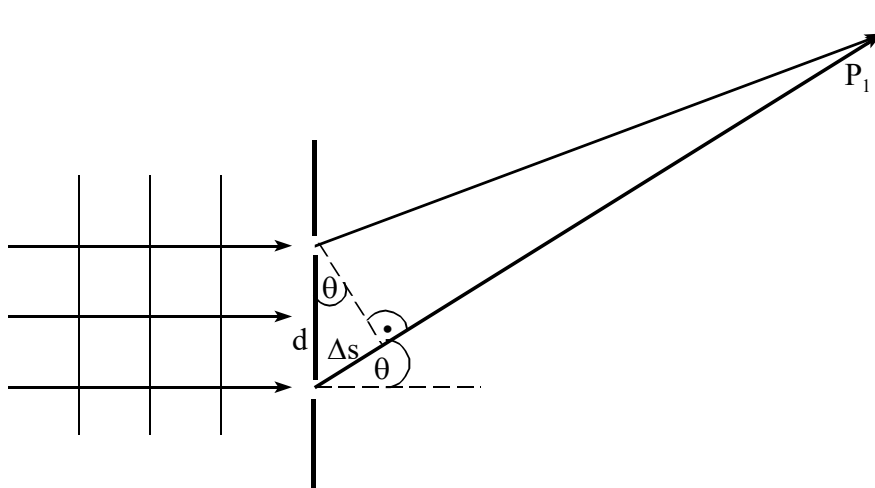


Ugięcie fali świetlnej na szczelinie o szerokości równej długości fali

Rozważmy teraz zależności ilościowe ugięcia światła na szczelinach.

Interferencja na dwóch szczelinach

Załóżmy, że płaska fala świetlna pada na dwie wąskie szczeliny. Na każdej z nich następuje ugięcie fal, zaś dwie ugięte fale następnie interferują ze sobą. W efekcie na ekranie ustawionym za szczelinami powstaną na przemian maksima i minima natężenia światła.



Ugięcie światła na dwóch wąskich szczelinach. Zakładamy, że odległość ekranu od szczelin jest dużo większa od odległości d między szczelinami.

Zakładając, że odległość ekranu od szczelin jest duża, różnica dróg, Δs , obu promieni dochodzących ze szczelin do punktu P_1 wynosi:

$$\Delta s = d \sin \theta$$

gdzie d jest odległością między szczelinami, a θ jest kątem pod jakim ugięte są promienie (na rysunku tylko dolny promień ugięty jest dokładnie pod tym kątem, jednak jeśli odległość do ekranu jest bardzo duża, to oba promienie są praktycznie równoległe).

Maksima interferencyjne (PRAŻKI JASNE) powstaną dla takich kątów θ , dla których: $\Delta s = n\lambda$ (czyli, gdy różnica dróg jest równa całkowitej wielokrotności długości fali). A zatem maksima mamy, gdy:

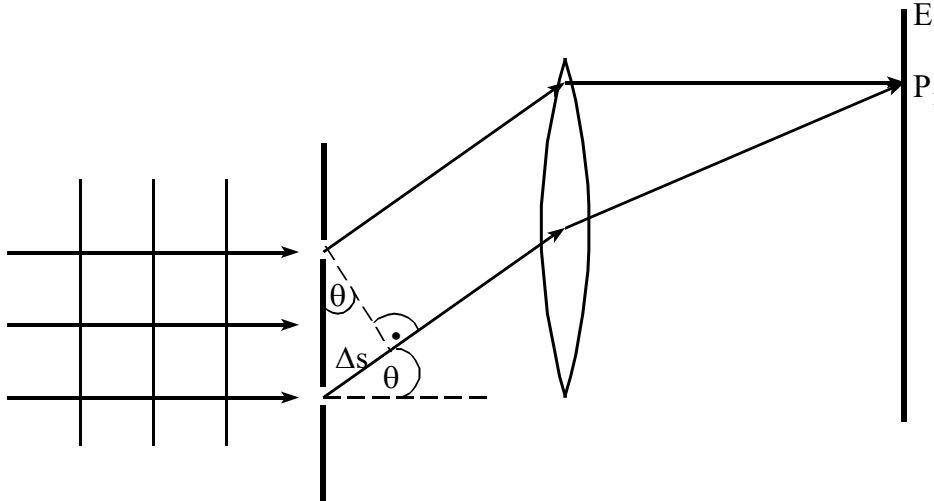
| | |
|----------------------------|------|
| $d \sin \theta = n\lambda$ | (22) |
|----------------------------|------|

Minima (PRAŻKI CIEMNE) powstają natomiast tam, gdzie oba promienie się wygaszają czyli gdy różnica ich jest nieparzystą wielokrotnością połowy długości fali, a więc:

| | |
|--|------|
| $d \sin \theta = (2n + 1) \frac{\lambda}{2}$ | (23) |
|--|------|

Na poprzednim rysunku, oba rozważane promienie wychodzące ze szczelin, były prawie równoległe, ale jednak nie dokładnie równoległe. Ten typ opisu - nazywamy dyfrakcją FRESNELA.

Można jednak rozważyć dokładnie równoległe promienie wychodzące ze szczelin, czyli dyfrakcję FRAUNHOFERA. Poniżej pokazano, jak można ją w praktyce zrealizować, używając soczewki skupiającej:

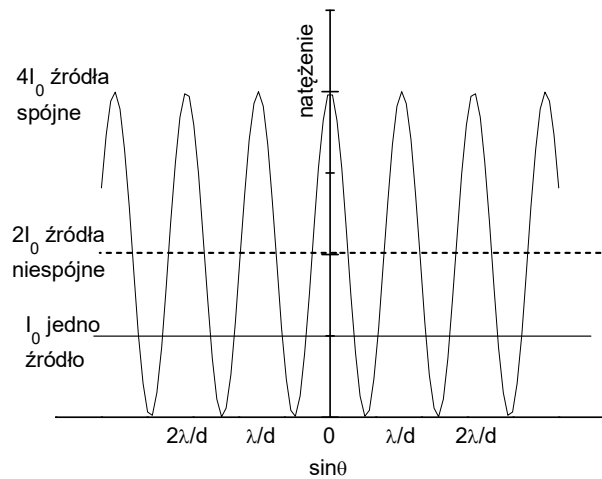


W dyfrakcji typu Fraunhofera rozważamy równoległe promienie ugięte. Następnie zostają one skupione w obraz na ekranie za pomocą soczewki.

Przeprowadzając ilościową analizę ugięcia światła na dwóch szczelinach, na natężenie ugiętego światła uzyskuje się (patrz DODATEK D1):

$$I_{\theta} = I_m \cos^2 \beta \quad (24)$$

gdzie: $\beta = \frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta$. Wykres natężenia rejestrowanego na ekranie w funkcji $\sin \theta$ pokazano poniżej.

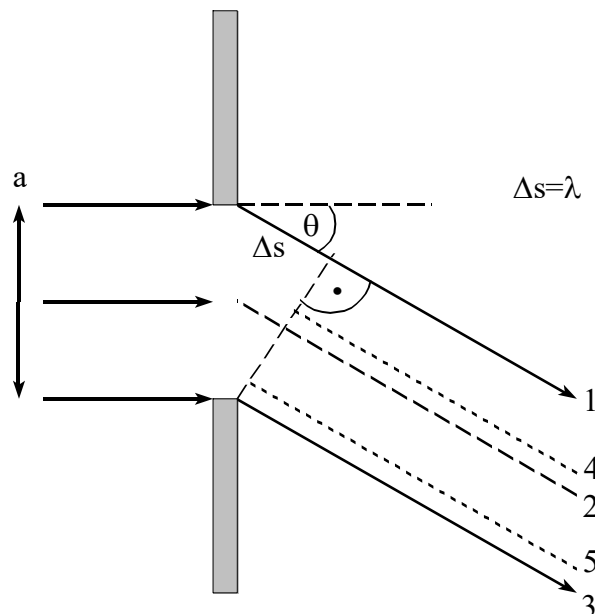


Natężenie światła ugiętego na dwóch szczelinach. Pokazano także, jakie natężenie pochodziłoby od jednego źródła i dwóch niespójnych źródeł światła (rysunek zaczerpnięty z notatek do Wykładów z Fizyki, Z. Kąkol, IFIS, AGH)

Dyfrakcja światła na pojedynczej szczelinie

Od tej pory będziemy rozważać dla prostoty wyłącznie dyfrakcję Fraunhofera (dokładnie równoległe promienie wychodzące ze szczelin).

Przy przejściu światła przez jedną szczelinę o skończonej szerokości widzimy wyraźnie współwystępowanie zjawiska dyfrakcji i interferencji.



Warunek powstania minimum wiązki ugiętej na pojedynczej szczelinie: Δs musi być parzystą wielokrotnością połowy długości fali (np. $\Delta s = \lambda$). Promienie z dwóch części wiązki wzajemnie się znoszą.

Przypomnijmy, że zgodnie z zasadą Huygensa, dowolny punkt szczeliny, do którego dochodzi fala, staje się źródłem nowej fali. Natężenie wiązki ugiętej będzie zależało od wyniku interferencji fal powstających w kolejnych punktach szczeliny. Rozważmy wiązkę ugiętą pod kątem θ (patrz powyższy rysunek); różnica dróg przebytych przez promienie (1 i 3) wychodzące z obu krańców szczeliny wynosi:

$$\Delta s = a \sin \theta$$

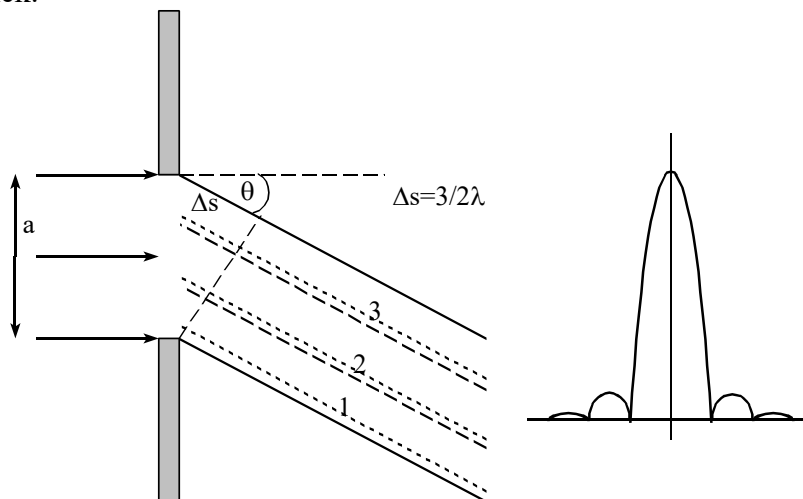
Podzielmy wiązkę na dwie równe części (linią podziału jest promień 2). Różnica faz między falami przedstawionymi przez promienie 1 i 3 wynosi zatem 2π (te dwie fale są „w fazie”). Natomiast różnica faz między promieniami 2 i 3 wynosi π , a zatem te dwa promienie się zniosą. Podobnie będzie dla każdej innej pary promieni (np. 4 i 5), uzyskanych przez „przesunięcie” promieni 2 i 3. W ten sposób dochodzimy do wniosku, że obie połówki wiązki dokładnie się zniosą. Taki sam wynik dostaniemy dla sytuacji gdy $\Delta s = 2\lambda$ (wtedy wiązkę podzielimy w myślach na cztery równe części i one również parami się zniosą). Ogólnie, prążki ciemne (minima) przy ugięciu wiązki na pojedynczej szczelinie otrzymujemy gdy:

$$\Delta s = n\lambda$$

A zatem warunek uzyskania minimum:

| | |
|----------------------------|------|
| $a \sin \theta = n\lambda$ | (25) |
|----------------------------|------|

A kiedy dostaniemy maksima, czyli prążki jasne? Wystąpi to, np., dla $\Delta s = \frac{3}{2}\lambda$ - patrz poniższy rysunek.



po lewej) warunek powstania maksimum wiązki ugiętej na pojedynczej szczelinie: Δs musi być nieparzystą wielokrotnością połowy długości fali (np. $\Delta s = \frac{3}{2}\lambda$). Odpowiadające sobie promienie z dwóch części wiązki wzajemnie się zniosą, trzecia zaś „przeżyje” i wytworzy odpowiednie natężenie wiązki ugiętej.
po prawej) schematyczny rozkład natężenia światła ugiętego na pojedynczej szczelinie.

Rozumowanie przedstawione na tym rysunku można uogólnić:

Maksima (czyli prążki jasne) w wiązce ugiętej na pojedynczej szczelinie wystąpią, jeśli:

$$\Delta s = (2n + 1) \frac{\lambda}{2}$$

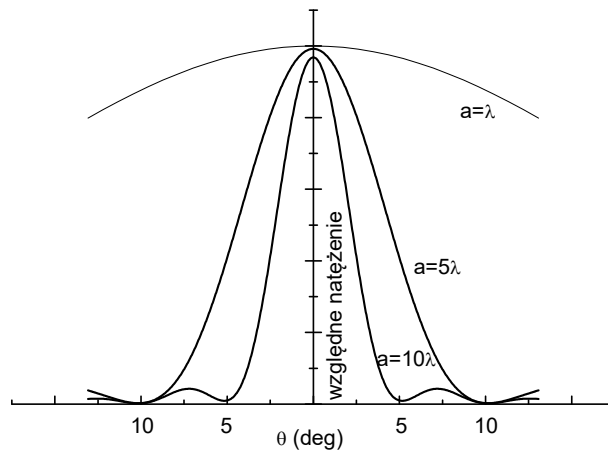
A zatem warunek powstania maksimów:

$$a \sin \theta = (2n + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (26)$$

W Dodatku D2 zamieszczonym na końcu tego rozdziału wyprowadzono wyrażenie ilościowe na rozkład natężenia wiązki ugiętej na jednej szczelinie; wynosi ono:

$$I_{\theta} = I_m \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right)^2 \quad (27)$$

gdzie: $\alpha = \frac{\pi a}{\lambda} \sin \theta$. Wykres natężenia ugiętego światła w funkcji kąta θ pokazano poniżej.

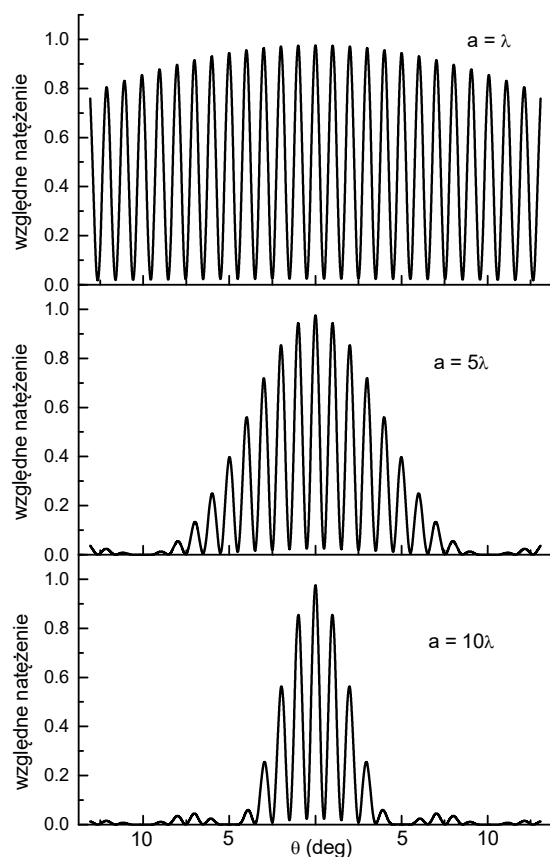


Natężenie światła ugiętego na pojedynczej szczelinie w funkcji kąta θ . Pokazano przypadki dla trzech szerokości szczeliny: $a = \lambda$, $a = 5\lambda$ oraz $a = 10\lambda$.

(rysunek zaczerpnięty z notatek do Wykładów z Fizyki, Z. Kąkol, IFIS, AGH).

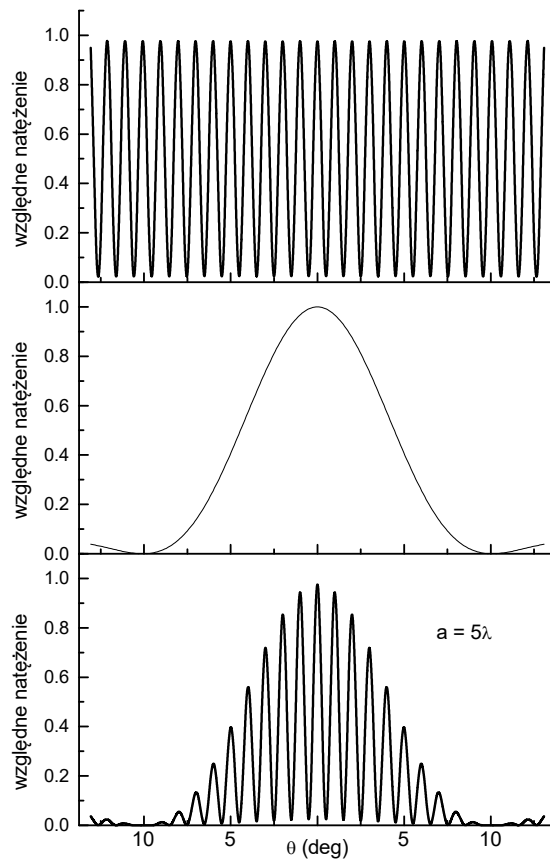
Zauważmy, że maksimum natężenia od ugięcia na pojedynczej szczelinie rozszerza się jeśli zwężamy szczelinę (dla nieskończenie wąskiej szczeliny dostaniemy stałe natężenie na całym ekranie).

Rozważmy teraz ugięcie na dwóch szczelinach o skończonej szerokości. Widzimy tu „iloczyn” efektów dyfrakcji na pojedynczej szczelinie i interferencji na dwóch szczelinach. Poniżej pokazano rozkład natężenia uzyskanego przy ugięciu światła na dwóch szczelinach dla trzech różnych wartości szerokości pojedynczej szczeliny ($a = \lambda$, 5λ i 10λ).



Rozkład natężenia światła ugiętego na dwóch szczelinach odległych od siebie o $d=50\lambda$. Pokazano wyniki dla trzech szerokości szczelin: $a=\lambda$, $a=5\lambda$, $a=10\lambda$. (rysunek zaczerpnięty z notatek do Wykładów z Fizyki, Z. Kąkol, IFIS, AGH).

Zauważmy, że ugięcie na dwóch szczelinach prowadzi do wytworzenia szybko oscylujących maksimów, „wpisanych” w obwiednie wyznaczone przez rozkład natężenia dla pojedynczej szczeliny (dokładnie jest to iloczyn rozkładów uzyskanych dla jednej oraz dwóch szczelin). Możemy zatem powiedzieć, że w przypadku ugięcia na dwóch szczelinach o skończonej szerokości mamy wyraźne współistnienie efektu dyfrakcyjnego (ugięcie na jednej szczelinie) oraz interferencyjnego (oddziaływanie dwóch szczelin) – patrz rysunek poniżej.

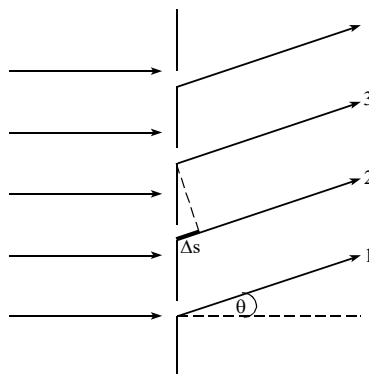


Rozkład natężenia światła ugiętego na dwóch szczelinach (wykres dolny) jest iloczynem czynnika interferencyjnego (Równ. 24 – wykres górny) oraz dyfrakcyjnego (Równ. 27 – wykres środkowy).

(rysunek zaczerpnięty z notatek do Wykładów z Fizyki, Z. Kąkol, IFIS, AGH).

Siatka dyfrakcyjna

Siatka dyfrakcyjna jest płytką z dużą ilością nacięć (szczelinek). Ugięcie światła na niej opisujemy podobnie jak to zrobiliśmy w przypadku dwóch szczelin. Z powodu dużej ilości szczelin, rozkład prążków jasnych i ciemnych, jaki powstaje przy ugięciu światła na siatce dyfrakcyjnej jest bardzo wyrazisty i regularny.

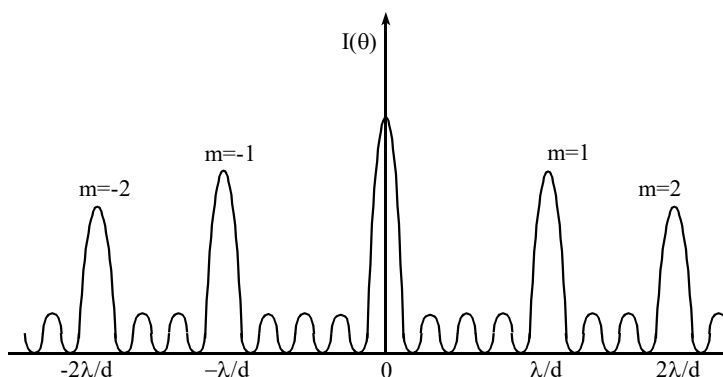


Ugięcie światła na siatce dyfrakcyjnej

Różnica dróg promieni wychodzących z dwóch kolejnych szczelin (np. promieni 2 i 3) pod kątem θ wynosi: $\Delta s = d \sin \theta$ (d jest odległością między dwoma szczelinami). A zatem maksima (prążki jasne) powstaną dla takich kątów θ , dla których:

$$\boxed{d \sin \theta = n\lambda} \quad (28)$$

Poniżej pokazano rozkład natężeń prążków ugiętych na siatce dyfrakcyjnej, jaki rejestrujemy na ekranie. Zauważmy, że oprócz prążków głównych (opisanych Równ. 24) otrzymujemy także pewną ilość dużo słabszych prążków „pobocznych”, które są wynikiem interferencji promieni świetlnych z pewnych „podgrup” szczelin (np. z co drugiej lub z co trzeciej szczeliny, itd.).



Rozkład natężenia prążków ugiętych na siatce dyfrakcyjnej

Spektralna i przestrzenna zdolność rozdzielcza przyrządów optycznych

Na przykładzie siatki dyfrakcyjnej łatwo można zdefiniować takie ogólne i przydatne pojęcia jak spektralna i przestrzenna zdolność rozdzielcza przyrządów optycznych.

Przez *spektralną zdolność rozdzielczą* siatki dyfrakcyjnej rozumiemy $R = \lambda/\Delta\lambda$, gdzie $\Delta\lambda$ jest najmniejszą zmianą długości fali, którą można jeszcze zarejestrować (np. przez pomiar kąta ugięcia wiązki); wykazuje się, że wynosi ona:

$$\boxed{\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = mn} \quad (29)$$

gdzie m ilością szczelin siatki, zaś n jest wykorzystanym do pomiaru rzędem ugięcia.

Przestrzenną zdolnością rozdzielczą definiujemy jako najmniejszą odległość, którą możemy jeszcze zmierzyć. Używając siatki dyfrakcyjnej może to być odległość d pomiędzy jej szczelinami. Z równania siatki:

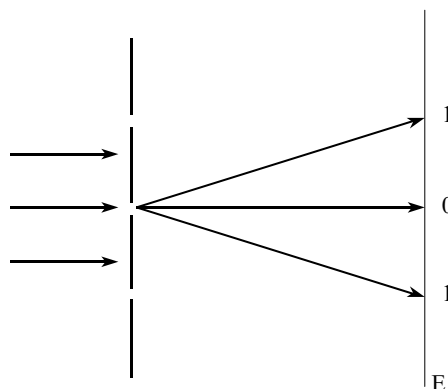
$$d \sin \theta = n\lambda$$

wyliczamy odległość między szczelinami:

$$d = \frac{n\lambda}{\sin \theta}$$

Widać tutaj jasno, że najmniejszą wartość d uzyskamy dla ugięcia pierwszego rzędu ($n=1$) oraz dla największego możliwego kąta θ , przy którym $\sin\theta \cong 1$; wtedy:

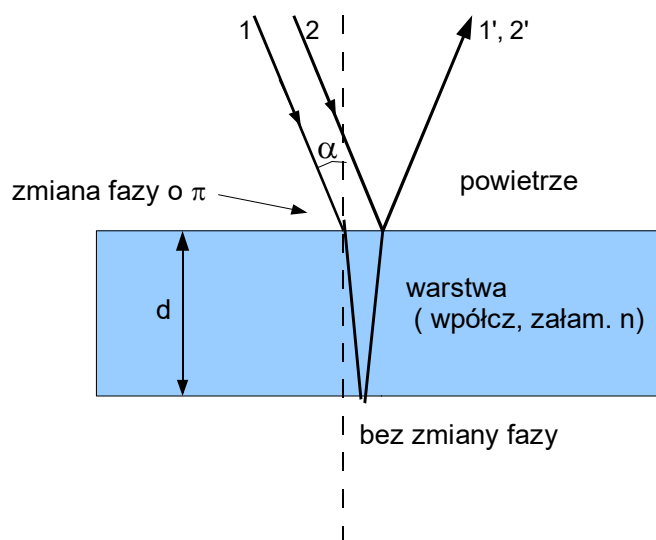
$$d \cong \lambda \quad (30)$$



Tak więc, najmniejsza odległość jaką możemy jeszcze rozróżnić jest ograniczona długością użytej fali świetlnej. Inaczej mówiąc przestrzenna zdolność rozdzielcza jest w najlepszym wypadku rzędu użytej długości fali. Ograniczenie to jest prawdziwe we wszystkich przyrządach optycznych (np. w mikroskopie optycznym, elektronowym czy też przy dyfrakcji promieniowania rentgenowskiego na kryształach).

Interferencja w cienkich warstwach

Światło padając na cienką przezroczystą lub półprzezroczystą warstwę (np. na plamę oleju na powierzchni kałuży, na warstwę tlenku na metalu czy też na ściankę bańki mydlanej) ulega odbiciu od górnej i dolnej powierzchni warstwy, zaś obie odbite wiązki interferują.



Światło pada prostopadle na cienką warstwę o grubości d i bezwzględny współczynnik załamania n .

Rozpatrzmy na początku przypadek, gdy fala świetlna pada na cienką warstwę **prostopadle**, tzn., $\alpha=0$ (wtedy także promień załamany jest prostopadły do powierzchni płytki).

Promień, który się bezpośrednio odbił od górnej powierzchni będzie interferował z promieniem, który wszedł do warstwy, odbił się od dolnej powierzchni i wyszedł na zewnątrz. Zauważmy, że wewnątrz płytki (o bezwzględnym współczynniku załamania n)

prędkość światła wynosi $v_n = \frac{c}{n}$, a zatem długość fali w płytce:

$$\lambda_n = \frac{\lambda}{n}$$

Przy liczeniu różnicy faz obu promieni, oprócz różnicy dróg przebytych przez oba promienie, trzeba jeszcze wziąć pod uwagę fakt, że promień odbijający się na górnej powierzchni (odbicie od ośrodka optycznie „gęstsze”) zmienił fazę o 180° . Tak więc, minima natężenia światła odbitego wystąpią, gdy droga promienia wewnątrz płytki jest się całkowitą wielokrotnością długości fali λ_n (a oprócz tego faza promienia odbijającego się bezpośrednio od górnej powierzchni zmieniła się na przeciwną):

$$2d = m\lambda_n \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots$$

Czyli, **minima** wystąpią, gdy:

| | |
|------------------|------|
| $2dn = m\lambda$ | (32) |
|------------------|------|

Natomiast maksima interferencyjne wystąpią, gdy:

$$2d = m\lambda_n + \frac{\lambda_n}{2} \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots$$

W powyższym równaniu uwzględniliśmy zmianę fazy na przeciwną w promieniu odbitym, dodając do drogi promienia, który wszedł do płytki – człon: $\lambda_n/2$. A zatem **maksima** wystąpią, gdy:

| | |
|----------------------------------|------|
| $2dn = (m + \frac{1}{2})\lambda$ | (31) |
|----------------------------------|------|

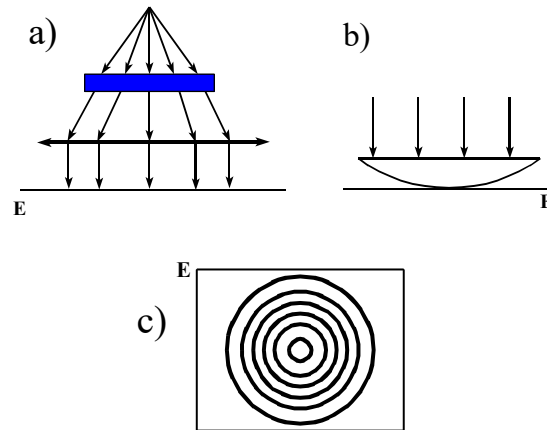
W ogólniejszym przypadku, gdy światło pada na warstwę pod kątem α (patrz rysunek powyżej), warunek na maksima interferencyjne przyjmuje postać:

| | |
|---|------|
| $2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} = (m + \frac{1}{2})\lambda$ | (29) |
|---|------|

W świetle relacji (29) możemy zaobserwować dwa typy prążków interferencyjnych:

- a) *Prążki jednakowego nachylenia* (przy $d = \text{const}$, kolejne prążki wystąpią dla pewnych kątów padania α). Takie prążki widzimy właśnie patrząc na kałużę pokrytą cienką warstewką oleju lub benzyny,
- b) *Prążki jednakowej grubości* (przy stałym kącie padania $\alpha = \text{const}$, np. $\alpha = 90^\circ$, prążki wystąpią dla określonej grubości warstwy d).

Poniżej pokazano schematycznie doświadczenie, w którym obserwujemy pierścienie Newtona, odpowiadające prążkom jednakowego nachylenia i jednakowej grubości.



Powstawanie prążków Newtona.

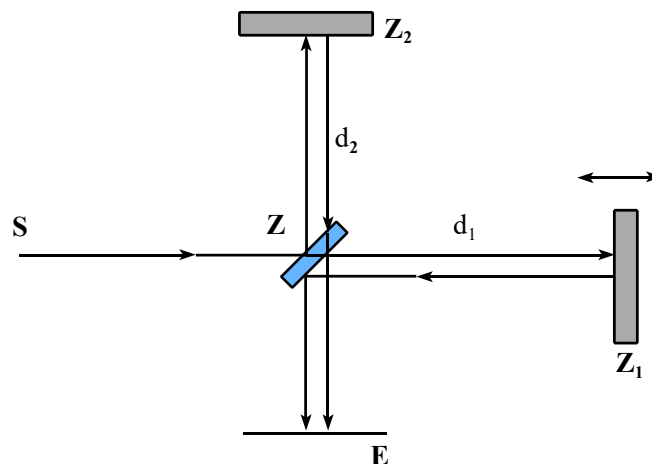
a) Prążki stałego nachylenia - interferencja między falą która przeszła przez płytkę bezpośrednio z tą, która zanim wyszła odbiła się dwukrotnie wewnątrz płytki (doświadczenie Pohnla),

b) Prążki jednakowej grubości (na szklanym podłożu znajduje się soczewka o bardzo dużym promieniu krzywizny; w ten sposób w różnych miejscach promienie napotykać różną grubość szkła do przejścia)

W obu przypadkach, patrząc z góry zaobserwujemy na ekranie kołowe prążki interferencyjne.

Interferometr Michelsona

Instrument ten odegrał historyczną rolę w doświadczalnym potwierdzeniu hipotezy stałej prędkości światła (i jego niezależności od układu odniesienia). Opiera się on na wykorzystaniu interferencji światła i w podstawowym zastosowaniu służy do wyznaczania długości fali światła. Schemat jego działania przedstawiono na poniższym rysunku.

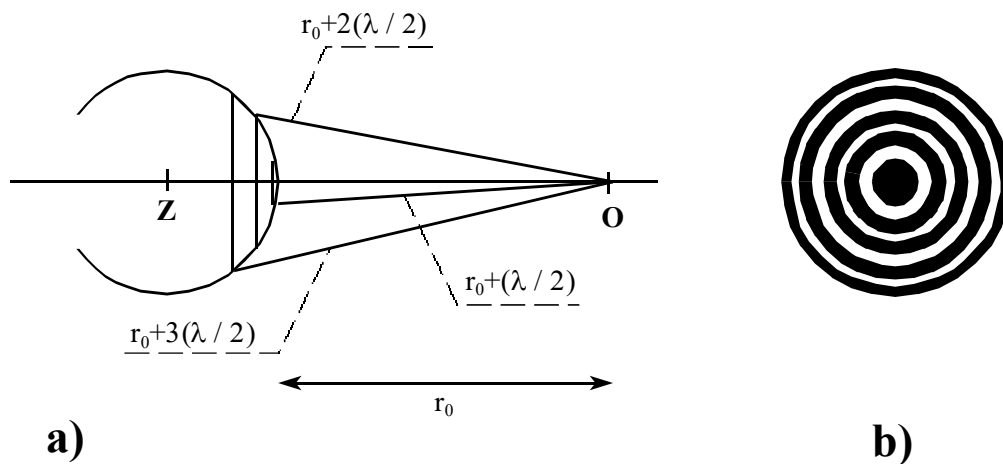


Interferometr Michelsona.

Część światła ze źródła S przechodzi przez zwierciadło Z, następnie odbija się od zwierciadeł Z₁ i Z dochodząc do ekranu E; druga część światła ze źródła S odbija się najpierw od zwierciadła Z, następnie od Z₁, po czym przechodzi przez zwierciadło Z i trafia na ekran E. Interferencja obu strumieni światła jest rejestrowana na ekranie E. Jeśli różnica dróg optycznych Δs obu strumieni wynosi $n\lambda$, to na ekranie zarejestrujemy maksimum. Δs możemy zmieniać przesuując zwierciadło Z₁ i w ten sposób można wyznaczyć długość fali światła λ .

Strefy Fresnela

Używając zasady Huyghensa można przedstawić rozkład natężenia światła za pomocą tzw. stref Fresnela. Rozważmy punktowe źródło światła Z wysyłające falę, której czoło tworzy w danej chwili powierzchnię sferyczną. Czoło fali można rozbić na strefy w postaci pierścieni współosiowych tak, aby odległości od brzegów poszczególnych stref do punktu O różniły się dla sąsiednich stref o $\lambda/2$ – patrz poniższy rysunek. Działanie źródła światła można przedstawić jako działanie elementarnych wtórnych źródeł rozmieszczonych na powierzchni poszczególnych stref. Zauważmy, że fale pochodzące z sąsiednich stref praktycznie się znoszą, gdyż mają przeciwne fazy. Można wykazać, że działanie całego czoła fali równoważne jest działaniu tylko pierwszej strefy, o kształcie kołowym i o niedużej średnicy; np. dla $r_0=1\text{m}$, przy długości fali $\lambda=0.5\ \mu\text{m}$ średnica pierwszej strefy wynosi około 1 mm (ten fakt może być częściowym wyjaśnieniem tego, że rozchodzenie się fali świetlnej w danym kierunku jest nieźle opisywane przez koncepcję promienia świetlnego). Opierając się na koncepcji stref Fresnela, przeprowadzić można bardzo efektowne pokazy. Na przykład, jeśli przesłonimy wszystkie strefy oprócz pierwszej, to amplituda rejestrowanego światła ... wzrośnie dwukrotnie, zaś jego amplituda - czterokrotnie. Inną, efektowną ilustracją koncepcji stref Fresnela jest doświadczenie z tzw. płytką strefową (patrz część (b) poniższego rysunku). Płytką strefową zawiera pierścienie o tak dobranych średnicach i szerokościach, aby zakrywały one np. wszystkie strefy parzyste lub też wszystkie nieparzyste. W wyniku przysłonięcia źródła światła płytką strefową – natężenie wzrasta, gdyż fale pochodzące np. ze stref nieparzystych są ze sobą w fazie i następuje wybitne wzmocnienie natężenia. Jest to bardzo spektakularny efekt. Można go pokazać, używając promieniowania mikrofalowego (długość fali oraz szerokość przesłon są rzędu centymetra). Pokaz ten jest spektakularny, gdyż przysłaniając źródło fali, uzyskujemy wzmocnienie natężenia fali przechodzącej.



a) Wyznaczenie stref Fresnela; odległości od punktu obserwacji (O) do granic kolejnych dwóch stref różnią się o $\lambda/2$.

b) Płytką strefową, zaprojektowaną w ten sposób, aby przysłonić promieniowanie od co drugiej strefy Fresnela. W wyniku przysłonięcia tą płytką, obserwowane natężenie fali wzrasta.

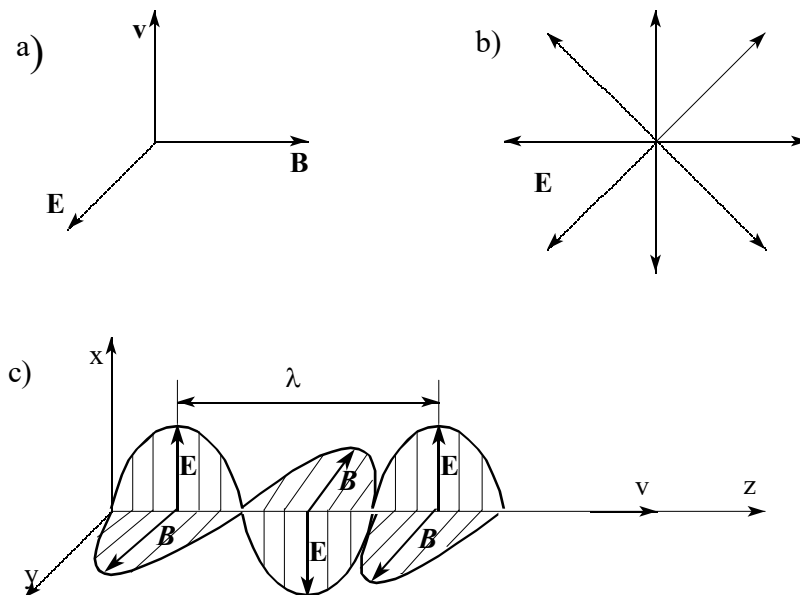
(na podstawie: J. Massalski, M. Massalska, *Fizyka dla inżynierów*, WNT, W-wa, 1980)

Polaryzacja światła

Fale świetlne są falami elektromagnetycznymi, które rozchodzą się w próżni z prędkością $v=c$ równą około 3×10^8 m/s (jest to największa prędkość występująca w przyrodzie).

Periodycznym zmianom w czasie i przestrzeni podlegają w nich wektory natężenia pola elektrycznego \mathbf{E} oraz indukcji magnetycznej \mathbf{B} . Trójka wektorów \mathbf{E} , \mathbf{B} i \mathbf{v} tworzy prostokątny układ współrzędnych. W świetle pochodzącym ze zdecydowanej większości naturalnych źródeł, wektory \mathbf{E} i \mathbf{B} , pozostając między sobą prostopadłe, przyjmują dowolne orientacje, kręcąc się wokół wektora prędkości \mathbf{v} .

Ze światłem *spolaryzowanym liniowo* mamy do czynienia wtedy, gdy kierunek drgań wektora \mathbf{E} (podobnie też i \mathbf{B}) leży w jednej płaszczyźnie. Wszystkie wspomniane relacje przedstawiono na poniższym rysunku. W zależności od wzajemnej konfiguracji wektorów \mathbf{E} , \mathbf{B} , \mathbf{v} rozróżniamy polaryzację prawo lub lewoskrętną.



- a) Wzajemna orientacja wektorów \mathbf{E} , \mathbf{B} , \mathbf{v} w fali elektromagnetycznej,
b) w świetle naturalnym wektor \mathbf{E} przyjmuje do dowolne orientacje wokół wektora prędkości fali,
c) w świetle spolaryzowanym liniowo wektor \mathbf{E} pozostaje w jednej płaszczyźnie, podobnie wektor \mathbf{B} ; oba wektory są w każdej chwili prostopadłe do siebie jak i do wektora prędkości \mathbf{v} .

Jeśli koniec wektora \mathbf{E} (zwanego też wektorem świetlnym) obraca się wokół kierunku wektora prędkości nie zmieniając swojej długości to mamy do czynienia ze światłem *spolaryzowanym kołowo*. Istnieje też polaryzacja eliptyczna – wtedy koniec wektora \mathbf{E} opisuje elipsę.

W dalszej części rozważań zajmować się będziemy tylko polaryzacją liniową. Zjawisko polaryzacji zostało wykryte przez Malusa; badali je także Young i Fresnel.

Polaryzacja światła przez odbicie

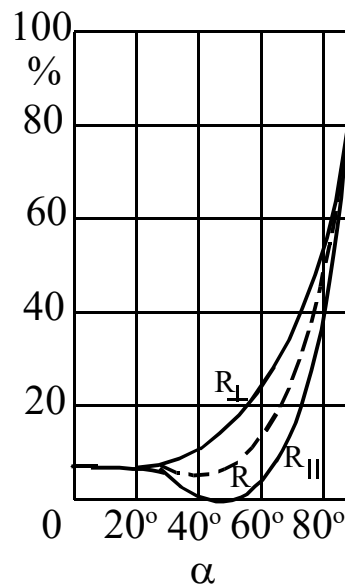
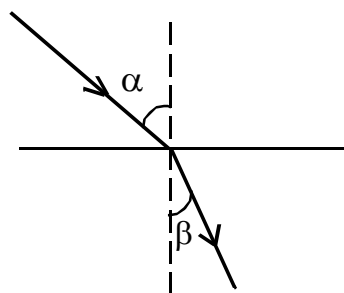
Stwierdzono doświadczalnie, że światło naturalne można spolaryzować liniowo przez odbicie od powierzchni przezroczystego dielektryka. Poniższy rysunek pokazuje, że zdolność odbicia

dla światła, w którym wektor \mathbf{E} leży w płaszczyźnie padania (R_{\parallel}) zachowuje się w zależności od kąta padania inaczej, niż dla światła z wektorem \mathbf{E} prostopadłym do płaszczyzny padania (R_{\perp}) (płaszczyznę padania wyznaczają promień padający oraz normalna do powierzchni ciała odbijającego). Wynika stąd, że dla pewnego kąta α_p pod którym pada na dielektryk światło naturalne mamy $R_{\parallel}=0$ i w konsekwencji w świetle odbitym wystąpią tylko drgania wektora \mathbf{E} prostopadłe do płaszczyzny padania (nie będzie natomiast drgań \mathbf{E} w płaszczyźnie padania). Stwierdzono, że zachodzi to gdy:

$$\alpha_p + \beta = 90^\circ$$

Wyraźmy kąt α_p przez współczynnik załamania n dielektryka, od którego następuje odbicie światła:

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{\sin \alpha_p}{\sin(90^\circ - \alpha_p)} = \frac{\sin \alpha_p}{\cos \alpha_p} = \operatorname{tg} \alpha_p$$

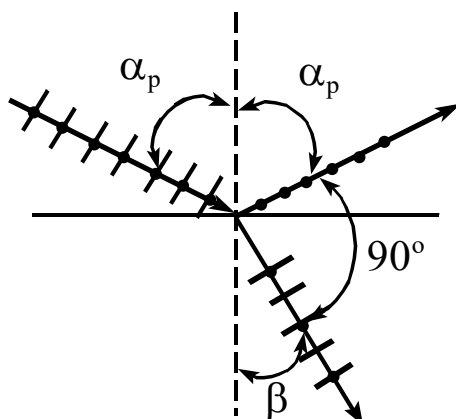


Zdolność odbicia światła od powierzchni dielektryka, jeśli \mathbf{E} jest równoległe do płaszczyzny padania (R_{\parallel}) oraz gdy jest prostopadłe do tej płaszczyzny (R_{\perp}) w funkcji kąta padania (na podstawie: J. Massalski, M. Massalska, *Fizyka dla inżynierów*, WNT, W-wa, 1980)

A zatem:

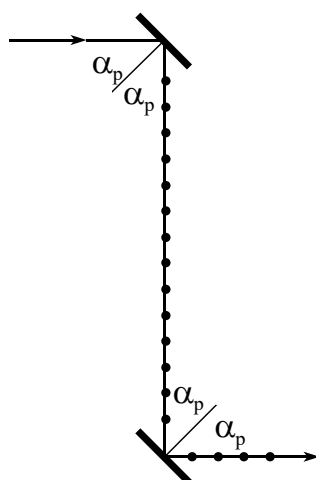
| | |
|----------------------------------|------|
| $\operatorname{tg} \alpha_p = n$ | (33) |
|----------------------------------|------|

Jest to prawo Brewstera.



Rysunek powyższy przedstawia schematycznie odbicie światła pod kątem Brewstera. Jeśli światło naturalne pada pod kątem Brewstera na płytkę szklaną (o współczynniku załamania $n=1.54$), to odbija się 16.5 % natężenia światła o drganiach prostopadłych do płaszczyzny padania i 0 % natężenia światła o drganiach równoległych do płaszczyzny padania. Natomiast do promienia załamane przejdzie 100 % natężenia światła o drganiach równoległych i 83.5 % natężenia o drganiach prostopadłych.

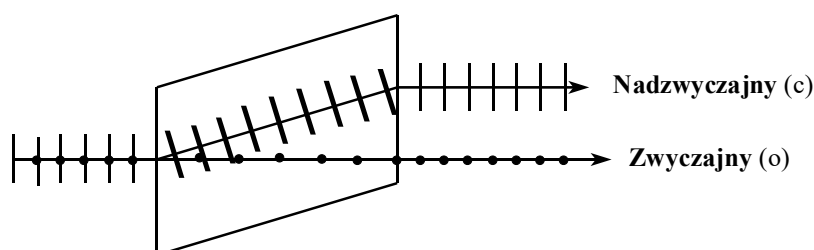
Ciekawe doświadczenie można przeprowadzić przy użyciu dwóch równolegle ustawionych lusterek. Na górne zwierciadło (polaryzator) pada strumień światła pod kątem Brewstera, który po odbiciu pada na drugie zwierciadło (analizator). W sytuacji, gdy oba zwierciadła są równoległe – otrzymujemy maksymalne natężenie światła odbitego od dolnego zwierciadła; dzieje się tak ponieważ, w promieniu odbitym od górnego zwierciadła występują tylko drgania prostopadłe do płaszczyzny padania, które są z kolei w 100% odbijane przez zwierciadło dolne. Jeśli natomiast będziemy obracać drugie lustro wokół promienia nań padającego (o orientacji pionowej na rysunku), to wprowadzimy kąt padania pozostały stały (równy α_p), ale zmieni się orientacja płaszczyzny padania. W efekcie drgania wektora \mathbf{E} nie są już prostopadłe do płaszczyzny padania (na dolne lustro) i natężenie światła odbitego zmaleje. Osiągnie ono zerową wartość, gdy obrócimy dolne lustro o 90° . Obracając dalej dolne lustro wokół promienia padającego, zarejestrujemy na przemian maksymalną i minimalną jasność promienia odbitego.



Dwa lusterka (analizator i polaryzator) ustawione są początkowo równoległe. Obracając dolne lustro wokół promienia nań padającego, zaobserwujemy cykliczne (co 90°) maksima i minima natężenia światła odbitego.

Załamanie podwójne (dwójłomność)

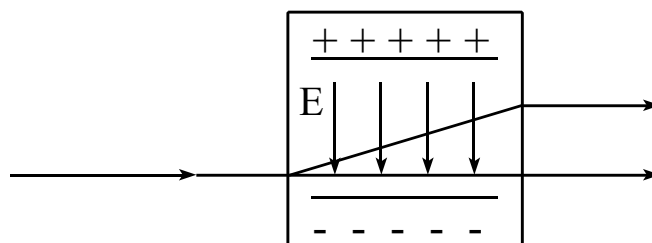
Istnieją pewne kryształy (np. kalcyt, czyli węglan wapnia – CaCO_3 lub szpat islandzki, czyli tzw. pryzmat Nicola), które posiadają bardzo interesujące własności optyczne. Wiązka niespolaryzowanego światła padająca na taki kryształ rozszczepia się na dwie wiązki spolaryzowane we wzajemnie prostopadłych płaszczyznach. Załóżmy, że promień światła niespolaryzowanego pada prostopadłe do powierzchni kryształu dwójłomnego (patrz rysunek poniżej). Rozszczepia się on wewnątrz kryształu na dwa promienie: zwyczajny (spełniający prawo załamania) oraz nadzwyczajny (nie spełniający prawa załamania). Obracając kryształ dwójłomny wokół promienia padającego, zauważymy także obrót śladu promienia nadzwyczajnego na ekranie. Kryształy tego typu są przykładem ośrodków optycznie anizotropowych. Są używane do wytwarzania światła spolaryzowanego.



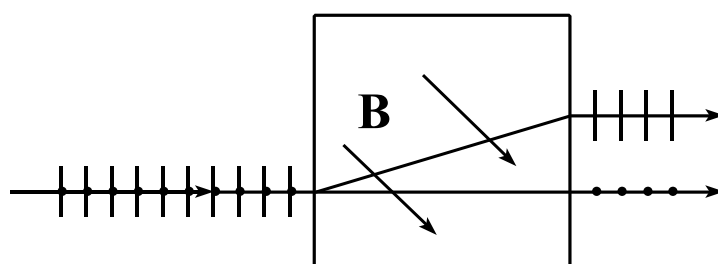
Promień światła niespolaryzowanego rozszczepia się w kryształ dwójłomnym na dwa promienie spolaryzowane w dwóch wzajemnie prostopadłych płaszczyznach (promień zwyczajny i nadzwyczajny). Promień zwyczajny spełnia prawo załamania, zaś promień nadzwyczajny – nie.

Okazuje się, że anizotropia optyczna może być wywołana w ciekłych dielektrykach przez pole elektryczne. Jest to tzw. efekt Kerra (wykryty w roku 1875). Stwierdzono, światło spolaryzowane przechodząc przez taki dielektryk zostaje rozszczepione na dwie wiązki – promień zwyczajny i nadzwyczajny. Dla światła monochromatycznego różnica współczynników załamania dla promienia zwyczajnego (n_o) i nadzwyczajnego (n_e) jest proporcjonalna do E^2 (E jest natężeniem pola elektrycznego): $n_o - n_e = kE^2$. Przykładowymi substancjami, w których ten efekt występuje to np.: chloroform i benzen.

Kondensator Kerra



Stwierdzono również, że niektóre ciecze umieszczone w polu magnetycznym \mathbf{B} uzyskują własności podobne do jednoosiowych kryształów podwójnie łamiących (jest to efekt Cottona-Moutona). Kierunek osi optycznej pokrywa się w tym przypadku z kierunkiem pola \mathbf{B} . Stwierdzono, że różnica współczynników załamania promieni zwyczajnego i nadzwyczajnego wynosi: $n_o - n_e = CB^2\lambda$, gdzie λ jest długością fali światła, zaś C – stałą.



Polaryzatory

Efekt podwójnego załamania wykorzystywany jest do wytwarzania światła spolaryzowanego. W celu uzyskania jednej tylko wiązki światła spolaryzowanego, trzeba drugą wiązkę usunąć (promień zwyczajny lub nadzwyczajny). Realizuje się to w praktyce w pryzmacie (Nicola lub Wollastona) oraz w polaroidzie. Pryzmat Nicola wykonuje się z dwóch części kryształu kalcytu (sklejone są balsamem kanadyjskim); promień zwyczajny odbija się od płaszczyzny sklejenia i jest wyeliminowany, zaś wykorzystany jest promień nadzwyczajny. Pryzmat Wollastona wykonany jest poprzez sklejenie ze sobą pryzmatów z kalcytu i ze szkła. Kryształ turmalinu jest przykładem polaroidu; zachodzi w nim silna absorpcja promienia zwyczajnego, zaś używany jest wychodzący promień nadzwyczajny. Innym polaroidem jest kryształ herapatytu (kwaśny siarczan jodochininy).

Polaryzatory mogą służyć także jako analizatory (w celu określenia płaszczyzny polaryzacji światła). Jeśli umieścimy dwa płaskie polaroidy jeden na drugim i skierujemy na nie wiązkę światła, to przekręcając jednym z nich, przechodzące światło będzie cyklicznie przepuszczane lub absorbowane.

Skrećenie płaszczyzny polaryzacji

*) Przy przejściu światła liniowo spolaryzowanego przez pewne kryształy lub roztwory, płaszczyzna polaryzacji ulega skrećeniu. Kąt skrećenia tej płaszczyzny możemy wyznaczyć umieszczając badaną substancję pomiędzy polaryzatorem i analizatorem. Przykładową substancją wywołującą skrećenie płaszczyzny polaryzacji światła jest roztwór cukru w wodzie. Stwierdzono, że kąt skrećenia płaszczyzny polaryzacji opisać można następującą relacją:

$$\alpha = kcl \quad (34)$$

gdzie l jest grubością warstwy cieczy, c jest koncentracją roztworu, zaś k jest współczynnikiem charakteryzującym dany materiał (zwanym zdolnością skrećenia płaszczyzny polaryzacji). Typowy kąt skrećenia jest rzędu dziesięciu lub nawet kilkudziesięciu stopni. Na podstawie tej relacji, badając kąt skrećenia płaszczyzny polaryzacji, wyznaczyć można koncentrację danego roztworu (np. stężenie cukru w wodzie). Bardzo ciekawe jest to, iż płaszczyzna polaryzacji może być przekręcona prawo- lub lewoskrętnie (w zależności od kierunku obrotu). Istnieją, np., prawo- i lewo skrętne kryształy kwarcu. Roztwór cukru gronowego daje skrećenie lewoskrętne, zaś buraczanego – prawoskrętne (a zatem dzięki temu efektowi możemy zidentyfikować typ cukru).

***) Niektóre ciała (np. szkło lub siarkowodór) skręcają płaszczyznę polaryzacji, jeśli równoległe do biegu wiązki światła przyłożymy pole magnetyczne \mathbf{B} (jest to efekt Faradaya, odkryty przez niego w roku 1846). Kąt skręcenia płaszczyzny polaryzacji opisuje zależność:

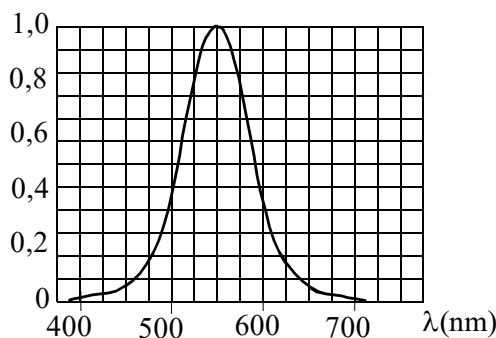
$$\alpha = \omega B l \quad (35)$$

gdzie l jest grubością warstwy substancji, zaś ω jest stałą charakterystyczną dla danego materiału (stała Verdet); przykładowo dla szkła optycznego $\omega = 7 \times 10^{-5} \text{ m/Wb}$.

Fotometria

Fotometria zajmuje się charakterystyką ilościową natężenia światła widzialnego, szczególnie w aspekcie jego rejestracji przez oko ludzkie.

Poniżej pokazano jak czułe jest oko ludzkie w zakresie światła widzialnego. Największa czułość przypada na światło koloru zielonego, przy długości fali około 555 nm. W związku z silną zależnością czułości oka od długości fali, w wielu zagadnieniach wykorzystuje się poniższą zależność (podobnie charakteryzowaliśmy czułość ucha ludzkiego na różne częstotliwości dźwięku). Rozróżnia się, zatem fotometrię energetyczną (definiującą obiektywnie wszystkie wielkości) oraz fotometrię wizualną (gdzie bierze się pod uwagę zdolność widzenia różnych barw przez oko).



Czułość oka ludzkiego na różne długości fali świetlnej

A oto trzy podstawowe wielkości definiowane w fotometrii:

Natężenie źródła światła (I)

Natężenie źródła światła definiujemy jako:

$$I = \frac{\Delta W}{\Delta t \Delta \Omega} \quad (36)$$

czyli jako energię wysyłąną przez źródło, przypadającą na jednostkę czasu i na jednostkę kąta bryłowego (albo też jako moc na jednostkę kąta bryłowego). Jednostką natężenia jest *kandela* (*cd*): jest to natężenie źródła, które wysyła promieniowanie monochromatyczne o długości fali $\lambda = 555 \text{ nm}$ (albo o częstotliwości $f = 540 \times 10^{12} \text{ Hz}$) i o mocy $1/683$ wata (czyli 1.47 mW) w kąt bryłowy jednego steradiana.

Oczywiście chcąc widzieć subiektywnie tak samo jasno inny (niż zielony) kolor światła, musimy powiększyć rzeczywistą moc źródła o odpowiedni czynnik, uzyskany na podstawie powyższego wykresu czułości oka ludzkiego.

Strumień świetlny

Definiujemy go jako całkowitą moc niesioną przez falę, propagującą się w kąt bryłowy Ω_0 :

$$\Phi = \int_{\Omega_0} I d\Omega \quad (37)$$

Oczywiście dla pełnego kąta bryłowego: $\Phi=4\pi I$.

Jednostką strumienia świetlnego jest: *lumen (lm)*, przy czym:

$$lm = cd * sr$$

Oświetlenie powierzchni

Oświetlenia powierzchni definiujemy jako:

$$E = \frac{\Phi}{A} \quad (38)$$

gdzie A jest oświetlaną powierzchnią.

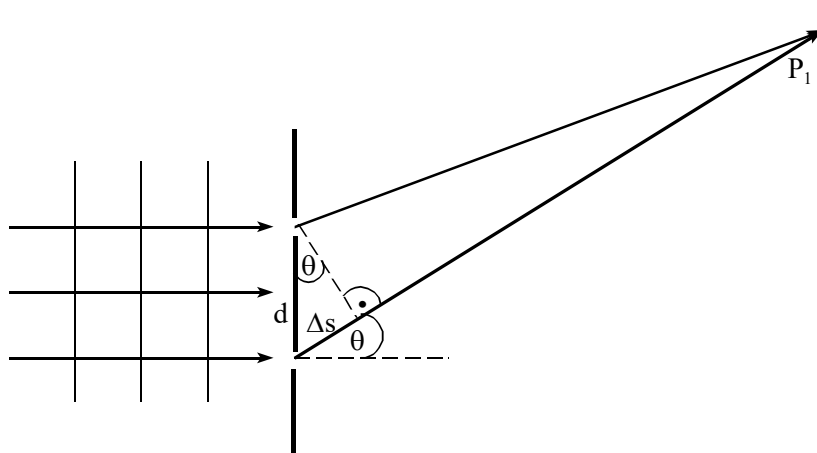
Jednostką oświetlenia jest lux (lx), przy czym:

$$lx = \frac{lm}{m^2}$$

DODATEK

D1. Natężenie światła przy interferencji z dwóch bardzo wąskich szczelin (doświadczenie Younga)

Na oko oraz na detektory światła działa tylko pole elektryczne **E** (pole **B** ma znikomy efekt).



Założmy, że składowe pola elektryczne dwóch fal dochodzących do punktu P1 są nasępujące:

$$E_1 = E_0 \sin \omega t \quad \text{oraz} \quad E_2 = E_0 \sin(\omega t + \varphi)$$

Obie fale przeszły inną drogę od szczelin do punktu P1, dlatego mają różnicę faz φ .
Amplituda fali wypadkowej:

$$E = E_1 + E_2$$

czyli:

$$E = E_0 [\sin \omega t + \sin(\omega t + \varphi)] = 2E_0 \cos \frac{\varphi}{2} \sin(\omega t + \frac{\varphi}{2})$$

Powyższy wynik możemy zapisać:

$$E = E_\theta \sin(\omega t + \beta) \quad (d1)$$

gdzie przez E_θ oznaczyliśmy amplitudę wypadkowej fali, ugiętej pod kątem θ , oraz:

$$E_\theta = 2E_0 \cos \beta = E_m \cos \beta \quad \text{gdzie: } \beta = \frac{\varphi}{2} \quad \text{oraz} \quad E_m = 2E_0 \quad (d2)$$

Natężenie każdej fali jest proporcjonalne do kwadratu amplitudy; w naszym przypadku:

$$I_\theta \propto E_\theta^2$$

Mamy więc:

$$I_\theta = I_m \cos^2 \beta \quad (d3)$$

gdzie: $\beta = \frac{\varphi}{2}$.

Kąt φ jest różnicą faz obu padających fal. Zauważmy, że różnica faz wiąże się z różnicą dróg, jakie przebyły fale do punktu P1:

$$\frac{\text{różnica faz}}{2\pi} = \frac{\text{różnica dróg}}{\lambda}$$

czyli:

$$\frac{\varphi}{2\pi} = \frac{d \sin \theta}{\lambda}$$

skąd: $\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \theta$. A zatem:

$$\beta = \frac{\varphi}{2} = \frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta \quad (d4)$$

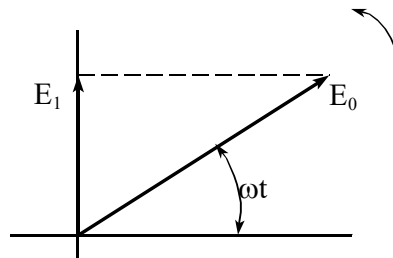
Równania d3 i d4 opisują natężenia światła ugiętego przez dwie wąskie szczeliny w funkcji $\sin \theta$.

D2. Składanie wielu fal

Przy dodawaniu fal wygodnie jest stosować następującą konstrukcję. Drganie wektora natężenia pola elektrycznego:

$$E_1 = E_0 \sin \omega t \quad (d5)$$

przedstawiamy jako wektor o długości E_0 (zwany wykazem) obracający się z prędkością kątową ω :

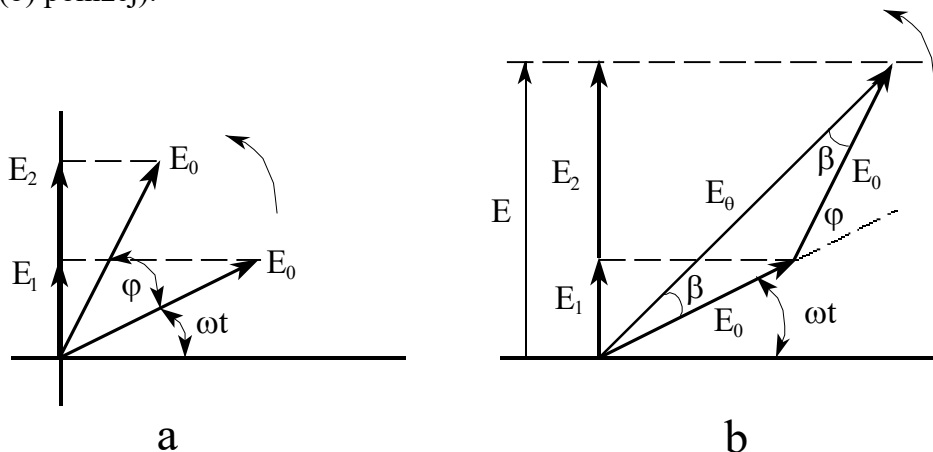


W każdej chwili rzut tego wirującego wektora na oś pionową ma właśnie długość opisaną Równ. d5.

Dodajmy teraz dwa zaburzenia:

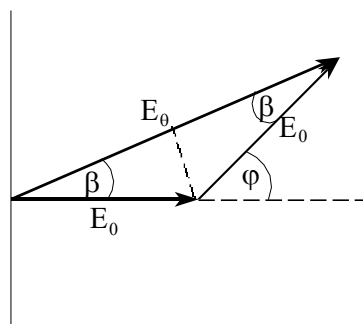
$$E_1 = E_0 \sin \omega t \quad \text{oraz} \quad E_2 = E_0 \sin(\omega t + \varphi)$$

Na poniższym rysunku (a) oba drgania przedstawione są jako dwa wirujące wektory (z prędkością kątową ω), przesunięte względem siebie w fazie o kąt φ . Zauważmy, że sumą obu drgań jest suma rzutów na oś pionową obu wektorów, czyli $E = E_1 + E_2$ (rysunek (a) poniżej). Wynik ten możemy także uzyskać następująco: dodajemy najpierw oba wektory wskazowe, których rezultatem jest wektor E_0 i następnie rzutujemy go na oś pionową (rysunek (b) poniżej).



Otrzymujemy: $E = E_1 + E_2 = E_0 \sin(\omega t + \beta)$, czyli taki sam wynik jak poprzednio na drodze rachunkowej.

Operację ta możemy przedstawić jeszcze prościej:

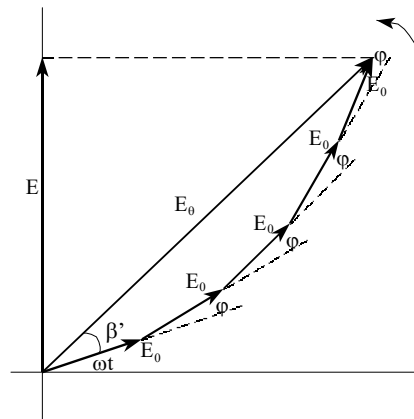


Dodajemy wektory E_1 i E_2 (każdy z nich o amplitudzie E_0), tworzące między sobą kąt φ . W otrzymanym trójkącie równoramiennym kąt $\beta = \varphi/2$ i zatem:

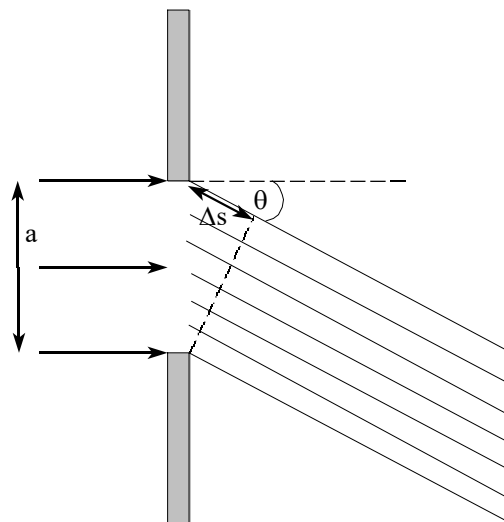
$$E_0 = 2E_0 \cos \beta$$

znaleźliśmy długość wypadkowego wektora wskazowego (którą także otrzymaliśmy poprzednio).

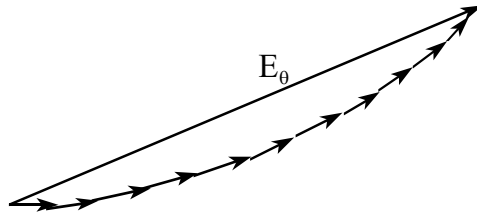
W opisany powyżej sposób można dodać więcej drgań (fal) wektora E , jak na poniższym rysunku. Dodano tu drgania: $E = E_0 \sin \omega t + E_0 \sin(\omega t + \varphi) + E_0 \sin(\omega t + 2\varphi) + E_0 \sin(\omega t + 3\varphi) + E_0 \sin(\omega t + 4\varphi)$. Wynikiem jest: $E = E_0 \sin(\omega t + \beta')$.



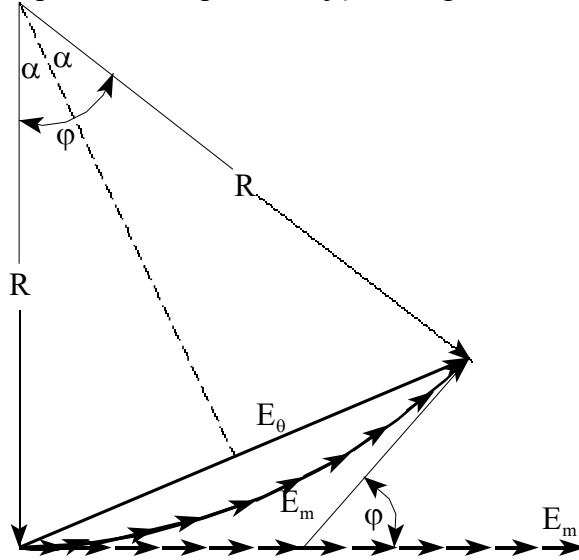
D3. Dyfrakcja na pojedynczej szczelinie



Założmy, że różnica faz pomiędzy promieniami skrajnymi wynosi φ (tzn. faza górnego jest większa o φ). Jeżeli wiązkę podzielimy na n równoodległych promieni, to każdy następny ma fazę większą od poprzedniego kąt φ/n . Dodając je, otrzymamy diagram poniższego typu



Przerysujmy ten diagram ponownie, wprowadzając szczegółowe zależności geometryczne:



Łuk uzyskany ze składania fal kolejnych promieni jest fragmentem okręgu o promieniu R . Na osi poziomej dodano wszystkie cząstkowe wektory wskazowe w jednym kierunku; długość uzyskanego odcinka (E_m) równa jest długości otrzymanego łuku. Z zależności zaznaczonych na rysunku wynika, że:

$$\sin \frac{\varphi}{2} = \frac{E_\theta}{2R}$$

Z drugiej strony: $\varphi = \frac{E_m}{R}$, czyli: $R = \frac{E_m}{\varphi}$. Podstawiając to do powyższego, otrzymamy:

$$E_\theta = \frac{E_m}{(\varphi/2)} \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right) \quad \text{lub też:}$$

$$E_\theta = E_m \frac{\sin \alpha}{\alpha} \quad (d6)$$

gdzie: $\alpha = \frac{\varphi}{2}$.

Natężenie światła ugiętego pod kątem θ (I_θ) jest proporcjonalne do E_θ^2 , a zatem możemy napisać:

$$I_\theta = I_m \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right)^2 \quad (d7)$$

Wyliczmy w końcu φ i w konsekwencji α . Z użytej już przez nas wcześniej proporcji:

$$\frac{\text{różnica faz}}{2\pi} = \frac{\text{różnica dróg}}{\lambda}$$

uzyskamy:

$$\frac{\varphi}{2\pi} = \frac{a \sin \theta}{\lambda}$$

Różnica faz między promieniami skrajnymi wynosi:

$$\varphi = \frac{2\pi a}{\lambda} \sin \theta$$

Natomiast $\alpha = \frac{\varphi}{2}$:

$$\alpha = \frac{\pi a}{\lambda} \sin \theta \quad (\text{d8})$$

Równ. d7 wraz z d8 wyrażają zależność natężenia ugiętego światła od kąta θ .

D4. Dyfrakcja na dwóch szczelinach o skończonej szerokości

Jeśli światło ugina się na dwóch szczelinach, to mamy do czynienia łącznie z efektem dyfrakcji na każdej ze szczelin i interferencji wiązek ugiętych na obu szczelinach. Rozkład natężenia ugiętego światła jest iloczynem relacji d3 i d7:

$$I_{\theta} = I_m \cos^2 \beta \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right)^2 \quad (\text{d9})$$

gdzie α i β są dane Równ. d8 i d4.