

R o z d z i a ł 10

OPTYKA

10.1. Wstęp

Optyka stanowi dział fizyki, który zajmuje się światłem. W mowie potocznej przez termin „światło” rozumiemy zarówno wrażenia wzrokowe, jak i zjawiska, które je wywołują.

Z dzisiejszego punktu widzenia fale świetlne stanowią pewien wycinek widma fal elektromagnetycznych, obejmujący fale o długościach zawartych w granicach od 380 nm do 780 nm ($1 \text{ nm} = 10^{-9} \text{ m}$). Najkrótsze z nich widzimy jako światło fioletowe, najdłuższe jako czerwone.

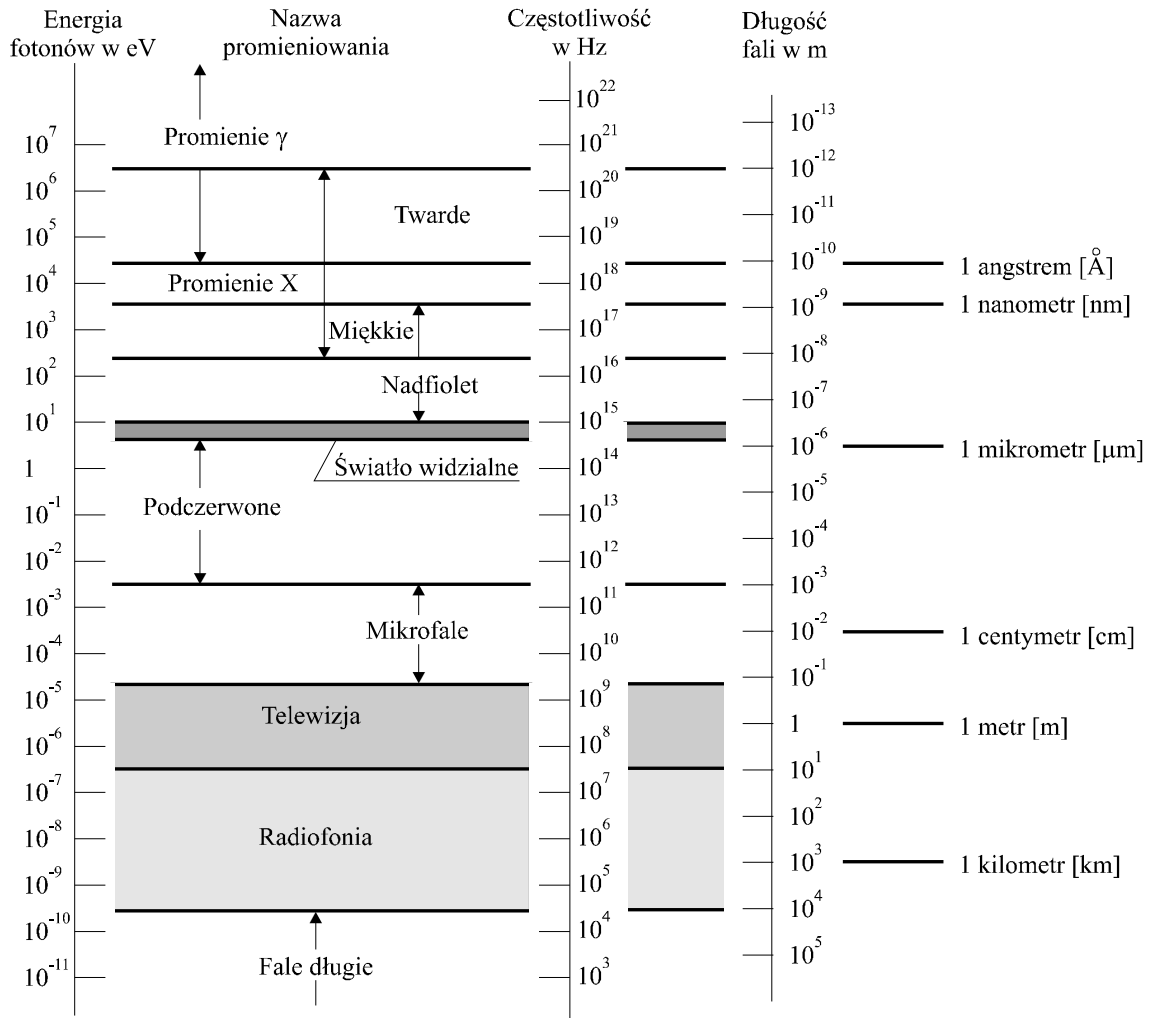
Optyka, w szerszym słowa tego znaczeniu, zajmuje się również promieniowaniem niewidzialnym dla oka ludzkiego o długościach fal większych niż 780 nm do $100 \mu\text{m}$ zwanym podczerwienią, oraz mniejszych od 380 nm do 1 nm nazywanym nadfioletem.

Pełny zakres widma fal elektromagnetycznych oraz „miejsce wśród nich” fal nazywanych „światłem” przedstawia rys. 10.1.

Poglądy na naturę światła począwszy od XVII wieku uległy dużym zmianom. Jeden z twórców optyki I. Newton (opierając się na tym, że podstawową właściwością jaką wykazuje światło jest rozchodzenie się po liniach prostych) uważał, że światło polega na ruchu bardzo drobnych cząsteczek, korpuskuł świetlnych, poruszających się z określonymi prędkościami i mających określony pęd. Teoria ta bardzo dobrze tłumaczyła zjawiska załamania i odbicia.

W wieku XIX zapanowała (zapoczątkowana pod koniec XVII wieku przez Ch. Huyghensa) teoria falowa – która zakładała, że światło ma naturę falową. Teoria ta bardzo dobrze tłumaczyła zjawiska ugięcia i interferencji oraz prawa załamania i odbicia światła.

Obecnie obowiązuje zwarta fotonowa teoria światła. Według tej teorii światło (promieniowanie elektromagnetyczne) rozchodzi się w przestrzeni w postaci paczek energii – fotonów. Foton odpowiadający promieniowaniu o częstości drgań ν ma energię $E = h\nu$ i pęd $p = h\nu / c$ (gdzie h – stała Plancka, c – prędkość światła w próżni). Tak więc teoria fotonowa jest swoistym połączeniem teorii korpuskularnej i falowej.

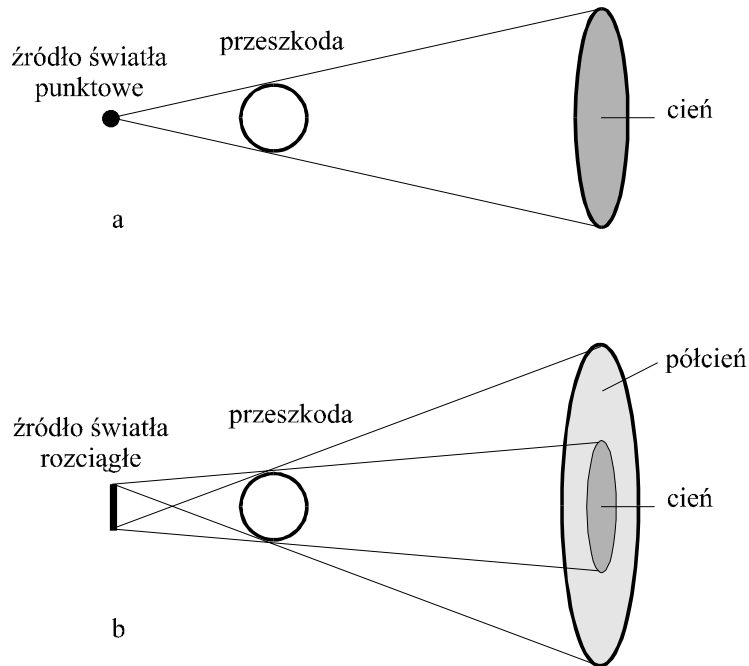


Rys.10.1. Widmo fal elektromagnetycznych ($1\text{eV} = 1,6 \cdot 10^{-19}$).

10.2 Optyka geometryczna

10.2.1. Podstawowe prawa optyki geometrycznej

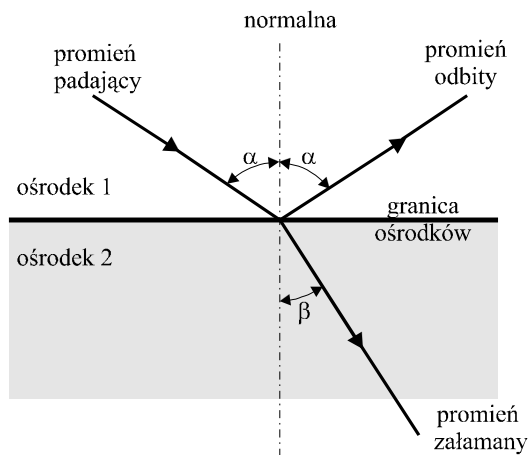
Codzienne doświadczenie uczy nas, że światło rozchodzi się po liniach prostych. Jeśli na drodze promieni ustawimy przeszkodę, to za nią powstanie cień. W przypadku źródła punktowego (czyli o rozmiarach tak małych, że w porównaniu z odległościami, z których to źródło obserwujemy możemy je pominąć) cień jest geometryczny (rys.10.2a). Najczęściej jednak źródła są rozciągnięte – wówczas przedmioty nieprzezroczyste dają cień i półcień (rys.10.2b). Obszar cienia obejmuje punkty, do których światło w ogóle nie dochodzi, obszar półcienia oświetlony jest jedynie przez część źródła rozciągniętego, przy czym nie ma ostrej granicy pomiędzy cieniem a półcieniem.



Rys.10.2. Powstawanie cienia i półcienia przy oświetleniu nieprzezroczystego przedmiotu z
a) punktowego, b) rozciągniętego źródła światła

Prócz prostoliniowości rozchodzenia się promieni świetlnych w optyce geometrycznej przyjmujemy, że promienie świetlne biegną w przestrzeni całkowicie od siebie niezależnie.

Kolejną cechą jest odwracalność biegu promieni świetlnych. Oznacza to, że jeśli światło biegnie po określonej drodze w pewnym kierunku, to również po tej samej drodze może biec w kierunku przeciwnym. Gdy wiązka świetlna trafia na swej drodze na inny ośrodek, to na powierzchni granicznej (granicy dwóch ośrodków) część promieniowania zostaje odbita, a reszta przechodzi do drugiego ośrodka ulegając załamaniu (rys.10.3).



Rys.10.3. Odbicie i załamanie światła na granicy dwóch ośrodków.

Optyka geometryczna opiera się na dwóch podstawowych prawach charakteryzujących zachowanie się promieni świetlnych na granicy dwóch ośrodków. Są to prawa odbicia i załamania.

Prawa odbicia są następujące:

1. promień padający, odbity i normalna do powierzchni granicznej leżą w jednej płaszczyźnie;
2. kąt padania jest równy kątowi odbicia.

Prawa załamania zostały sformułowane przez W.Snelliusa i brzmią następująco:

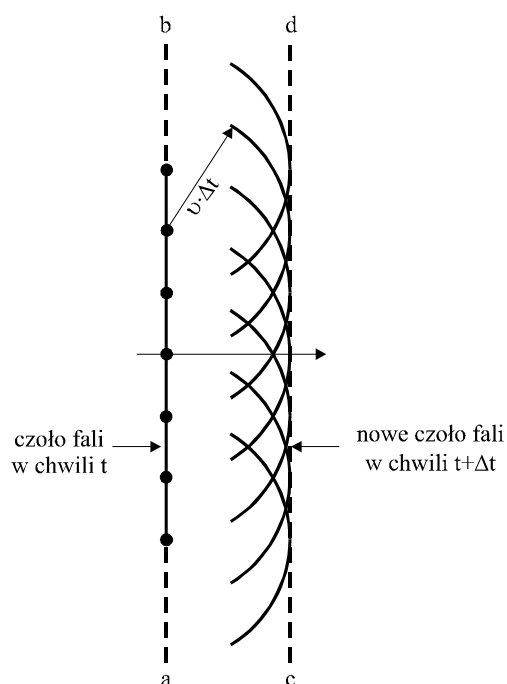
1. promień padający, załamany i normalna do powierzchni granicznej leżą w jednej płaszczyźnie;
2. stosunek sinusa kąta padania α do sinusa kąta załamania β jest wielkością stałą:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n_{21} \quad (10.1)$$

gdzie n_{21} nazywamy współczynnikiem załamania ośrodka, do którego promień wchodzi (ośrodek 2), względem ośrodka z którego wychodzi (ośrodek 1).

Prawa odbicia i załamania możemy wyprowadzić z równań Maxwella, co oznacza, że obowiązują one dla wszystkich obszarów widma elektromagnetycznego. Dla naszych potrzeb wystarczy wykorzystanie prostszej teorii podanej w roku 1678 przez holenderskiego fizyka Christiana Huyghensa. Jest ona oparta na konstrukcji geometrycznej czoła fali w chwili $t + \Delta t$ w oparciu o znajomość czoła fali w chwili t . Teorię tą nazywamy zasadą Huyghensa. Zasada Huyghensa głosi, że: wszystkie punkty czoła fali można uważać za źródła nowych fal kulistych. Położenie czoła fali po czasie Δt będzie dane przez powierzchnię styczną do tych fal kulistych.

Rozważmy przykład zilustrowany na rys. 10.4. W chwili początkowej t dane jest czoło fali płaskiej ab .



Rys.10.4. Rozchodzenie się fali płaskiej w ośrodku przedstawione za pomocą elementarnych fal Huyghensa.

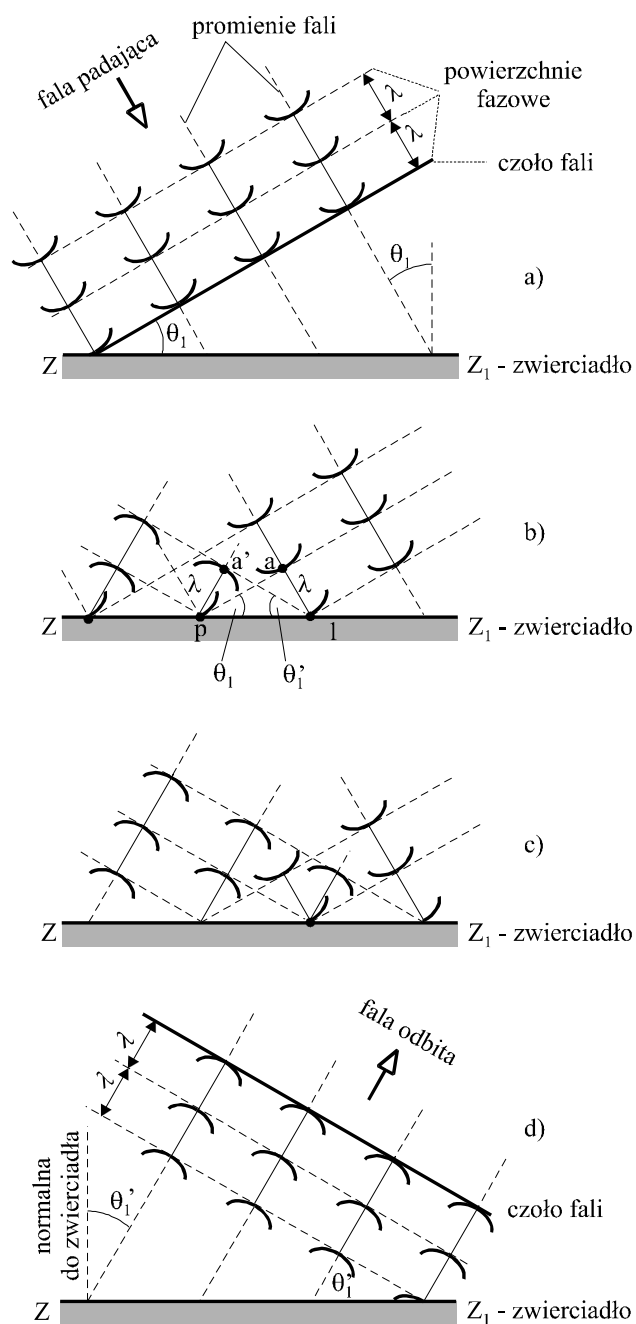
Wybieramy na powierzchni czoła fali (ab) kilka punktów, które zgodnie z zasadą Huyghensa możemy traktować jako źródła nowych fal kulistych. Po pewnym czasie Δt promienie tych kul będą równe $v \cdot \Delta t$ (gdzie v jest prędkością światła w ośrodku, w którym rozchodzi się światło). Powierzchnia styczna do tych kul jest przedstawiona linią dc – która jest równoległa do linii ab i odległa od niej o $v \cdot \Delta t$. Wobec tego powierzchnie fazowe (falowe) fali płaskiej będące płaszczyznami rozchodzą się w przestrzeni z prędkością v .

W oparciu o zasadę Huyghensa można również wytłumaczyć zdefiniowane wcześniej prawa odbicia i załamania.

Na rys.10.5a jest przedstawiona fala płaska (trzy powierzchnie fazowe) padające na zwierciadło ZZ_1 .

Wybrane powierzchnie fazowe są odległe od siebie o długość fali λ . Kąt θ_1 – pomiędzy czołem fali i zwierciadłem jest równy kątowi pomiędzy promieniem padającym i prostopadłą (normalną) do zwierciadła (jako kąty o ramionach wzajemnie prostopadłych). Kąt θ_1 jest to kąt padania (rys.10.5a).

Punkt a (patrz rys. 10.5b) na czole fali padającej w czasie $t = \lambda/v$ dociera z punktu a do l. Natomiast fala, która dotarła do punktu p nie może biec poza zwierciadło – może natomiast rozchodzić się jako „fala Huyghensa” do tyłu.



Rys.10. 5. Odbicie fali płaskiej od płaskiego zwierciadła, przedstawione za pomocą elementarnych fal Huyghensa

Zataczamy z punktu p łuk o promieniu λ , czoło fali odbitej będzie styczne do tego łuku. Ponieważ na nowym czole fali musi leżeć punkt l, styczna ta musi przechodzić przez l i a' (rys.10.5b). Zauważmy, że kąt θ_1' pomiędzy czołem fali odbitej i zwierciadłem jest równy kątowi pomiędzy promieniem odbitym i normalną do zwierciadła. Kąt θ_1' jest nazywany kątem odbicia.

Rozpatrzmy teraz trójkąty prostokątne alp i a'lp. Trójkąty te mają jeden bok wspólny lp, oraz bok $al = \lambda$ równy bokowi $a'p = \lambda$. Takie trójkąty prostokątne (które mają dwa boki równe) są przystające i możemy prawo odbicia zapisać jako:

$$\theta_1 = \theta_1'$$

Podobnie w oparciu o zasadę Huyghensa możemy wprowadzić prawo załamania:

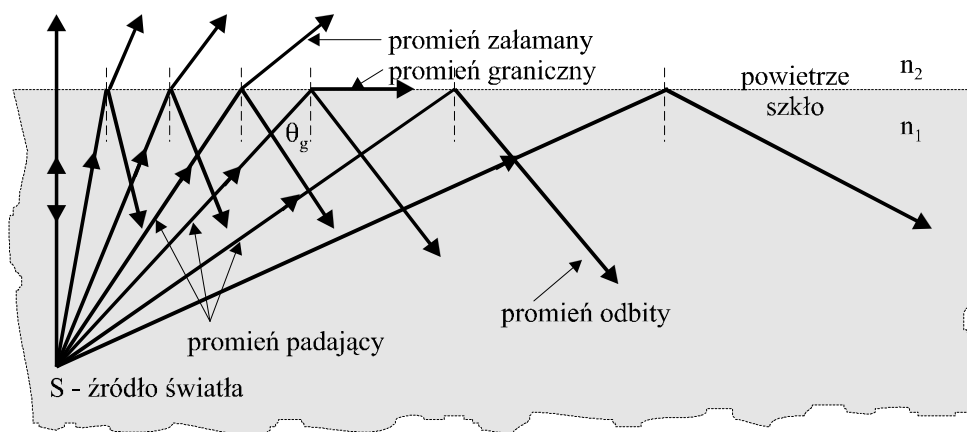
$$n_{21} = \frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2}; \quad n_{21} = \frac{v_1}{v_2} \quad (10.2)$$

gdzie: θ_1 – kąt padania światła na granicę dwóch ośrodków,

θ_2 – kąt załamania.

v_1, v_2 – prędkości rozchodzenia się fal świetlnych odpowiednio w ośrodkach 1 i 2.

Rozpatrzmy promień świetlny biegnący w ośrodku optycznie gęstszym (np. szkło), który pada na powierzchnię ograniczającą ten ośrodek od ośrodka o mniejszej gęstości optycznej (np. powietrze) – rys.10.6.



Rys.10.6. Całkowite wewnętrzne odbicie światła wychodzącego ze źródła S.

Kąt graniczny θ_g .

Jeżeli kąt padania θ wzrasta, dochodzimy do sytuacji, w której promień załamany biegnie równoległe do powierzchni oddzielającej oba ośrodki (powierzchni łamiącej) – czyli kąt załamania równa się 90° . Wtedy spełniona jest równość:

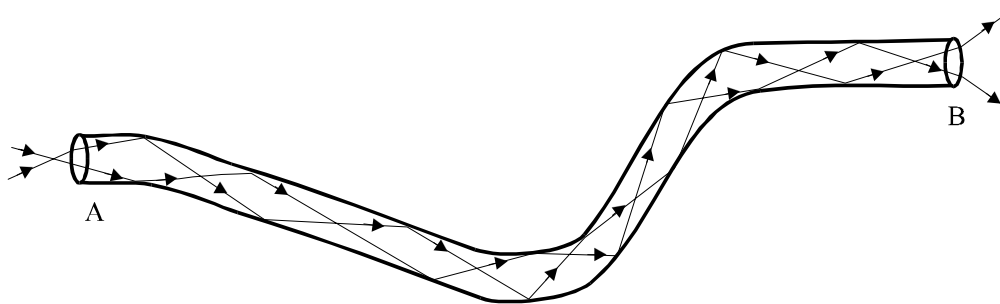
$$n_1 \sin \theta_g = n_2 \sin 90^\circ$$

$\sin 90^\circ = 1$ czyli

$$\sin \theta_g = \frac{n_2}{n_1} \quad (10.3)$$

Dla promieni padających pod kątem większym od kąta granicznego θ_g nie otrzymujemy już promieni załamanych – obserwujemy zjawisko zwane całkowitym wewnętrznym odbiciem.

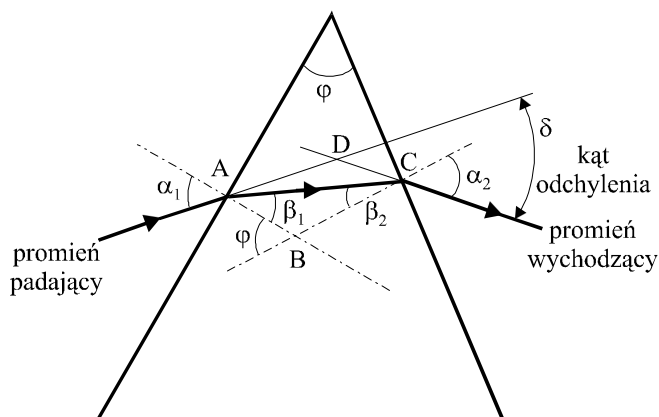
Zjawisko to jest powszechnie wykorzystywane m.in. w światłowodzie, które jest cienkim „włóknem” szklanym, a wiązka światła jest w nim prowadzona przez całkowite wewnętrzne odbicie na granicy szkło-powietrze (rys.10.7).



Rys.10.7. Schemat biegu światła przez światłowód.

10.2.2. Załamanie światła w pryzmacie.

Pryzmatem nazywamy ciało przezroczyste (np. szkło) ograniczone dwiema płaszczyznami przecinającymi się wzdłuż prostej zwanej krawędzią pryzmatu i tworzącymi kąt φ - zwany kątem łamiącym pryzmatu.



Rys.10.8. Załamanie promienia w pryzmacie.

Jeżeli n jest współczynnikiem załamania pryzmatu, a n' współczynnikiem załamania ośrodka otaczającego pryzmat (przy założeniu, że $n' < n$) to dla kątów padania i załamania zachodzą związki:

$$\begin{aligned} n' \sin \alpha_1 &= n \sin \beta_1 \\ n \sin \beta_2 &= n' \sin \alpha_2 \end{aligned}$$

Ponieważ kąty φ i ψ są kątami zewnętrznymi trójkątów ACB i ACD , więc możemy zapisać:

$$\varphi = \beta_1 + \beta_2$$

$$\delta = (\alpha_1 - \beta_1) + (\alpha_2 - \beta_2) = (\alpha_1 + \alpha_2) - (\beta_1 + \beta_2) = \alpha_1 + \alpha_2 - \varphi \quad (10.3)$$

Dla małych kątów możemy przyjąć, że:

$$n' \alpha_1 \approx n \beta_1 \qquad n \beta_2 \approx n' \alpha_2$$

czyli

$$\alpha_1 = \frac{n}{n'} \beta_1 \qquad \alpha_2 = \frac{n}{n'} \beta_2$$

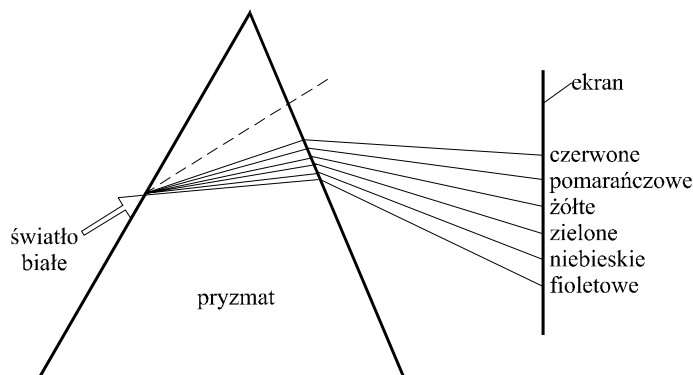
wówczas równanie (10.3) na kąt odchylenia pryzmatu przyjmie postać:

$$\delta = \frac{n}{n'} \varphi - \varphi = \left(\frac{n}{n'} - 1 \right) \varphi \quad (10.4)$$

Jeżeli ośrodkiem otaczającym pryzmat jest powietrze, dla którego $n' \approx 1$ wtedy otrzymujemy:

$$\delta = (n - 1) \varphi \quad (10.5)$$

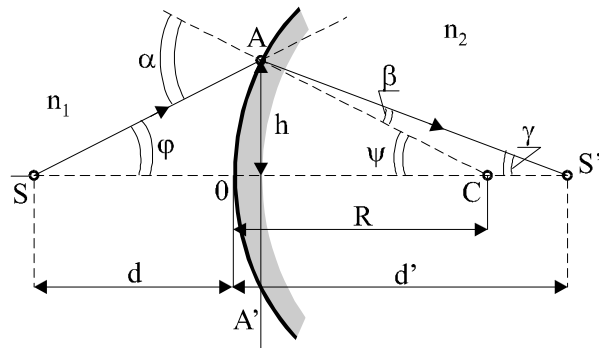
W tym miejscu należy podkreślić, że pryzmat ma właściwości rozszczepiające światło. Ponieważ światło białe (np. słoneczne) jest mieszaniną „różnobarwnych” promieni, z których każdy rozchodzi się z inną prędkością v , a jak wiemy współczynnik załamania zgodnie z zależnością (10.2) zależy od prędkości rozchodzenia się fali, więc po przejściu światła białego przez pryzmat na ekranie uzyskujemy widmo o kolejności barw jak to przedstawia rys. 10.9.



Rys.10.9. Rozszczepienie światła białego w pryzmacie.

10.2.3. Załamanie światła na powierzchni sferycznej

Rozpatrzmy przypadek załamania promieni świetlnych na powierzchni sferycznej rozdzielającej ośrodki o współczynnikach załamania n_1 i n_2 (rys.10.10).



Rys.10.10. Załamanie promienia na powierzchni sferycznej

Oś przechodząca przez środek krzywizny powierzchni sferycznej C nazywamy główną osią optyczną. Odległość pomiędzy punktami 0 (punkt przecięcia powierzchni sferycznej przez oś optyczną) i C jest równa promieniowi krzywizny R tej powierzchni.

Rozpatrzmy promień biegnący od przedmiotu S leżącego na osi optycznej, który pada na wypukłą powierzchnię sferyczną w punkcie A pod kątem α i ulega załamaniu pod kątem β i przecina oś optyczną w punkcie S' (przerwana linia AC jest prostopadłą do powierzchni granicznej).

Będziemy rozpatrywać tylko te promienie, które tworzą z główną osią optyczną kąty na tyle małe, że w przybliżeniu są równe ich sinusom (cosinusy tych kątów $\cong 1$).

Jeżeli kąt φ między osią optyczną a promieniem padającym na powierzchnię sferyczną jest mały, to kąty α , β i ψ (rys.10.10) będą również małe. Na tej podstawie można (nie popełniając dużego błędu) wprowadzić następujące przybliżenia:

$$SA \approx S0 = d, \quad AS' = OS' = d' \quad (10.5)$$

$$\varphi = \frac{h}{d}, \quad \gamma = \frac{h}{d'}, \quad \psi = \frac{h}{R}$$

Dla małych kątów prawo załamania można zapisać w postaci

$$n_1 \alpha \approx n_2 \beta \quad (10.6)$$

Jak widać z rys.10.10, kąty α i β można wyrazić zależnościami:

$$\alpha = \varphi + \psi = \frac{h}{R} + \frac{h}{d}$$

$$\beta = \psi - \gamma = \frac{h}{R} - \frac{h}{d'}$$
(10.7)

Podstawiając te związki do zależności (10.6) i dzieląc przez h otrzymamy równanie opisujące załamanie promieni na powierzchni sferycznej:

$$\frac{1}{d} + \frac{n_2}{n_1} \frac{1}{d'} = \left(\frac{n_2}{n_1} - 1 \right) \frac{1}{R} = (n_{2,1} - 1) \frac{1}{R}$$
(10.8)

Równanie to nie zależy od h , a to oznacza, że wszystkie promienie padające na powierzchnię sferyczną pod małymi kątami skupiają się w jednym punkcie S' . Punkt ten nazywamy obrazem przedmiotu znajdującego się w punkcie S .

Wartość prawej strony równania (10.8) zależy od współczynników załamania ośrodków i promienia krzywizny powierzchni rozdzielającej te ośrodki. Wielkość ta dla danych ośrodków i danego promienia krzywizny powierzchni załamującej jest wielkością stałą i nosi nazwę zdolności skupiającej D . Zatem:

$$D = \left(\frac{n_2}{n_1} - 1 \right) \frac{1}{R} = (n - 1) \frac{1}{R}$$
(10.9)

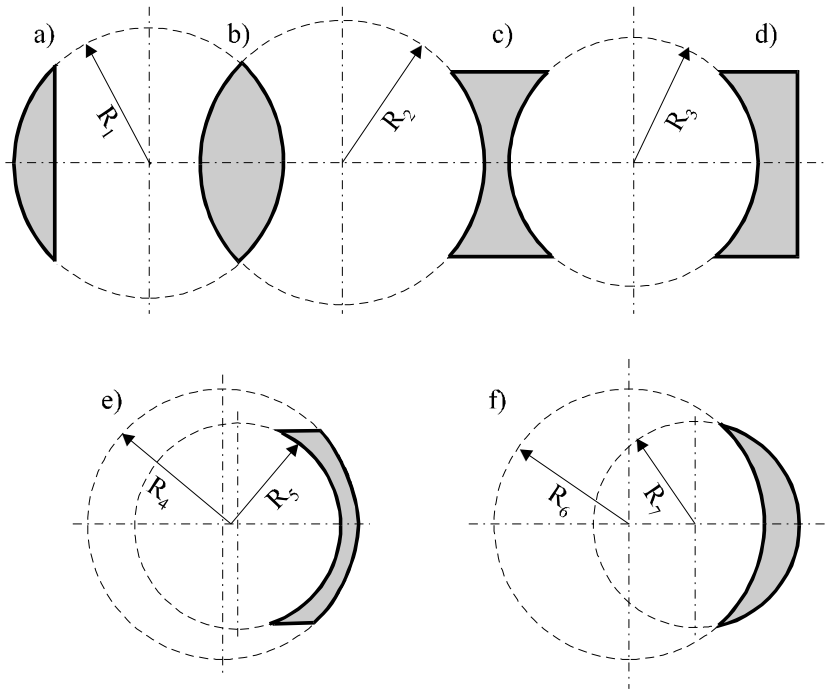
gdzie $n = \frac{n_2}{n_1}$ - względny współczynnik drugiego ośrodka względem pierwszego.

Zdolność skupiającą wyrażamy w dioptriach $[D]$ wymiarem dioptrii jest $\left[\frac{1}{m} \right]$.

10.2.4. Soczewki sferyczne

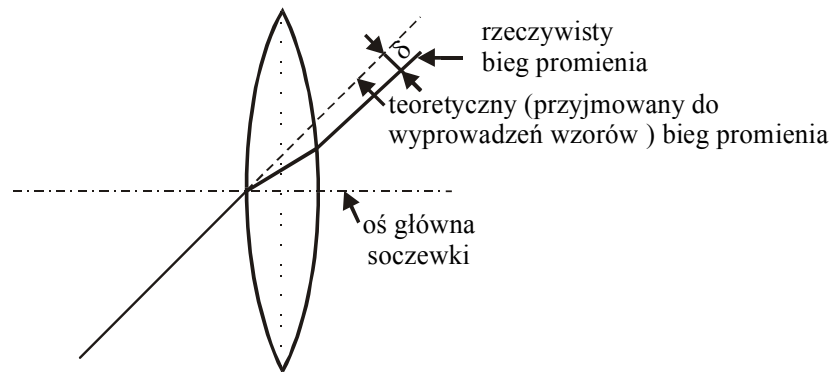
Soczewką nazywamy przezroczystą bryłę ograniczoną dwiema powierzchniami sferycznymi o jednakowych lub różnych promieniach krzywizny.

W przypadku gdy soczewka jest typu płasko-wypukła lub płasko-wklęsła (patrz rys.10.11) jedną powierzchnią ograniczającą jest płaszczyzna (czyli sfera o nieskończenie wielkim promieniu krzywizny).



Rys.10.11. Soczewki sferyczne: a) płasko-wypukła, b) obustronnie wypukła, c) obustronnie wklęsła, d) płasko-wklęsła, e) wklęsło-wypukła o grubych krawędziach, f) wklęsło-wypukła o cienkich krawędziach

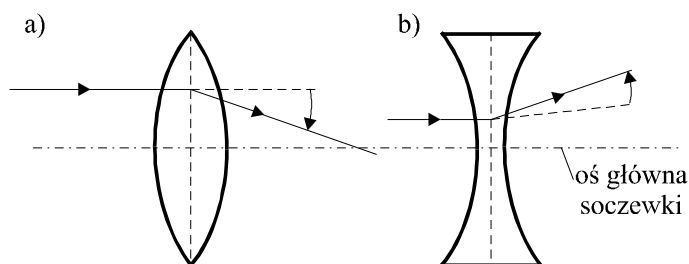
Dalsze rozważania przeprowadzimy dla soczewek cienkich – czyli takich, których grubość jest znacznie mniejsza od promienia krzywizny powierzchni ograniczających soczewkę. W tym przypadku promień przechodzący przez środek soczewki ulega tylko nieznacznemu przesunięciu δ (rys.10.12) od kierunku pierwotnego.



Rys.10.12. Bieg promienia przechodzącego przez środek cienkiej soczewki sferycznej

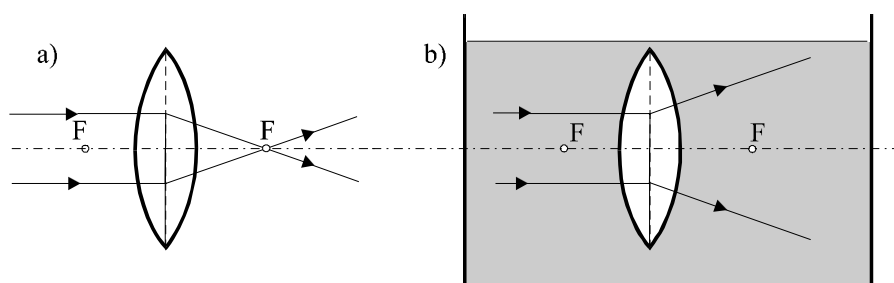
Soczewki mogą być skupiające lub rozpraszające. Soczewkę nazywamy skupiającą, gdy promień biegnący równoległe do osi głównej po przejściu przez soczewkę zostaje odchylony

w kierunku osi głównej. Soczewkę nazywamy rozpraszającą, gdy promień zostaje odchylony w kierunku od osi głównej (rys.10.13).



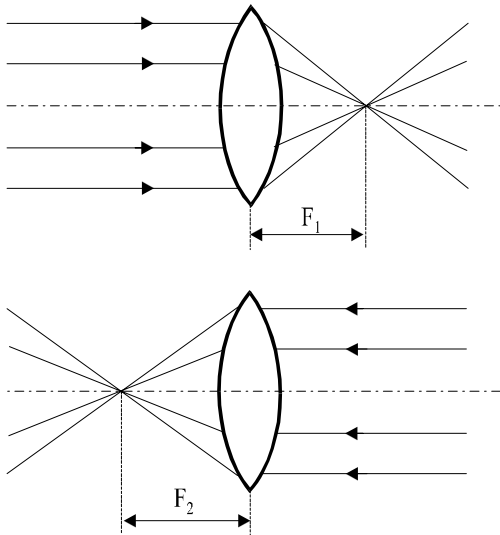
Rys.10.13. Bieg promienia przechodzącego przez soczewkę: a) skupiającą, b) rozpraszającą.

W tym miejscu dla pełnej jasności należy podkreślić, że właściwości soczewek zależą nie tylko od ich kształtu, oraz współczynników załamania materiału, z którego zostały one wykonane lecz także zależą od współczynnika załamania otaczającego je ośrodka (rys.10.14).



Rys.10.14. Soczewka skupiająca w powietrzu staje się rozpraszająca po umieszczeniu jej w ośrodku o współczynniku załamania większym od współczynnika załamania soczewki.

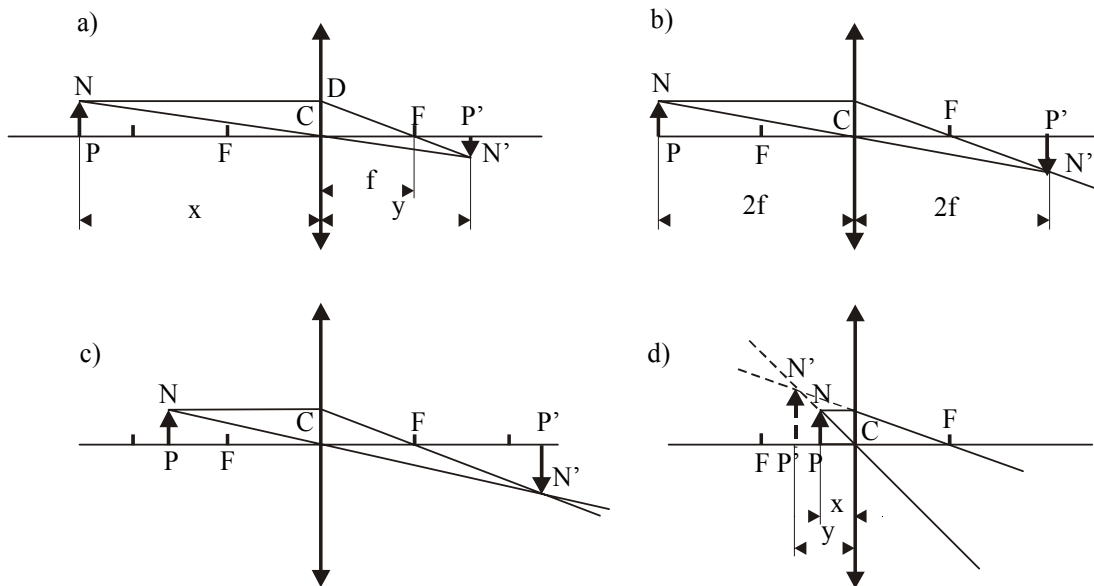
Aby wyprowadzić zależności określające powstawanie obrazów po przejściu promieni przez soczewkę rozważmy promieniowanie biegnące równoległe do osi optycznej. Promienie te po załamaniu w soczewce skupiają się w punkcie F_1 (lub F_2) zwanym ogniskiem. Każda soczewka ma dwa ogniska leżące po przeciwnych stronach (rys.10.15). Ogniska soczewek bardzo cienkich są równe.



Rys. 10.15. Ogniska soczewki wypukłej

Na rys.10.6 przedstawiono schemat powstawania obrazu w cienkich soczewkach wypukłych, przy różnym ustawieniu przedmiotu (NP) względem ogniska. Dla wykreślenia obrazu (N'P') wybierzemy dla każdego punktu szczególnego przedmiotu dwa promienie:

- promień przechodzący przez środek geometryczny soczewki, która zgodnie z rys.10.12 nie ulega załamaniu;
- promień równoległy do głównej osi soczewki, który po załamaniu przechodzi przez ognisko F.



Rys.10.16. Obrazy tworzone przez cieką soczewkę skupiającą:

- $x > 2f$; b) $x = 2f$; c) $f < x < 2f$; d) $x < f$

Jak widać z rys.10.16 położenie, wielkość i ustawienie obrazu względem głównej osi soczewki zależą dla danej soczewki od położenia przedmiotu względem środka optycznego C soczewki. Stosunek wielkości obrazu do wielkości przedmiotu nazywamy powiększeniem i oznaczamy W.

Jeżeli oznaczymy: $x=PC$ – odległość przedmiotu od soczewki; $y=P'C$ – odległość obrazu od soczewki; $f=FC$ – ogniskowa soczewki, to z rysunku 10.16a,b,c widać, że powiększenie obrazu możemy zapisać:

$$W = \frac{N'P'}{NP} \quad (10.10)$$

Z rys.10.16 widać, że trójkąty NPC i N'P'C są podobne (ponieważ mają takie same kąty), czyli

$$\frac{N'P'}{NP} = \frac{y}{x}$$

Z podobieństwa trójkątów DCF i N'PF wynika, że:

$$\frac{N'P'}{CD} = \frac{y-f}{f}$$

Wiedząc, że $CD=NP$. otrzymujemy:

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

stąd otrzymujemy równanie soczewkowe:

$$\frac{1}{x} + \frac{1}{y} = \frac{1}{f} \quad (10.11)$$

Równanie soczewkowe (10.11) możemy też zapisać w innej postaci nazywanej równaniem Newtona jako:

$$(x-f)(y-f) = f^2 \quad (10.12)$$

Za pomocą soczewek możemy – w zależności od miejsca umieszczenia przedmiotu względem soczewki otrzymać następujące obrazy:

- rzeczywiste – czyli takie, które powstają w punktach przecięcia się odpowiednich promieni świetlnych – obrazy takie mogą być obserwowane na ekranie – odwrócone, powiększone lub pomniejszone;
- urojone – czyli takie, które powstają na siatkówce oka obserwatora w miejscu przecięcia przedłużeń promieni – proste (nie odwrócone) – powiększone lub pomniejszone.

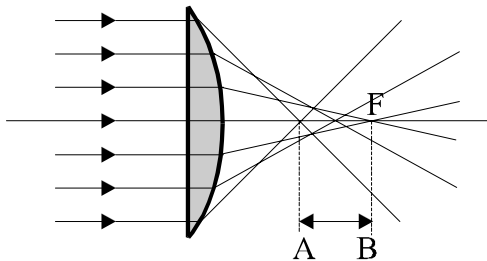
10.2.5. Wady odwzorowania soczewek

Pamiętamy, że wzory wyprowadzone dla soczewek są słuszne tylko przy następujących założeniach (przy których były one wyprowadzone):

- krzywizny soczewek są dokładnie kuliste,
- soczewki są bardzo cienkie,
- kąty, jakie tworzą promienie padające z osią soczewki, są bardzo małe,
- światło jest monochromatyczne.

W układach rzeczywistych warunki te rzadko są spełnione, W związku z czym występują zniekształcenia odwzorowania obrazu. Do najczęściej obserwowanych wad soczewek należą: aberracja sferyczna i aberracja chromatyczna.

Aberracja sferyczna – schematycznie przedstawiona jest na rysunku 10.17.



Rys.10.17. Aberracja sferyczna

Polega ona na tym, że zamiast ogniska punktowego obserwujemy ognisko rozmyte wzdłuż głównej osi optycznej soczewki. Zjawisko to występuje gdy promienie świetlne tworzą z osią soczewki duże kąty, oraz gdy wiązka padająca na soczewkę jest „szeroka”.

Aberracja sferyczna spowodowana jest silnym załamaniem „promieni skrajnych”, bardziej oddalonych od głównej osi optycznej niż „promieni środkowych”, wskutek czego następuje przesunięcie ogniska promieni skrajnych w stosunku do promieni środkowych i wtedy obraz staje się nieostry.

Wadę tę ograniczamy stosując: przesłony ograniczające wiązkę do promieni środkowych (przyosiowych) oraz stosując soczewki o dużych ogniskowych.

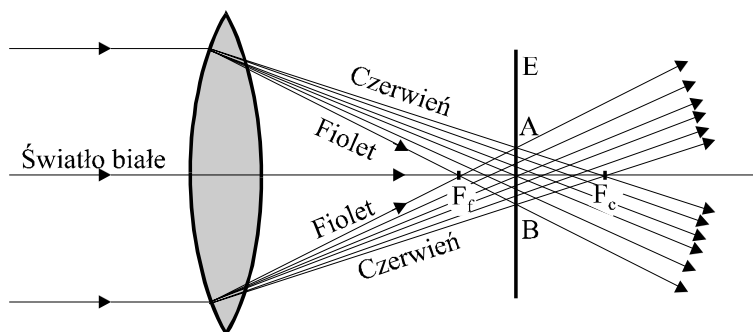
Ogniskową f układu N soczewek cienkich o ogniskowych f_1, f_2, \dots, f_N obliczamy ze wzoru:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} + \dots + \frac{1}{f_N} \quad (10.13)$$

Aberracja chromatyczna – występuje wówczas, gdy światło padające na soczewkę nie jest monochromatyczne.

Polega ona na rozszczepieniu światła białego na soczewce analogicznie jak to zostało przedstawione na rys.10.9. dla pryzmatu (soczewka wypukła to dwa złożone podstawami pryzmaty). W wyniku rozszczepienia po przejściu przez soczewkę promienie czerwone przecinają się w punkcie dalej leżącym od soczewki niż promienie fioletowe. Skutkiem tego obrazem na ekranie E punktu P wysyłającego światło białe nie jest jasny punkt, lecz kolorowa plamka o średnicy AB (rys.10.18).

Przedstawiony na rys.10.18 odcinek AB prostopadły do osi soczewki) nazywa się aberracją poprzeczną, zaś odcinek F_1F_c (równoległy do osi soczewki) aberracją chromatyczną podłużną. Aberrację chromatyczną można skompensować przez złożenie dwóch soczewek: skupiającej i rozpraszającej.



Rys..10.18. Aberracja chromatyczna soczewki skupiającej

Wyżej wymienione (i inne) wady odwzorowania, które powodują nieostrości otrzymywanego obrazu, mogą być usunięte (lub znacznie zmniejszone) przez: dokładne szlifowanie soczewki do idealnych powierzchni kulistych, odpowiedni dobór krzywizny soczewki, zestawienie kilku soczewek (zamiast jednej), stosowanie odpowiednich przesłon.

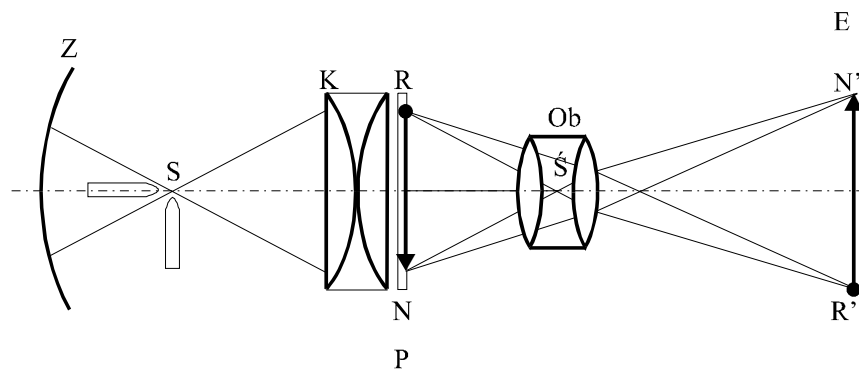
10.3. Przyrządy optyczne

Na zasadach optyki geometrycznej oparta jest konstrukcja szeregu przyrządów optycznych odgrywających ważną rolę w praktyce i nauce. Ogólnie patrząc, przyrządy optyczne możemy podzielić na dwie grupy:

- przyrządy, które dają obrazy rzeczywiste – takie jak oko, aparat projekcyjny, aparat fotograficzny;
- przyrządy, które dają obrazy pozorne – takie jak lupa, luneta czy mikroskop.

10.3.1. Aparat projekcyjny

Aparat projekcyjny daje na ekranie obraz (przedmiotu przezroczystego np. folii, przezrocza, klatki filmu) powiększony, rzeczywisty i odwrócony.



Rys.10.19. Schemat układu optycznego aparatu projekcyjnego

Z silnego źródła światła S (np. lampy łukowej) umieszczonego w ognisku zwierciadła wklęsłego Z, wychodzi wiązka światła i pada na kondensator K, który daje rzeczywisty obraz źródła światła w środku otworu P obiektywu Ob o ogniskowej f . Przezrocze (diapozytyw) RN jest ustawione tuż za kondensatorem w odległości x od obiektywu ($f < x < 2f$). Obiektyw Ob rzuca rzeczywisty obraz $N'R'$ przezrocza na ekran E.

Obiektyw w rzeczywistości jest układem wielu soczewek tak dobranych aby były skorygowane wszystkie aberracje.

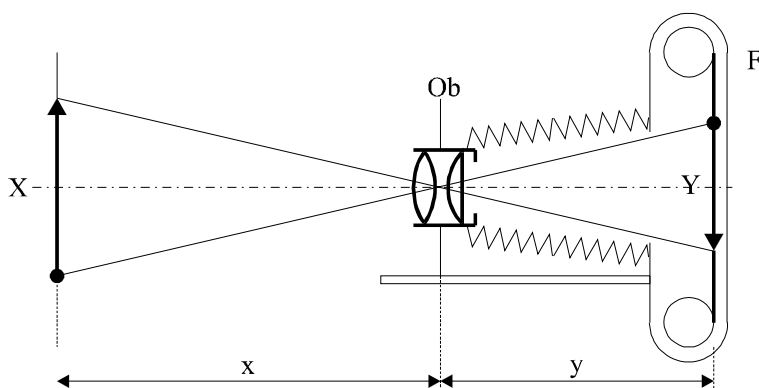
Duże powiększenie uzyskuje się za pomocą obiektywów o małej ogniskowej f , w porównaniu do odległości między obiektywem a ekranem, przy czym przezrocze umieszcza się (jak wspomniano uprzednio) w odległości x nieco większej od ogniskowej obiektywu.

10.3.2. Aparat fotograficzny

Aparat fotograficzny stanowi układ optyczny (rys.10.20), który umożliwia otrzymywanie zmniejszonego obrazu Y przedmiotu X umieszczonego przed aparatem w odległości x oraz utrwalenia tego obrazu na kliszy fotograficznej F.

Podstawową częścią aparatu fotograficznego jest obiektyw Ob (soczewka a właściwie układ soczewek skupiających) umieszczony w przedniej części światłoszczelnej komory. Tylną ścianę komory stanowi klisza fotograficzna F.

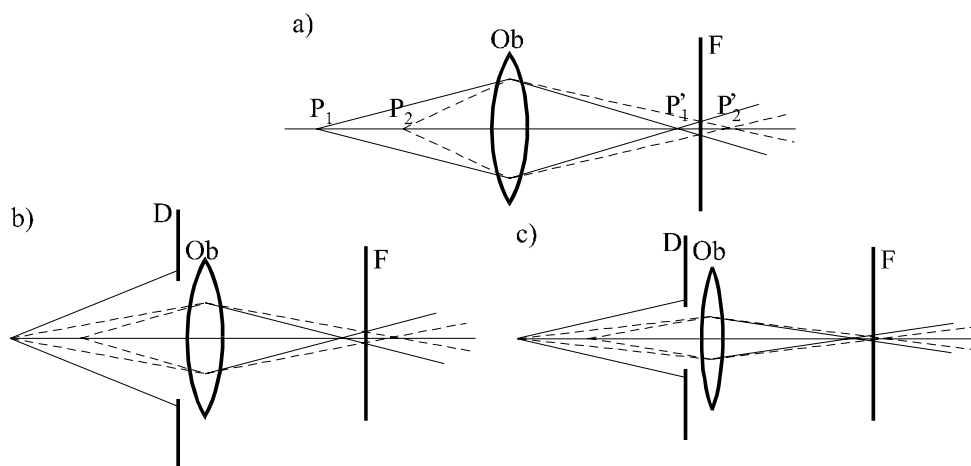
Odległość x między obiektywem a kliszą można zmieniać tak, aby na kliszy F powstał ostry obraz przedmiotu. Granice, w jakich zmienia się odległość komory fotograficznej zależą od ogniskowej obiektywu. Nowoczesne aparaty fotograficzne mają małe ogniskowe $50 \div 30$ mm co pozwala na budowanie małych aparatów.



Rys.10.20. Schemat budowy aparatu fotograficznego

Ilość światła dochodzącego do kliszy fotograficznej zależy od czasu ekspozycji i od powierzchni przekroju soczewki. Przekrój soczewki można zmieniać za pomocą ruchomej przesłony – diafragmy irysowej.

Przy fotografowaniu ważne jest uzyskanie dobrej głębi ostrości obrazu. Dobra głębia obrazu oznacza to, że punkty (P_2) leżące bliżej obiektywu (Ob) powinny być na zdjęciu odwzorowane tak samo ostro jak punkty (P_1) leżące dalej. Na rysunku 10.21 przedstawiono schematycznie jak można zwiększyć głębię ostrości przez stosowanie przesłon (diafragm D) o coraz mniejszych średnicach.



Rys.10.21. Zwiększanie głębi ostrości przez stosowanie przesłon o coraz mniejszym otworze czynnym

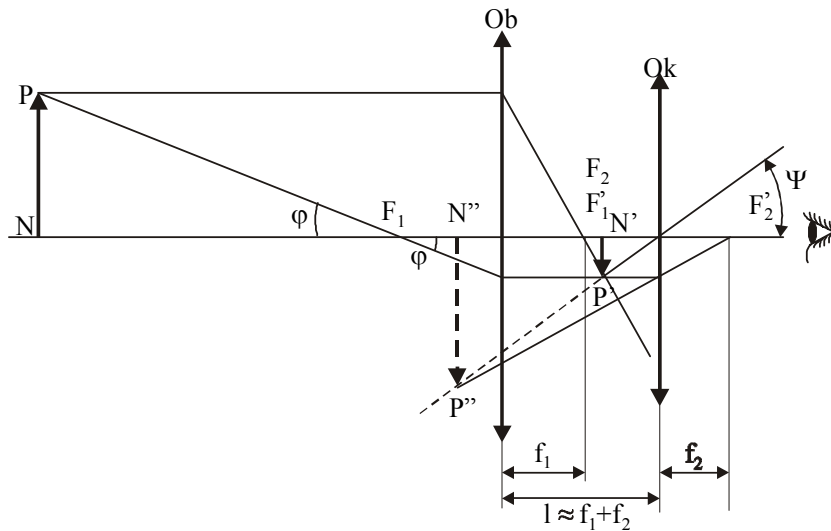
Głębnię ostrości można również zwiększyć stosując obiektyw o małej ogniskowej.

10.3.3. Luneta

Lunety służą do oglądania bardzo odległych przedmiotów. Pozwalają one na powiększenie kąta widzenia, pod jakim widzimy odległe przedmioty, bez zmiany stanu akomodacji naszego oka, które jest ustawione na wyraźne widzenie przedmiotów bardzo odległych.

Istnieją dwa podstawowe typy lunet: astronomiczne (nazywane również lunetami Keplera) i ziemskie (nazywane inaczej holenderskimi lub Galileusza).

Luneta astronomiczna (rys.10.22) składa się z dwóch soczewek (układów soczewek) skupiających: obiektywu Ob o ogniskowej f_1 i okularu Ok o ogniskowej f_2 ustawionych w odległości $l \approx f_1 + f_2$ od siebie.



Rys.10.22. Luneta astronomiczna (Keplera)

Obiektyw przez, który obserwujemy bardzo odległy przedmiot NP, daje w płaszczyźnie ogniskowej obraz $N'P'$ tego przedmiotu. Okular lunety ustawiony jest tak aby obraz $N'P'$ znajdował się prawie w jego ognisku. Obserwator widzi obraz $N''P''$ powiększony, urojony i prosty względem obrazu $N'P'$, a więc odwrócony względem przedmiotu NP.

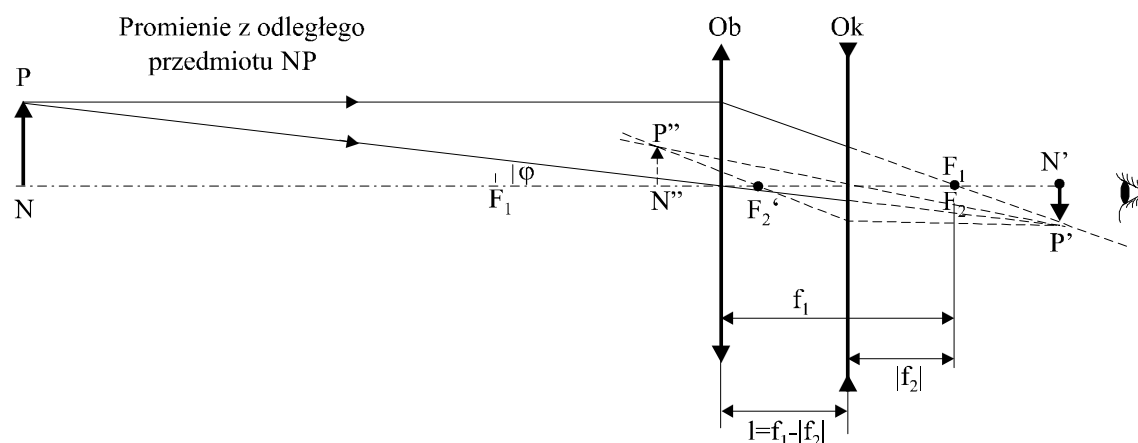
Powiększenie katowe lunety astronomicznej definiujemy:

$$W = \frac{\operatorname{tg} \psi}{\operatorname{tg} \varphi} = \frac{f_1}{f_2} \quad (10.14)$$

W rzeczywistych układach obiektywy lunet astronomicznych muszą być achromatyczne (pozbawione aberracji chromatycznej) i mieć skorygowaną aberrację sferyczną. Tak więc dla

profesjonalnej obserwacji obiektów astronomicznych stosuje się obiektywy o średnicy większej niż 1 m, oraz o bardzo dużych ogniskowych f_1 .

Lunety ziemskie są zbudowane z soczewki skupiającej (obiektywu Ob.) o stosunkowo dużej ogniskowej f_1 , na którą pada światło z odległego przedmiotu pod kątem φ , oraz z soczewki rozpraszającej (okularu Ok.) o ogniskowej f_2 , ustawionej w odległości $l \approx f_1 - |f_2|$ od obiektywu, tak że ogniska F_1 i F_2 obu soczewek prawie pokrywają się.



Rys.10.23. Luneta ziemska (Galileusza)

Obraz $N'P'$ bardzo odległego przedmiotu utworzony prawie w płaszczyźnie ogniskowej obiektywu jest pozornym przedmiotem dla okularu, który daje obraz $N''P''$. Okular ustawiany tak aby obraz $N''P''$ powstał w odległości dobrego widzenia dla oka umieszczonego tuż za okulem.

Powiększenie kątowe jest wyrażone tym samym wzorem co w przypadku lunety astronomicznej.

Luneta Galileusza daje obrazy proste, pozorne.

10.4. Podstawy optyki kwantowej – laser

Laser (czyli **L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation – wzmacniacz światła przez wymuszoną emisję promieniowania) po raz pierwszy zabłysnął ciemnoczerwonym światłem w roku 1960. Był to laser rubinowy. Rok później po raz pierwszy wykorzystano laser do pomiaru odległości. W ten sposób zaczęła się era techniki laserowej, która zajmuje dziś bardzo ważne miejsce w technice pomiarowej, telekomunikacji, obróbce materiałów i nauce.

10.4.1. Zasada działania lasera

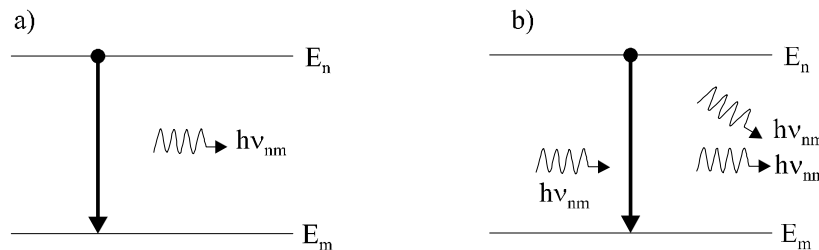
Zasad fizyczna pracy lasera jest ukryta w jego pełnej wyżej rozszyfrowanej nazwie. Jest to wzmocnienie światła przez wymuszoną emisję promieniowania.

Atomy po zaabsorbowaniu pewnej energii przechodzą do stanu wzbudzonego o energii E_n co odpowiada przejściu elektronów na orbity bardziej oddalone od jądra. Stany wzbudzone są niestabilne, tak więc po pewnym czasie ($\sim 10^{-8}$ s) atomy wzbudzone samorzutnie przechodzą do stanu niższego o energii E_m , a każdemu takiemu przejściu towarzyszy energia kwantu promieniowania o częstotliwości ν_{nm} równej:

$$\nu_{nm} = \frac{E_n - E_m}{h} \quad (10.15)$$

gdzie h – to stała Plancka.

Przejście elektronu od stanu wyższego do niższego stanu energetycznego nazywane „emisją” może być: spontaniczne – czyli samorzutne; lub wymuszone – czyli wywołane przez padający foton o częstotliwości ν_{nm} (rys.10.24).



Rys.10.24. Schemat energetyczny emisji spontanicznej a) i wymuszonej b) fotonu.

Emisja spontaniczna zachodzi samorzutnie i w wyniku przejść atomów z wyższych stanów energetycznych do niższych pojawiają się fotony o energii $h\nu_{nm}$. Szybkość ubywania atomów wzbudzonych możemy w tym przypadku opisać równaniem:

$$dN_n = -A_{nm} N_n dt \quad (10.16)$$

gdzie: N_n – określa całkowitą ilość atomów w stanie energetycznym E_n ,

dN_n – określa ile atomów z poziomu n w czasie dt przechodzi od stanu E_n do stanu E_m ,

A_{nm} – stała (dla danego materiału) charakteryzująca szybkość przejścia.

Średni czas życia atomów wzbudzonych w stanie wzbudzonym czyli średni czas przebywania elektronów w stanie E_n , zależy od wykorzystywanego na laser materiału i wynosi:

$$\tau_{nm} = \frac{1}{A_{nm}}$$

Dla typowych „laserujących materiałów” czas ten jest rzędu 10^{-8} s.

Emisja wymuszona zachodzi w materiale, w którym znajdują się atomy wzbudzone oraz fotony o częstotliwości ν_{nm} . Jeśli taki foton (który pojawił się np. w wyniku emisji spontanicznej) przechodzi w pobliżu atomu wzbudzonego to na skutek wzajemnych oddziaływań kwantowych następuje „wymuszone” przejście atomu do niższego poziomu energetycznego połączone z emisją kolejnego fotonu. Tak więc dalej w materiale będą już dwa fotony, które mogą oddziaływać z kolejnymi atomami.

W tym przypadku szybkość ubywania atomów jest określona zależnością:

$$dN_n = B_{nm} U(\nu_{nm}) N_n dt \quad (10.17)$$

gdzie – $U(\nu_{nm})$ jest gęstością widmową promieniowania (czyli ilością kwantów o energii $h\nu_{nm}$ w jednostce objętości materiału).

Tak więc w przypadku emisji wymuszonej szybkość ubywania stanów wzbudzonych nie zależy wyłącznie od ich średniego czasu życia, a w zasadniczym stopniu od ilości obecnych w ośrodku materiału laserującego kwantów.

Tak więc znamy już ideę podstaw fizycznych działania lasera. Dodatkowym warunkiem uzyskania w laserze wzmocnienia światła jest długi czas przebywania atomów w stanie wzbudzonym E_n . Dzięki długim czasom życia stanów E_n istnieje możliwość doprowadzenia układu do stanu nazwanego „inwersją obsadzeń”. Inwersja obsadzeń polega na tym, że więcej atomów „materiału laserującego” jest w stanie wzbudzonym jak podstawowym.

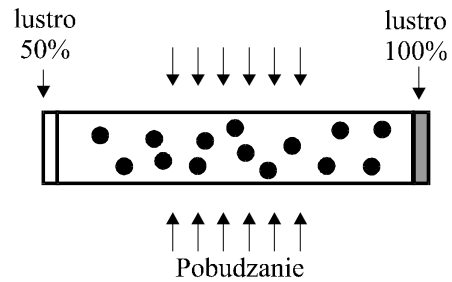
Atomy do stanu wzbudzonego możemy doprowadzić w różny sposób. Najczęściej w przypadku laserów wykorzystujemy:

- wyładowanie elektryczne,
- oświetlenie promieniowaniem widzialnym lub nadfioletowym (niekoniecznie o częstotliwości ν_{nm}),
- reakcje chemiczne,
- ogrzewanie.

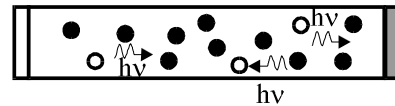
Proces wzbudzania atomów nazywa się pompowaniem lasera.

Sumaryczny schemat pobudzenia i przebiegu akcji laserowej został przedstawiony na rys.10.25.

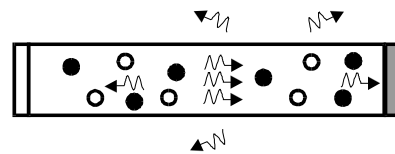
a) W chwili początkowej na skutek pompowania (np. oświetlenia pręta laserowego) pojawiają się atomy w stanach wzbudzonych (oznaczone ●)



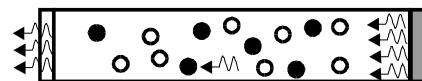
b) Na skutek zjawisk relaksacyjnych następują pierwsze przejścia. W materiale pojawiają się fotony o energii $h\nu$. (Atomy, które wróciły do stanu podstawowego oznaczono ○).



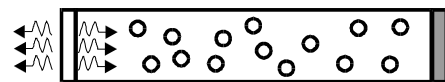
c) Na skutek przejść wymuszonych pojawiają się dodatkowe fotony. Część z nich oczywiście opuszcza materiał (straty).



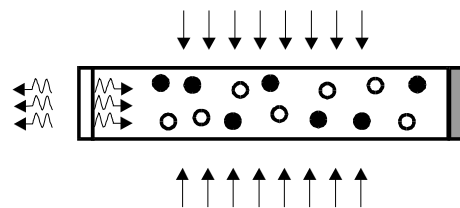
d) Po odbiciu od lustra 100% wiązka fotonów wraca i na swojej drodze powoduje emisje wymuszone kolejnych atomów.



e) Po dojściu do lustra 50% część fotonów wychodzi na zewnątrz w postaci wiązki użytecznej a część po odbiciu wraca do materiału.



f) Pompowanie przeprowadza część atomów do stanu wzbudzonego i proces zaczyna się od początku.



Rys.10.25. Schemat przebiegu akcji laserowej

Światło lasera jest koherentną (spójną) wiązką monoenergetyczną, ponieważ (na skutek oddziaływań kwantowych) wszystkie atomy wysyłają promieniowanie w zgodnej fazie. Jednocześnie światło laserowe wyróżnia się niezwykle dużym natężeniem i wąskim przedziałem długości fal.

10.4.2. Budowa lasera

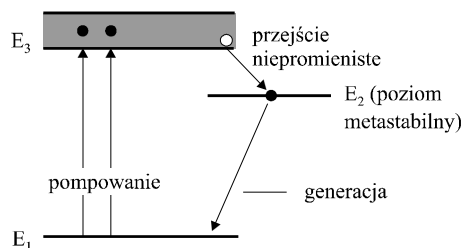
Główne elementy, z których składa się laser to:

- ośrodek aktywny – w którym zachodzi emisja wymuszona,
- rezonator – układ zwierciadeł,
- głowica – w której jest umieszczony ośrodek aktywny,
- system pobudzający,
- układ chłodzenia i
- układ zasilający.

W zależności od rodzaju (stanu skupienia) materiału aktywnego lasery dzielimy na:

- lasery na ciele stałym: krystaliczne,
szklane,
półprzewodnikowe;
- lasery gazowe: atomowe,
jonowe,
molekularne;
- lasery cieczowe: barwnikowe,
chelatowe.

Rozważmy dokładniej budowę i działanie lasera rubinowego, w którym ośrodkiem aktywnym i zarazem wnęką rezonatora jest kryształ rubinu – czyli kryształ tlenku glinu (Al_2O_3), w którym część atomów glinu zastąpiono jonami chromu (Cr^{3+}). Model poziomów energetycznych dla rubinu aktywowanego chromem jest przedstawiony na rys. 10.26.



Rys.10.26. Schemat energetyczny wzbudzenia atomów chromu.

Wzbudzenie atomów z poziomu E_1 na E_3 odbywa się przez absorpcję światła o długości $\lambda = 5600 \text{ \AA}$ (wzbudzenie przez oświetlenie promieniowaniem widzialnym). Następnie atomy przechodzą niepromieniście (bez wypromieniowania energii) na poziom E_2 , który jest metastabilny i umożliwia uzyskanie inwersji obsadzeń. Energia $\Delta E = E_3 - E_1$ jaką traci elektron podczas przejścia niepromienistego jest przekazywana sieci krystalicznej rubinu – następuje ogrzanie materiału.

Przejściami z poziomu E_2 na E_1 , które w zdecydowanej większości są przejściami wymuszonymi, towarzyszy emisja światła o długościach $\lambda = 6943 \text{ \AA}$ i $\lambda = 6929 \text{ \AA}$ co odpowiada światłu czerwonemu.

Kryształy rubinu praktycznie wykorzystywane w laserach mają postać walca o średnicy około $0,5 \div 1 \text{ cm}$ i długości $5 \div 10 \text{ cm}$. Końce walca są dokładnie oszlifowane i posrebrzane, tak że tworzą skierowane ku sobie zwierciadła.

Innymi materiałami aktywnymi w laserach krystalicznych mogą być np.:

- tlenki pierwiastków ziem rzadkich lub itru aktywowane neodymem np.: $\text{La}_2\text{O}_3(\text{Nd}^{3+})$, $\text{Y}_2\text{O}_3(\text{Nd}^{3+})$;
- syntetyczne granaty aktywowane jonami metali przejściowych lub ziem rzadkich np.: $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, $\text{Y}_3\text{Gd}_5\text{O}_{12}$, $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$;
- wolframiany np.: $\text{CaWO}_4(\text{Nd}^{3+})$;
- molibdeniany np.: $\text{CaMoO}_4(\text{Nd}^{3+})$.

Wygodnym materiałem laserowym są szkła optyczne aktywowane jonami Nd^{3+} , Yb^{3+} , Er^{3+} , Mo^{3+} .

Drugą grupą laserów często wykorzystywanych są lasery gazowe. Inwersję obsadzeń poziomów w laserze gazowym uzyskuje się na wzbudzonych poziomach elektronowych atomów lub jonów, bądź na poziomach oscylacyjno-rotacyjnych cząstek (molekuł). Pompowania laserów gazowych dokonuje się zazwyczaj poprzez wyładowania elektryczne w gazie roboczym.

Ze względu na charakter materiału aktywnego jakimi są gazy składające się z: - mieszaniny atomów (np. He-Ne), jonów (np. Ar) lub molekuł (np. CO_2) schematy poziomów energetycznych są zazwyczaj bardziej złożone jak w przypadku laserów na ciele stałym. Jednakże poziomy te są dobrze zdefiniowane, tak że w sumie możliwe jest w nich uzyskanie emisji o bardzo wąskich liniach widmowych.

Lasery mogą pracować zarówno impulsowo jak i w sposób ciągły.

10.4.3. Zastosowanie laserów

Zakres obecnych zastosowań laserów jest ogromny i ich omówienie znacznie wykracza poza zakres wykładu z fizyki. Poniżej zostaną przedstawione wybrane przykłady zastosowań z uwypukleniem właściwości fizycznych światła laserowego pozwalającego na dane zastosowanie.

Światło laserowe to skoncentrowana wiązka światła o małej rozbieżności, spójna i monochromatyczna.

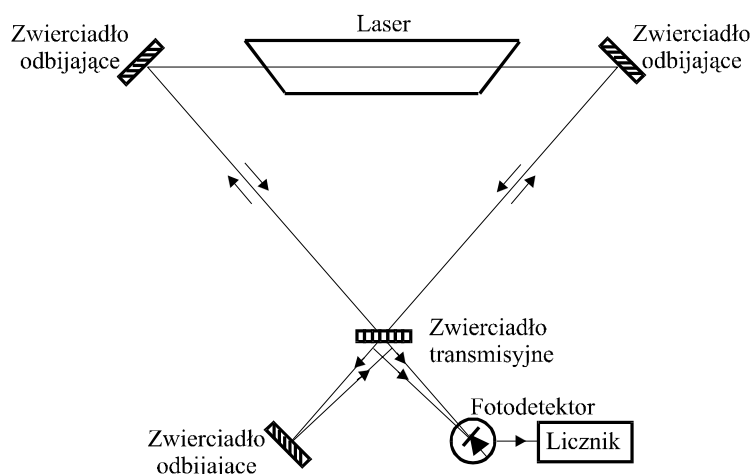
Mała rozbieżność wiązki jest wykorzystywana do wytyczania linii prostych przy tyczeniu tuneli, szybów itp., ale również do wyznaczania trasy lądowania samolotów. W skład laserowego systemu wspomaganie lądowania samolotów wchodzi 7 laserów (m.in. laser argonowy – zielony, kadmowy – niebieski, neonowy – czerwony) tworzących w przestrzeni prostą figurę ułatwiającą pilotowi bezpieczne lądowanie.

Laser umożliwia też dokładny pomiar odległości. Przy czym w zależności od tego czy są to odległości duże (kilku kilometrów) czy bardzo małe (pojedynczych części mikrometra) wykorzystuje się jakościowo różne efekty.

Pomiar dużych odległości bazuje na pomiarze czasu przelotu impulsu świetlnego od nadajnika do obiektu i z powrotem. Wykorzystuje się w tym przypadku możliwość wysyłania sygnałów optycznych o dużych energiach. W krańcowych przypadkach możliwy jest pomiar odległości Ziemia – Księżyc. Wymaga to jednak impulsów o energii rzędu 10^4 J.

Pomiary bardzo dokładne bazują na efekcie interferencji spójnych wiązek. Typowym przykładem jest tu np. żyroskop laserowy (rys.10.27).

W układzie biegną dwie wiązki spójne jedna w lewo druga w prawo. Na zwierciadle transmisyjnym następuje interferencja obu wiązek. Skręcenie żyroskopu zmienia drogę wiązek, a tym samym zmianie ulega układ prążków interferencyjnych. W ten sposób mogą być rejestrowane bardzo małe kąty obrotu żyroskopu. Żyroskopy laserowe są stosowane w samolotach, na statkach, okrętach czy łodziach podwodnych.



Rys.10.27. Schemat działania żyroskopu laserowego.

Inna grupa zastosowań to przekazywanie informacji – telekomunikacja. Historycznie już w czasach egipskich faraonów za pomocą systemu luster odbijających światło słoneczne przekazywano informację na odległość.

Obecnie wykorzystuje się szeroko falę świetlną jako falę nośną do przesyłania informacji.

Wielka częstotliwość fal optycznych wynosząca $5 \cdot 10^{14}$ Hz pozwala na jednoczesne przesyłanie „ogromnych” ilości informacji. Przy czym technicznie (aby uniezależnić się od wpływu otoczenia np. zmian pogody) przesyłanie zmodulowanej fali świetlnej odbywa się w systemach światłowodowych.

Aby wyjaśnić słowo „ogromnych” należy zwrócić uwagę, że wykorzystując 10% pasma częstotliwości laserowej fali nośnej można wiązką światłowodową obsłużyć jednocześnie: 10 000 kanałów telewizyjnych, 10 000 000 stacji radiolokacyjnych oraz 10 000 000 000 numerów telefonicznych.

