

Laboratorium Optroniki

Dawid Kucharski¹

1 Poznan University of Technology, Division of Metrology and Measurement Systems (Poznan, Greater Poland Voivodeship, Polska)

1. Spis treści

1. Spis treści
2. Przedmowa
3. Wstęp
4. Teoria
 - 4.1. Podstawy optyki falowej
 - 4.2. Podstawy korpuskularnej natury światła
 - 4.3. Fizyczne podstawy laserów
 - 4.4. Podstawowe elementy optyczne
5. Bibliography

2. Przedmowa

Poniższy zbiór zawiera materiały dydaktyczne, przydatne w procesie zdobywania i uzupełniania wiedzy w zakresie zajęć laboratoryjnych z przedmiotu "Podstawy optroniki", studentom kierunków technicznych. Zawiera treści teoretyczne, opis ćwiczeń laboratoryjnych oraz wzory sprawozdań. Zbiór udostępniany jest w formie rękopisu, informacje zawarte w tym dokumencie stanowią wartość intelektualną będącą treścią poufną, nieprzeznaczoną do rozpowszechniania, udostępniania jak również dalszego wykorzystania bez zgody autora. Publikowanie, użycie, ujawnianie zawartych treści w całości lub jej części bez zezwolenia jest zabronione zgodnie z Art. 267 K.K.

3. Wstęp

Optoelektronika w ujęciu opisanym w niniejszym opracowaniu, odnosi się jedynie do podstawowych zjawisk optyki geometrycznej. Podstawowych zjawisk falowej natury światła laserowego. Zagadnienia korpuskularnej natury światła laserowego i jej oblicza kwantowego nie są przedmiotem opracowania.

Poniższe materiały opisują szczegółowo i wystarczająco fizyczne aspekty zajęć laboratoryjnych z przedmiotu "Elementy Optroniki". Opisano zasadę działania współczesnych laserów półprzewodnikowych, wykorzystywanych podczas zajęć laboratoryjnych, detektorów promieniowania laserowego, jak również światłowodów, soczewki, filtry, pryzmaty, itp. Poniższy zbiór zawiera również treści unikatowe, nie opisane w żadnych podręcznikach, niezwykle przydatne w pracach laboratoryjnych. Zbiór przedstawia wybrane techniki pracy, będące zbiorem dorobku wieloletnich prac autora w laboratoriach naukowych optycznych i fizycznych w kraju i za granicą.

4. Teoria

4.1. Podstawy optyki falowej

W zakresie optyki falowej światło posiada naturę poprzecznej fali elektromagnetycznej propagującej w przestrzeni. Ponieważ pole elektryczne i magnetyczne tej fali propagują razem, to zwykle do opisu światła w zakresie falowym wystarczy pole elektryczne, a dokładniej wektor natężenia pola elektrycznego \vec{E} posiadającego dla światła niespolaryzowanego, wszystkie możliwe kierunki prostopadłe do kierunku propagacji fali i tym samym do pola magnetycznego. Jeśli wektor natężenia pola elektrycznego zorientowany jest tylko w jednym kierunku, mówimy wówczas, iż mamy światło spolaryzowane liniowo. Wówczas pole elektryczne w dowolnym punkcie przestrzeni dla fali propagującej wzdłuż osi z opisuje równanie **Equation 1**.

$$E(x, y, z) = a \cos[2\pi(\nu t - z/\lambda)], \quad (1)$$

gdzie a jest amplitudą fali świetlnej, ν jest częstotliwością i λ długością fali. Światło widzialne obejmuje długości od $0,4 \mu\text{m}$ (fiolet) do $0,75 \mu\text{m}$ (czerwień), co odpowiada częstotliwościom, odpowiednio: $7,5 \times 10^{14}$ Hz i 4×10^{14} Hz. Krótsze długości fal leżą w zakresie ultrafioletu (UV), dłuższe natomiast w zakresie podczerwieni (IR).

Wyrażeni w nawiasach kwadratowych (**Figure 8**) nazywane jest fazą fali, zmieniającą się w funkcji czasu oraz odległości wzdłuż osi z . Wraz z upływem czasu, powierzchnia stałej fazy nazywana czołem fali opisana równaniem **Figure 8** przemieszcza się w próżni wzdłuż osi z z prędkością

$$c = \lambda\nu, \quad (2)$$

(w przybliżeniu 3×10^8 m/s w próżni). W innych ośrodkach o współczynniku załamania światła $n \neq 1$, prędkość światła jest równa

$$v = c/n, \quad (3)$$

natomiast gdy częstotliwość nie ulega zmianie wówczas długość fali dana jest równaniem

$$\lambda_n = \lambda/n. \quad (4)$$

Jeśli fala przebędzie drogę w tym ośrodku równą d wówczas jest to równoważne drodze optycznej (**Equation 1**)

$$p = nd. \quad (5)$$

Równanie **Equation 2** zapisane jest na mocy powyższych faktów często w formie skróconej:

$$E(x, y, t) = a \cos[\omega t - kz], \quad (6)$$

gdzie $\omega = 2\pi\nu$ jest częstotliwością i $k = 2\pi/\lambda$ jest stałą propagacji (tzw. wektor falowy).

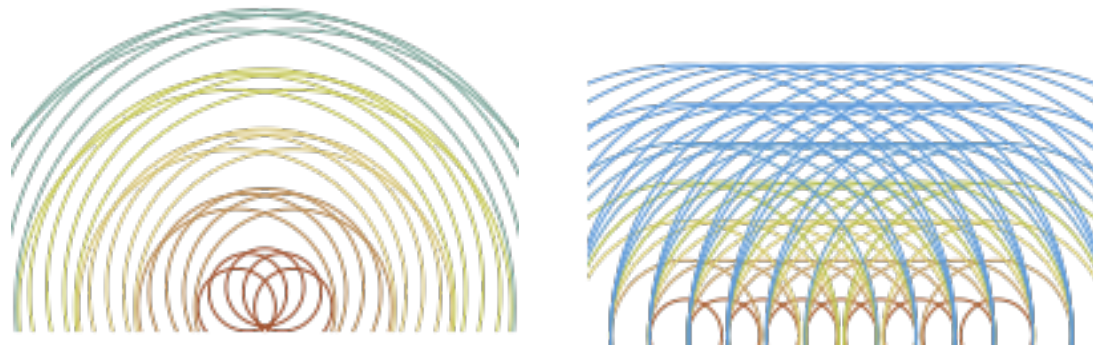
Równanie **Equation 6** opisuje rozchodzenie się fali płaskiej w przestrzeni. Jednakże, gdy mamy do czynienia z punktowym źródłem światła promieniującego we wszystkich kierunkach, czoło fali w odległości r od źródła przyjmuje kształt sferyczny. Prowadzi to do koncepcji fal sferycznych opisywanych równaniem

$$E(r, t) = \left(\frac{a}{r}\right) \cos[\omega t - kr]. \quad (7)$$

W dużej odległości każda fala o czole kulistym (sferycznym) z dobrym przybliżeniem, potraktowana może być jak fal o czole płaskim. W tym miejscu warto podkreślić, iż matematycznie opisywanie propagacji fali świetlnej z użyciem funkcji *cosinus* jest wystarczające i daje obraz harmoniczności fali, to nie jest to najwygodniejsza forma opisu do dalszych ewentualnych przekształceń matematycznych. Często wprowadza się zapis z użyciem funkcji zespolonych

$$E(x, y, z, t) = \text{Re}\{ae^{-i\phi} e^{i\phi}\} = \text{Re}\{Ae^{i\phi}\}, \quad (8)$$

gdzie $\phi = 2\pi z/\lambda$, natomiast $A = ae^{i\phi}$ jest znana jako amplituda zespolona.



A. Propagacja dla przeszkód rozmieszczonych sferycznie. B. Propagacja dla przeszkód rozmieszczonych na płaszczyźnie

Figure 1: Propagacja fal zgodnie z zasadą Huygensa [1]

4.1.1. Dyfrakcja światła

Krawędź cienia obiektu oświetlanego ze źródła punktowego nie posiada ostrych konturów, tak jakby się to mogło wydawać z obserwacji rozmiarów geometrycznych obiektu. Cień ten posiada pewne jasne i ciemne obszary wzajemnie się na zmianę przenikające. Ten efekt odchylenia się fal świetlnych od prostoliniowego rozchodzenia się nazywany jest dyfrakcją. Skutki dyfrakcji są obserwowane gdy światło napotyka na swojej drodze przeszkodę w postaci otworu lub krawędzi.

Dyfrakcja światła może być wyjaśniona w oparciu o zasadę Huygensa. Każdy punkt czoła swobodnie propagującej fali może być uznany za potencjalne źródło nowej fali wtórnej. Wszystkie fale wtórne w połączeniu, tworzą nowe czoło fali propagowanej za przeszkodą (**Figure 1**). W zależności od relacji pomiędzy rozmiarami napotkanej przeszkody, a odległością od badanego miejsca w przestrzeni (najczęściej jest to ekran), wyróżnia się dyfrakcję Fresnela (**Equation 9**) i dyfrakcję Frunhofera (**Equation 10**).

$$d \ll \lambda, \quad (9)$$

$$d \rightarrow \infty. \quad (10)$$

Dyfrakcja Fraunhofera pojawia się również gdy obiekt oświetlany jest przy pomocy skolimowanej wiązki i dyfrakcja oglądana jest w płaszczyźnie ogniskowej soczewki. Zjawisko to równie dobrze pojawia się gdy rozmiary (x, y) oświetlanego obiektu są dużo mniejsze w porównaniu z odległością do płaszczyzny, w ten sposób również spełniając warunek dalekiego pola (**Equation 11**).

$$z \gg (x^2 + y^2) / \lambda. \quad (11)$$

Charakterystycznym przykładem dyfrakcji jest otwór oświetlany światłem ze źródła punktowego (**Figure 2**).



Figure 2:

Prążki dyfrakcyjne wytworzone w skutek ugięcia wiązki światła na krawędzi niewielkiego otworu

W tym przypadku prążki dyfrakcji Fraunhofera składają się z jasnego prążka centralnego (tzw. dysk Airy) oraz otaczających go koncentrycznie prążków jasnych i ciemnych. Kąt ugięcia promienia któremu odpowiada pierwszy prążek ciemny opisuje równanie

$$\sin \Theta = 1,22\lambda/d, \quad (12)$$

gdzie d odpowiada średnicy otworu. Dla przykładu dla średnicy otworu 0,1 mm oświetlanej światłem lasera He-Ne ($\lambda = 633$ nm) średnica pierwszego prążka ciemnego w obrazie dyfrakcyjnym obserwowanym na ekranie w odległości 1 m od otworu, wynosi 15,5 mm.

W świetle powyższych faktów, warto wspomnieć, iż obraz dyfrakcyjny jest ścisłym odzwierciedleniem geometrii krawędzi przedmiotu, na której dokonuje się ugięcie fali. W związku z tym zjawisko to, potwierdzające falową naturę światła stanowi również dobre narzędzie metrologiczne, mogące posłużyć między innymi do bezstykowej oceny geometrii powierzchni w metrologii technicznej [2].

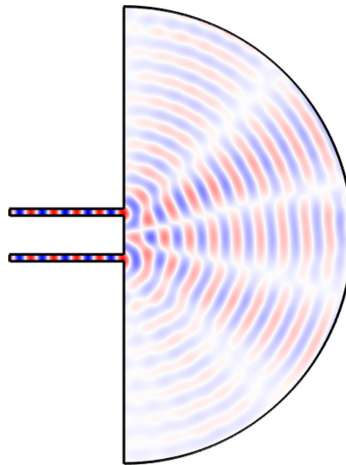


Figure 3:

*Propagacja prążków dyfrakcyjnych
wytworzonych wskutek przejścia światła
przez dwa niewielkie kanaliki*

4.1.2. Interferencja światła

Interferencją nazywamy nakładanie się dwóch lub większej ilości spójnych ciągów falowych w przestrzeni. Stwierdzenie to jest poprawne dla ciągów falowych zarówno o charakterze fal mechanicznych jak i elektromagnetycznych. W zależności od różnicy przebytych dróg przez ciągi falowe do wybranego miejsca obserwacji w przestrzeni (ekran), fale mogą ulec wzmocnieniu lub wzajemnemu wygaszeniu. Mechanizm interferencji dobrze ilustruje rysunek **Figure 4** [1].

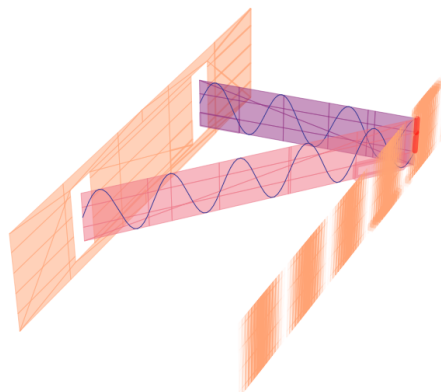


Figure 4:

Symulacja zjawiska interferencji dwóch fal [1]

Dwie fale y_1 (Equation 13) i y_2 (Equation 14) propagujące w tym samym kierunku ulegają w przestrzeni wzajemnemu nałożeniu, wypadkową amplitudę powstałej fali zapisać można jako sumę dwóch fal (Equation 15).

$$y_1(z, t) = y_m \sin(kz - \omega t),$$

$$y_2(z, t) = y_m \sin(kz - \omega t - \phi), \quad (14)(13)$$

$$y(z, t) = y_1(z, t) + y_2(z, t), \quad (15)$$

gdzie ϕ oznacza przesunięcie fazowe w jednej fali w stosunku do drugiej.

Biorąc pod uwagę, że natężenie światła jest proporcjonalne do kwadratu amplitudy fali wypadkowej, otrzymujemy wzór opisujący natężenie fali wypadkowej jako funkcję różnicy faz i co za tym idzie różnicy przebytych dróg optycznych (Equation 16)

$$I = 4y_m \cos^2\left(\frac{\phi}{2}\right). \quad (16)$$

Zgodnie z równaniem **Equation 16** w zależności od różnicy faz ϕ mamy do czynienia ze wzmacnieniem (interferencją konstruktywną) (**Equation 17**) lub całkowitym wygaszeniem (interferencją destruktywną) (**Equation 18**) fali wypadkowej.

$$\phi = 0, 2\pi, 4\pi, \dots, \quad (17)$$

$$\phi = \pi, 3\pi, \dots. \quad (18)$$

4.1.3. Polaryzacja światła

Zjawisko dyfrakcji i interferencji fal opisane powyżej eksperymentalnie potwierdzają falową naturę światła. Ostatnim zjawiskiem tę naturę opisującą, jest polaryzacja światła.

Zgodnie z opisem fali elektromagnetycznej i równaniem **Equation 1**, światło opisywane jest jako propagacja wektora natężenia pola elektrycznego \vec{E} w przestrzeni, przy czym wektor ten podczas propagacji posiada wszystkie możliwe kierunki w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku propagacji fali. O takiej fali mówi się że jest ona niespolaryzowana, nie posiada uprzywilejowanego kierunku orientacji wektora \vec{E} w przestrzeni. Na płaszczyźnie (x, y) prostopadłej do kierunku propagacji fali wektor \vec{E} opisywany jest w funkcji czasu równaniem **Equation 19**.

$$\vec{E}(t) = E_x(t)\hat{x} + E_y(t)\hat{y}, \quad (19)$$

gdzie

$$E_x(t) = E_{0x} \cos(\omega t), \quad (20)$$

$$E_y(t) = E_{0y} \cos(\omega t + \delta). \quad (21)$$

Obserwując w płaszczyźnie (x, y) propagację fali w kierunku osi z w zależności od przesunięcia fazowego δ składowych wektora $E_x(t)$ i $E_y(t)$, światło przyjmuje stan polaryzacji liniowej, kołowej lub eliptycznej (**Figure 5**).

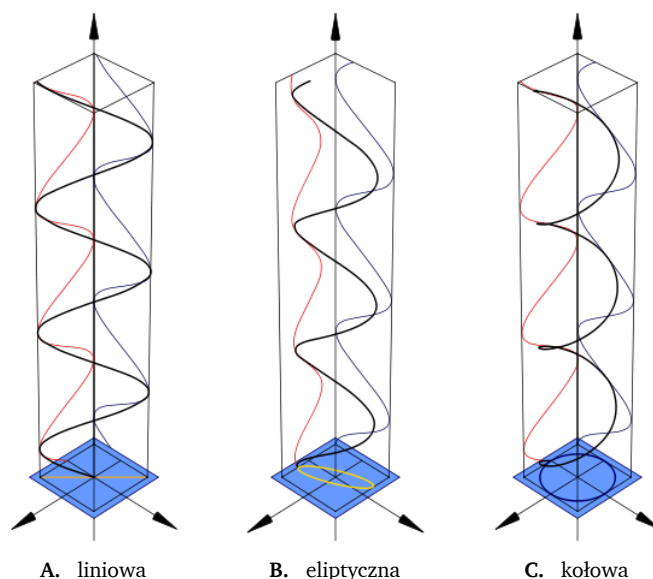


Figure 5: Stany polaryzacji światła

Znanych jest wiele sposobów polaryzacji światła. Polaryzacja przez odbicie, użycie polaroidów czy kryształów dwójłomnych. Każdy z mechanizmów umożliwia dowolne kształtowanie (selekcję) orientacji wektora \vec{E} w przestrzeni.

Zjawiska optyki falowej, dyfrakcja, interferencja i polaryzacja są zjawiskami potwierdzającymi falową naturę światła. Na potrzeby klasycznej metrologii technicznej natura ta jest wystarczająca do wykorzystania w pomiarach wielkości fizycznych takich jak długość, rozmiar etc. Kwestią diametralnie odmienną jest korpuskularna natura światła i jej wykorzystanie na potrzeby metrologii kwantowej.

4.2. Podstawy korpuskularnej natury światła

Korpuskularną naturę światła wyjaśniają trzy przełomowe w fizyce eksperymenty:

1. Zjawisko fotoelektryczne zewnętrzne.
2. Doświadczenie Lebediewa na ciśnienie światła.
3. Efekt Comptona.

4.2.1. Zjawisko fotoelektryczne zewnętrzne

Zjawisko fotoelektryczne zewnętrzne zachodzi w metalach pod wpływem kwanty promieniowania ($h\nu$) powodując wybite elektrony z poziomu Fermiego metalu zwanego fotoelektronem. Kwant promieniowania utożsamiany był w eksperymencie Alberta Einsteina ze źródłem światła. Wnioski ze eksperymentu przyniosły na tym etapie wiele pytań i wniosków.

1. Napięcie hamowania nie zależy w zjawisku fotoelektrycznym od natężenia światła a zależy od jego częstotliwości. Oznacza to, że liczba fotoelektronów emitowanych w eksperymencie zależy od długości fali światła.
2. Zjawisko zachodzi dla fal powyżej częstotliwości progowej ν_0 .
3. Proces uwalniania fotoelektronu po zaabsorbowaniu fotonu (o istnieniu którego jeszcze na tym etapie nie wiadano) jest natychmiastowy (nie obserwuje się klasycznego przesunięcia czasowego).

Wniosku z eksperymentu pozwoliły Einsteinowi na sformułowanie następujące:

1. Światło jest skwantowane i dociera do powierzchni anody w postaci fotonów o energii $h\nu$.
2. Jeden elektron fotokatody absorbuje jeden foton.

$$E_{n(\text{fotonu})} = E_{ne} + E_{ke}, \quad (22)$$

gdzie:

E_{ne} – energia wybitcia elektronu;

E_{ke} – energia kinetyczna elektronu po wybitciu.

$$\begin{aligned} h\nu &= W_{\text{wyjścia}} + E_k, \\ h\nu_{\text{graniczne}} &= W \rightarrow \nu_{\text{graniczne}} = \frac{W}{h}, \\ h\nu_{\text{min}} &= h \frac{c}{\lambda_{\text{max}}}, \\ h \frac{c}{\lambda_{\text{max}}} &= W, \\ \lambda_{\text{max}} &= \frac{hc}{W}, \end{aligned}$$

gdzie:

h – stała Plancka,

$W, W_{\text{wyjścia}}$ – praca wyjścia.

4.2.2. Doświadczenie Lebediewa na ciśnienie światła

W 1900 roku Piotr Lebediew wykonał przełomowy, jak na tamte czasy eksperyment, dość prosty w swym zamyśle. Wnioski A. Einsteina dotyczące zjawisk fotoelektrycznego dostarczały podstaw do stwierdzenia obecności korpuskularnej natury światła, ale jak dotąd nikt nie udowodnił istnienia podstawowej wielkości fizycznej z tą teorią związanej, obecności pędu ($\vec{p} = m\vec{V}$). Eksperyment Lebediewa zakładał wykorzystanie wagi skrętnej z lustrem na wpół zaciemnionym (Figure 6).

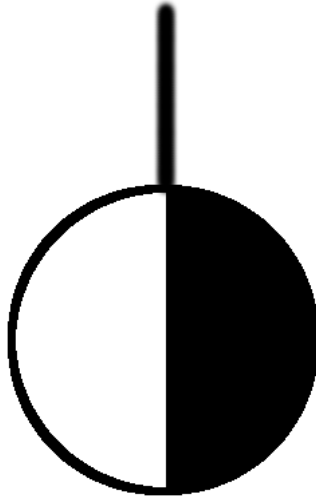


Figure 6: Lustro w doświadczeniu Lebediewa na ciśnienie światła

Lebediew w doświadczeniu zaobserwował skręcenie lustra, co oznaczało obecność ciśnienia wywieranego na odbijającą część lustra. Dla promieniowania padającego prostopadle na powierzchnię, ciśnienie promieniowania, które jest pochłaniane jest równe:

$$p = \frac{E_f}{c}, \quad (24)$$

gdzie:

E_f – strumień energii na jednostkę powierzchni, czyli energia przenoszona w jednostce czasu przez jednostkową powierzchnię prostopadłą do promieniowania [W/m^2],

c – prędkość światła [m/s].

Jeżeli promieniowanie się odbija to ciśnienie jest dwa razy większe.

Doświadczenie Lebediewa nie udowodnia jeszcze w pełni istnienia obecności korpuskularnej natury światła. Wątpliwości te rozwiewa już w pełni efekt Comptona.

4.2.3. Efekt Comptona

Mianem zjawisk Comptona opisuje się w fizyce zjawiska rozpraszania promieniowania elektromagnetycznego przez słabo związane lub swobodne elektrony [3].

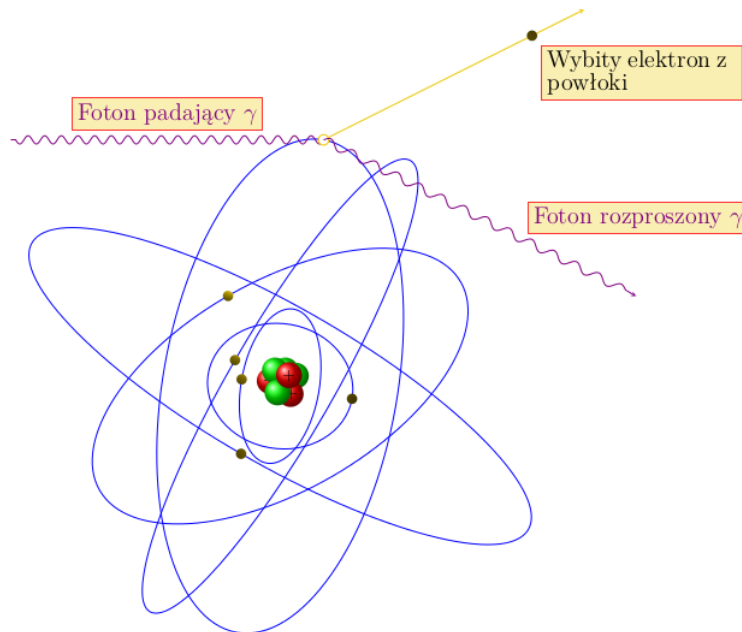


Figure 7: Efekt Comptona. Rozpraszanie fotonu na elektronach swobodnych atomu

Przesunięcie comptonowskie nie zależy od długości fali padającej. Jest funkcją kąta rozpraszania (Equation 25).

$$\Delta\lambda = \lambda_c (1 - \cos\theta), \quad (25)$$

gdzie:

λ_c – długość Comptona,

θ – kąt rozpraszania.

Doświadczenie Comptona, rozwiało wątpliwości o korpuskularnej naturze światła. Po raz pierwszy w rachunkach pojawił się pęd fotonu (Equation 26).

$$\begin{aligned} E_n &= h\nu = h\frac{c}{\lambda}, \\ E_n &= mc^2 = mc \cdot c = p \cdot c, \\ pc &= h\frac{c}{\lambda}, \\ p &= \frac{h}{\lambda}. \end{aligned}$$

(26)

4.3. Fizyczne podstawy laserów

Rozwój technologii w latach 60-tych przyczynił się do konstrukcji pierwszych laserów, równoległe z pracami nad maserami optycznymi. Nazwa „LASER” (ang. Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) oznacza wzmocnienie światła przez wymuszoną emisję promieniowania. Zjawisko emisji wymuszonej jest jednym ze sposobów oddziaływań światła z materią.

Światło padające na powierzchnię materii we wszystkich przypadkach, ulega rozproszeniu, odbiciu oraz pochłonięciu (absorpcji). Zjawiska rozpraszania i odbicia, choć intuicyjnie proste w wyjaśnieniu, posiadają swoje odmiany, jak na przykład rozpraszanie Rayleigha, Ramana, czy rozwiązanie Mie. Zjawiska te szerzej nie będą opisywane w niniejszym opracowaniu.

Fizyczne podstawy laserów odnoszą się do zjawisk adsorpcji (pochłaniania), emisji spontanicznej i emisji wymuszonej. Te trzy zjawiska najczęściej omawiane są w oparciu o tzw. model dwupoziomowy. Każda materia posiadająca zdolność adsorpcji światła ulega wzbudzeniu na skutek pochłaniania dodatkowej porcji energii. Mówimy wówczas, że układ ulega wzbudzeniu na wyższy poziom energetyczny. Poziom ten może być utożsamiany ze zmianą energii wewnętrznej układu, wydzielaniem ciepła itp. Stan wzbudzenia jest stanem przejściowym. Po pewnym czasie, zwanym średnim czasem życia, układ powróci to stanu energii podstawowej. Energia zaabsorbowana ulega albo zamianie na energię cieplną, albo jest uwalniania w procesie tzw. promienistej dezaktywacji stanu wzbudzonego, czyli w procesie emisji kwantu promieniowania w formie fotonu. Ten proces zachodzący samoistnie nazywa się emisją spontaniczną (Figure 8).

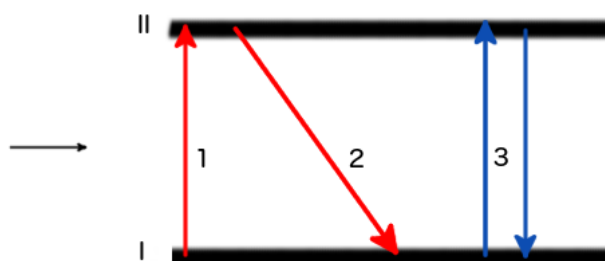


Figure 8:

Schemat układu energetycznego, dwupoziomowego: II - poziom podstawowy, II - poziom wzbudzony, 1 - absorpcja, 2 - emisja spontaniczna, 3 - emisja wymuszona poprzedzona dodatkowym wzbudzeniem. Strzałką poziomą zaznaczono kierunek padaania kwantu promieniowania

Na **Figure 8** strzałkami zaznaczono sposoby oddziaływania światła z materią. Gdy szybkość dostarczania dodatkowego kwantu promieniowania jest większa, niż średni czas życia układu w stanie wzbudzonym, wówczas dla układu dwupoziomego jedynym procesem możliwym jest wymuszona emisja spowodowana brakiem obecności wyższych stanów wzbudzonych układu. Gdy mechanizm oznaczony cyfrą 3 na **Figure 8** zachodzi w sposób kontrolowany z udziałem układu sprzężenia zwrotnego, emitowane są z układu fotony o ściśle określonej energii w sposób ciągły, co stanowi podstawę działania każdego lasera.

Każdy lasera składa się z następujących części:

- ośrodka czynnego optycznie, działającego jak wyżej opisany układ dwupoziomy. Tym ośrodkiem może być gaz, ciało stałe, złącze półprzewodnikowe itd.
- rezonatora optycznego, składającego się z jednej strony ze zwierciadła odbijającego, z drugiej półprzepuszczającego. Dzięki temu dochodzi do emisji fotonów tylko o ściśle określonej energii i efektu wzmocnienia poprzez wytworzenie wewnątrz rezonatora optycznej fali stojącej.
- układ wzbudzenia wzbudzający ośrodek czynny. Jest nim najczęściej, różnica potencjałów elektrycznych, łuk elektryczny, ciśnieniowe zderzenia cząstek czy dodatkowe promieniowanie laserowe.
- układ sprzężenia zwrotnego, pozwalającego na sterowanie układem wzbudzenia w zależności od warunków termodynamicznych wewnątrz lasera.

Szczegółowe informacje o działaniu poszczególnych laserów można znaleźć w wielu pozycjach literaturowych, np.w [4]. W dalszej części skryptu mowa będzie o laserach półprzewodnikowych, ze względu na ich główne zastosowanie w ćwiczeniach laboratoryjnych.

4.3.1. Lasery półprzewodnikowe

Wśród wielu konstrukcji laserów, lasery diodowe zwane też półprzewodnikowymi zajmują szczególne miejsce. Ze względu a zastosowanie gabaryty oraz sposób zasilania lasera są kwestiami kluczowymi. Wszystkie pozostałe lasery, takie jak gazowe, na ciele stałym, ekscymerowe etc. wymagają dodatkowej aparatury, co eliminuje warunek kompatybilności i kompaktowości źródeł światła [1].

Podstawową zasadę działania lasera półprzewodnikowego można streścić w następujący sposób: Jeśli przez złącze p-n diody półprzewodnikowej jest przepuszczany prąd w kierunku przewodzenia, następuje rekombinacja elektronów i dziur w tym złączu, a energia rekombinacji może zostać wyemitowana w postaci promieniowania elektromagnetycznego. Sformułowanie to bez wiedzy na temat zjawisk optycznych zachodzących w półprzewodnikach, brzmieć może dość tajemniczo. Mocno ograniczając zagadnienia dotyczące fizyki ciała stałego, zjawiska odpowiadające za emisję kwantów promieniowania laserowego, wynikają z pasmowej teorii ciała stałego. W teorii tej przewodniki, izolatory i półprzewodniki różnią się od siebie występowaniem i rozmiarami przerwy energetycznej. Przerwie, która odgranicza dwa pasma, pasmo przewodzenia i pasmo walencyjne. Aby w półprzewodniku doszło do zjawiska przewodzenia potrzebna jest odpowiednia różnica potencjałów, aby elektrony z pasma walencyjnego, pokonując przerwę energetyczną, dotarły do pasma przewodzenia. W myśl tego mechanizmu dla przewodników już niezerowa wartość różnicy potencjałów, wystarczy do zajścia zjawiska przewodzenia, zaś w izolatorach przerwa energetyczna jest na tyle duża, iż nawet relatywnie wysoka wartość napięcia nie pozwoli na pokonanie przerwy energetycznej.

W myśl powyższych reguł zachodzą również zjawiska w półprzewodnikach, przy czym podczas tworzenia złącza p-n dochodzi do uwspólniania się poziomów Fermiego¹ półprzewodnika p² i półprzewodnika n³. W zależności od rodzaju polaryzacji złącza p-n, może ono pracować jako fotodiody lub diody elektroluminescencyjne. Dla polaryzacji w kierunku przewodzenia odpowiednio przygotowanego złącza, warstwa zaporowa, tworząca się na granicy złącza w odpowiednich warunkach, staje się na tyle płytka, że może stwarzać dogodne warunki do spotkania się elektronu i dziury w warstwie zaporowej. W wyniku tego spotkania dochodzi do rekombinacji pary elektron-dziura i następuje emisja kwantu promieniowania równa energii kinetycznej tych cząstek [1,4].

Opisany powyżej mechanizm rekombinacji ładunków jest pierwszym i najważniejszym elementem pracy każdego lasera, efektem nieustannej inwersji obsadzeń w ośrodku czynnym (złączu p-n). Jednak aby mówić w pełni o laserze półprzewodnikowym, złącze p-n musi gwarantować emisję tylko określonych kwantów promieniowania, aby promieniowanie było spójne i monochromatyczne. Elementem każdego lasera, umożliwiającym tą selektywną emisję promieniowania jest rezonator optyczny. W pierwszych laserach gazowych tym rezonatorem były dwa zwierciadła ustawione pomiędzy ośrodkiem czynnym (gazem). Natomiast w laserach półprzewodnikowych rolę tego rezonatora spełniać może złącze jako kryształ o odpowiednio wypolerowanych ścianach. Wówczas fotony odbijając się od ścian kryształu, nie spełniając warunku wystarczającej energii, trafiają z powrotem do złącza biorąc udział w dostarczaniu dodatkowej energii do dalszych emisji.

Ostatnim elementem każdego lasera, w tym również lasera diodowego jest pętla sprzężenia zwrotnego. Jej zadanie polega na utrzymaniu stałej polaryzacji złącza w odpowiednim kierunku podczas pracy lasera. Czasami również zawiera on elementy przestrajania temperaturowego i prądowego. Szczegółowy opis tych mechanizmów, jak również mechanizmów opisanych powyżej, można znaleźć w dostępnej literaturze [4,5].

1 Poziom Fermiego - poziom energii elektronu. Dla półprzewodnika leży on w połowie przerwy energetycznej

2 półprzewodnik typu p to taki w którym nośnikami większościowymi ładunku są dziury elektronowe

3 półprzewodnik typu n to taki w którym nośnikami większościowymi ładunku są elektrony

4.3.1.1. Budowa lasera diodowego

W zależności od tego jakie typy półprzewodników wchodzi w skład całego złącza diody laserowej, wyróżnić można:

- lasery homozłączone - zbudowane są z półprzewodników różniących się od siebie jedynie rodzajem przewodnictwa. Mogą to być wówczas złącza typu p-n, w których nośnikami większościowymi w jednym półprzewodniku są nośniki mniejszościowe drugiego półprzewodnika. Oba te ciała stałe budujące złącze mają jednakowe szerokości przerwy energetycznej (pasma wzbronionego).
- Lasery heterozłączone podwójne - w których warstwa materiału o relatywnie małej przerwie energetycznej jest umieszczona pomiędzy dwiema warstwami o szerokim paśmie wzbronionym. Jednym z powszechnie stosowanych materiałów jest para złożona z arsenku galu (**GaAs**) oraz aluminiowego arsenku galu (**Al_xGa_(1-x)As**). Zaletą tego typu konstrukcji jest to, że obszar w którym elektrony i dziury przebywają jednocześnie (obszar warstwy zaporowej) jest zredukowany do bardzo cienkiej warstwy środkowej. Oznacza to, że w porównaniu z homozłączem o wiele więcej para elektron-dziura przyczynia się jednocześnie do wzmocnienia promieniowania. Ponadto światło odbijając się w heterozłączu ogranicza emisję światła jedynie do obszaru, w którym zachodzi wzmocnienie, stąd straty poza tym obszarem są dużo mniejsze niż w klasycznych homozłączach.
- Kwantowe lasery kaskadowe - w laserach tych różnice w poziomach energetycznych studni kwantowych służą jako poziomy przejść laserowych zamiast pasm wzbronionego. Pozwala to na pracę lasera w stosunkowo długich falach, które mogą być przestrajane jedynie poprzez zmianę grubości warstwy.
- Lasery sprzężenia zwrotnego - posiadają wbudowaną w układ dodatkową siatkę dyfrakcyjną, która działa jak filtr optyczny, powodując cofanie się jednej długości fali z powrotem do miejsca wzmocnienia. Dzięki temu odbicie do krawędzi kryształu jako rezonatora optycznego nie jest wymagane.

Wartym do odnotowania faktem przy opisie budowy lasera półprzewodnikowego jest wpływ kształtu złącza na geometrię wiązki lasera opuszczającej kryształ podczas pracy złącza. Ze względu na budowę „kanapkową” światło laserowe emitowane jest jako rozbieżna wiązka w kącie bryłowym odzwierciedlającym niewielką szczelinę złącza, z której emitowane jest promieniowanie laserowe.

Ze względu na niewielkie rozmiary oraz łatwość zasilania, lasery półprzewodnikowe jako jedyna grupa z pośród laserów, implementowane są w obszarach użytecznej przemysłowo metrologii technicznej i optycznych systemów pomiarowych [1].

4.4. Podstawowe elementy optyczne

Do podstawowych elementów w optyce laserowej zalicza się: zwierciadła, soczewki, pryzmaty i światłowody. Elementy te stanowią grupę pasywnych elementów optycznych.

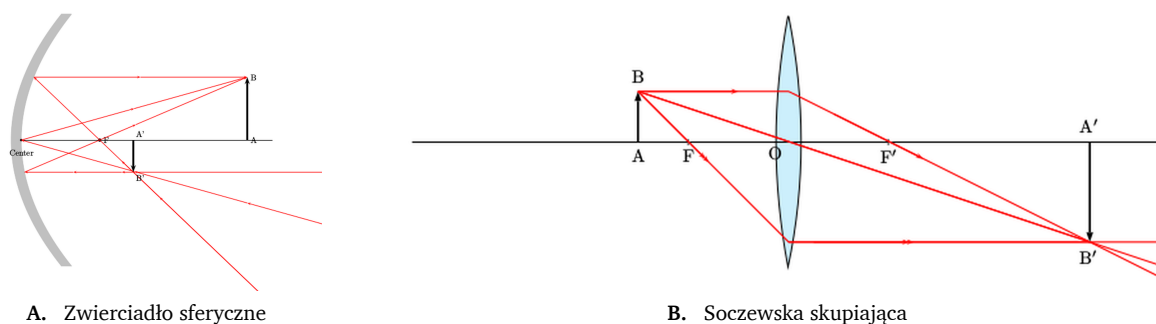


Figure 9: Podstawowe elementy optyczne

Podstawowym równaniem określającym relację pomiędzy wysokością przedmiotu (**AB**) a wysokością obrazu (**A'B'**) jest wzór soczewkowy (Equation 27):

$$\frac{1}{AB} + \frac{1}{A'B'} = \frac{1}{f}, \quad (27)$$

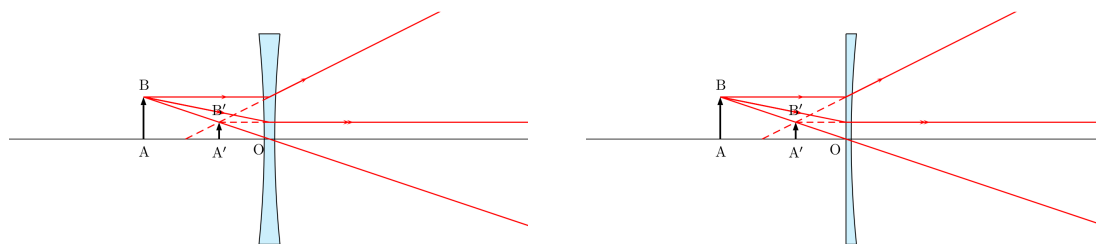
gdzie:

AB = **p**– wysokość przedmiotu,

A'B' = **o**– wysokość obrazu,

f – ogniskowa – odległość pomiędzy ogniskiem a elementem optycznym.

Ogniskiem nazywamy punkt w którym po przejściu skupiają się wszystkie promienie równoległe do osi optycznej. Dotyczy to również elementów optycznych rozpraszających.



A. Soczewka obustronnie wklęsła

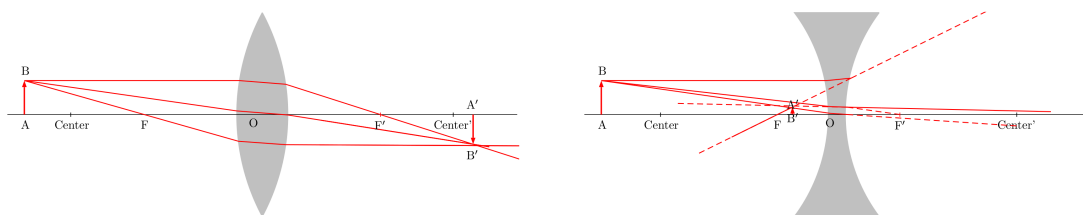
B. Soczewka płasko-wklęsła

Figure 10: Soczewki rozpraszające

Wzory soczewkowe są słuszne przy następujących założeniach:

1. Soczewki są bardzo cienkie.
2. Kąty promieni padających w stosunku do osi optycznej są małe.
3. Światło jest monochromatyczne.

W przypadku soczewek grubych, konstrukcja obrazu uwzględnia zjawisko załamania światła (Figure 11).



A. Soczewka skupiająca

B. Soczewka rozpraszająca

Figure 11: Soczewki grube

W układach optycznych, soczewki mogą stanowić źródła błędów m.in. poprzez:

- aberrację sferyczną – brak ogniska, związany w promieniem krzywizny,
- aberrację chromatyczną – rozmycie ogniska, występuję w szczególności przy świetle białym,
- astygmatyzm – błędy w odwzorowaniach kątowych.

Dla układu dwóch soczewek w zależności od ich ogniskowych i wzajemnych odległości otrzymuje się odwrócenie obrazu lub zmianę jego rozmiarów (powiększenie). Układ soczewek wykorzystywany jest również w układzie teleskopu w celu uzyskania wiązki równoległej.

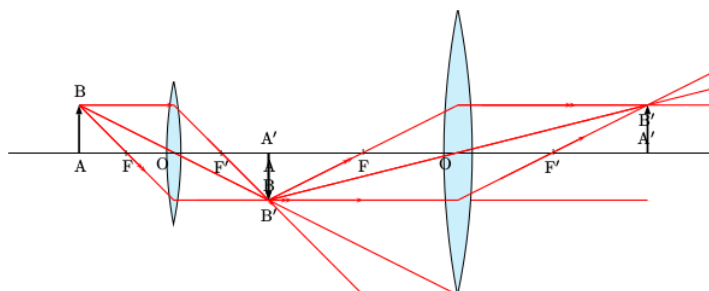


Figure 12: Układ dwóch soczewek skupiających

Pryzmaty to elementy optyczne posiadające właściwości dyspersyjne. Światło białe przechodzące przez ich ośrodek ulega rozczepieniu (dyspersji) na składowe monochromatyczne.

Załamie światła na powierzchni rozgraniczającej dwa ośrodki opisuje prawo Snella:

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}, \quad (28)$$

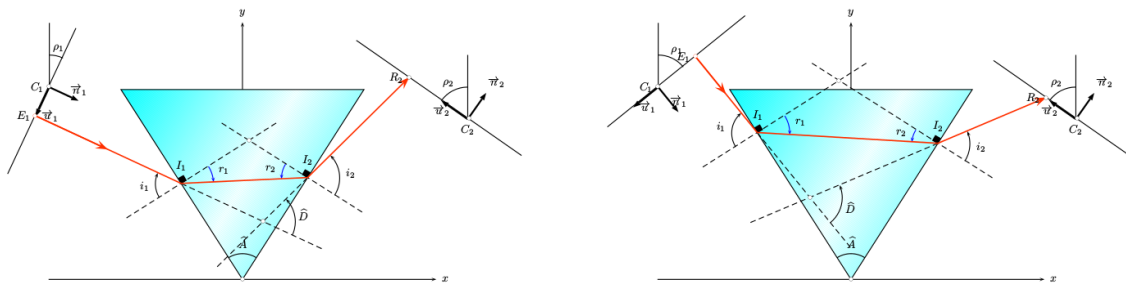
gdzie:

α – kąta padania światła na granicę ośrodków,

β – kąt załamania,

n – współczynnik załamania światła ośrodka drugiego względem pierwszego.

Współczynnik załamania światła w równaniu **Equation 28** w sytuacji gdy jednym z ośrodków jest próżnia definiuje tzw. bezwzględny współczynnik załamania światła, w innym przypadku względny. Prawo Snella nie definiuje współczynnika załamania światła w jego pierwotnym znaczeniu, jako iloraz prędkości światła dwóch ośrodków, podaje jedynie zależności kątowe zależne od n .



A. Dla kąta łamiącego 65 stopni i płaszczyzny padania 25 stopni B. Dla kąta łamiącego 65 stopni i płaszczyzny padania 51 stopni

Figure 13: Pryzmaty z zaznaczonymi kątami łamiącymi \hat{A}

5. Bibliography

- [1] Kucharski D 2015 Interferometric system for shape deviation measurements
- [2] Kucharski D, Meijer F, Stachowska E and Jermak J C 2015 Method for measuring changes in the surface irregularities of the structural elements
- [3] Haken H and Wolf H C 2012 The Physics of Atoms and Quanta 467
- [4] Ziętek B 2004 Optoelektronika 566
- [5] Demtröder W 2008 Laser Spectroscopy 457