

## **Rozdział 5**

### **5. Źródła światła w transmisji światłowodowej**

#### **5.1. Podstawy fizyki laserów**

##### **5.1.1. Przejścia spontaniczne i wymuszone. Współczynniki Einsteina. Własności promieniowania wymuszonego**

##### **5.1.2. Podstawy działania laserów**

##### **5.1.3. Inwersja obsadzeń**

**Całkowita liczba modów podłużnych. Dobroć rezonatora. Związek między szerokością linii emisji wymuszonej a dobrocią rezonatora**

#### **5.3. Synchronizacja modów. Związek między szerokością linii emisji spontanicznej a czasem trwania impulsu. Metody synchronizacji modów. Synchronizacja aktywna i pasywna**

#### **5.4. Typy laserów**

##### **5.4.1. Lasery światłowodowe**

##### **5.4.2. Synchronizacja aktywna i pasywna w laserach światłowodowych. Podstawy teoretyczne**

##### **5.4.3. Lasery Ramana**

##### **5.4.4. Lasery półprzewodnikowe**

##### **5.4.4.1. Półprzewodniki samoistne. Półprzewodniki domieszkowane. Złącza n-p**

##### **5.4.4.2. Lasery diodowe. Dioda luminescencyjna LED**

##### **5.4.4.3. Lasery z rozłożonym odbiciem Bragga (DBR). Lasery z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym (DFB)**

#### **5.5. Teoretyczne podstawy zjawisk zachodzących w półprzewodnikach**

##### **5.5.1. Model swobodnych elektronów**

##### **5.5.2. Poziomy energetyczne swobodnych elektronów dla przypadku jednowymiarowego**

##### **5.5.3. Poziomy energetyczne swobodnych elektronów dla przypadku trójwymiarowego**

##### **5.5.4. Model prawie swobodnych elektronów**

##### **5.5.5. Masa efektywna**

#### **5.6. Diody i lasery diodowe stosowane w telekomunikacji światłowodowej**

## 5.1. Podstawy fizyki laserów [1,2]

### 5.1.1. Przejścia spontaniczne i wymuszone. Współczynniki Einsteina. Własności promieniowania wymuszonego

Aby zrozumieć zasadę działania lasera, przypomnijmy zjawiska, które są odpowiedzialne za procesy zachodzące w laserze, absorpcji wymuszonej, emisji wymuszonej oraz emisji spontanicznej (Rys.5.1).

*Absorpcja wymuszona* polega na pochłonięciu kwantu o energii pola elektromagnetycznego  $\hbar\omega$  przez atom lub cząsteczkę. W wyniku absorpcji atom lub cząsteczka zostają przeniesione ze stanu  $n$  o energii niższej do stanu  $m$  o wyższej energii, absorpcja zachodzi gdy spełniony jest warunek

$$E_m - E_n = \hbar\omega, \quad (5.1)$$

gdzie  $E_n$  i  $E_m$  są energiami stanów  $n$  i  $m$ ,  $\omega$  jest częstością kołową fali promieniowania padającego,  $\hbar$  jest stałą Plancka ( $\hbar=h/2\pi$ ).

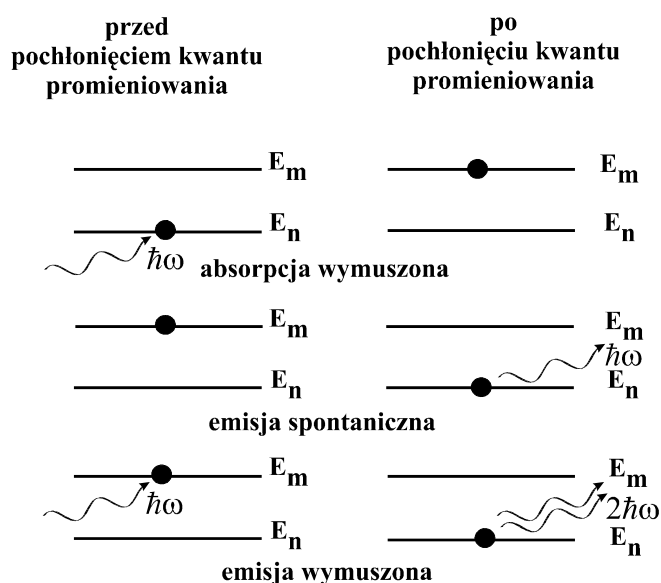
*Emisja spontaniczna* polega na wypromieniowaniu kwantu o energii  $\hbar\omega$ , gdy atom lub cząsteczka powraca ze stanu wzbudzonego o wyższej energii  $E_m$  do stanu o niższej energii  $E_n$ . Emisja spontaniczna nie zależy od natężenia promieniowania padającego lub generowanego w układzie. Promieniowanie nie ma wpływu na czas życia wzbudzonego stanu kwantowego  $m$ . Ponadto, promieniowanie kwantów wytworzone w wyniku emisji spontanicznej jest niespójne w stosunku do padającego na układ promieniowania zewnętrznego.

Oprócz emisji spontanicznej istnieje *emisja wymuszona*, której natężenie zależy od natężenia promieniowania zewnętrznego, podobnie jak absorpcja wymuszona. W emisji wymuszonej foton promieniowania padającego na ośrodek oddziałuje z cząsteczką znajdującą się w stanie wzbudzonym  $m$  wywołując emisję dodatkowego fotonu, której towarzyszy przeniesienie cząsteczki z poziomu  $m$  na poziom niższy  $n$ .

Emisja wymuszona ma kilka ważnych własności:

- a) prawdopodobieństwo przejść wymuszonych między stanami  $m$  i  $n$  jest różne od zera tylko dla promieniowania o częstości rezonansowej, czyli spełniającej warunek (5.1), dla której energia kwantów  $\hbar\omega$  promieniowania padającego jest równa różnicy energii między tymi stanami,
- b) padające promieniowanie elektromagnetyczne i promieniowanie wytworzone przy przejściach wymuszonych mają jednakowe częstości, fazy, płaszczyznę polaryzacji i kierunek rozchodzenia się,
- c) prawdopodobieństwo przejść wymuszonych na jednostkę czasu jest proporcjonalne do gęstości energii pola zewnętrznego  $\rho_\omega$ , czyli energii w jednostkowym przedziale widmowym z zakresu częstości kołowych od  $\omega$  do  $\omega+d\omega$ , przypadającej na jednostkę objętości.

Własność b) prowadzi do ważnej cechy promieniowania wymuszonego zwanej spójnością. **Spójność** promieniowania oznacza, że faza  $\varphi$  pola elektrycznego promieniowania padającego  $E = E_0 \cos(\omega t + \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \varphi)$  i promieniowania wytworzonego jest taka sama. Spójność jest efektem kwantowym, ale można go również zrozumieć korzystając z klasycznego opisu promieniowania. W klasycznym opisie zewnętrzne pole elektromagnetyczne wywołuje polaryzację ośrodka poprzez wymuszenie drgań momentu dipolowego o fazie zgodnej z fazą promieniowania wymuszającego. Drgający moment dipolowy emituje z kolei promieniowanie spójne z własnymi oscylacjami.



Rys.5.1 Schemat dwupoziomowego układu ilustrujący zjawiska absorpcji wymuszonej, emisji spontanicznej i emisji wymuszonej

Z omówionych dotychczas własności absorpcji wymuszonej, emisji wymuszonej i emisji spontanicznej wynika, że spełnione są następujące zależności:

$$W_{nm}^a = B_{nm} \rho_\omega \quad \text{dla absorpcji wymuszonej,} \quad (5.2)$$

$$W_{mn}^{ew} = B_{mn} \rho_\omega \quad \text{dla emisji wymuszonej,} \quad (5.3)$$

$$W_{mn}^{es} = A_{mn} \quad \text{dla emisji spontanicznej,} \quad (5.4)$$

w których  $W_{nm}^a$ ,  $W_{mn}^{ew}$  i  $W_{mn}^{es}$  oznaczają prawdopodobieństwa przejść dla absorpcji wymuszonej, emisji wymuszonej i emisji spontanicznej na jednostkę czasu. Współczynniki proporcjonalności  $B_{nm}$ ,  $B_{mn}$  i  $A_{mn}$  noszą nazwę **współczynników Einsteina**. Można pokazać [1,23], że

$$B_{nm} = B_{mn} \quad (5.5)$$

oraz

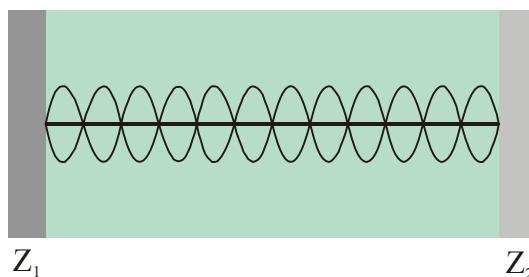
$$A_{mn} = \frac{\omega^3 \hbar}{\pi c^3} B_{mn} \quad (5.6)$$

## 5.1.2. Podstawy działania laserów

Aby zrozumieć ideę działania lasera, należy uwzględnić dwa podstawowe zjawiska: emisję wymuszoną i rezonans optyczny. Zjawisko emisji wymuszonej opisaliśmy w poprzednim rozdziale. Zajmijmy się teraz rezonansem optycznym. Jeżeli wiązkę promieniowania o długości fali  $\lambda$  wprowadzimy między zwierciadła  $Z_1$  i  $Z_2$  oddalone od siebie o  $L$ , to w wyniku odbicia od powierzchni zwierciadeł może powstać fala stojąca (Rys.5.2) o ile spełniony jest warunek

$$L = n \frac{\lambda}{2} \quad (5.7)$$

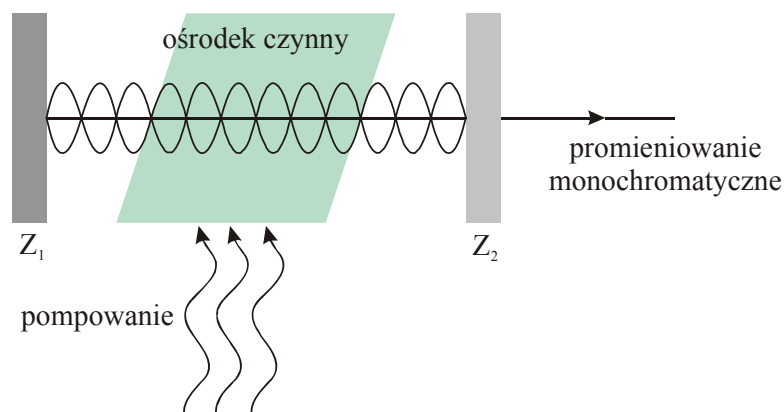
Warunek (5.7) oznacza, że fala stojąca może powstać tylko wtedy, gdy między zwierciadłami  $Z_1$  i  $Z_2$  mieści się całkowita wielokrotność połówek długości fali. Dla promieniowania o długościach fal nie spełniających warunku (5.7) nastąpi interferencja destruktywna powodująca wygaszenie fali stojącej. Rezonans optyczny znany był wcześniej niż odkrycie lasera i wykorzystywano go w interferometrach Fabry'ego-Perota.



Rys.5.2 Schemat ilustrujący zjawisko rezonansu optycznego

Aby zbudować laser, należy między zwierciadłami  $Z_1$  i  $Z_2$  umieścić ośrodek czynny, czyli substancję, w której będą zachodzić procesy absorpcji, emisji wymuszonej i emisji spontanicznej pod wpływem energii dostarczonej z zewnątrz i powodującej przeniesienie cząsteczek z poziomu niższego  $n$  na poziom wyższy  $m$

(Rys.5.3). Ośrodkiem czynnym, zwanym również ośrodkiem wzmacniającym może być gaz, ciecz lub ciało stałe. W zależności od rodzaju ośrodka czynnego mówimy o laserach ciekłych i na ciele stałym. Obszar między zwierciadłami nosi nazwę wnęki optycznej (ang. *optical cavity*) lub wnęki laserowej (ang. *laser cavity*), a proces dostarczania energii nosi nazwę *pompowania*. Zwierciadło  $Z_1$  jest prawie całkowicie nieprzepuszczalne dla promieniowania (współczynnik odbicia  $R > 99\%$ ) (ang. *high reflector*). Zwierciadło  $Z_2$  ma większą przepuszczalność (np.  $R = 90\%$ ), pozwalając wydostać się wygenerowanemu promieniowaniu z wnęki laserowej (ang. *output coupler*). Całość złożona ze zwierciadeł i ośrodka czynnego nosi nazwę **rezonatora optycznego** (ang. *optical resonator*).



Rys.5.3 Rezonator optyczny z ośrodkiem czynnym

Zastanówmy się, w jaki sposób działa rezonator optyczny. Załóżmy, że pompujemy rezonator optyczny, czyli dostarczamy energii do ośrodka czynnego. Załóżmy ponadto, że dostarczona energia nie narusza zbytnio równowagi układu, czyli obsadzenie poziomów energetycznych nie różni się znacznie od rozkładu Boltzmanna. Pompowanie ośrodka czynnego powoduje, że pewna liczba cząsteczek przenosi się na poziom wzbudzony i wywołuje emisję spontaniczną. Promieniowanie emisji spontanicznej wywołuje emisję wymuszoną, która w określonych warunkach mogłaby doprowadzić do wzmocnienia promieniowania i wywołania akcji laserowej. Niestety promieniowanie to jest ponownie absorbowane przez ośrodek, w dalszym ciągu bowiem

liczba cząsteczek  $n_n$  znajdujących się w stanie  $n$  o niższej energii  $E_n$  jest większa od liczby cząsteczek  $n_m$  znajdujących się w stanie  $m$  o wyższej energii  $E_m$ , a to oznacza, że liczba przejść absorpcji wymuszonej  $B_{nm}\rho_\omega N_n$  jest większa od liczby przejść emisji wymuszonej  $B_{mn}\rho_\omega N_m$  w jednostce czasu ( 5.2 – 5.3).

Ponadto, absorpcja jest tylko jedną z przyczyn strat energii w rezonatorze optycznym. Część promieniowania jest stracona bezpowrotnie w rezonatorze na skutek rozpraszania, odbić, dyfrakcji, grzania ośrodka i mechanicznej niestabilności rezonatora. Aby rezonator optyczny stał się laserem i zaczął emitować promieniowanie, wzmocnienie spowodowane emisją wymuszoną musi być co najmniej równe lub większe od strat. W granicznym przypadku, gdy założymy, że straty inne niż absorpcja są zanedbywalne, natężenie emisji musi być większe niż absorpcja. Niestety w warunkach równowagi termicznej jest to niemożliwe, co wynika ze wzoru (5.6). Nawet w ekstremalnych warunkach temperatury  $T$  dążącej do nieskończoności osiągamy zaledwie

$$N_n = N_m . \quad (5.8)$$

Oznacza to, absorpcja wymuszona jest zaledwie równa emisji wymuszonej i akcja laserowa nie może zachodzić.

Z dotychczasowych rozważań wynika, że rezonator optyczny może zacząć emitować dopiero wtedy, gdy znajdziemy sposób modyfikacji ośrodka prowadzący do inwersji obsadzeń

$N_n < N_m$  (Rys.5.4). Tylko wtedy bowiem emisja wymuszona będzie większa niż absorpcja wymuszona. Będzie to możliwe dopiero wtedy, gdy pompowanie zacznie dostarczać tak dużej energii w jednostce czasu, iż spowoduje ono zaburzenie w ośrodku czynnym, prowadzące do znacznego odchylenia obsadzania poziomów energetycznych od równowagowego rozkładu Boltzmanna.

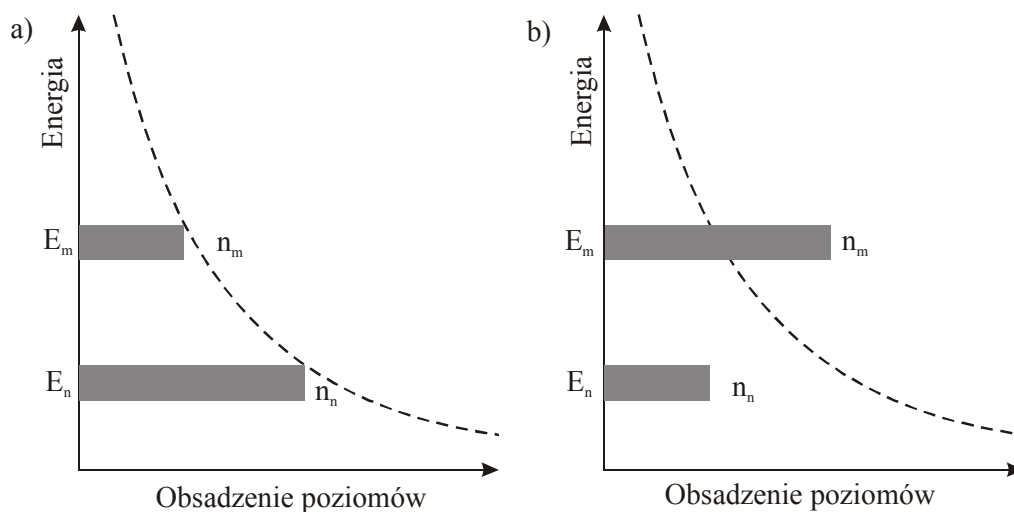
Gdy spełniony zostanie warunek inwersji obsadzeń, a wzmocnienie będzie większe od strat w rezonatorze optycznym, fale wyemitowanego promieniowania zaczną przemieszczać się pomiędzy zwierciadłami, wywołując w ośrodku czynnym

akcję laserową. Ta część promieniowania, która rozchodzić się będzie wzdłuż osi rezonatora, ulegnie wzmocnieniu, pozostała zaś część zostanie wygaszona. Każde kolejne odbicie wiązki od zwierciadła i ponowne przejście przez ośrodek czynny wzmocni wiązkę. W literaturze anglojęzycznej zjawisko to nosi nazwę *regenerative feedback*.

Ze względu na własności promieniowania wymuszonego, o którym mówiliśmy w poprzednim rozdziale, wygenerowane promieniowanie wiązki laserowej wykazuje wysoki stopień spójności przestrzennej i czasowej, monochromatyczności i kierunkowości. Ten ostatni warunek oznacza, że emitowana wiązka zawarta jest w małym kącie bryłowym. Światło laserowe wykazuje zwykle wysoki stopień polaryzacji, tzn. drgania wektorów pola elektrycznego promieniowania odbywają się w tej samej płaszczyźnie. Jednym ze sposobów uzyskania wysokiego stopnia polaryzacji wiązki w rezonatorze optycznym jest zbudowanie takiej konfiguracji przestrzennej, aby wiązka rozchodząca się wzdłuż osi rezonatora padała na powierzchnię ośrodka czynnego pod pewnym kątem, zwanym *kątem Brewstera*. Z tego właśnie powodu, powierzchnie ośrodka czynnego ( Rys.5.3 ) są ścięte pod kątem Brewstera.

Dlaczego promieniowanie padające pod kątem Brewstera na ośrodek czynny uzyskuje wysoki stopień polaryzacji wiązki? Przypomnijmy zasadę działania polaryzatora odbiciowego (Rys.5.5). Jeżeli światło niespolaryzowane pada na powierzchnię pod kątem prostym, jego polaryzacja nie ulega zmianie, a więc wiązka odbita i przepuszczona pozostają nadal niespolaryzowane. Jeżeli jednak światło pada na powierzchnię pod kątem  $\alpha$ , stopień polaryzacji wiązki przepuszczonej i odbitej zaczyna wzrastać. Wynika to z faktu, że odbiciu ulegają składowe wiązki o polaryzacji prostopadłej do płaszczyzny, w której leży promień padający i normalna do powierzchni. Przepuszczane są zaś obie składowe. Następuje więc zwiększenie stopnia polaryzacji obu wiązek, odbitej i przepuszczonej.



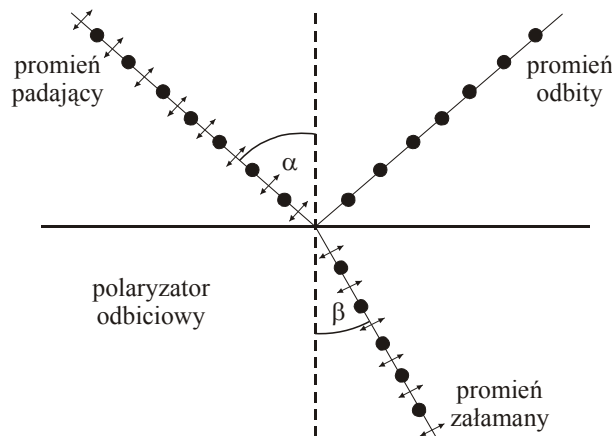


Rys.5.4 Schemat ilustrujący równowagę termiczną opisaną rozkładem Boltzmann (a) i inwersją obsadzeń (b)

Dlaczego odbicie światła pod kątem  $\alpha$  powoduje jego polaryzację? Przypuśćmy, że wiązka padająca nie jest spolaryzowana, czyli występują w niej składowe drgań elektrycznych  $E$  równoległe i prostopadłe do płaszczyzny rysunku (Rys. 5.5).

Niech wiązka pada na powierzchnię pod takim kątem  $\alpha$ , że wiązka załamana i odbita tworzą kąt  $90^\circ$ . Taki kąt  $\alpha$  nosi nazwę *kąta Brewstera*. Zauważmy, że w tym wypadku składowa spolaryzowana w płaszczyźnie rysunku nie może ulec odbiciu, gdyż kierunek drgań w punkcie, w którym światło wchodzi do płytki w postaci wiązki załamanej, jest równoległy do kierunku, w którym powinna rozchodzić się wiązka odbita. Gdyby wiązka taka istniała, byłoby to sprzeczne z teorią elektromagnetyczną, według której światło jest falą poprzeczną, a nie podłużną. Tak więc, w kierunku wiązki odbitej nie może popłynąć żadna energia – dla promieniowania o polaryzacji w płaszczyźnie rysunku.. Przeciwnie, składowa wiązki o polaryzacji prostopadłej do płaszczyzny rysunku będzie ulegać zarówno załamaniu i odbiciu. Efekt ten występuje dla dowolnego kąta  $\alpha \neq 90^\circ$ , ale dla kąta Brewstera efekt porządkowania polaryzacji jest najsilniejszy. Szczegółowy opis polaryzatora odbiciowego znajdzie czytelnik w podręcznikach optyki. Poznanie zasady działania polaryzatora odbiciowego, pozwala

nam zrozumieć, dlaczego ośrodek czynny w wielu laserach jest ścięty pod kątem równym kątowii Brewstera. W wyniku wielokrotnego odbicia światła w rezonatorze optycznym i wielokrotnych przejść przez ośrodek czynny, światło początkowo niespolaryzowane zaczyna stopniowo polaryzować się w jednej płaszczyźnie, eliminując drugą składową.

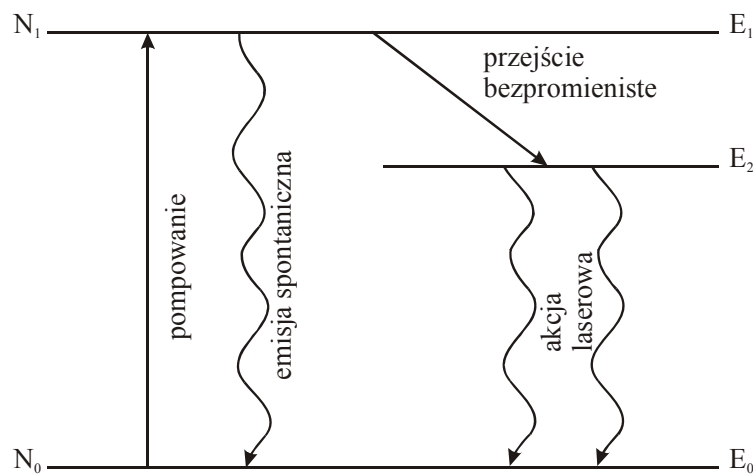


Rys.5.5 Schemat ilustrujący zasadę działania polaryzatora odbiciowego. • ↔ oznaczają polaryzację prostopadłą i równoległą do płaszczyzny rysunku

### 5.1.3. Inwersja obsadzeń

Jak powiedzieliśmy w poprzednim rozdziale jednym z warunków rozpoczęcia akcji laserowej jest uzyskanie inwersji obsadzeń poziomów energetycznych, która prowadzi do przewagi natężenia emisji nad absorpcją. W warunkach równowagi w układzie dwupoziomowym  $E_n$  i  $E_m$  nie można uzyskać inwersji obsadzeń, gdyż maksymalna liczba obsadzeń poziomu górnego  $N_m$  może być co najwyżej równa liczbie obsadzeń poziomu dolnego  $N_n$ , nigdy zaś większa. W warunkach nierównowagowych, określonych przez szybkie przejście adiabatyczne, maksymalna liczba obsadzeń poziomu górnego  $N_m$  może być większa niż liczba obsadzeń poziomu dolnego  $N_n$ . Na szczęście istnieją inne sposoby ułatwiające osiągnięcie inwersji obsadzeń. Wynika to z faktu, że w rzeczywistości cząsteczki ośrodka czynnego w gazach, cieczach i ciałach

stałych mają zawsze więcej niż dwa poziomy energetyczne. Wśród różnorodnych wzbudzonych stanów energetycznych zdarzają się niekiedy takie, w których wzbudzone cząsteczki zostają „spułapkowane” i żyją tam dłużej. Stany takie nazywamy stanami metastabilnymi, układ kwantowy bowiem może przebywać w nich bardzo długo - mikrosekundy, a nawet milisekundy. Dla porównania, czas życia większości stanów elektronowych wynosi zaledwie  $10^{-9}$  s. Istnienie stanu metastabilnego bardzo ułatwia osiągnięcie inwersji obsadzeń. Zilustrujmy tę sytuację na rysunku 5.6.



Rys.5.6 Schemat poziomów energetycznych lasera trójpoziomowego

Rozważmy układ trzech poziomów o energiach  $E_0$ ,  $E_1$ ,  $E_2$ , gdy  $E_1 > E_2$ . Układ atomów lub cząsteczek wzbudzamy za pomocą pompowania, przenosząc pewną ich liczbę z poziomu  $E_0$  na wyższy poziom  $E_1$ . Jeżeli stan  $E_1$  jest stanem krótko żyjącym, to część energii jest oddawana w postaci emisji spontanicznej i wymuszonej a cząsteczki są przenoszone z powrotem do stanu  $E_0$ . Jednak część energii może zostać oddana w wyniku bezpromienistego przejścia relaksacyjnego z przeniesieniem cząsteczki do stanu  $E_2$ , który jest stanem metastabilnym. Ze względu na fakt, iż czas życia w stanie  $E_2$  jest dużo dłuższy niż w stanie  $E_1$ , można doprowadzić do inwersji obsadzeń między stanami  $E_2$  i  $E_0$  ( $N_2 > N_0$ ), zamiast między stanami  $E_1$  i  $E_0$ , pompując układ ze stanu  $E_0$  do stanu  $E_1$ . Gdy warunek inwersji obsadzeń  $N_2 > N_0$  zostanie spełniony, liczba aktów emisji w

rezonatorze optycznym będzie większa niż liczba aktów absorpcji i może rozpocząć się akcja laserowa. Należy jeszcze pamiętać o stratach w rezonatorze optycznym. Ostatecznie warunkiem rozpoczęcia akcji laserowej, jest to, aby wzmocnienie związane z emisją było większe niż straty wynikające z absorpcji i innych czynników.

Dla małych natężeń promieniowania, gdy stan nasycenia (czyli równowagi między wzmocnieniem i stratami) ośrodka nie został jeszcze osiągnięty, emisję wymuszoną można opisać wzorem analogicznym do prawa Lamberta-Beera dla absorpcji

$$I_l = I_0 \exp[-\alpha(\omega)l], \quad (5.9)$$

w którym  $I_0$  jest natężeniem padającego światła,  $I_l$  jest natężeniem po przebyciu drogi optycznej w ośrodku o długości efektywnej  $l$ . Dla procesów absorpcji współczynnik  $\alpha(\omega)$  jest dodatni, bo  $I_0 > I_l$  i nosi nazwę współczynnika absorpcji. Gdy osiągnięty zostanie warunek inwersji obsadzeń, układ zaczyna emitować promieniowanie, czyli  $I_l > I_0$  i współczynnik  $\alpha$  w wyrażeniu (5.9) musi być ujemny. W tym wypadku prawo Lamberta-Beera możemy zapisać jako

$$I_l = I_0 \exp[-B(\omega)l], \quad (5.10)$$

gdzie  $B = -\alpha$  i nosi nazwę **współczynnika wzmocnienia dla małych sygnałów** (ang. *small signal gain coefficient*). Wzór (5.10) mówi, że na drodze optycznej  $l$  światło ulega wzmocnieniu  $\exp(-B(\omega)l)$  razy. Należy jeszcze uwzględnić straty w rezonatorze spowodowane rozproszeniem i absorpcją przez inne przejścia kwantowe, inne niż przejścia laserowe ośrodka czynnego. Oznaczając straty przez  $\alpha_s$  ( $\alpha_s > 0$ ), otrzymujemy wzór (5.10) w postaci

$$I_l = I_0 \exp[-(B(\omega) + \alpha_s)l]. \quad (5.11)$$

Początkowo promieniowanie w rezonatorze optycznym nie ma własności typowych dla wiązki promieniowania laserowego. Ośrodek czynny, w którym dopiero zaczęła zachodzić akcja laserowa, wysyła promieniowanie we wszystkich kierunkach, które jest mieszaniną emisji spontanicznej i wymuszonej, światło nie jest ani monochromatyczne ani spolaryzowane. Jednak ze względu na fakt, że ośrodek czynny znajduje się między

dwoma zwierciadłami, rozpoczyna się proces porządkowania promieniowania. Po pierwsze, ze względu na warunek fali stojącej (5.7) mamy coraz więcej światła monochromatycznego rozchodzącego się wzdłuż osi rezonatora optycznego, bo powstałe długości fali nie spełniają warunku (5.7) nie ulegają wzmocnieniu. Po drugie, ze względu na wielokrotne odbicia od zwierciadeł światło przechodzi wiele razy przez ośrodek czynny, pokonując coraz dłuższą drogę optyczną i uzyskując coraz większe wzmocnienie. Po  $2n$  przejściach przez rezonator optyczny o długości  $l$  otrzymujemy

$$G^{(2n)} = \frac{I_l^{(2n)}}{I_0} = (R_1 R_2)^n \exp[-2n(B(\omega) + \alpha_s)l], \quad (5.12)$$

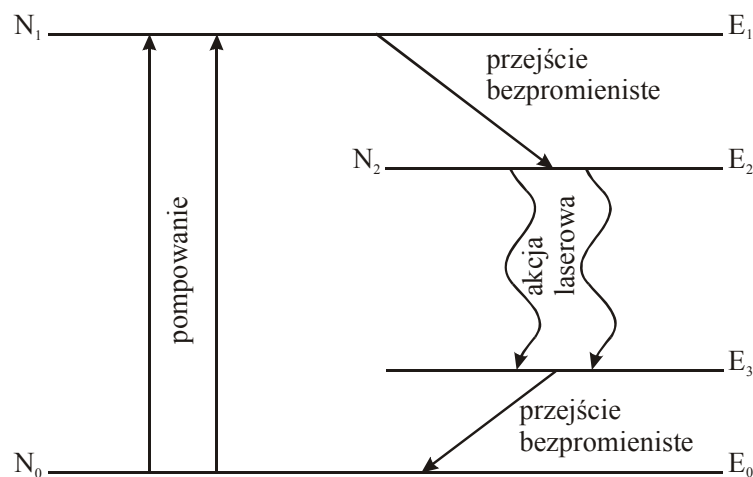
gdzie:  $G^{(2n)}$  jest stosunkiem natężenia  $I_l^{(2n)}$  po przejściu  $2n$  razy przez rezonator o długości  $l$  i natężenia początkowego  $I_0$ ,  $R_1$  i  $R_2$  są odpowiednio współczynnikami odbicia od zwierciadeł  $Z_1$  i  $Z_2$ . Gdy  $G^{(2)} > 1$  (czyli wzmocnienie uzyskane po dwukrotnym przejściu przez rezonator), kolejne przejścia powodują wzmocnienie natężenia światła emitowanego przez laser. Każde kolejne przejście światła przez ośrodek czynny powoduje, że natężenie promieniowania, które powstało w wyniku emisji wymuszonej wzrasta, co oznacza, że światło nabiera stopniowo własności światła spójnego. Jest to cecha, która odróżnia światło laserowe od światła z innych źródeł promieniowania – zarówno wysoki stopień korelacji fazy wzdłuż czoła fali, jak i korelacja w czasie. Cechę tę nazywa się *spójnością przestrzenną* i *spójnością czasową*.

Lasery dzielimy na pracujące w sposób ciągły (cw) (ang. continuous wave lasers) i impulsowe (ang. pulsed lasers). W laserach ciągłych natężenie światła emitowanego osiąga wartość stacjonarną. Zachodzi to wtedy, gdy wzmocnienie jest równe stratom po dwukrotnym przejściu przez rezonator. Wartość  $B$ , dla której  $G^{(2n)} = 1$ , nosi nazwę **wartości progowej** wzmocnienia  $B_p$  (ang. threshold gain).

Przykładem lasera trójpoziomowego, w którym występuje stan metastabilny jest laser rubinowy. Ośrodkiem czynnym w tym laserze jest kryształ rubinu domieszkowany jonami chromu  $\text{Cr}^{+3}$ . Kryształ jest pompowany lampą błyskową, której światło wzbudza jony  $\text{Cr}^{+3}$  z podstawowego poziomu elektronowego  $E_0$  do poziomu wzbudzonego  $E_1$ , rozmytego energetycznie i składającego się z serii podpoziomów, które są wynikiem

oddziaływania elektronu z wibracjami. Szybkie przejście bezpromieniste, z czasem życia około 50 ns powoduje obsadzenie metastabilnego poziomu  $E_2$  jonu, który ma czas życia około 5 ms. Jeżeli lampa błyskowa wysyła wystarczająco intensywne światło pompujące, można doprowadzić do inwersji obsadzeń, a następnie do akcji laserowej pomiędzy poziomami  $E_2$  i  $E_0$  (Rys.5.6).

Odwrócenie inwersji można uzyskać bądź przez zwiększenie obsadzenia stanu metastabilnego, bądź przez zmniejszenie obsadzenia stanu niższego, przejścia laserowego. Tego drugiego sposobu nie można wykorzystać w laserach trójpoziomowych, bowiem opróżnianie stanu  $E_0$  przez pompowanie do stanu  $E_1$  powoduje jego zapełnienie przez przejście laserowe. Dlatego dużo bardziej efektywną inwersję obsadzeń uzyskuje się w laserach czteropoziomowych (Rys.5.7).



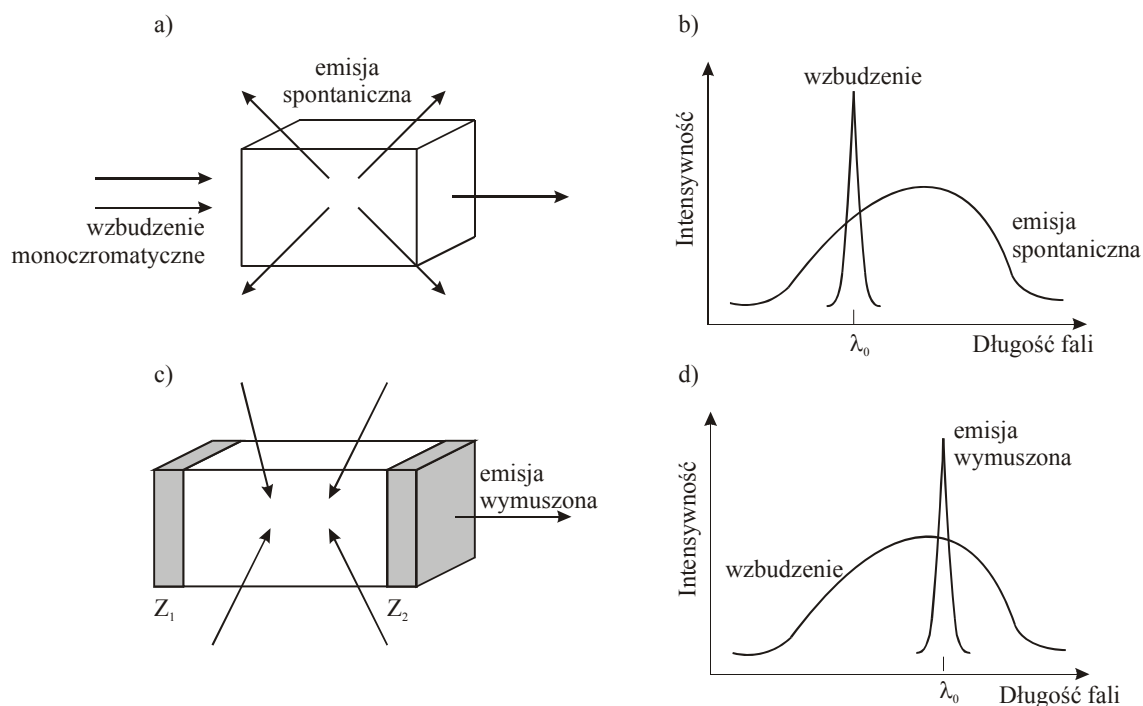
Rys.5.7 Schemat poziomów energetycznych lasera czteropoziomowego

W tym przypadku poziom 3, który został obsadzony w wyniku przejścia laserowego  $E_2 - E_3 = \hbar\omega$ , zostaje szybko opróżniony, gdyż w przeciwieństwie do stanu  $E_2$  nie jest on stanem metastabilnym. Pozwala to zwiększyć znacznie efektywność inwersji obsadzeń bez dostarczania dodatkowej energii pompowania. Przykładem lasera czteropoziomowego jest laser neodymowy Nd:YAG (ośrodkiem czynnym jest ciało stałe, kryształ granatu glinowo-itrowego, ang. *ytrium aluminium garnet* (YAG), domieszkowany neodymem Nd).

## 5.2. Całkowita liczba modów podłużnych. Dobroć rezonatora.

### Związek między szerokością linii emisji wymuszonej a dobrocią rezonatora

Gdy na ośrodek czynny, który nie znajduje się w rezonatorze optycznym, pada promieniowanie monochromatyczne, wyemitowane światło jest zawsze niemonochromatyczne i rozchodzi się we wszystkich kierunkach (Rys.5.8.a). Pasma emisyjne (Rys.5.8.b) jest szerokie i odpowiada emisji spontanicznej (fluorescencji). Gdy jednak ten sam ośrodek czynny umieścimy w rezonatorze optycznym (Rys.5.8.c) i wzbudzimy go za pomocą promieniowania monochromatycznego bądź nie monochromatycznego (np. z lampy błyskowej), wtedy wygenerowane światło ma własności charakterystyczne dla emisji wymuszonej - jest silnie monochromatyczne, zaś linia emisji wymuszonej jest wyraźnie węższa (Rys.5.8.d) niż widmo odpowiadające wzbudzeniu nie monochromatycznemu.



Rys.5.8 Schemat ilustrujący różnice między własnościami emisji spontanicznej (fluorescencji) i emisji wymuszonej w rezonatorze optycznym

Wynika to, jak już wiemy, z faktu, że wzmocnieniu w rezonatorze ulegają tylko te długości fal  $\lambda$ , które spełniają warunek fali stojącej

$$n \frac{\lambda}{2} = L, \quad (5.13)$$

gdzie  $n$  jest liczbą całkowitą. Warunek (5.13) oznacza, że w rezonatorze optycznym o długości  $L$  może powstać fala stojąca o długości  $\lambda$ , gdy mieści się w nim całkowita wielokrotność połówek długości fali.

Zazwyczaj światło lasera nie jest całkowicie monochromatyczne, warunek (5.13) bowiem jest spełniony dla różnych par długości fali  $\lambda$  i liczby całkowitej  $n$ . Fala stojąca powstająca wzdłuż osi rezonatora, charakteryzowana przez długości  $\lambda$  i liczbę całkowitą  $n$  nosi nazwę *modu podłużnego*  $n$ . Dwa kolejne mody podłużne spełniają równania:

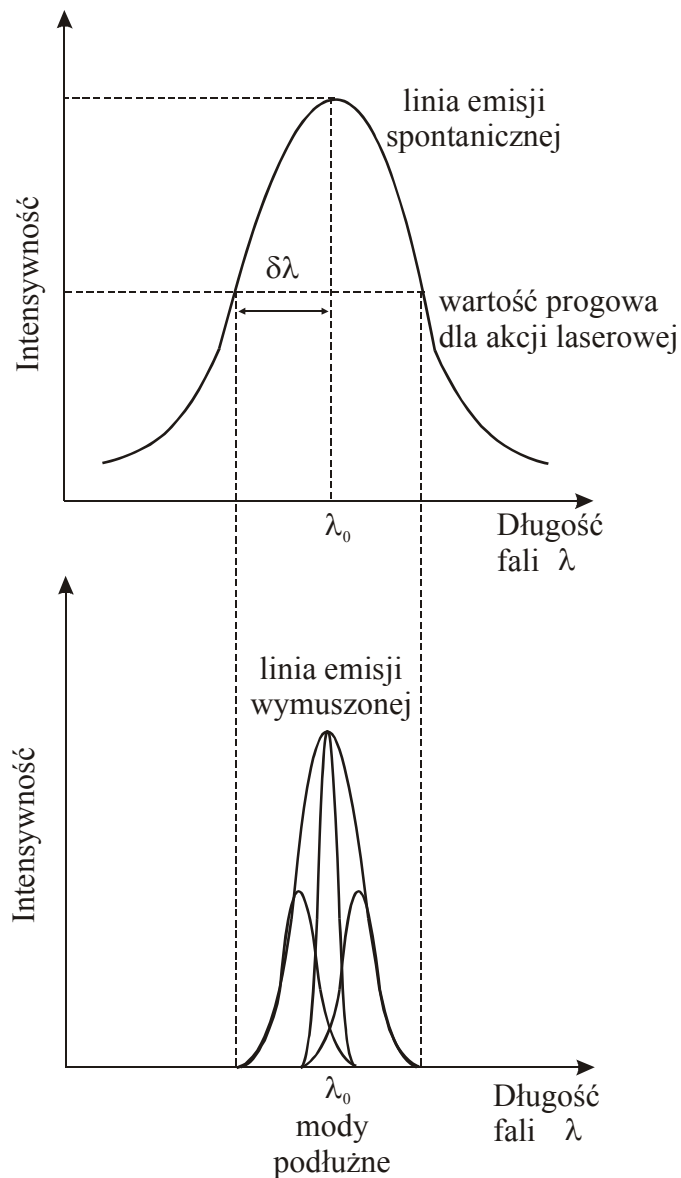
$$n\lambda_n = 2L, \quad (n+1)\lambda_{n+1} = 2L, \quad (5.14)$$

a więc ich częstotliwości  $\nu$  ( $\nu = c/\lambda$ ) różnią się o wielkość  $\Delta\nu$ :

$$\Delta\nu = \nu_{n+1} - \nu_n = \frac{(n+1)c}{2L} - \frac{nc}{2L} = \frac{c}{2L}, \quad (5.14)$$

która jest równa odwrotności czasu dwukrotnego przebiegu światła przez rezonator optyczny. Całkowita liczba modów podłużnych zależy od szerokości pasma emisji spontanicznej oraz od zakresu widmowego. Rzeczywiście, założymy, że akcja laserowa zachodzi na przejściu kwantowym  $a \rightarrow b$ , któremu odpowiada pasmo emisji spontanicznej o szerokości połówkowej  $\delta\lambda$  (rys. 5.9). Niech wartość progowa, przy której rozpoczyna się akcja laserowa, odpowiada połowie natężenia pasma emisji spontanicznej w maksimum  $\lambda_0$ .





Rys.5.9 Schemat ilustrujący liczbę modów podłużnych

Oznacza to, że mody podłużne określone przez największą  $n_{max}$  i najmniejszą  $n_{min}$  liczbę całkowitą spełniają warunek

$$\begin{aligned} n_{max}(\lambda_0 - \delta\lambda) &= 2L, \\ n_{min}(\lambda_0 + \delta\lambda) &= 2L. \end{aligned} \tag{5.16}$$

Stąd całkowita liczba modów  $N$  mieszcząca się w szerokości pasma emisji spontanicznej wynosi

$$\begin{aligned}
N = n_{\max} - n_{\min} &= 2L \left( \frac{1}{\lambda_0 - \delta\lambda} - \frac{1}{\lambda_0 + \delta\lambda} \right) \\
&= \frac{2L}{\lambda_0^2 - \delta\lambda^2} [(\lambda_0 + \delta\lambda) - (\lambda_0 - \delta\lambda)] \cong \frac{4L\delta\lambda}{\lambda_0^2} .
\end{aligned} \tag{5.17}$$

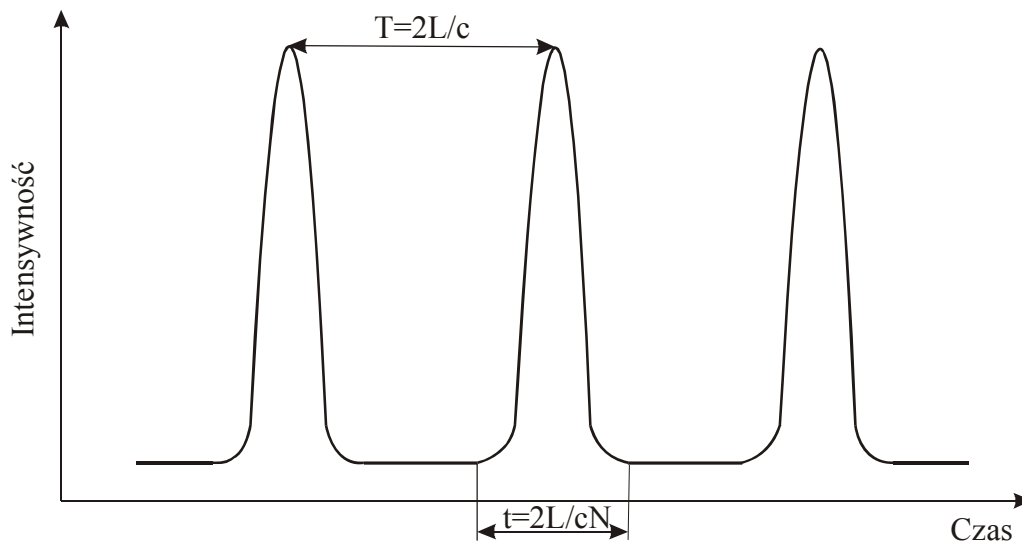
W równaniu (5.17) pominięto w mianowniku  $\delta\lambda^2$ , gdyż  $\lambda_0^2 \gg \delta\lambda^2$ . Z równania (5.17) wynika, że całkowita liczba modów podłużnych zależy od szerokości pasma emisji spontanicznej  $\delta\lambda$ , dla wartości progowej wzmocnienia długości rezonatora  $L$  oraz zakresu widmowego ( $\lambda_0$ ). Im szersze pasmo i im dłuższy rezonator, tym więcej modów podłużnych powstaje w rezonatorze. Oznacza to, iż światło emitowane z lasera staje coraz bardziej niemonochromatyczne. Brak monochromatyczności jest często efektem niekorzystnym. Zobaczymy jednak później, że duża liczba modów jest warunkiem generowania bardzo krótkich impulsów laserowych, które oddają nieocenione usługi w spektroskopii rozdzielczej w czasie oraz w wielu zastosowaniach praktycznych takich jak światłowodowa transmisja optyczna.

### **5.3. Synchronizacja modów. Związek między szerokością linii emisji spontanicznej a czasem trwania impulsu. Metody synchronizacji modów. Synchronizacja aktywna i pasywna.**

W warunkach generacji swobodnej lasery gazowe, ciekłe i lasery na ciele stałym wytwarzają chaotyczną mieszaninę modów poprzecznych i podłużnych z różnicą faz między modami, która zmienia się w czasie. Spójność jest bowiem tylko cechą pojedynczego modu. Jeżeli w jakiś sposób (potem zobaczymy jaki) doprowadzimy do tego, aby różnica faz między sąsiednimi modami była stała, to emisja lasera odbywa się jako ciąg regularnych impulsów wysyłanych w odstępach czasu  $T = \frac{2L}{c}$  z czasem trwania pojedynczego impulsu

$$t = \frac{T}{N} = \frac{2L}{cN}, \quad (5.17)$$

gdzie  $N$  jest liczbą modów generowanych przez rezonator optyczny (Rys.5.10),  $L$ -jest długością rezonatora,  $c$ -jest prędkością światła. Techniki eksperymentalne, które omówimy później, wymuszające utrzymanie stałej różnicy faz między modami prowadzą do reżimu pracy zwanego *synchronizacją modów*.



Rys.5.10 Przebieg czasowy emisji lasera pracującego w reżimie synchronizacji modów.

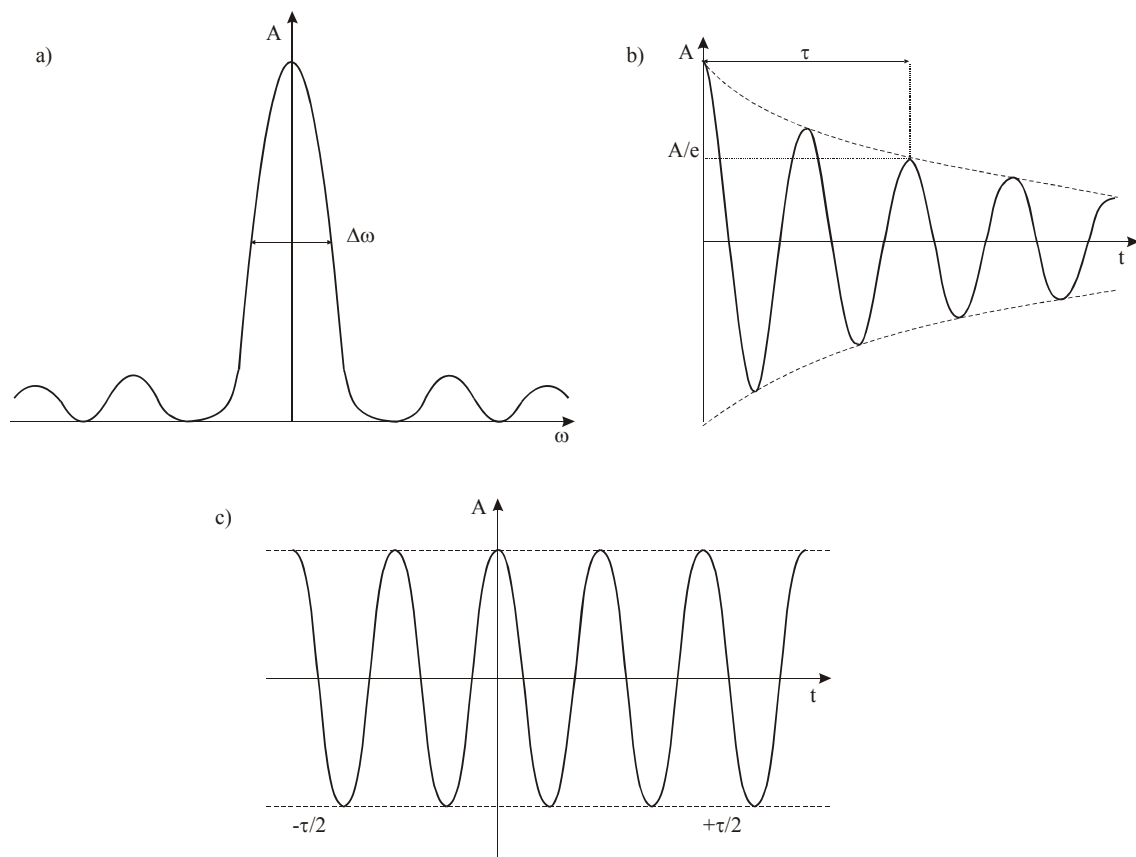
Pokazaliśmy wcześniej, że liczba modów  $N$  zależy od szerokości pasma emisji spontanicznej  $\delta\lambda$ , dla wartości progowej wzmocnienia

$$N = \frac{4L\delta\lambda}{\lambda_0^2}. \quad (5.18)$$

Ze wzoru (5.17) i (5.18) wynika, że własności widmowe ośrodka czynnego decydują o czasie trwania impulsu. W barwnikach pasma emisji  $\delta\lambda$  są szerokie, co prowadzi do dużej liczby modów  $N$  i dlatego w laserach barwnikowych można generować impulsy pikosekundowe i femtosekundowe ( $1 \text{ ps} = 10^{-12} \text{ s}$ ,  $1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$ ). Dla laserów gazowych pasmo emisji jest wąskie i w konsekwencji nie można wygenerować w gazach impulsów krótszych niż  $10^{-9} \text{ s}$ . W laserach stałych pasma emisji są szersze niż w gazach

z powodu niejednorodnego poszerzenia. Dlatego w laserach stałych (np. Nd:YAG) można generować impulsy pikosekundowe. Istnieje specjalna klasa laserów na ciele stałym (lasery wibronowe), w których sprzężenie elektronowo-wibronowe powoduje znaczne poszerzenie pasm fluorescencyjnych, a w konsekwencji umożliwia wygenerowanie impulsów femtosekundowych. Do takich laserów należy laser tytanowo-szafirowy.

Można pokazać [1,], że w warunkach synchronizacji modów otrzymujemy ciąg impulsów o okresie repetycji  $T = 2L/c$  i czasie trwania pojedynczego impulsu  $t = 2L/cN$ . Załóżmy dla uproszczenia, że generowane mody są falami płaskimi  $E(t) = E_0 e^{i\omega t}$ . Oznacza to, że rozkład widmowy pojedynczego modu podłużnego jest opisany deltą Diraca  $\delta(\omega - \omega_0)$  o nieskończenie wąskiej szerokości. Zastosujemy to przybliżenie, pamiętając, że z teorii transformacji Fouriera wynika, iż linię widmową o skończonej szerokości  $\Delta\omega$  (Rys.5.11.a), której odpowiada sygnał tłumiony w nieskończonym interwale czasowym  $(0, \infty)$  w domenie czasowej (Rys.5.11.b), można zastąpić transformatą sygnału nietłumionego w skończonym interwale czasowym  $(-\tau/2, +\tau/2)$  (Rys.5.11.c), a więc falą płaską. Wypadkowe pole elektryczne pochodzące od  $N = 2n + 1$  modów jest więc określone sumą



Rys.5.11 Związek między szerokością linii widmowej  $\Delta\omega$  w domenie częstotliwości (a) i sygnałem w domenie czasu (b). Sygnał (b) jest równoważny sygnałowi (c). Wyjaśnienie w tekście.

$$E(t) = \sum_{k=-n}^n E_0 \exp\{i[(\omega_0 + k\Delta\omega_q)t + k\Delta\varphi_q]\}, \quad (5.19)$$

gdzie  $\Delta\omega_q$  jest różnicą częstotliwości między sąsiednimi modami podłużnymi,  $\Delta\varphi_q$  zaś jest różnicą faz między nimi. Można pokazać[1], że wypadkowe pole  $E(t)$  (5.19) wyraża się wzorem

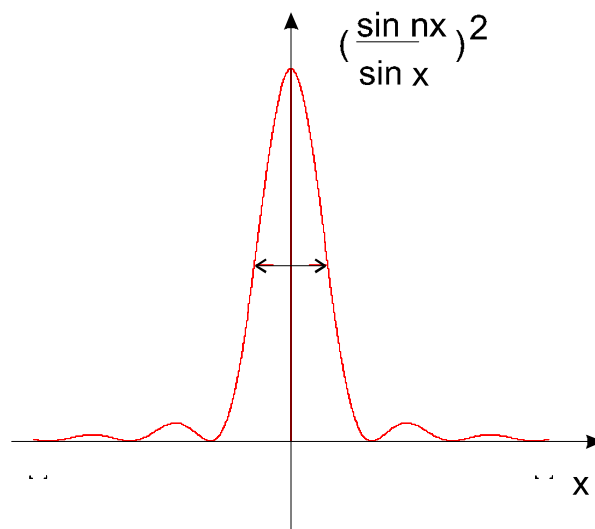
$$E(t) = E_0 \exp(i\omega_0 t) \frac{\sin \frac{N(\Delta\omega_q t + \Delta\varphi_q)}{2}}{\sin \frac{(\Delta\omega_q t + \Delta\varphi_q)}{2}} \cdot \quad (5.20)$$

gdzie  $2n + 1 = N$  jest równe liczbie zsynchronizowanych modów.

Jeżeli różnica faz między kolejnymi modami podłużnymi  $\Delta\varphi_q$  zależy od czasu i zmienia się w sposób przypadkowy, to również wypadkowe pole elektryczne  $E(t)$  pochodzące od  $N$  modów podłużnych zmienia się chaotycznie w czasie. Jeżeli jednak różnica faz  $\Delta\varphi_q$  między modami jest stała, to całkowite natężenie pola elektrycznego  $E(t)$  powstające w wyniku interferencji  $N$  zsynchronizowanych modów podłużnych jest zmodulowanym amplitudowo drganiem o częstości nośnej  $\omega_0$ , równej częstości modu centralnego o obwiedni, wyrażonej wzorem

$$A(t) = E_0 \frac{\sin N(\Delta\omega t + \Delta\varphi_q) / 2}{\sin(\Delta\omega_q t + \Delta\varphi_q) / 2} \quad (5.21)$$

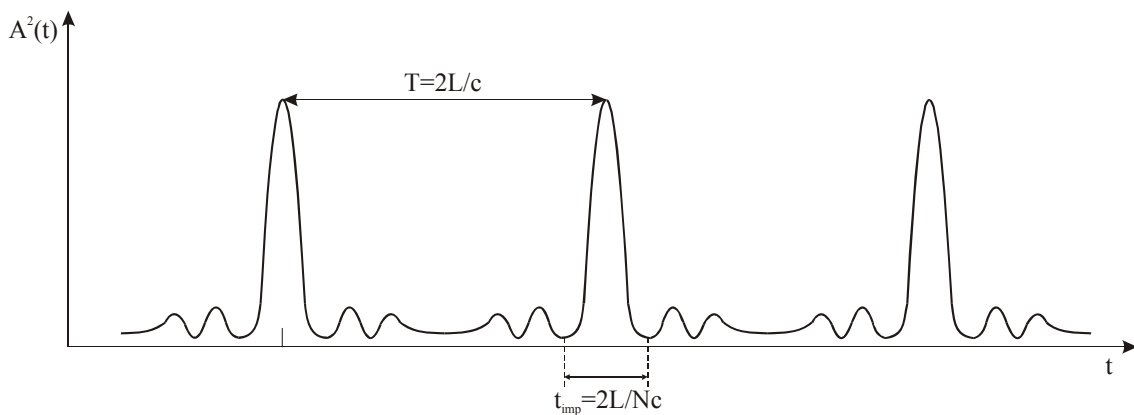
Natężenie promieniowania  $I(t) = A^2(t)$ , które powstało w wyniku interferencji jest więc funkcją typu dyfrakcyjnego  $\left(\frac{\sin nx}{\sin x}\right)^2$  z maksimum dla  $x = 0$ . Postać tej funkcji została przedstawiona na Rys. 5.12



Rys. 5.12 Przebieg funkcji  $\left(\frac{\sin nx}{\sin x}\right)^2$

Ponieważ funkcja przedstawiona wzorem (5.21) jest funkcją periodyczną, wykres natężenia promieniowania, które powstało w wyniku interferencji  $N$

zsynchronizowanych modów podłużnych w zależności od czasu, przybiera postać przedstawioną na rysunku 5.13. Pokazaliśmy więc, że jeżeli różnica faz  $\Delta\varphi_q$  między sąsiednimi modami jest stała, to emisja lasera odbywa się jako ciąg regularnych impulsów następujących po sobie w odstępach czasowych  $T$ . Odstępy czasowe między impulsami  $T$  można łatwo policzyć, jest to bowiem odległość między dużymi maksimumami na rys 5.13. Ze wzoru (5.21) wynika, że pierwsze maksimum dla czasu  $t_1$  występuje, gdy spełniony jest warunek



Rys.5.13 Wykres natężenia promieniowania, które powstało w wyniku interferencji  $N$  modów podłużnych w funkcji czasu.

$$\Delta\omega_q t_1 + \Delta\varphi_q = 0, \quad (5.21)$$

a następne maksimum dla czasu  $t_2$  musi spełniać warunek:

$$\Delta\omega_q t_2 + \Delta\varphi_q = 2\pi. \quad (5.22)$$

Odejmując stronami równania (5.22) i (5.21.a), otrzymujemy  $\Delta\omega_q T = \Delta\omega_q (t_2 - t_1) = 2\pi$ , czyli

$$T = \frac{2\pi}{\Delta\omega_q} = \frac{2\pi}{2\pi\Delta\nu_q} = \frac{L}{2c}. \quad (5.23)$$

W równaniu (5.23) skorzystaliśmy ze wzoru (5.14) dla różnicy częstotliwości sąsiednich modów  $\Delta\nu_q$ , która wynosi  $\frac{2c}{L}$ . Czas trwania pojedynczego impulsu możemy policzyć jako przedział czasu, w którym wypromieniowana została praktycznie cała energia impulsu (czyli odległość między pierwszymi dwoma minimami wokół "dużego" maksimum) na rysunku 5.13. Warunek ten jest spełniony, gdy licznik wyrażenia (5.21) zeruje się

$$\sin N(\Delta\omega_q t + \Delta\phi_q) / 2 = 0, \quad (5.24)$$

czyli

$$N(\Delta\omega_q t_1 + \Delta\phi_q) / 2 = 0, \quad (5.25)$$

oraz

$$N(\Delta\omega_q t_2 + \Delta\phi_q) / 2 = \pi. \quad (5.26)$$

Tak więc czas trwania pojedynczego impulsu  $t_{\text{imp}}$  wynosi

$$t_{\text{imp}} = t_2 - t_1 = \frac{2\pi}{N\Delta\omega_q} = \frac{2L}{Nc}. \quad (5.27)$$

Pokazaliśmy (5.18), że liczba modów podłużnych  $N$  zależy od zakresu widmowego (*poprzez*  $\lambda_0$ ) oraz szerokości pasma wzmocnienia  $\delta\lambda$ . Wstawiając (5.18) do (5.27), otrzymujemy czas trwania impulsu  $t_{\text{imp}}$

$$t_{\text{imp}} = t_2 - t_1 = \frac{\lambda_0^2}{2c\delta\lambda}. \quad (5.28)$$

Wzór (5.28), który przed chwilą wyprowadziliśmy, jest niezwykle ważną relacją wiążącą długość trwania impulsu  $t_{\text{imp}}$  z szerokością widmową pasma fluorescencyjnego emisji spontanicznej. Z relacji tej wynika, że im szersze pasmo emisyjne  $\delta\lambda$ , tym krótszy impuls można wygenerować. Relacja (5.28) jest konsekwencją zależności między domeną czasową i domeną częstości opisaną za pomocą transformaty Fouriera. Szczególnym przypadkiem zależności między domeną czasową i domeną częstości jest zasada nieoznaczoności Heisenberga



$$\Delta t \Delta E \geq h / 2\pi, \quad (5.29)$$

gdzie  $\Delta t$  określa nieoznaczoność czasu, która może być interpretowana jako czas trwania impulsu  $t_{\text{imp}}$ , a  $\Delta E = \hbar \Delta \omega = 2\pi c / \delta \lambda$  określa nieoznaczoność energii, a więc szerokość widmową pasma spektroskopowego.

Pokazaliśmy, że jeżeli doprowadzimy do tego, aby różnica faz między sąsiednimi modami była stała, to laser emituje ciąg regularnych impulsów oddalonych od siebie o czas  $T = 2L / c$  z czasem trwania pojedynczego impulsu  $t_{\text{imp}} = T / N = 2L / cN$ .

Powstaje pytanie, jak spowodować synchronizację modów, czyli jak doprowadzić do sytuacji, w której różnica faz  $\Delta \varphi_q$  między sąsiednimi modami nie zmienia się w czasie? Istnieje wiele różnych sposobów synchronizacji, ale zasada każdego z nich sprowadza się do periodycznej modulacji parametrów rezonatora (amplitudy lub częstotliwości) z częstotliwością równą różnicy częstotliwości sąsiednich modów podłużnych  $\Delta \omega_q$ . Metody synchronizacji modów dzielimy na metody synchronizacji aktywnej (wymuszonej z zewnątrz) i synchronizacji pasywnej. Szczególnym przypadkiem synchronizacji pasywnej jest autosynchronizacja zachodząca samorzutnie w ośrodku czynnym z wykorzystaniem zjawiska samoogniskowania.

Modulowanie parametrów rezonatora z częstością  $\Delta \omega_q$  można przeprowadzić na wiele sposobów:

- a) modulując długość rezonatora  $L$  poprzez wprowadzenie w drganie jednego ze zwierciadeł z częstotliwością międzymodową  $\Delta \omega_q$  jest to modulacja częstotliwości,
- b) stosując przetwornik optoakustyczny, który wytwarzając falę akustyczną, moduluje natężenie światła przechodzącego przez rezonator z częstotliwością  $\Delta \omega_q$  jest to modulacja amplitudy,

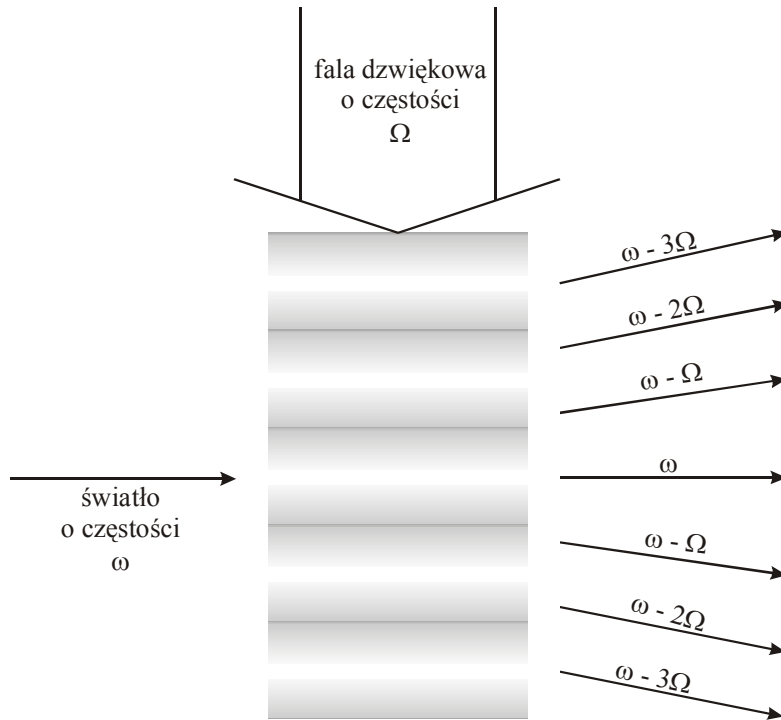
- c) modulując współczynnik wzmocnienia ośrodka aktywnego metodą nasycających się absorbentów (wybielających się filtrów), jest to modulacja amplitudy.

Pierwsze dwie metody reprezentują synchronizację aktywną, metoda trzecia należy do grupy metod synchronizacji aktywnej.

Jaki jest mechanizm powodujący, że mody podłużne, które przed synchronizacją są niezależnymi oscylatorami wykazującymi brak korelacji między fazami  $\Delta\varphi_q$ , zaczynają drgać w zsynchronizowanych fazach pod wpływem czynnika wymuszającego o częstości modulacji  $\Delta\omega_q$ ? Gdy modulujemy amplitudę lub częstotliwość określonego modu podłużnego o częstotliwości  $\omega_0$  z częstotliwością  $\omega_{mod}$  pojawiają się dodatkowe składowe promieniowania odstrojone od częstotliwości podstawowej  $\omega_0$  o wielokrotność częstotliwości modulacji  $\omega_{mod}$  w rezultacie powstają składowe ( $e^{-i\omega_0 t \pm n\omega_{mod} t}$ ). Jeżeli częstotliwość modulacji  $\omega_{mod}$  jest równa różnicy częstotliwości sąsiednich modów  $\Delta\omega_q$ , to te dodatkowe składowe pokrywają się z częstotliwościami kolejnych sąsiadujących modów, powodując ich sprzężanie i wymuszając zachowania tej samej różnicy faz między nimi. Efekt ten nazywamy *synchronizacją modów podłużnych*.

Opiszemy teraz metody modulacji częstotliwości lub amplitudy. Sposób (a) jest oczywisty: modulując długość rezonatora, zmieniamy długość fali  $\lambda$  a więc również częstotliwość fali,  $\frac{n\lambda}{2} = L$  jest bowiem warunkiem na powstawanie fali stojącej w rezonatorze. Zajmijmy się teraz dokładniej metodą (b), czyli przetwornikiem optoakustycznym, który generując falę akustyczną, moduluje amplitudę natężenia światła w rezonatorze optycznym. Zapoznanie się z mechanizmami rządzącymi oddziaływaniami światła z falami dźwiękowymi jest tym ważniejsze, że urządzenia optoakustyczne używane są często w technologiach laserowych, nie tylko do synchronizacji modów, ale również w selekcji impulsów (ang. *cavity dumping*). Selektor impulsów pełni rolę aktywnego zwierciadła zamykającego rezonator i pozwala

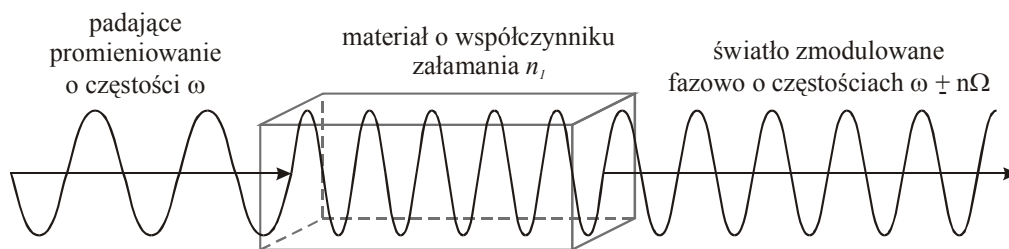
kumulować energię. Obecnie stosuje się raczej selektory impulsów działające na zasadzie pasywnego wycinania impulsów. Oddziaływanie światła z falami dźwiękowymi przedstawimy w sposób opisowy. Szersze omówienie tych zjawisk znajdzie czytelnik w książce [3].



Rys.5.14 Ilustracja oddziaływania światła z falami dźwiękowymi.

Jeżeli nadajnik emitujący fale o częstotliwości  $\Omega$  z zakresu fal dźwiękowych (czyli kilka megaherców) umieścimy w ośrodku materialnym na przykład w szklance z wodą (Rys. 5.14) i oświetlimy ją wiązką laserową o częstotliwości  $\omega$ , zauważymy, że światło, które przechodzi przez ośrodek, rozszczepia się na kilka wiązek. Po obu stronach wiązki o częstotliwości  $\omega$ , która ma ten sam kierunek co wiązka padająca, obserwujemy wiązki boczne o częstotliwościach  $\omega \pm n\Omega$ . Zjawisko to znane jest jako *efekt Debye'a i Searsa*, od nazwisk autorów, którzy opisali je po raz pierwszy w 1932 roku. Zjawisko to przypomina trochę dyfrakcję światła na szczelinach. Różnica polega na tym, że w dyfrakcji wszystkie wiązki ugięte pod innym kątem niż wiązka padająca mają tę samą częstotliwość  $\omega$  co wiązka padająca. Biorąc pod uwagę fakt, że fala dźwiękowa jest falą podłużną, a jej rozchodzenie się polega na tworzeniu obszarów różnej gęstości (Rys.

5.14), analogia z dyfrakcją nie powinna specjalnie dziwić, generowane bowiem przez falę dźwiękową obszary zagęszczeń i obszary zmniejszonej gęstości przypominają siatkę dyfrakcyjną. Rzeczywiście, obszary zmniejszonej gęstości można traktować jako szczeliny, przez które przechodzi więcej światła niż przez obszary zwiększonej gęstości. Dlaczego pojawiają się częstości:  $\omega \pm \Omega$ ,  $\omega \pm 2\Omega$ ,  $\omega \pm 3\Omega$  itd.? Wyobraźmy sobie, że światło o częstości  $\omega$  pada na ośrodek o współczynniku załamania  $n_1$  (Rys.5.15). Jeżeli współczynnik załamania ośrodka  $n_1$  jest większy niż współczynnik załamania otoczenia  $n_0$ , światło w ośrodku rozchodzi się  $\frac{n_1}{n_0}$  razy wolniej (bo  $\lambda v = \frac{c}{n}$ ). Załóżmy, że znaleźliśmy sposób na modulowanie współczynnika załamania  $n_1$  ze stałą częstością  $\Omega$ . Modulacja sprawia, że światło w ośrodku porusza się szybciej lub wolniej, a zmiany te następują z częstością  $\Omega$ . Modulacja powoduje, że światło opuszczające ośrodek ma zmodulowaną częstość nośną  $\omega$  promieniowania padającego, a to oznacza pojawienie się dodatkowych składowych o częstościach  $\omega \pm n\Omega$ .



Rys.5.15 Modulacja światła za pomocą periodycznych zmian współczynnika załamania światła  $n_1$ .

Im dłuższa droga  $l$  światła w materiale, tym większe amplitudy bocznych pasm o częstościach  $\omega \pm n\Omega$ . Wzmocnienie pasm bocznych odbywa się kosztem amplitudy wiązki o częstości nośnej  $\omega$ . Długość drogi optycznej  $l$  jest parametrem, który

określa, kiedy może zajść efekt Debye'a - Searsa. Rozróżniamy dwa przypadki graniczne

$$l \ll \frac{A}{2\pi\lambda} \quad (5.30)$$

i

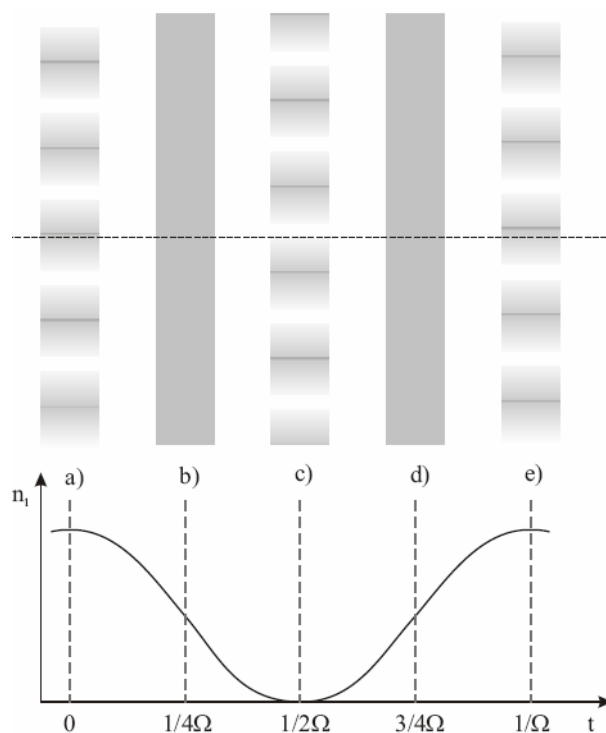
$$l \gg \frac{A}{2\pi\lambda}, \quad (5.31)$$

gdzie  $\lambda$  jest długością fali optycznej, a  $A$  jest długością fali dźwiękowej. Relacja (5.30) określa krytyczną długość drogi optycznej, dla której efekt Debye'a-Searsa może być obserwowany. Obszar pracy urządzenia optoakustycznego określony warunkiem (5.30) nosi nazwę reżimu *Ramana-Natha*. Określa on obszar pracy urządzeń optoakustycznych służących do synchronizacji modów. Warunek (5.31) określa obszar pracy zwany reżimem Bragga. Odbicie Bragga wykorzystywane jest w selekcji impulsów (ang. *cavity dumper*).

Najprostszym sposobem modulowania współczynnika załamania  $n_1$  jest periodyczna zmiana gęstości ośrodka, którą można osiągnąć przepuszczając przez ośrodek sinusoidalną falę dźwiękową, której czoło porusza się prędkością  $v$ . Tworzy ona w ośrodku obszar zagęszczeń i rozrzedzeń, periodycznie zmieniający się z częstotliwością  $\Omega$  fali dźwiękowej. W rzeczywistych urządzeniach optoakustycznych generuje się dźwiękową falę stojącą zamiast fali płaskiej. Fala stojąca przedstawiona jest na rysunku 5.16. Fala stojąca zamiast poruszać się w dół kolumny z prędkością  $v$ , pozostaje nieruchoma, a współczynnik załamania  $n_1$  w każdym ustalonym miejscu kolumny (np. w miejscu zaznaczonym przerywaną kreską) zmienia się sinusoidalnie z częstotliwością  $\Omega$ .

Dwa razy w czasie cyklu gęstość jest rozłożona równomiernie wzdłuż całej kolumny (b i d) i dwa razy osiąga taką gęstość, dla której współczynnik załamania  $n_1$  jest największy (a i e) oraz jeden raz osiąga gęstość dla której współczynnik załamania jest najmniejszy (c) (Rys. 5.16). Tak więc dwa razy w czasie cyklu  $T = \frac{1}{\Omega}$ , gdy gęstość jest rozłożona równomiernie, padająca wiązka światła przechodzi niezaburzona, czyli

częstość wiązki wychodzącej jest równa  $\omega$ , a amplituda promieniowania jest równa amplitudzie promieniowania padającego, co oznacza że efekt Debye'a-Searsa nie występuje. Z kolei w sytuacjach opisanych na rysunku. 5.16.a.c.e, efekt Debye'a-Searsa jest najsilniejszy, powodując pojawienie się dodatkowych pasm  $\omega \pm n\Omega$  kosztem osłabienia amplitudy fali nośnej o częstotliwości  $\omega$ . Rozumiemy już teraz, dlaczego przetwornik optoakustyczny moduluje amplitudę natężenia światła w rezonatorze optycznym. Jeżeli modulacja ta odbywa się z częstotliwością równą różnicy częstotliwości międzymodowej  $\Delta\nu = \frac{c}{2L}$ , to efekt Debye'a-Saersa prowadzi do synchronizacji modów.



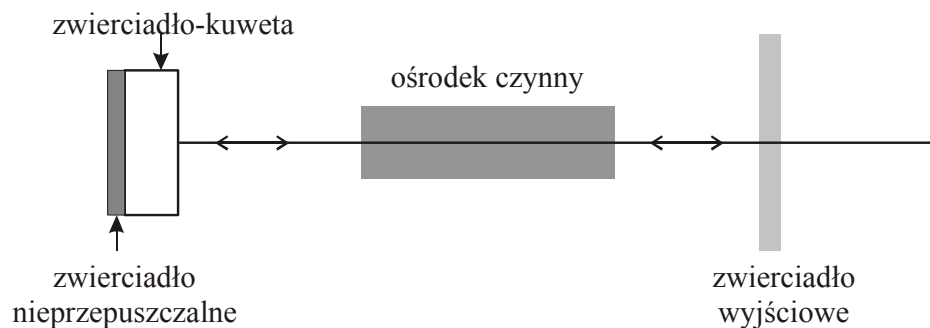
Rys.5.16 Ilustracja okresowych zmian współczynnika załamania przez zmiany gęstości ośrodka wywołanych falą dźwiękową.

W praktycznych zastosowaniach przetwornik optoakustyczny składa się z małego elementu kwarcowego (pryzmatu lub płytki płasko-równoległej) umieszczonych w pobliżu zwierciadła rezonatora optycznego. Pryzmat stosuje się w laserach wielobarwnych, np. w laserach argonowych dla selekcji długości fali. Wewnątrz

elementu kwarcowego umieszczony jest piezoelektryczny nadajnik fal akustycznych o częstotliwości  $\frac{c}{2L}$ . Boczne ściany elementu kwarcowego są wypolerowane tak, aby wewnątrz powstała stojąca fala dźwiękowa. Wiązka laserowa znajdująca się wewnątrz rezonatora optycznego przechodzi przez obszar powstawania stojącej fali dźwiękowej, oddziaływująca z nią w sposób opisany wyżej. W wyniku tego oddziaływania wiązka laserowa o częstotliwości  $\omega$  jest okresowo osłabiana z częstotliwością  $\Omega = \frac{c}{2L}$ , a kosztem jej osłabienia powstają pasma boczne o częstości  $\omega \pm n\Omega$ . W akcji laserowej uczestniczy tylko wiązka osiowa, pasma boczne bowiem odchylone od osi głównej zostaną wygaszone bowiem długość drogi optycznej dla pasm bocznych jest różna od  $L$ , dla której spełniony jest warunek  $\frac{n\lambda}{2} = L$ .

Innym sposobem osiągnięcia synchronizacji modów jest synchronizacja pasywna, uzyskana metodą nasycających się absorbentów. W tym celu zwierciadło rezonatora zastępuje się zwierciadłem połączonym z kuwetą (Rys. 5.17). Załóżmy, że w kuwecie umieszczono substancję pochłaniającą, charakteryzowaną przez poziomy energetyczne  $E_1$  oraz  $E_2$ , które spełniają warunek  $E_2 - E_1 = \hbar\omega$  gdzie  $\omega$  jest częstotliwością promieniowania wiązki laserowej. Niech czas życia cząsteczek substancji pochłaniającej na poziomie wzbudzonym wynosi  $\tau$ . Jeżeli poziomy  $E_1$  i  $E_2$  oznaczają poziomy elektronowe, to czas  $\tau$  na paśmie wzbudzonym  $E_2$  jest rzędu nanosekund ( $10^{-9}$  s), czyli jest tego samego rzędu co okres dwukrotnego przebiegu światła w rezonatorze  $T = \frac{1}{\Delta\nu} = \frac{2L}{c}$ . Substancja umieszczona w kuwecie pełni więc rolę filtra. Rzeczywiście światło wiązki laserowej znajdującej się w rezonatorze optycznym padając na zwierciadło-kuwetę przenosi cząsteczki znajdujące się na poziomie niższym  $E_1$  na poziom wyższy  $E_2$  powodując osłabienie wiązki w wyniku absorpcji. Pod wpływem absorpcji światła o dużym natężeniu, substancja ulegnie nasyceniu (wybieli się), czyli spełniony zostanie warunek  $N_1 = N_2$ , gdzie  $N_1$  i  $N_2$  oznaczają liczbę cząsteczek na poziomie  $E_1$  i  $E_2$ . Absorbent w kuwecie stanie się więc przezroczysty dla wiązki laserowej, która dotrze do zwierciadła odbijającego

(nieprzepuszczalnego), co spowoduje wzmocnienie akcji w ośrodku czynnym. Przepuszczalność substancji w kuwecie zmaleje po czasie  $\tau$  (cząsteczki z poziomu  $E_2$  powrócą na poziom  $E_1$  i proces absorpcji światła będzie mógł zostać powtórzony). Tak więc transmisja modulowana będzie przez częstotliwość występowania kolejnych impulsów wiązki laserowej, jeśli tylko odstępy czasowe między impulsami  $T = \frac{2L}{c}$  są dłuższe od czasu życia  $\tau$  na poziomie  $E_2$ . Prowadzi to do modulacji natężenia promieniowania we wnętrzu rezonatora i w konsekwencji do synchronizacji modów.



Rys.5.17 Synchronizacja pasywna osiągnięta metodą nasycających się absorbentów.

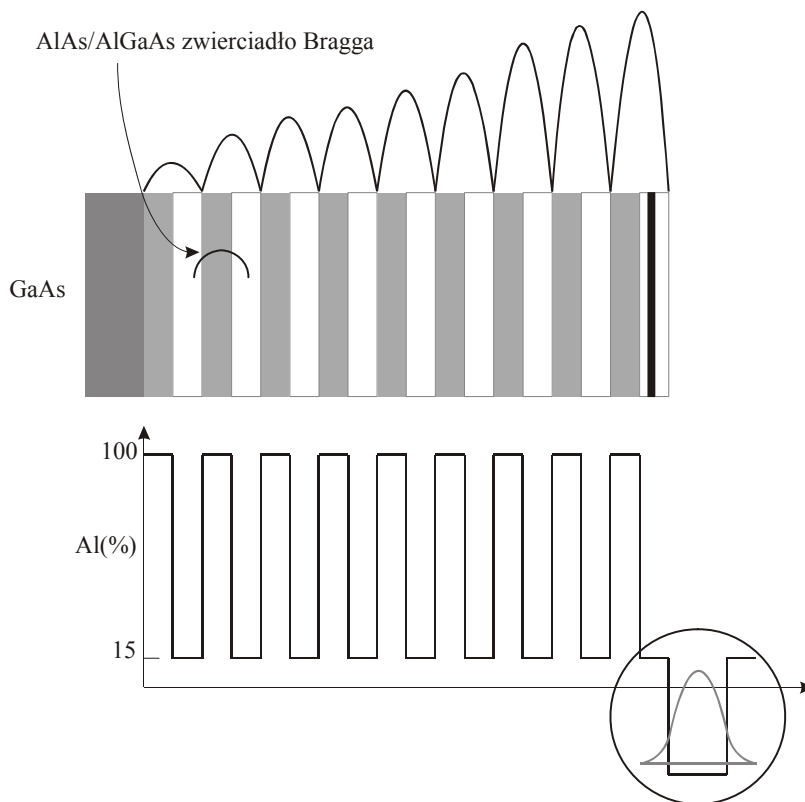
Synchronizacja pasywna metodą nasycającego absorbenta ma wiele wad. Przede wszystkim natężenie wiązki wyjściowej lasera jest niestabilne pomimo dobrania właściwego stężenia absorbenta, natężenia wiązki pompującej oraz stworzenia warunków we wnętrzu rezonansowej do podjęcia akcji laserowej. Ponadto, pokazaliśmy że absorbent może być stosowany do synchronizacji modów tylko wtedy, gdy czas życia na poziomie wzbudzonym jest porównywalny z czasem trwania impulsów. Praktycznie oznacza to. Że metoda ta może być stosowana do synchronizacji impulsów nie krótszych niż impulsy pikosekundowe. Jeżeli chcemy wykorzystać tę mrtodę dla generacji krótszych impulsów, potrzebujemy szybszej „migawki” niż nasycający się absorbent-barwnik. W ostatnich latach zastosowano inne metody synchronizacji pasywnej. Wśród nich najważniejsze są następujące metody

- nierezonansowy efekt Kerra

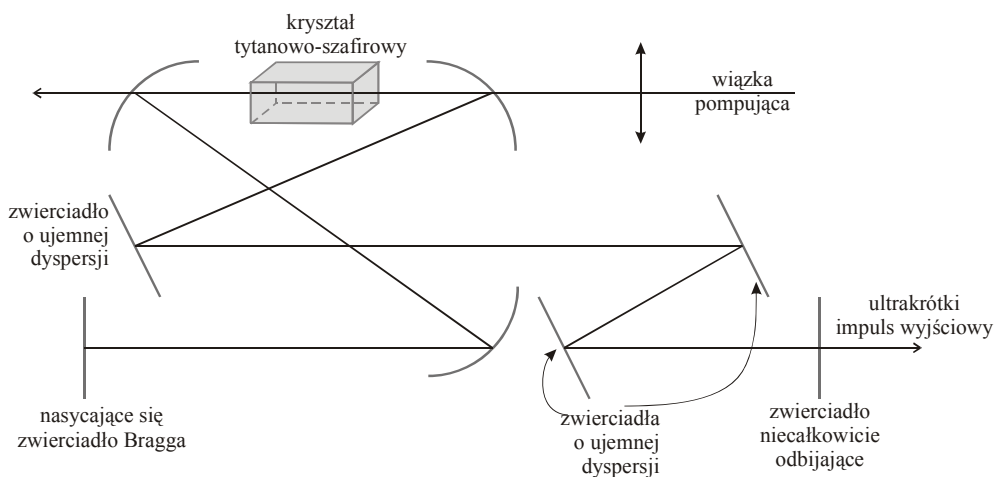


- nasycające się zwierciadła Bragga

Już na początku lat 80-tych odkryto, że półprzewodnikowe studnie kwantowe mogą pełnić rolę nasycającego się absorbenta. Typowe nasycające się zwierciadło Bragga składa się z cienkich warstw charakteryzowanych przez naprzemienne duże i małe współczynniki załamania światła, które pełnią rolę zwierciadła Bragga i na końcu z warstwy nasycającej się absorbenta (Rys.5.18). Najczęściej podłożem jest GaAs, warstwy naprzemienne są zbudowane z AlAs i AlGaAs, które nie absorbują wokół 800 nm, a więc dla długości fali wykorzystywanej bardzo często w technikach światłowodowych. Na końcu zwierciadła Bragga znajduje się cienka warstwa kilku mikronów z AlGaAs, która ma własności studni kwantowej i silnie absorbuje wokół 800nm. Dla małych natężeń typowe współczynniki odbicia dla zwierciadła Bragga wynoszą 95%, zaś dla dużych natężeń w warunkach synchronizacji modów wynoszą 99%. Różnica 4% wystarcza do indukowania silnej synchronizacji modów. Z powodu absorpcji wokół 800nm technologia zwierciadeł Bragga jest wykorzystywana w laserach tytanowo-szafirowych, które emitują promieniowanie o długościach fali z zakresu 800nm. Rys.5.19 przedstawia jedną z typowych handlowych konfiguracji oscylatora tytanowo-szafirowego.



Rys.5.18 Nasycające się zwierciadło Bragga



Rys.5.19 Konfiguracja lasera tytanowo-szafirowego z zastosowaniem nasycającego się zwierciadła Bragga [4]

Oprócz opisanych metod synchronizacji modów wspomnieć należy o innych metodach. Należą do nich:

- synchronizacja za pomocą dodatkowego impulsu (ang. *additive pulse mode locking* - APM),
- samosynchronizacja (ang. *self mode-locking*),
- synchronizacja regeneratywna (ang. *regenerative mode locking*).

Metoda APM używa interferometrycznie sprzężonego zewnętrznego nieliniowego rezonatora światłowodowego. Szczegóły można znaleźć w pracy [5]

Zjawisko autosynchronizacji zachodzi samorzutnie w ośrodku czynnym lasera. Dotyczy to głównie laserów na ciele stałym, w których ośrodkiem czynnym jest kryształ. Zjawisko autosynchronizacji jest rodzajem synchronizacji pasywnej, w której rolę samonasycającego się absorbenta pełni sam kryształ ośrodka czynnego. Efekt ten jest wynikiem nieliniowego oddziaływania światła z ośrodkiem czynnym i wynika z faktu, że współczynnik załamania zależy od natężenia padającego promieniowania. Zjawisko to znane jest w literaturze jako synchronizacja metodą samoogniskowania Kerra (ang. *Kerr lens mode locking* - KLM) [6]. Zjawisko KLM powoduje, że praktycznie we wszystkich laserach na ciele stałym (Cr:YAG, Pr:YLF, Ti:szafir) synchronizacja modów powstaje samorzutnie, generując impulsy pikosekundowe i femtosekundowe bez dodatkowych urządzeń modulujących, rolę modulatora pełni bowiem sam ośrodek czynny. Jednak, aby impulsy te były stabilne, powtarzalne i miały ściśle zdefiniowany kształt, należy zastosować układ optyczny kontrolujące dyspersję prędkości grupowej (ang. *Group Velocity Dispersion* - GVD).

Przedyskutujemy synchronizację modów metodą samoogniskowania Kerra. Jak powiedzieliśmy, metoda ta nie wymaga zastosowania żadnego dodatkowego elementu optycznego. Pokażemy, że zastosowanie apertury i wykorzystanie zjawiska Kerra w kryształach prowadzi do modulacji amplitudy modów generowanych w rezonatorze. Efekt Kerra jest efektem nieliniowym, który opisuje fakt zależności współczynnika załamania od natężenia światła  $I$

$$n = n_0 + n_2 I . \quad (5.32)$$

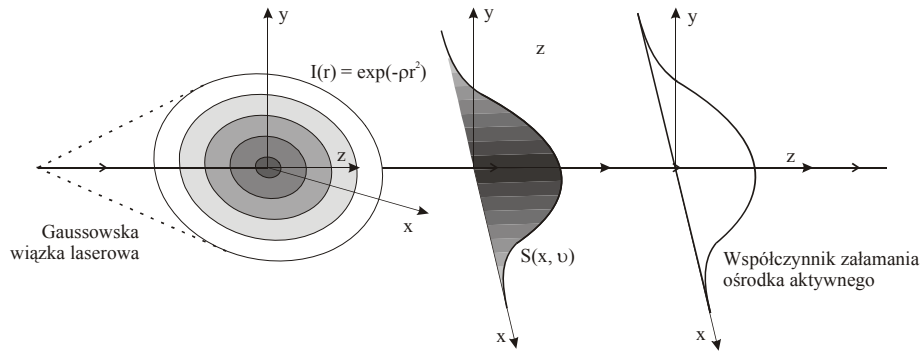
Efekt Kerra powoduje, że profil poprzeczny impulsu  $I(r)$  padającego na ośrodek powoduje modyfikację współczynnika załamania w ośrodku

$$n(r) = n_0 + n_2 I(r) \quad (5.33)$$

gdzie  $I(r)$  zależy od kształtu impulsu.

Dla impulsu Gaussa

$$I(r) = \exp(-\rho r^2) \quad (5.33a)$$

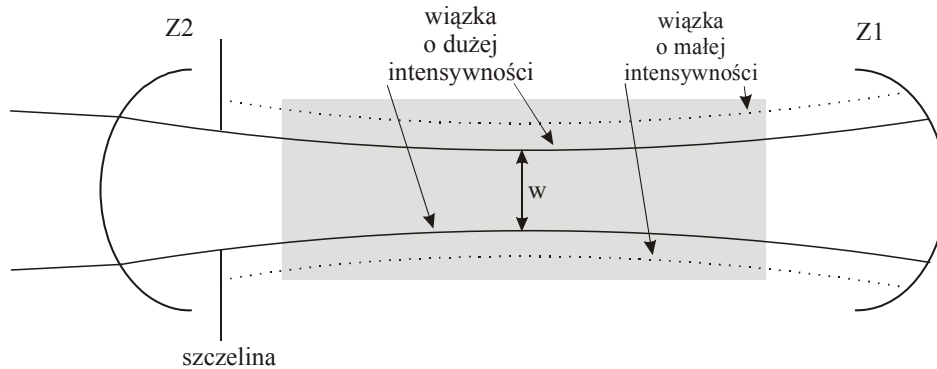


Rys.5.20 Ilustracja soczewek współczynnika załamania zależnego od intensywności w ośrodku aktywnym

Rysunek 5.20 przedstawia rozkład współczynnika załamania wzdłuż osi  $x$  dla Gaussowskiej wiązki propagującej wzdłuż osi  $z$ . Widzimy, że modyfikacja współczynnika ośrodka jest spowodowana profilem poprzecznego rozkładu intensywności wiązki  $I(r)$ . Dla  $n_2 > 0$ , współczynnik ma maksimum przy  $x=0$  dla centrum wiązki Gaussa i jest dużo mniejszy na skrzydłach wiązki Gaussa. Oznacza to, że współczynnik załamania nie jest rozłożony homogenicznie po całym ośrodku i odpowiada sytuacji, jak gdyby do ośrodka wstawiono inny materiał w kształcie Gaussowskiej soczewki. Soczewki uformowane przez efekt Kerra działają jak rzeczywiste soczewki zbudowane z homogenicznego materiału, w których profil kontrolowany jest przez promień krzywizny powierzchni materiału.

Soczewka Kerra skupia wiązkę laserową w kierunku centrum, jak przedstawiono na rysunku 5.21. Jeżeli do rezonatora optycznego wprowadzimy szczelinę, to w połączeniu z efektem Kerra działa ona jako selektywna migawka modulująca intensywność wiązki. Konfiguracja, szczelina i soczewka Kerra powodują, że brzegi impulsu o mniejszej intensywności ulegają mniejszemu skupieniu i nie przechodzą przez szczelinę, nie

odbijają się od zwierciadła Z2. W konsekwencji wzmocnione zostaną składowe centralne impulsu. Proces straty-wzmocnienie powtarzają się przy każdym przejściu przez wnękę rezonatora, prowadząc do modulacji amplitudy modów, a w konsekwencji prowadzi do pracy w reżimie synchronizacji modów.



Rys.5.21 Modulacja amplitudy w rezonatorze optycznym z wykorzystaniem efektu Kerra

Kształt soczewki Kerra zmienia się podczas propagacji impulsu przez ośrodek. Można pokazać [4], że długość ogniskowej  $f$  wraza się wzorem

$$f = \frac{w^2}{4n_2 I_0 L} \quad (5.34)$$

gdzie  $w$  jest szerokością wiązki w najwęższym miejscu,  $n_2$  jest nieliniowym współczynnikiem załamania (5.32),  $I_0$  jest natężeniem w maksimum impulsu,  $L$  jest długością ośrodka.

Opisany wyżej mechanizm synchronizacji modów nosi nazwę autosynchronizacji lub synchronizacji metodą samoogniskowania Kerra [7-12].

Często zdarza się jednak, że lasery pikosekundowe i femtosekundowe wykorzystujące wyłącznie zjawisko KLM mogą pracować niestabilnie z powodu zmian temperatury otoczenia, drgań w pomieszczeniach czy innych niekontrolowanych czynników. Z tego powodu niektóre firmy wybierają metodę, która jest połączeniem zjawiska KLM i synchronizacji aktywnej za pomocą przetwornika optoakustycznego. Ten typ synchronizacji nosi nazwę *synchronizacji regeneratywnej*. Gdy laser na ciele stałym zaczyna pracować w reżimie pracy ciągłej (cw), powstają mody podłużne o

częstotliwościach różniących się o  $\Delta\nu = c / 2L$ . Częstości większości modów nie są skorelowane i różnica faz między nimi zmienia się chaotycznie. Jednak niewielka liczba modów jest już częściowo uporządkowana i częstotliwość  $\Delta\nu = c / 2L$  zaczyna modulować natężenie światła w początkowej fazie emisji lasera. Ta modulacja jest rejestrowana przez fotodiode, wzmacniana i przesłana do przetwornika optoakustycznego. Przetwornik zaczyna modulować ośrodek czynny z częstością, której wartość otrzymał z lasera poprzez fotodiode. Takie rozwiązanie usuwa główną wadę aktywnej synchronizacji, która polega na tym, iż długość rezonatora  $L$  musi być ściśle dopasowana do częstości przetwornika. W synchronizacji regeneratywnej, gdy długość rezonatora zmieni się nieznacznie, sygnał przesłany do przetwornika, zmieni częstość modulowania automatycznie. Szczegółowy opis synchronizacji regeneratywnej znajdzie czytelnik w artykule [13].

Podsumowując, synchronizacja modów polega na utrzymaniu stałej różnicy faz między modami podłużnymi. Jeżeli warunek ten zostanie spełniony, to emisja lasera odbywa się jako ciąg regularnych impulsów wysyłanych w odstępach czasowych  $T = \frac{2L}{c}$ , a czas trwania pojedynczego impulsu wynosi  $t = \frac{2L}{cN}$ , gdzie  $N$  jest liczbą modów podłużnych. Synchronizację modów można osiągnąć przez periodyczną modulację parametrów rezonatora optycznego (amplitudy lub częstotliwości modów podłużnych) z częstością równą różnicy częstości sąsiednich modów  $\Delta\nu = \frac{c}{2L}$ .

## 5.4. Typy laserów [1,14]

Lasery można klasyfikować w zależności od rodzaju ośrodka czynnego lub długości fali emitowanego promieniowania. Najbardziej ogólny podział ze względu na pierwsze kryterium to lasery gazowe, ciekłe i na ciele stałym. Do najbardziej znanych laserów gazowych należą:

- a) laser CO<sub>2</sub> (10,4 μm) (bliska podczerwień),
- b) laser CO (5 - 6,5 μm) (bliska podczerwień),
- c) laser N<sub>2</sub>O (10,6 μm),

- d) molekularne lasery gazowe ( $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_2$ ,  $\text{CH}_3\text{F}$ ) ( $40 \mu\text{m} - 1 \text{mm}$ ) (daleka podczerwień),
- e) lasery chemiczne (w których jednym z produktów reakcji jest: I, HF, HCl, HBr, CO,  $\text{CO}_2$ ) emitujące w bliskiej podczerwieni ( $1,3 - 11 \mu\text{m}$ ),
- f) jonowy laser argonowy ( $476,5 - 514,5 \text{nm}$ ) (zakres widzialny),
- g) laser kryptonowy ( $503,9 - 752,5 \text{nm}$ ) (zakres widzialny),
- h) laser helowo - neonowy ( $632,8 \text{nm}$ ) (zakres widzialny),
- i) lasery ekscimerowe, takie jak: ArF, XeCl, KrF, emitujące promieniowanie o długości fal  $193, 248, 308 \text{nm}$  (UV),
- j) laser azotowy  $\text{N}_2$  ( $337 \text{nm}$ ) (UV).

Do najczęściej używanych laserów ciekłych należą lasery barwnikowe, emitujące w zakresie widzialnym.

Najbardziej znane lasery, w których ośrodkiem czynnym jest ciało stałe, to:

- a) laser rubinowy ( $694,3 \text{nm}$ ) (zakres widzialny),
- b) laser Nd:YAG, w którym matrycą jest granat itrowo-glinowy, a domieszką neodym,
- c) laser tytanowo-szafirowy ( $690 - 1080 \text{nm}$ ) i inne lasery przestrajalne na ciele stałym,
- d) lasery na pierwiastkach ziem rzadkich (holmowy, erbowy, tulowy) emitujące promieniowanie o długości fal około  $2 \mu\text{m}$  w zależności od rodzaju matrycy oraz od rodzaju domieszki,
- e) lasery półprzewodnikowe emitujące w szerokim zakresie widmowym, począwszy od zakresu widzialnego do podczerwieni.

W nawiasach podano główne linie lub zakresy emisji.

Podział oparty na długości fali emitowanego promieniowania związany jest z rodzajem przejść kwantowych, między którymi zachodzi akcja laserowa. Lasery emitujące promieniowanie z zakresu dalekiej podczerwieni wykorzystują inwersję obsadzeń poziomów rotacyjnych. Należą do nich lasery gazowe, w których ośrodkiem czynnym są substancje takie jak:  $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_2$ ,  $\text{CH}_3\text{F}$ . W laserach emitujących

promieniowanie z zakresu podczerwieni akcja laserowa zachodzi między poziomami wibracyjnymi. Najbardziej znany laser tej grupy to laser CO<sub>2</sub>. W laserach emitujących światło w zakresie widzialnym i nadfiolecie akcja laserowa zachodzi między poziomami elektronowymi. Lasery, w których akcja laserowa zachodzi między poziomami elektronowymi stanowią szeroką grupę obejmującą między innymi laser argonowy, helowo-neonowy, kryptonowy, azotowy, lasery barwnikowe, lasery na ciele stałym i lasery ekscimerowe. Lasery należące do wyżej wymienionych grup zostały omówione w [1,14]. Tutaj omówimy tylko niektóre typy laserów mających zastosowanie w telekomunikacji optycznej: lasery światłowodowe, lasery Ramana oraz lasery półprzewodnikowe.

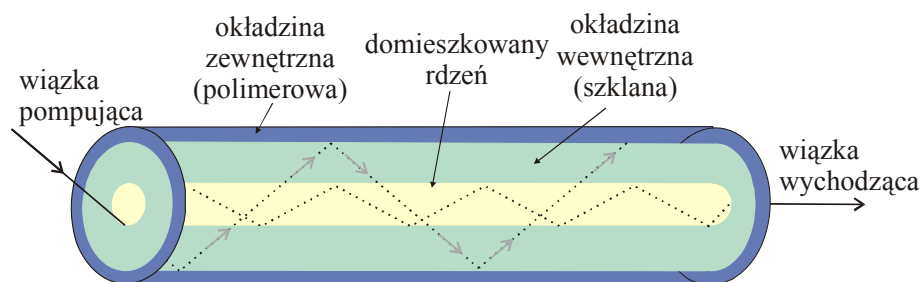
Nowoczesne technologie telekomunikacyjne są nierozdzielnie związane z technologiami laserowymi. Technologie zwielokrotnienia długości fali, WDM, DWDM, UDWM stawiają duże wymagania wobec nadajników światła. Tradycyjne diody LED i filtry mają zbyt małą rozdzielczość widmową, aby zapewnić niewielkie odstępstwa między kanałami rzędu części nm (12.5-25 GHz). W technologiach zwielokrotnienia długości fali DWDM i UDWM należy używać wąskopasmowych linii emisyjnych laserów ze stabilizacją częstotliwości za pomocą zewnętrznych siatek dyfrakcyjnych lub laserów typu DFB (z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym (ang. distributed feedback ) lub DBR (rozłożonym odbiciem Bragga ang. distributed Bragg reflection). Lasery Bragga omówimy w rozdziale 5.4.4.

### **5.4.1. Lasery światłowodowe**

Lasery światłowodowe składają się z odcinka światłowodu, pompowanego energią w celu uzyskania emisji wymuszonej i umieszczonego we wnęce rezonansowej w celu uzyskania optycznego sprzężenia zwrotnego. W najprostszym przypadku jest to kawałek światłowodu zamkniętego z dwóch stron zwierciadłami i pompowanego optycznie przez laser, najczęściej półprzewodnikowy laser diodowy, za pomocą sprzęgacza. Lasery światłowodowe zbudowane są z włókna światłowodowego stanowiącego wnękę rezonansową, przewód ten ma zaplombowane końce i jest



pompowany optycznie. Długość wnęki optycznej może wynosić dziesiątki lub nawet setki metrów w odróżnieniu od znacznie krótszych wnęk optycznych laserów klasycznych, ale długość światłowodu nie stwarza problemu ponieważ jest on elastyczny i można go zwinąć do pudełka niewielkich rozmiarów. W przeciwieństwie do laserów tradycyjnych opierających się na elementach optycznych, skłonnych do zabrudzeń i nie współosiowości, wnęki optyczne laserów światłowodowych są niemalże wolne od tych niedogodności. Włókno światłowodowe używane w laserach światłowodowych jest modyfikowane przez domieszkowanie erbem lub innymi pierwiastkami (neodymem, talem) i wzbogacany dodatkową warstwą okrywającą w przeciwieństwie do typowego, handlowo dostępnego kabla światłowodowego używanego w transmisji optycznej. Takie podwójnie okryte włókno (Rys. 5.22) składa się z okładziny wewnętrznej (szkło) i okładziny zewnętrznej (polimer). To pozwala na zatrzymywanie światła generowanego wewnątrz wnęki (rdzenia) jak i światła pompującego w wewnętrznej warstwie okładziny poprzez całkowite wewnętrzne odbicie. Przy takiej konfiguracji włókna światłowodowego dioda pompuje promieniowanie do wnętrza światłowodu poprzez końcową ściankę włókna, gdzie jest ono spułapkowane w okładzinie wewnętrznej, i wywołując inwersję obsadzeń w rdzeniu światłowodu.



Rys. 5.22 Laser światłowodowy z podwójnym płaszczem

Lasery światłowodowe można podzielić, podobnie jak inne lasery na:

- lasery ciągłe (ang. Continuous wave )
- lasery impulsowe z przełączaniem dobroci ( ang.Q-switch fiber lasers )
- lasery ciągłe z impulsami generowanymi w reżimie synchronizacji modów

(ang. mode-locked fiber lasers)

Lasery światłowodowe pracujące w reżimie synchronizacji modów można podzielić na:

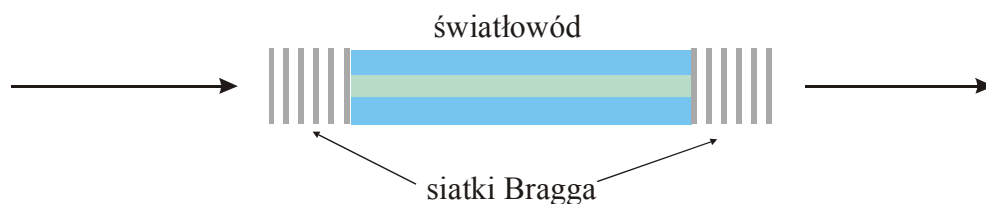
- synchronizowane pasywnie (ang. passive mode locking )
- synchronizowane aktywnie ( ang. active mode locking)

Ponadto można dokonać podziału ze względu na spektralny zakres emisji i rodzaj zastosowanych domieszek. Zakres spektralny jest nierozzerwalnie związany z rodzajem domieszek i rozciąga się w zakresie od 400 nm do 4  $\mu$ m. Jako domieszek używa się pierwiastków ziem rzadkich, takich jak: erb(Eb), neodym(Nd), iterb(Yb), holm, samar, tul.

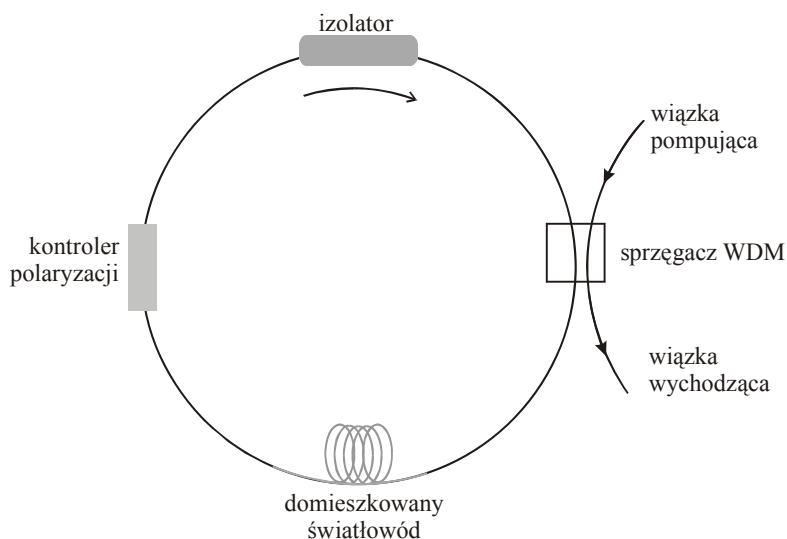
Historycznie, pierwsze lasery światłowodowe powstały po wyprodukowaniu pierwszego światłowodu szklanego o małej tłumienności, czyli na początku lat 1970. Były to lasery domieszkowane neodymem. Okres pełnej dojrzałości technologii laserów światłowodowych osiągnięto w późnych latach osiemdziesiątych.

Na początku lat dziewięćdziesiątych wraz z rozwojem technologii laserów ultraszybkich pracujących w reżimie synchronizacji modów na początku lat dziewięćdziesiątych rozwinęła się również technologia światłowodowych laserów pracujących w tym reżimie. Są to głównie lasery światłowodowe domieszkowane erbem (ang. erbium-doped fiber lasers, EDFL ), które są w obszarze zainteresowania technik światłowodowych ze względu na ich zastosowanie w telekomunikacji światłowodowej w rejonie III okna transmisyjnego. Jeszcze inny podział laserów światłowodowych dotyczy konstrukcji wnęki rezonansowej. Bazując na tym kryterium rozróżniamy następujące lasery światłowodowe :

- \* z rezonatorem Fabry-Perot'a (Rys. 5.23)
- \* pierścieniowe ( Rys. 5.24)



Rys.5.23 Laser światłowodowy z wnęką rezonansową typu Fabry-Perot'a, rolę zwierciadeł pełnią siatki Bragga



Rys.5.24 Schemat pierścieniowego lasera światłowodowego

Pompowanie laserów odbywa się najczęściej za pomocą laserów diodowych. Np. laser EDFL jest pompowany diodowym laserem o długości fali 980 nm lub 1480 nm. Laser światłowodowy domieszkowany neodymem jest pompowany laserem diodowym GaAs (800 nm). Światło wprowadzane jest za pomocą *sprzęgaczy* (Rys.5.24). Innym rozwiązaniem, historycznie starszym jest pompowanie przez zwierciadło na końcu światłowodu. Dielektryczne zwierciadła muszą być transparentne dla długości fali. Na przykład, dla lasera domieszkowanego erbem dielektryczne zwierciadło musi być silnie odbijające długość fali 1550nm i przepuszczające długość fali 980nm. Trzecim rozwiązaniem jest zastosowanie siatek Bragga jako zwierciadeł (Rys. 5.23) skonstruowanych tak, aby odbijały generowane światło lasera we wnękę rezonansowej i były transparentne dla promieniowania pompującego. Dodatkową zaletą

takich laserów jest to, że stają się wysoce selektywne i pracują jako laser jednomodowy. Dla światłowodów z podwójnym płaszczem (Rys. 5.22) (ang. double-clad fibers), laser jest pompowany wzdłuż całej długości światłowodu, a nie tylko na jego końcu. Dodatkowy płaszcz utrzymuje światło pompujące wewnątrz światłowodu na zasadzie całkowitego wewnętrznego odbicia. Takie rozwiązanie pozwala na wydajne pompowanie z użyciem matryc laserów diodowych o wysokiej mocy (dla Ga As, >10W, ~800nm)

Do wygenerowania krótkich impulsów stosowane są dwie techniki :

- przełączanie dobroci rezonatora ( ang. Q- switching )
- synchronizację modów ( ang. mode locking )

Zasada tych metod jest taka sama jak dla konwencjonalnych laserów. Zasadę i synchronizacji modów omówiliśmy w rozdziale (5.3). Zasadę przełączania dobroci omówiono szczegółowo w pracy [1]. Przełączanie dobroci stosuje się do wygenerowania impulsów dłuższych, rzędu nanosekund, synchronizację modów stosuje się do generacji impulsów krótkich, rzędu femtosekund.

Lasery światłowodowe z przełączaniem dobroci, podobnie jak lasery konwencjonalne, charakteryzują się dłuższym impulsem, ale większą energią pojedynczego impulsu. Lasery z synchronizacją modów generują znacznie krótsze impulsy, ale energia pojedynczego impulsu jest niższa.

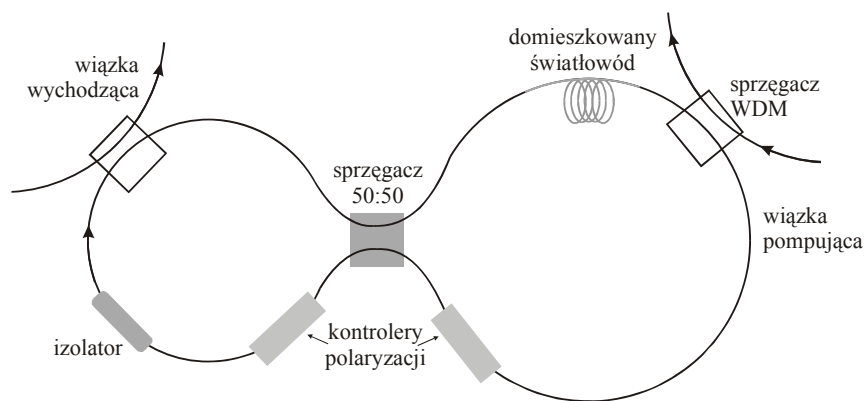
Lasery pracujące zarówno z przełączeniami dobroci oraz z synchronizacją modów, wykorzystują optoakustyczne modulatory omówione w rozdziale (5.3). W pierwszym przypadku modulatory te służą do magazynowania energii wewnątrz rezonatora, aby następnie oddać ją w formie impulsu. W synchronizacji modów modulator optoakustyczny moduluje amplitudę z częstotliwością równą różnicy częstości między modami generowanymi we wnęce rezonatora. Ten typ modulacji za pomocą przetwornika optoelektrycznego wstawionego do wnęki rezonatora nazywamy synchronizacją aktywną. Omówiliśmy ją w rozdziale (5.3) w tym rozdziale omówiona została też zasada synchronizacji pasywnej.

Omówimy teraz krótko rodzaje synchronizacji pasywnej stosowane w laserach światłowodowych, w szczególności za pomocą nasycających się absorbentów.

Metody synchronizacji pasywnej można podzielić na :

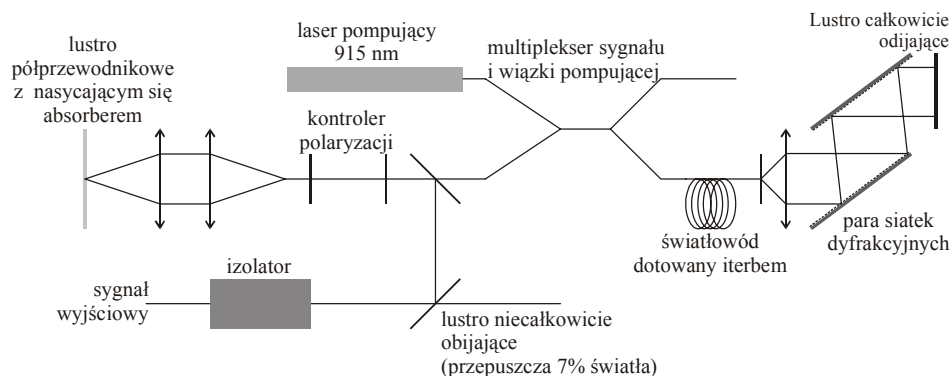
- metoda samoogniskowania Kerra [1]
- metodę nasycających się absorbentów
- metodę nieliniowych zwierciadeł w pętli światłowodowej (ang. nonlinear fiber-loop mirrors, NFLM ) [14]
- metodę rotacji nieliniowej polaryzacji [14]

Trudności związane z pompowaniem ośrodka przez zwierciadła dielektryczne mają różną przepuszczalność dla wiązki pompującej i wiązki wzmacnianej we wnęce rezonansowej zostaje całkowicie usunięty w laserach światłowodowych mających konstrukcję pierścieniową (Rys.5.24) bowiem lustra są wtedy w ogóle niepotrzebne. Dwa porty sprzęgacza są połączone w pętlę, aby utworzyć pierścieniową wnękę rezonansową domieszkowanego światłowodu. Wewnątrz znajduje się izolator Faradya do zapewnienia jednokierunkowej propagacji światła, oraz kontroler polaryzacji, jeżeli zastosowano standardowy światłowód nie utrzymujący polaryzacji. Ciekawą modyfikację światłowodowego lasera pierścieniowego jest konfiguracja zwana „ósemką” (ang. Figure-8 cavity ) [14] Nazwa pochodzi od kształtu konfiguracji (Rys.5.25) z zastosowaniem pętli Sagnaca. Szczegóły można znaleźć w książce [14].



Rys.5.25 Modyfikacja światłowodowego lasera pierścieniowego - konfiguracja zwana „ósemką” (ang. Figure-8 cavity ) z zastosowaniem pętli Sagnaca [14]

Światłowody domieszkowane pierwiastkami ziem rzadkich są niezwykle wygodne do generowania impulsów ultrakrótkich. Wynika to z faktu, że pasmo wzmocnienia jest wystarczająco szerokie (~6THz) do wytwarzania impulsów krótszych niż 100fs. Zastosowanie femtosekundowych laserów światłowodowych jest obiecującym rozwiązaniem dla poprawienia przepustowości łącz światłowodowych. Na początku swojego rozwoju technologie femtosekundowe wykorzystywały lasery barwnikowe, które były zupełnie bezużyteczne w technikach światłowodowych. Następnie technologie femtosekundowe zostały zdominowane przez lasery na ciele stałym, np. laser tytanowo- szafirowy, które są nadal niezastąpione, jeśli chodzi o parametry fizyczne, ale niewygodne i zbyt drogie w sieciach światłowodowych. Najnowsza generacja laserów femtosekundowych to lasery światłowodowe. Pojawiające się obecnie nowoczesne ultraszybkie lasery światłowodowe cechują się obecnie mocą i czasem trwania impulsu, pozwalającą współzawodniczyć z laserami na ciele stałym. Komunikacja optyczna jest głównym beneficjentem czerpiącym korzyści z rozwoju femtosekundowych laserów światłowodowych, w tym przede wszystkim technologie WDM zwielokrotnienie w domenie długości fali (ang.wavelength division multiplexing). Rozwój technologii WDM stworzył rosnący rynek na nadajniki laserowe wysokiej mocy, co wynika z faktu, że moc musi zostać podzielona na wiele kanałów. Dlatego moc laserów światłowodowych musi wzrastać. W ostatnich latach impulsowe lasery światłowodowe, zarówno z synchronizacją aktywną jak i z synchronizacją pasywną modów, stały się handlowo dostępne. Typowy układ laserowy z synchronizacją modów jest przedstawiony na Rys. 5.26.



Rys.5.26 Układ laserowy lasera Yb:światłowodowego z synchronizacją pasywną [1].

Na rysunku 5.26 światłowód domieszkowany iterbem Yb jest pompowany laserem diodowym o długości fali 915 nm i o średniej mocy 130mW. Półprzewodnikowe, zwierciadło pasywnie synchronizuje mody lasera. Półprzewodnikowe zwierciadło AlGaAs/Ga wykorzystuje rozłożone odbicia Bragga, w zakresie 100 nm. Para siatek dyfrakcyjnych kompensuje dyspersję światłowodu. Laser może być przestrajalny w zakresie od 980 do 1100 nm. Przestrajanie lasera osiąga się przez zmianę położenia kąтового zwierciadła całkowicie odbijającego. Czas trwania zsynchronizowanych impulsów jest rzędu kilku pikosekund. Typowa średnia moc wyjściowa wynosi około 3 mW. Typowe włókna światłowodowe wykazują niezmiernie niskie straty, co pozwala niezakłóconemu światłu propagować przez światłowód. Niestety, promieniowanie generuje zjawiska nieliniowe takie jak wymuszone rozpraszanie Ramana, mieszanie się częstości fali, dyspersja prędkości grupowej (GVD). Zjawiska nieliniowe występujące w rdzeniu włókna światłowodowego mogą powodować poważne zniekształcenie impulsu, co uniemożliwia osiągnięcie dużych szybkości transmisji danych i transmisji na dalekie odległości. Jest wiele metod eliminowania lub redukcji zjawisk nieliniowych. Niekiedy zjawiska nieliniowe kompensują się wzajemnie. Na przykład, właściwie dobrana dyspersja prędkości grupowej GVD i automodulacja SPM powodują kompensację zjawisk nieliniowych i pozwala wygenerować impuls zwany *optycznym solitonem* (ang. *optical soliton*), który biegnie wzdłuż włókna bez zakłóceń na duże odległości. Lasery światłowodowe są zazwyczaj laserami wielomodowymi ze względu na szerokie pasmo wzmocnienia (>30nm) oraz niewielkie odległości międzymodowe (<100 MHz). Szerokość spektralna linii jest duża i może przekraczać 10 nm w pracy ciągłej.

Szerokie pasmo wzmocnienia laserów światłowodowych ma wiele zalet:

- przestrajalność w szerokim zakresie (~ 50 nm)
- możliwość generowania krótkich, femtosekundowych impulsów.

Przestrajalność można osiągnąć przez :

- zastąpienie jednego ze zwierciadeł we wnęce Fabry-Perota przez siatkę dyfrakcyjną
- użycie filtra dwójłomnego wewnątrz wnęki
- użycie wnęki w kształcie pierścienia sprzężonej ze sprzęgaczem o wydajności zmienianej mechanicznie (Rys.5.24)
- zastosowanie zmiany długości fali, dla której odbicie w sprzęgaczu osiąga wartość maksymalną powodując, że straty we wnęce rezonansowej są minimalne
- zastosowanie interferometru Mach-Zehndera, który działa jak selektywny element generujący kontrolowane straty we wnęce

W przypadku pracy ciągłej w aplikacjach wymagających wąskiej linii emisji należy dokonać selekcji wybranej długości fali stosując jedną z następujących metod :

- etalon umieszczony we wnęce
- siatki Bragga

Pierwsza metoda, powszechnie stosowana w laserach na ciele stałym, znajduje zastosowanie również w laserach światłowodowych. Zastosowanie siatek Bragga powoduje, że szerokość spektralna emitowanej linii wynosi zaledwie 0.1 nm.

Zastosowanie siatek Bragga powoduje, że możemy rozróżnić :

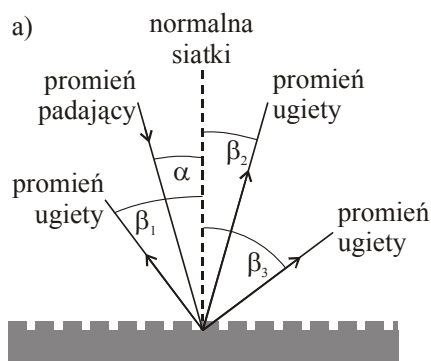
- lasery światłowodowe z rozłożonym odbiciem Bragga (DBR) (ang. distributed reflection Bragg ) lasery światłowodowe z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym (DFB) (ang. distributed feedback Bragg)

Nomenklatura ta jest identyczna jak dla laserów półprzewodnikowych, które omówimy w rozdziale 5.4.4.

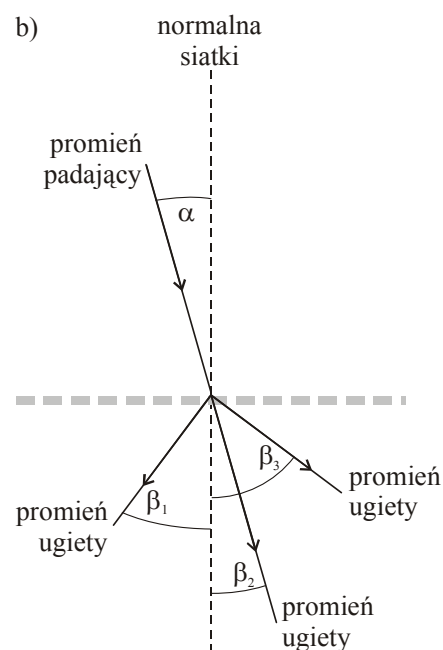
Światłowodowe lasery DBR, zbudowane z kawałka domieszkowanego światłowodu, zakończonego z obu stron siatkami Bragga tworzą wnękę rezonansową Fabry-Perota. Lasery światłowodowe DBR można przestrajac w szerokim zakresie z zachowaniem bardzo wąskiej linii emisji. Lasery DBR mogą pracować jako lasery jednomodowe, gdy długość światłowodu zostanie znacznie zredukowana. Z kolei lasery światłowodowe DFB, też w pełnej analogii do laserów półprzewodnikowych mają siatkę Bragga uformowaną wzdłuż wnęki rezonansowej. Siatki Bragga mogą



pełnić rolę siatek dyfrakcyjnych lub zwierciadeł odbijających w zależności od konfiguracji. Aby zrozumieć zasadę działania siatki Bragga, przypomnijmy, siatki dyfrakcyjne są wykorzystywane jako elementy dyspersyjne w spektrometrach. Światło nie monochromatyczne padając na siatkę pod określonym kątem  $\theta_i$  ugina się pod różnymi kątami dla różnych długości fal  $\theta_r$ . Tak więc siatka dyfrakcyjna pozwala rozdzielić różne składowe o różnych długościach fali. Jej zasada działania, niezależnie od tego czy jest to siatka odbiciowa (Rys.5.27.a), czy siatka szczelinowa (Rys.5.27.b), jest taka sama.



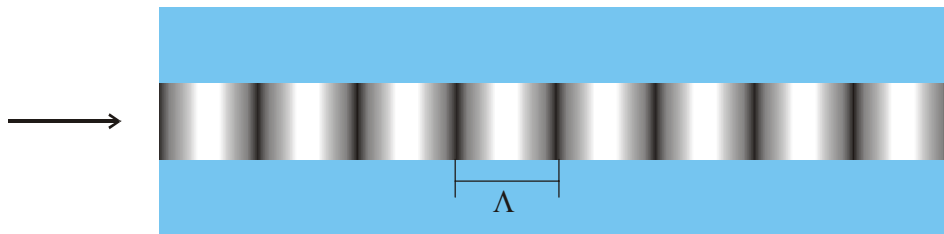
Rys.5.27.a) Siatka dyfrakcyjna odbiciowa



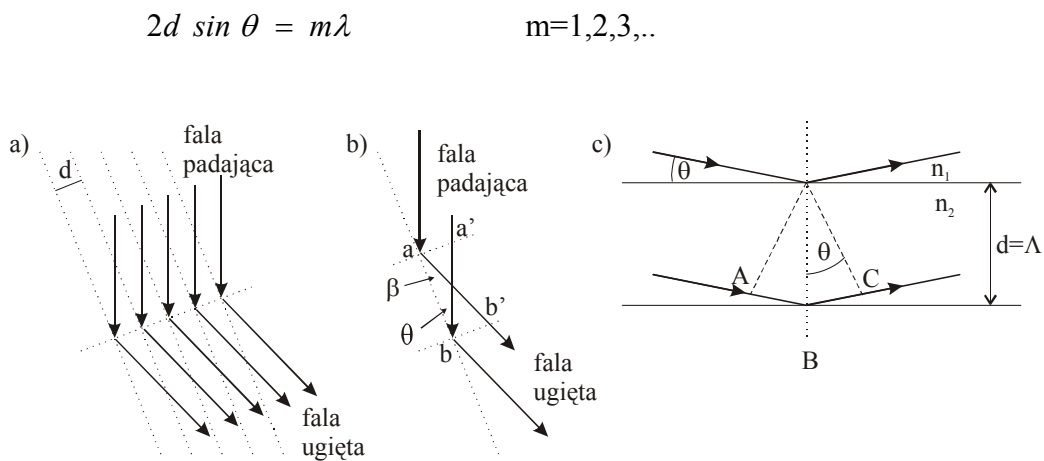
b) Siatka dyfrakcyjna szczelinowa

Siatka dyfrakcyjna jest elementem optycznym, który pozwala periodycznie zmieniać amplitudę lub fazę światła wejściowego, aby następnie nastąpiła interferencja pozytywna lub negatywna. Amplitudę można zmieniać poprzez różną transmisję, fazę można zmieniać poprzez zmianę długości drogi optycznej lub poprzez zmianę współczynnika załamania. Materiał charakteryzujący się periodycznie zmiennym współczynnikiem załamania, działa podobnie jak siatka szczelinowa; obszary o

mniejszym współczynniku (mniejszej gęstości) można traktować jako szczeliny. Takie siatki nazywamy siatkami charakteryzowanymi przez współczynniki załamania (index gratings), znalazły one zastosowanie w światłowodach jako siatki Bragga. Siatki Bragga mogą pełnić rolę siatki dyfrakcyjnej jako selektywny element dyspersyjny. Mogą pełnić również rolę zwierciadeł odbijających światło na zasadzie podobnej, jak to ma miejsce w zwierciadłach dielektrycznych (Rys.5.28). Różnica polega na tym, że w zwierciadle Bragga rolę kolejnych warstw pełnią obszary o periodycznie zmiennym współczynnikiem załamania.



Rys.5.28 Światłowodowa siatka Bragga,  $\Lambda$  jest stałą siatki Bragga



Rys 5.29 Ilustracja zjawiska odbicia Bragga

Oryginalnie prawo Bragga zostało wyprowadzone dla dyfrakcji promieni Roentgena w kryształach, gdzie stałą siatki jest odstęp między atomami a-b, zaś odległość między

płaszczyznami kryształu wynosi  $d$  (Rys.5.29). Ugięcie w kryształach następuje na centrach rozproszenia (odpowiednik szczeliny). Promienie ugięte ulegają wzmocnieniu interferencyjnym, gdy różnica dróg optycznych jest równa całkowitej wielokrotności długości fali (Rys.5.29.a)

$$ab' - a'b = ab(\cos \beta - \cos \theta) = \frac{m\lambda}{\bar{n}} \quad (5.35)$$

gdzie

$$\beta = 90^\circ - \theta_i, \quad \theta = 90^\circ - \theta_d$$

$\theta_i$  jest kątem padania,  $\theta_d$  jest kątem ugięcia,  $\bar{n}$  jest współczynnikiem załamania ośrodka

Z równania 5.35 wynika, że

$$ab(\sin \theta_i - \sin \theta_d) = \frac{m\lambda}{\bar{n}} \quad (5.36)$$

Aby ugięcie było efektywne, światło powinno ulegać odbiciu od kolejnych warstw odległych o wartość  $d$  (Rys.5.29.b) w taki sposób aby miała miejsce interferencja konstruktywna (Rys.5.29.b)

Aby warunek interferencji konstruktywnej został spełniony, różnica dróg między warstwami (AB+BC) musi być równa całkowitej wielokrotności długości fali  $\left(\frac{\lambda}{\bar{n}}\right)$ ,

czyli musi być spełniony warunek

$$2d \sin \theta = m \frac{\lambda_B}{n_2} \quad (5.37)$$

gdzie  $d$  jest grubością warstwy, kąt  $\theta$  jest zdefiniowany na Rys.5.29.c,  $\lambda_B$  nosi nazwę długości fali Bragga. Kąt  $\theta$  może przyjmować różne wartości w laserach półprzewodnikowych Bragga (rozdział 5.4.4) ale w laserach światłowodowych (w szczególności jednomodowych) kąt  $\theta = 90^\circ$ . Wzór (5.37) przyjmuje więc postać

$$d = \frac{m\lambda_B}{2n_2} \quad (5.38)$$

Równanie (5.36) i (5.37) należy rozumieć jako warunek dopasowania fazowego, który omawialiśmy w rozdziale 3.

$$\vec{k}_i + \vec{k}_d = m\vec{k}_g \quad (5.39)$$

gdzie  $\vec{k}_i$  oraz  $\vec{k}_d$  są wektorami wiązki światła padającego i światła, które uległo dyfrakcji. Wektor falowy siatki odbiciowej  $\vec{k}_g$  ma wartość  $\frac{2\pi}{\Lambda}$ , gdzie  $\Lambda$  jest stałą siatki i jest skierowany w kierunku w którym zmienia się współczynnik załamania. Dla przypadku (5.29.a) stała siatki  $\Lambda$  wynosi  $ab$ , dla przypadku (5.29.b i c)  $\Lambda = d$ . Dla dyfrakcji zerowego rzędu ( $m=0$ ) jest spełniony warunek

$$\vec{k}_d = -\vec{k}_i \quad (5.40)$$

który oznacza że, światło które ulega dyfrakcji odbijane jest w kierunku przeciwnym. Tak więc siatka Bragga działa jako zwierciadło odbijające określoną długości fali, dla której jest spełniony warunek dopasowania fazowego (5.39).

Gdy spełniony jest warunek (5.38), słabe odbicia od kolejnych warstw, dodają się fazy i produkują silne całkowite odbicie. Dla światłowodów odbijających światło w regionie 1550 nm, stała siatki wynosi  $\Lambda \approx 0.5 \mu m$ .

Należy się teraz zastanowić, w jaki sposób można wyprodukować siatkę Bragga. Pierwsza siatka Bragga w światłowodzie została wyprodukowana w 1978 roku poprzez naświetlanie szklanego światłowodu domieszkowanego germanem, intensywnym światłem lasera argonowego [14]. Pod wpływem promieniowania lasera argonowego wytworzona została siatka Bragga o stałej siatki odpowiadającej długości światła emitowanego z lasera argonowego. Zauważono że słabe odbicie ( $\sim 4\%$ ) z obu stron światłowodu na granicy faz powietrze – światłowód wystarczyło, aby wewnątrz rdzenia powstała fala stojąca i światło było absorbowane tylko w obszarach maximum fali stojącej. W regionach absorpcji zmieniła się struktura szkła, a w rezultacie zmienił się współczynnik załamania. W wyniku tej modyfikacji otrzymano periodyczne zmiany współczynnika załamania wzdłuż rdzenia światłowodu. Jednak mechanizm tej modyfikacji pozostawał nieznany do wczesnych lat 1990-tych [15-16]. Poznanie mechanizmu było konieczne do opracowania metod wytwarzania siatek Bragga.

Mechanizm wytwarzania siatek Bragga pod wpływem intensywnego światła z lasera argonowego jest następstwem defektów wytworzonych w szklanych

światłowodów domieszkowanych germanem (Ge). Typowe stężenie atomów domieszkowanego germanu wynosi 3-5%. W obecności atomów germanu niektóre wiązania krzemu (Si) z tlenem w szkle ( $\text{SiO}_2$ ) zostają zastąpione przez wiązania: Si-Ge, Si-Si, Ge-Ge, a także Ge-O. Ten ostatni defekt tworzy przerwę energetyczną między pasmem walencyjnym a pasmem przewodnictwa, które wynosi około 5 eV. Tak więc, aby rozerwać wiązanie GeO, będące wynikiem absorpcji należy dostarczyć energię około 5 eV. Energia 5 eV odpowiada energii fotonu dla promieniowania o długości fali 244 nm. Taką długość fali można otrzymać z lasera ekscimerowego. Światło lasera argonowego 488 nm, ma za małą energię pojedynczego fotonu, aby wywołać absorpcję ale jej druga harmoniczna, występuje dla 244nm ( $488/2 = 244\text{nm}$ ). Oznacza to że dla intensywnego promieniowania mogą zajść procesy dwufotonowe, które spowodują absorpcję. Absorpcja powoduje zerwanie wiązania defektu GeO i kreuje centra z nadmiarowym elektronem ( $\text{Ge E}^-$ ). Elektrony mogą wędrować poprzez szklaną matrycę, aż zostanie on spułapkowany w defekcie typu dziurowego i utworzy kolorowe centrum zwane Ge(1) i Ge(2). Taka modyfikacja struktury powoduje zmianę współczynnika absorpcji  $\alpha(\omega)$ . Jeżeli nastąpiła zmiana współczynnika absorpcji o  $\Delta\alpha$ , to zmienił się również współczynnik złamania  $\Delta n$ , co wynika z relacji Kramersa-Kroniga

$$\Delta n(\omega') = \frac{c}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\Delta\alpha(\omega)\omega d\omega}{\omega^2 - \omega'^2} \quad (5.41)$$

Choć modyfikacje absorpcji zachodzą w ultrafiolecie, powodują one zmiany  $\Delta n$  w szerokim zakresie włączając obszar widzialny i podczerwień. Typowe zmiany w obszarze 1300-1600 nm ważnym dla transmisji światłowodowej wynoszą  $\Delta n \sim 10^{-4}$ . Dla wyższych stężeń Ge,  $\Delta n$  może przekraczać nawet wartość  $10^{-3}$  [17].

Jak powiedzieliśmy, defekty GeO są kluczowe dla modyfikacji współczynnika załamania. W typowych światłowodach domieszki Ge są rzędu 3% i mogą być za małe do wyprodukowania zadowalającej jakości siatki Bragga dlatego dodaje się również innych domieszek (fosfor, bor, glin). Niestety domieszki powodują zwiększoną tłumienność światłowodów. Najskuteczniejszą metodą zwiększenia fotoczułości

światłowodu oraz zmian współczynnika załamania ( $\Delta n > 0.01$ ) jest nasączenie światłowodu wodorem pod ciśnieniem 200 atm w temperaturze pokojowej. Aby światłowód zachował wodór w swojej objętości musi być przechowywany w niskich temperaturach. Jednak gdy siatka zostanie już wyprodukowana w światłowodzie, to jest to efekt trwały. Dodanie wodoru zwiększa liczbę wiązań Ge-Si, a zmniejsza Ge-O, bowiem wodór może rekombinować z tlenem. Należy dodać, że przedstawiony wyżej mechanizm fotoczułości szkła nie jest jedynym proponowanym mechanizmem [18]. Nie można wykluczyć lokalnego grzania spowodowanego absorpcją, które powoduje deformację szkła obserwowaną pod mikroskopem [17]. Lokalne grzanie powoduje wzrost temperatury nawet do kilku tysięcy stopni, co zmienia amorficzną strukturę krzemionki z powodu jej topnienia.

W drugiej połowie lat 90 ubiegłego stulecia zaczęto produkować siatki Bragga komercyjnie. Od 1997 roku stały się standardowym elementem technologii światłowodowej. Do tej pory opracowano kilka metod produkcji siatek Bragga:

- metoda pojedynczej wiązki wewnętrznej (ang. the single-team internal technique )
- holograficzna metoda podwójnej wiązki (ang. the dual-team holographic technique )
- metoda maski fazowej (ang. the phase mask technique )
- metoda punktowa (ang. the point-by-point fabrication technique )

Niżej opiszemy krótko każdą z tych metod wytwarzania siatek Bragga [14]

### **Metoda pojedynczej wiązki wewnętrznej**

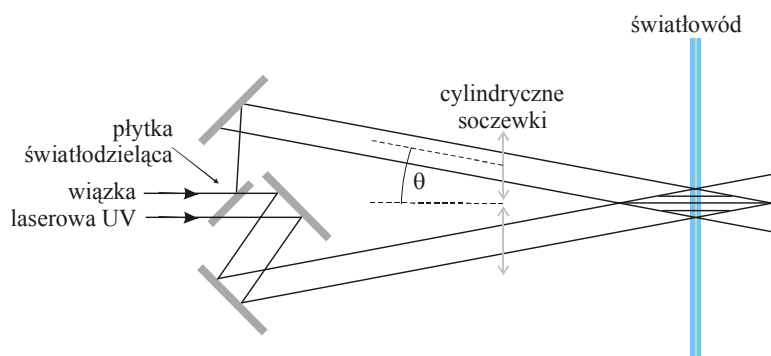
Metoda techniki pojedynczej wiązki wewnętrznej została opisana podczas dyskusji nad mechanizmem fotoczułości światłowodu szklanego. Wiązka laserowa o długości fali 488nm jest wprowadzona do szklanego światłowodu domieszkowanego germanem. Odbicie na granicy faz szkło-powietrze jest początkowo bardzo małe ( $\sim 4\%$ ). Stopniowo jednak wzrasta (po kilku minutach odbicie wynosi około 80%) na skutek tworzenia siatki Bragga wewnątrz światłowodu, która działa jak zwierciadło odbijające światło. Światło wielokrotnie odbijane na granicy faz rdzeń – powietrze tworzy falę

stojącą o stałej siatki  $\lambda / 2n$ , z obszarami małej i dużej intensywności. Współczynnik załamania szkła jest modyfikowany w obszarach dużej intensywności poprzez opisane wyżej mechanizmy.

Światłowody z siatką Bragga wewnątrz rdzenia pełnią rolę wąskopasmowego filtra. Szerokość widmowa (FWMM) wynosi jedynie 200 MHz. Wadą pojedynczej wiązki jest to, że produkuje siatkę dla długości fali wywołującej fotoczułość, która dla szklanych światłowodów domieszkowanych germanem wynosi 488nm. Ta metoda nie może być wykorzystana do produkcji siatek z regionu II i III okna transmisyjnego, czyli długości 1310nm oraz 1550nm.

### Holograficzna metoda podwójnej wiązki

Metoda holograficzna podwójnej wiązki jest przedstawiona rysunku 5.30



Rys.5.30 Schematyczna ilustracja holograficznej techniki podwójnej wiązki

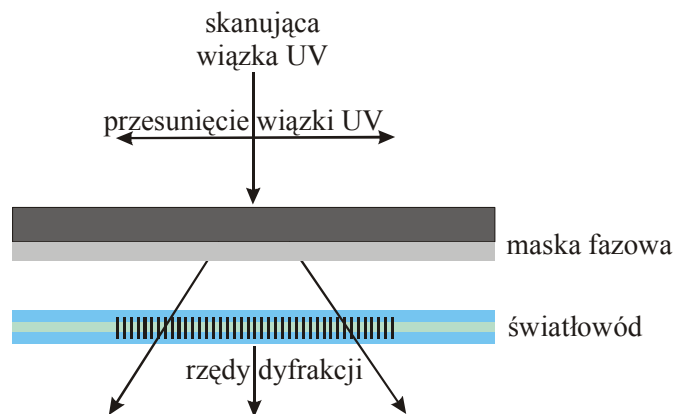
Pojedyncza wiązka światła laserowego z zakresu UV jest rozdzielana za pomocą rozdzielacza (ang. beam splitter) na dwie wiązki i każda z nich pada (po uprzednim rozszerzeniu za pomocą cylindrycznych soczewek) pod kątem  $\theta$  na światłowód. Wiązki interferują i wytwarzają prążki interferencyjne które modyfikują współczynnik załamania wzdłuż światłowodu. W tym wypadku stała siatki wynosi

$$\Lambda = \frac{\lambda_{uv}}{2 \sin \theta} \quad (5.42)$$

Oznacza to, że stałą siatki możemy modyfikować za pomocą zmiany kąta  $\theta$  w szerokim zakresie. W rezultacie można w ten sposób modyfikować także długość fali, która jest odbijana od siatki  $\lambda = 2\bar{n}\Lambda$ . Tak więc  $\lambda$  może być dużo większa od  $\lambda_{uv}$  i siatka Bragga może pracować w zakresie widzialnym oraz podczerwieni. Pierwsze siatki Bragga w zakresie  $1,55 \mu\text{m}$  wyprodukowano w 1990 roku .

### Metoda techniki maski fazowej

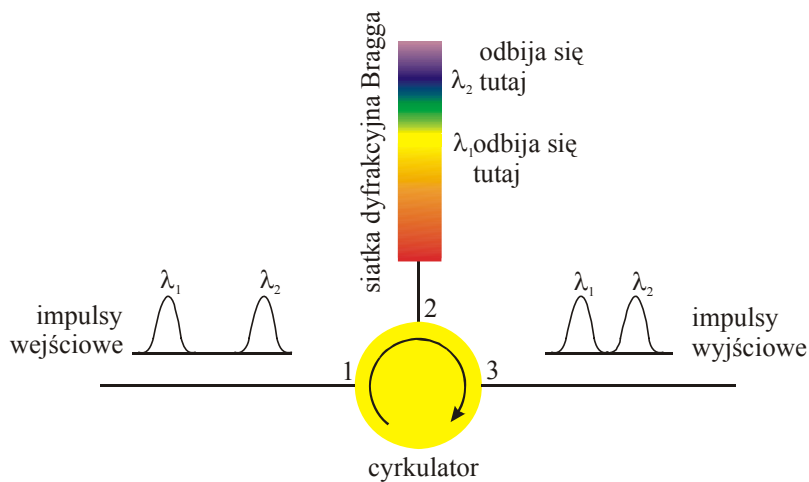
Wykorzystano tutaj technikę fotolitograficzną wykorzystywaną w zintegrowanych obwodach scalonych. W technice tej wykorzystywana jest maska fazowa, która pełni rolę matrycy macierzystej i jej cechy przenoszone są na światłowód. Są różne odmiany budowania maski. W jednej z nich[19], maskę fazową zbudowano z kwarcu na którym zdeponowano warstwę chromu metodą litograficzną z zastosowaniem wiązki elektronowej w połączeniu z wytrawianiem reaktywnych jonów.



Rys.5.31 Schematyczna ilustracja metody maski fazowej

Podsumowując, laser światłowodowy jest kawałkiem światłowodu, w którym uformowano siatkę Bragga jedną z wyżej przedstawionych metod. Sprzężenie siatki Bragga ze światłowodem, można wykonać również za pomocą cyrkulatora optycznego. Na rysunku 5.32 przedstawiono sprzężenie siatki Bragga z pozostałymi elementami traktu światłowodowego.





Rys.5.32 Sprzężenie siatki Bragga z pozostałymi elementami traktu światłowodowego

Lasery światłowodowe są udoskonalane w laboratoriach na całym świecie jako alternatywa dla tradycyjnych laserów na ciele stałym. Jednak, w większości zastosowaniach laserów wymagana moc średnia jest raczej rzędu watów niż miliwatów, które mogą zaoferować lasery światłowodowe. Z tego powodu laser tytanowo-szafirowy pozostaje niezastąpiony jako źródło przestrajalnych, ultrakrótkich impulsów z mocą, rzędu kilku watów, z czasem trwania impulsu 10-100fs. Dotychczasowa generacja laserów światłowodowych nigdy nie przekroczyła tych parametrów. Jednakże sytuacja zmienia się z powodu udoskonalenia metod wzmacniania, co pozwala zbudować światłowodowe lasery o pracy ciągłej 2 kW do celów przemysłowych. Dla światłowodowych laserów impulsowych osiągnięto moce rzędu 13 W i czasy trwania impulsu rzędu 2 - 5 ps.

#### 5.4.2. Synchronizacja aktywna i pasywna w laserach światłowodowych. Podstawy teoretyczne [20].

Synchronizację aktywną i pasywną omówiliśmy w rozdziale 5.3, w tym rozdziale skoncentrujemy się na mechanizmach synchronizacji modów w laserach światłowodowych. Wyprowadzanie wzorów opisujących propagację promieniowania w światłowodzie w warunkach aktywnej i pasywnej synchronizacji modów zostało opisane szczegółowo w wielu podręcznikach [14,20]. Tutaj podamy tylko schemat

formalizmu teoretycznego służący do opisu zjawisk synchronizacji w laserach światłowodowych. Schemat ten przedstawiony jest poniżej i dotyczy również zjawisk zachodzących we wzmacniaczach optycznych.

Równania Maxwella

⇓

Równania falowe

⇓

Indukowana polaryzacja  $\vec{P}(\vec{r}, t)$ , uwzględniająca domieszki  $\vec{P}_d(\vec{r}, t)$

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \vec{P}_0(\vec{r}, t) + \vec{P}_d(\vec{r}, t) \quad (5.43)$$

⇓

Przybliżenie wolno zmieniającej się obwiedni (ang. slowly varying envelope approximation )

$$\vec{P}_d(\vec{r}, t) \frac{1}{2} \hat{x}[P(\vec{r}, t) \exp(-i\omega_0 t) + c.c.] \quad (5.44)$$

⇓

Zastosowanie równań Blocha dla wolnozmiennnej polaryzacji  $P(\vec{r}, t)$  dla modelu dwupoziomowego

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -\frac{P}{T_2} - i(\omega_a - \omega_0)P - \frac{i\mu^2}{\hbar} EW \quad (5.45)$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \frac{W_0 - W}{T_1} + \frac{1}{\hbar} \text{Im}(E^k P) \quad (5.46)$$

⇓

Rozwiązanie równań Maxwella z uwzględnieniem polaryzacji pochodzącej od  $\vec{P}_d(\vec{r}, t)$

⇓

Nieliniowe równanie Schrödingera ( NLS ), które różni się od równania (4.101) ostatnim członem

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A + \frac{i\omega_0}{2\varepsilon_0 c} \langle P \exp(-i\beta_0 z) \rangle \quad (5.47)$$

⇓

<p style="text-align: center;">⇐</p> <p>układ równań Maxwella-Blocha musi być rozwiązany dla impulsów <math>\tau</math> krótszych lub porównywalnych z czasem relaksacji dielektrycznej <math>(T_2 \leq T_2 \leq 0.1ps)</math></p>	<p style="text-align: center;">⇒</p> <p>dla impulsów <math>\tau</math> dłuższych niż <math>T_2 (\tau &gt; T_2)</math> można zastosować przybliżenie adiabatyczne, czas odpowiedzi domieszki jest natychmiastowy i indukowana polaryzacja podąża za polem elektrycznym impulsu adiabatycznie</p>
⇒	⇐

⇓

Polaryzacja domieszki  $\vec{P}_d(\vec{r}, t)$  może zostać zapisana w domenie częstości jako

$$\vec{P}(\vec{r}, \omega) = \varepsilon_0 \chi_d(\vec{r}, \omega) \vec{E}(\vec{r}, \omega) \quad (5.48)$$

⇓

zmiana polaryzacji spowodowana domieszką wprowadza zmianę współczynnika załamania światłowodów

$$\Delta n = n_2 |E^2| + \frac{i\alpha}{2k_0} + \frac{\chi_d}{2n} \quad (5.49)$$

⇓

Zmiana współczynnika załamania wprowadza zależność od częstości (poprzez  $\chi_d$ ) dla wyrazów opisujących dyspersję  $\Delta\beta$  ( wzór 4.96). Oznacza to że  $\beta_1 i \beta_2$  nie mogą być traktowane jako stałe, tylko ponownie należy rozwinąć je w szereg Taylora wokół częstości domieszki

$$\omega - \omega_a = (\omega - \omega_0) + (\omega - \omega_a) \quad (5.50)$$

⇓      powrót do domeny czasowej

Nieliniowe równania Schrodingera (NLS) z uwzględnieniem relaksacji domieszki

(5.51)

$$\frac{\partial A}{\partial Z} + \beta_1^{eff} \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2^{eff} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{1}{2} (\alpha + \alpha_2 |A|^2) A = i\gamma |A|^2 A + \frac{g_0}{2} \frac{1 + i\delta}{1 + \delta^2} A$$

⇓

W szczególnym przypadku, gdy  $\delta = 0$  (rezonans) nieliniowe równanie Schrodingera przyjmuje postać równania Gizburga-Landaua [20]

(5.52)

$$\frac{\partial A}{\partial Z} + \frac{i}{2} (\beta_2 + ig_0 T_2^2) \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} = i \left( \gamma + \frac{i}{2} \alpha_2 \right) |A|^2 A + \frac{1}{2} (g_0 - \alpha) A$$

gdzie:

$$T = t - \beta_1^{eff} z \quad (5.53)$$

Symbole występujące we wzorach (5.43-5.53) wytłumaczone są w Tabeli 5.1.

Tabela 5.1. Objasnienie symboli występujących we wzorach (5.43-5.53).

Symbol	Znaczenie
$\vec{P}(\vec{r}, t)$	Całkowita polaryzacja w światłowodzie domieszkowanym
$\vec{P}_0(\vec{r}, t)$	
$\vec{P}_d(\vec{r}, t)$	
$\mu$	Moment dipolowy
$T_1$	Czas relaksacji energii (czas życia na poziomie wzbudzonym)
$T_2 \approx \frac{1}{\Omega_g}$	Czas relaksacji dielektrycznej
$\Omega_g$	Szerokość pasma wzmocnienia (poszerzenia homogeniczne)
$W = N_2 - N_1$	Gęstość inwersji obsadzeń
$W_0$	Początkowa wartość gęstości inwersji obsadzeń
$\omega_a$	Częstotliwość przejścia w domieszce

$\omega_0$	Częstotliwość promieniowego w światłowodzie
$\beta_1$	Człon opisujący dyspersję, wzór (4.89), pierwszy wyraz w rozwinięciu Taylora dla wektora propagacji $\beta$ w światłowodzie
$\beta_2$	Człon opisujący dyspersję, GVD wzór (4.89), drugi wyraz w rozwinięciu Taylora dla wektora propagacji $\beta$ w światłowodzie (odpowiedzialny za GVD)
$\alpha$	Współczynnik strat charakteryzujący tłumienie w światłowodzie
$\gamma$	Człon opisujący automodulację fazy (SPM), wzór (4.102)
$\chi_d = \frac{\sigma_s W(r) n_0 c / \omega_0}{(\omega - \omega_a) T_2 + i}$	Podatność dielektryczna domieszki
$\varepsilon_0$	Stała dielektryczna próżni
$\sigma_s = \frac{\mu^2 \omega_0 T_2}{\varepsilon_0 n_0 \hbar c}$	Przekrój czynny dla przejścia $1 \rightarrow 2$ w domieszce
$n_0$	Liniowa część współczynnika załamania materiału światłowodu, który jest domieszkowany
$n_2$	Nieliniowa część współczynnika załamania materiału światłowodu, który jest domieszkowany
$\alpha_2$	Współczynnik absorpcja dwufotonowej
$\beta_1^{eff} = \beta_1 + \frac{g_0 T_2}{2} \left[ \frac{1 - \delta^2 + 2i\delta}{(1 + \delta^2)^2} \right]$	Człon opisujący dyspersję światłowodu z domieszką. Pierwszy wyraz w rozwinięciu Taylora dla wektora propagacji
	Człon opisujący dyspersję światłowodu z domieszką.

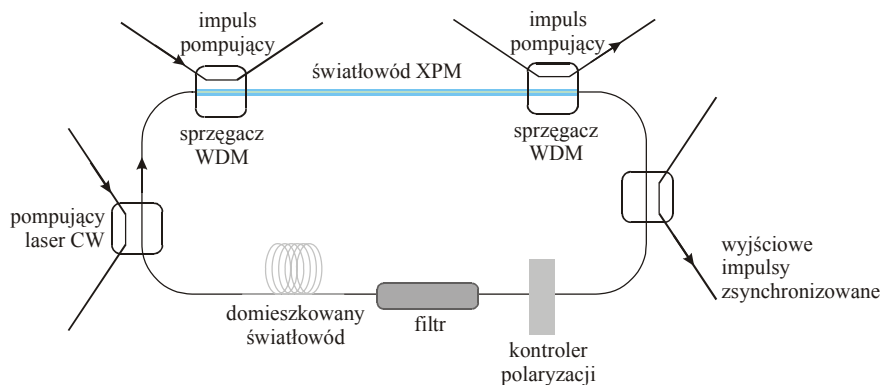
$\beta_2^{eff} = \beta_2 + g_0 T_2^2 \left[ \frac{\delta(\delta^2 - 3) + i(1 + 3\delta^2)}{(1 + \delta^2)^3} \right]$ $\delta = (\omega_0 - \omega_a) T_2$ $g_0 = \frac{\delta_s \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} W(\vec{r}, t)  F(x, y) ^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty}  F(x, y) ^2 dx dy}$	<p>Drugi wyraz w rozwinięciu Taylora dla wektora propagacji</p> <p>Parametr charakteryzujący odstrojenie od rezonansu przejścia 1 → 2 w domieszce</p> <p>Współczynnik wzmocnienia</p>
---	---

W aktywnej synchronizacji modów laserów światłowodowych wykorzystywane są modulatory amplitudy bądź fazy:

- akustooptyczne
- elektrooptyczne
- modulatory wykorzystujące zjawisko XPM (cross-phase modulation)

Modulatory zostaną szczegółowo omówione w rozdziale 7. Tutaj nadmieniamy jedynie, że modulatory akustycznooptyczne i elektrooptyczne mają podstawową wadę. Są rozwiązaniem hybrydowym łączącym technologie światłowodowe i półprzewodnikowe. Powoduje to zazwyczaj duże straty, choć są wyjątki, np. modulator  $LiNbO_3$ , który ma małe rozmiary i można je stosunkowo prosto zintegrować z laserem światłowodowym przy niewielkich stratach. Modulator  $LiNbO_3$  może modulować z prędkością 40 GHz.

Inną techniką modulacji jest wykorzystywanie nieliniowego zjawiska skośnej modulacji fazowej XPM, którą omówiliśmy w rozdziale 4. Zaletą tej metody jest zastosowanie całkowicie światłowodowej technologii [21-22]. Rys.(5.33.) przedstawia schemat konfiguracji w laserze światłowodowym pracującym w reżimie synchronizacji modów z wykorzystaniem modulacji XPM.



Rys.5.33 Schemat konfiguracji w laserze światłowodowym pracującym w reżimie synchronizacji modów z wykorzystaniem modulacji XPM

Laser światłowodowy domieszkowany erbem tworzy konfigurację pierścieniową pompowaną przez sprzęgacze WDM. Część światłowodu jest zastąpiona odcinkiem światłowodu w którym zachodzą zjawiska nieliniowe skośnej modulacji XPM. Zjawisko XPM moduluje fazę światła w laserze. Jeżeli okres repetycji laserów pompujących jest wielokrotnością odległości międzymodowej dla lasera światłowodowego (np.erbowego EDFL) zjawisko XPM powoduje, że laser EDFL zaczyna pracować w reżimie synchronizacji modów.

W celu opisanie zjawiska synchronizacji aktywnej w światłowodach wykorzystujemy równanie Ginzburga-Landaua wyprowadzone dla wzmacniaczy optycznych (5.52) Aby uwzględnić periodyczną modulację amplitudy z częstotliwością międzymodową  $\omega_m \approx 2\pi \frac{c}{2L}$  współczynnik tłumienia  $\alpha$  zapisujemy jako

$$\alpha = \alpha_c + \alpha_m [1 - \cos(\omega_m t)] \quad (5.54)$$

gdzie:  $\alpha_c$  - opisuje straty własne we wnętrzu rezonansowej lasera światłowodowego,

$\alpha_m$  - dodatkowe straty spowodowane przez modulator, periodycznie modulujący z częstotliwością  $\omega_m$

Równanie Ginzburga- Landana (5.52) przyjmuje wtedy postać

$$\frac{\partial A}{\partial Z} + \frac{i}{2} (\beta_2 + ig_c T_2^2) \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = i \left( \gamma + \frac{i}{2} \alpha_2 \right) |A|^2 A + \frac{1}{2} (g_c - \alpha) A \quad (5.55)$$

gdzie  $g_c$  różni się od  $g_0$  we wzorze (5.52.) i oznacza wzmocnienie nasycenia, uśrednione po całej długości wnęki rezonansowej  $L$ ,  $T_2 = 1 / \Omega_g$ , gdzie  $\Omega_g$  jest szerokością spektralną pasma wzmocnienia. Równanie to opisuje propagację promieniowania w laserze światłowodowym pracującym w reżimie synchronizacji modów (ang. master equation of mode locking [23]).

Rozważmy przypadek :

- dyspersja prędkości grupowej GVD jest zaniedbywalna (GVD=0, czyli  $\beta_2 = 0$ )
- automodulacja fazy SPM jest zaniedbywalna ( $\gamma = 0$ )
- dwufotonowa absorpcja jest zaniedbywalna ( $\alpha_2 = 0$ )
- długość trwania impulsu  $\tau$  jest dużo krótsza niż okres modulacji  $\omega_m$

$$\left( \tau \ll \frac{1}{\omega_m} \right) \quad (5.56)$$

Korzystając z tych przybliżeń równanie Ginzburga-Landaua (5.55) przyjmuje postać

$$\frac{\partial A}{\partial Z} = \frac{g_c}{2} \left( A + \Omega_g^{-2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} \right) - \frac{1}{2} \left( \alpha_c + \frac{1}{2} \alpha_M \omega_M^2 t^2 \right) A \quad (5.57)$$

W stanie stacjonarnym kształt czasowy impulsu nie zmienia się po kolejnych przebiegach przez rezonator, czyli możemy więc rozseparować składowe czasowe i przestrzenne.

$$A(\tau, t) = \beta(t) \exp(iKz) \quad (5.58)$$

Wstawiając (5.58) do (5.57) otrzymujemy zwyczajne równanie różniczkowe opisujące oscylator harmoniczny [23]

$$\beta_n(t) = C_n H_n(t / T_0) \exp \left[ \left( -\frac{1}{2} t / T_0 \right)^2 \right] \quad (5.59)$$

gdzie:  $n=0, 1, 2, 3, \dots$ ,  $C_n$  jest stałą normalizacyjną zależną od energii impulsu,  $H_n$  są wielomianami Hermite'a  $n$ -tego rzędu.  $T_0$  jest miarą trwania impulsu dla lasera pracującego w reżimie synchronizacji modów i wyraża się wzorem



$$T_0 = \left[ 2g_c / \alpha_M \Omega_g^2 \omega_M^2 \right]^{1/4} \quad (5.60)$$

Stała propagacji  $K$  zależy od wielu parametrów ośrodka czynnego (domieszki) oraz od częstości modulacji  $\omega_M$

$$iK = g_c - \alpha_c - \alpha_M \omega_M^2 T_0^2 \left( n + \frac{1}{2} \right) \quad (5.61)$$

Dla modu podstawowego ( $n=0$ )

$$\exp(iK_z) = \exp(g_c - \alpha_c - \alpha_M \omega_M^2 T_0^2) \quad (5.62)$$

Podstawiając (5.62) oraz (5.59) do (5.58) otrzymujemy, że laser światłowodowy pracujący w reżimie synchronizacji modów emituje Gaussowskie impulsy czasowe o szerokości

$$T_p \approx 1.665 T_0 \quad (5.63)$$

Gdy efekty dyspersji prędkości grupowej GVD oraz automodulacji fazy SPM nie są zanedbywalne w równaniu Ginzburga-Landaua, zaś wzmocnienie, straty i dwufalową absorpcję możemy zaniedbać, czyli

- wzmocnienie ( $g_c = 0$ )
- straty ( $\alpha = 0$ )
- dwufotonową absorpcję ( $\alpha_2 = 0$ )

wtedy równanie Ginzburga-Landaua przekształca się do poznanej już wcześniej w rozdziale (4.101) postaci nieliniowego równania Schrödingera (NLS), a rozwiązanie odpowiada fundamentalnemu solitonowi i wyraża się wzorem

$$A(z, t) = \sqrt{P_0} \operatorname{sech} h(t / T_s) \exp(iz / 2l_D) \quad (5.64)$$

gdzie  $P_0$  jest mocą maksymalną impulsu,  $T_0$  jest szerokością impulsu czasowego, dla których zachodzi relacja

$$N = \gamma P_0 T_0^2 / |\beta_2| = 1 \quad (5.65)$$

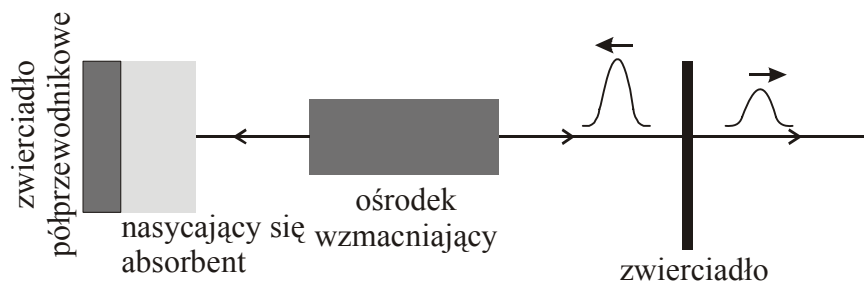
gdzie  $N$  jest rzędem solitonu.

Z równania (5.64) wynika, że po włączeniu efektów dyspersji GVD i automodulacji SPM zmienia się kształt impulsu z Gaussowskiego na kształt funkcji „sech” dla solitonu.

Po omówieniu podstaw teoretycznych aktywnej synchronizacji modów w laserach światłowodowych, zajmiemy się opisem mechanizmów odpowiedzialnych za synchronizację pasywną w laserach światłowodowych.

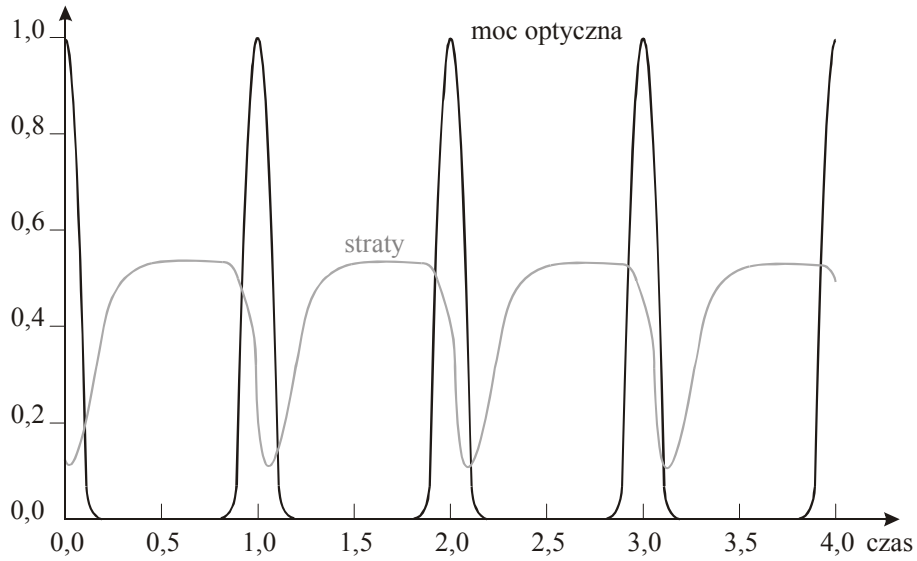
W rozdziale 5.3 opisano ideę synchronizacji pasywnej za pomocą nasycających się absorbentów. W laserach konwencjonalnych, szczególnie starszej generacji, był to barwnik. W technologiach laserowych znajdujących zastosowanie w telekomunikacji i sieciach komputerowych należało zastosować zupełnie inne rozwiązania, choć idea synchronizacji pasywnej opisana w rozdziale 5.3 pozostaje nadal prawdziwa. W laserach światłowodowych ( a także w laserach półprzewodnikowych które omówimy w rozdziale 5.4.4 ) jako absorbenty wykorzystuje się nasycające się zwierciadła Bragga (ang. saturable Bragg reflector ). Zwierciadła Bragga omówiliśmy w rozdziale 5.4.2.

Przypomnijmy, że synchronizacja pasywna stosuje konfigurację schematycznie przedstawioną na rysunku 5.34.



Rys.5.34 Ilustracja synchronizacji pasywnej za pomocą zwierciadła zawierającego warstwę nasycającego się absorbenta, np. zwierciadła półprzewodnikowego SESAM (ang. saturable semiconductor absorber mirror, SESAM )

Nasycający się absorbent powoduje modulację strat we wnętrzu rezonatora, co prowadzi do synchronizacji modów i generowaniu coraz krótszych impulsów (Rys. 5.35)



Rys.5.35 Ilustracja modulacji strat we wnętrzu rezonatora, która prowadzi do synchronizacji modów i generacji krótkich impulsów.

Efekty nieliniowe automodulacji fazy SPM oraz skośnej modulacji fazy XPM odgrywają dominującą rolę w synchronizacji pasywnej.

Niżej przedstawimy teoretyczne podstawy pasywnej synchronizacji z zastosowaniem nasycających się absorbentów. W tym celu skorzystamy z równania (5.55) Ginzburga-Landaua, które wykorzystaliśmy do opisu synchronizacji aktywnej. Jedyna różnica polega na tym, że współczynnik tłumienia  $\alpha$  zapiszemy jako

$$\alpha = \alpha_c + \alpha_s \quad (5.66)$$

gdzie

$$\alpha_s = \alpha_0 \left(1 + |A|^2 / P_{sa}\right)^{-1} \approx \alpha_c + \alpha_0 - \alpha_0 |A|^2 / P_{sa} \quad (5.67)$$

gdzie  $P_{sa}$  jest mocą nasycenia absorbenta,  $\alpha_c$  opisuje straty własne we wnętrzu rezonatorów,  $\alpha_0$  jest współczynnikiem absorpcji dla małych sygnałów (ang. small-signal absorption coefficient),  $\alpha_s$  jest współczynnikiem absorpcji absorbenta

Wyrażenie to opisuje straty wynikające z zależności współczynnika strat od intensywności impulsu [24]. Nieliniowy współczynnik absorpcji  $\alpha_2$  dla nasycającego się absorbenta przyjmuje wartość  $\alpha_2 \approx -\alpha_0 / P_{sa}$ . Należy zwrócić uwagę, że  $\alpha_2$

przyjmuje wartości ujemne, czyli ma znak przeciwny do absorpcji dwufotonowej. Można wtedy pokazać [14], że modulacja strat za pomocą nasycającego się absorbenta powoduje synchronizację modów lasera i emisję impulsów w formie solitonów wykazujących zmiany częstotliwości  $\omega$  w czasie trwania impulsu czasowego (chirped solitons). Zmiany częstotliwości oraz modulacja amplitudy impulsów generowanych w laserze światłowodowym wynika z faktu, że gdy impuls optyczny przechodzi przez absorbent, to jego skrzydła doznają większych strat niż część centralna, część dla której wybielenie jest większe. Wynika to z nieliniowego efektu zależności współczynnika absorpcji  $\alpha_\lambda$ , absorbenta od intensywności padającego promieniowania  $(-\alpha_0|A|^2 / P_{sa})$ .

Opisana wyżej sytuacja dotyczy przypadku „szybko reagującego” absorbenta, którego absorpcja może zmieniać się w skali czasowej impulsu (przybliżenie adiabaticzne), co oznacza, że czas życia na poziomie wzbudzonym cząsteczek absorbenta jest bardzo krótki. Przeciwnie, gdy absorbent jest „wolny”, nie nadąża za zmianami intensywności impulsu. Taka sytuacja ma miejsce, gdy zastosujemy półprzewodnikowe nasycające się absorbenty, wtedy spełniony jest warunek

$$\alpha = \alpha_c + \alpha_s \quad (5.68)$$

gdzie współczynnik absorpcji absorbenta  $\alpha_s$  spełnia równanie :

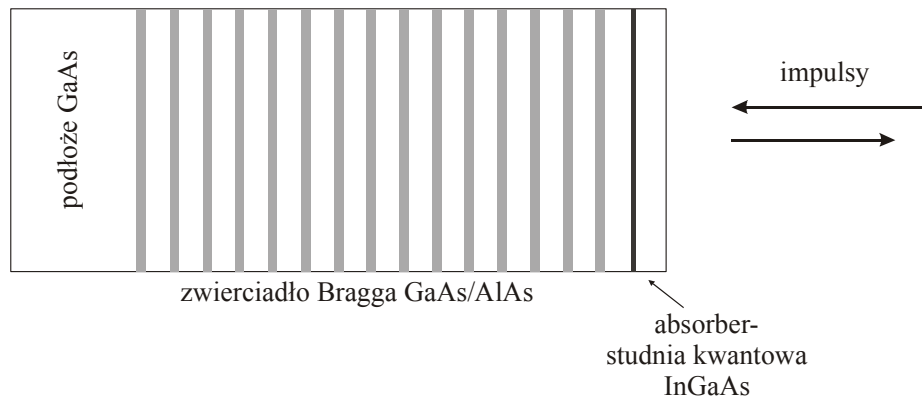
$$\frac{\partial \alpha_s}{\partial t} = \frac{\alpha_0 - \alpha_s}{\tau_s} - \frac{|A|^2}{E_{sa}} \alpha_s \quad (5.69)$$

Czas  $\tau_s$  charakteryzuje czas życia absorbenta na poziomie wzbudzonym (w tym wypadku w paśmie przewodnictwa), zaś  $E_{sa} = \tau_s P_{sa}$  jest energią nasycenia. Gdy czas życia  $\tau_s$  jest bardzo długi ( $\tau_s \rightarrow \infty$  w porównaniu z czasem trwania impulsu) równanie (5.69) przyjmuje postać

$$\alpha = \alpha_c + \alpha_0 \exp\left[-\frac{1}{E_{sa}} \int_0^t |A(z, t)|^2 dt\right] \quad (5.70)$$

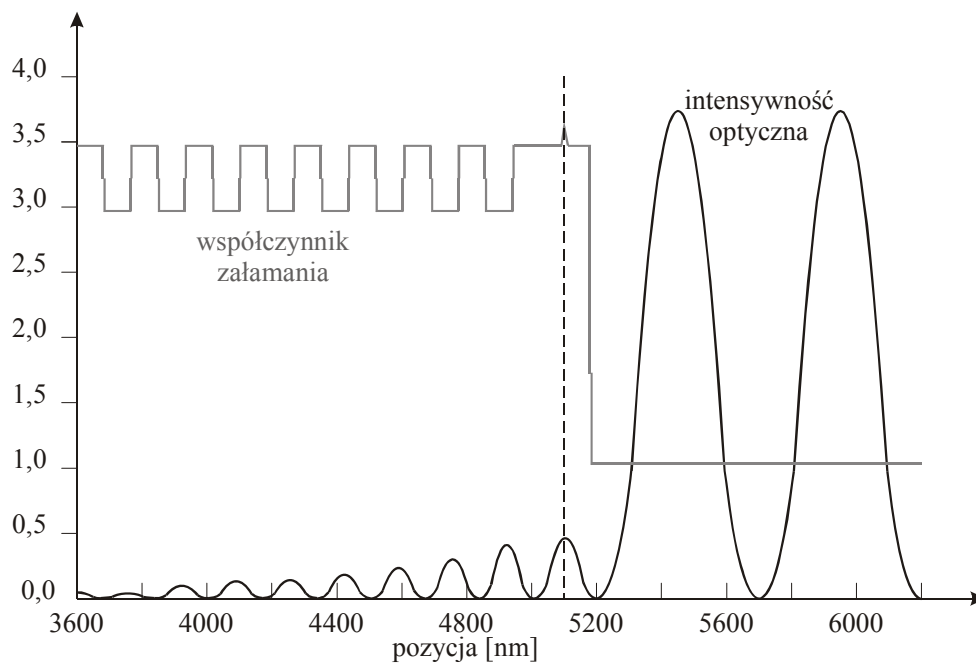
Półprzewodnikowe nasycające się absorbenty są najczęściej stosowane w laserach światłowodowych mających konfigurację rezonatora Fabry-Perota. Absorbent może być pojedynczą warstwą, bądź tworzyć układ wielowarstwowy (>100 warstw) studni kwantowych. Takie układy noszą nazwę supersieci (ang. super lattice) i składają się z naprzemiennych warstw absorbujących i warstw przepuszczalnych. Grubość każdej warstwy to zaledwie kilka nm. Rodzaj absorbentów zależy od długości fali światła generowanego w laserze światłowodowym. Dla lasera erbowego (EDFL) wszystkie warstwy absorbenta wykonane są z InGaAsP zaś warstwy przezroczyste z InP.

W niektórych rozwiązaniach zwierciadło połączone z absorbentem stanowi periodyczną strukturę tworzącą siatkę dyfrakcyjną i odbija światło poprzez zjawisko dyfrakcji Bragga (ang. saturable semiconductor absorber mirror, SESAM) (Rys. 5.36)



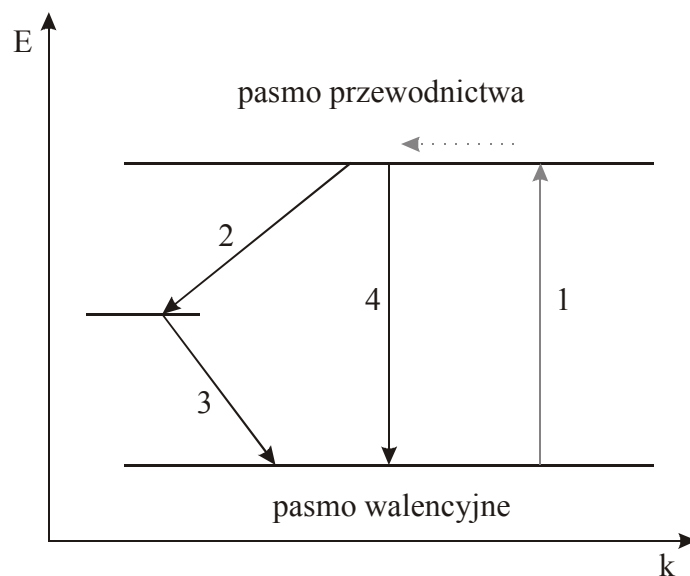
Rys.5.36 Struktura typowego półprzewodnikowego zwierciadła Bragga (ang. saturable semiconductor absorber mirror, SESAM). Na podłożu GaAs położono kolejne, cienkie warstwy GaAs/AlGaAs, na wierzchołku warstw znajduje się bardzo cienka, rzędu 10nm warstwa InGaAs, zwana studnią kwantową, która absorbuje światło.

Dla takiej konfiguracji SESAM profil współczynnika załamania przedstawiono na rysunku (5.37).

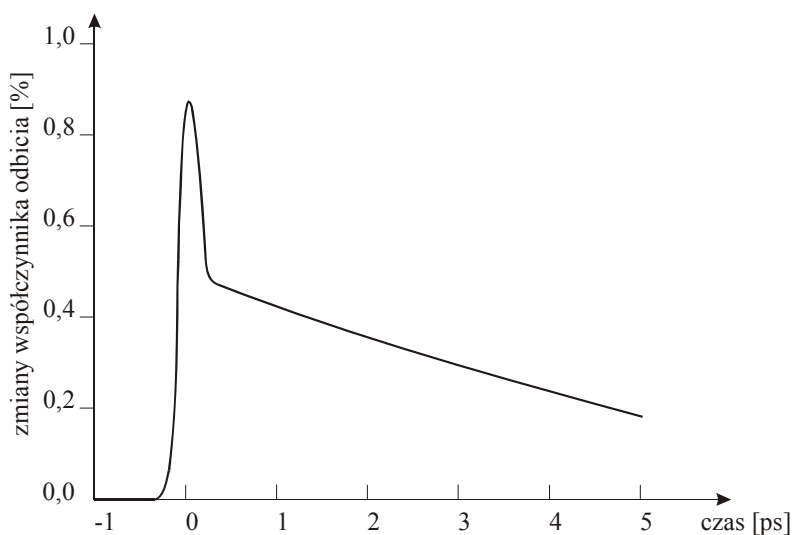


Rys.5.37 Profil współczynnika załamania i rozkład natężenia światła w typowym półprzewodnikowym zwiędle Bragga (SESAM). Rozkład natężenia światła na maksimum w położeniu absorbenta.

Absorbent półprzewodnikowy (np. warstwa InGaAs z Rys.5.36), absorbuje fotony i przenosi elektrony z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa (Rys.5.38) . Stan nasycenia zostaje osiągnięty, gdy znaczna część ( $1/e = 37\%$ ) elektronów zostaje przeniesionych do pasma przewodnictwa. Część z nich powraca przez przejście promieniste (emisja spontaniczna) lub przejście bezpromieniste (oddawanie energii sieci).



Rys.5.38 Zwierciadło półprzewodnikowe SESAM absorbuje fotony (1) przenosząc je z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa. Powrót pasma walencyjnego odbywa się poprzez przejścia w obrębie pasma (2), przez przejścia między pasmami (3) oraz przez spontaniczną emisję (4). Procesy powrotu do pasma przewodnictwa decydują o zmianach współczynnika odbicia  $R$  od zwierciadła Bragga które przedstawiono na rysunku 5.39.



Rys.5.39 Zmiana współczynnika odbicia w półprzewodnikowym nasycającym się absorberze pod wpływem absorpcji fotonu dla  $t=0$ .

Jak widać, na początku w momencie padania impulsu na zwierciadło ( $t=0$ ). Współczynnik odbicia  $R$  rośnie (bo absorbent został wybielony), a następnie wraca do stanu początkowego, powrót odbywa się przeważnie w dwóch etapach:

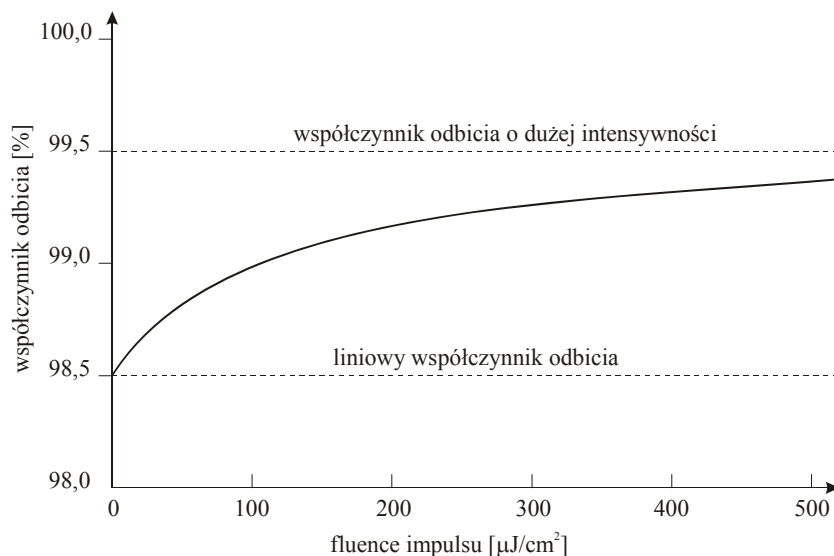
- szybkim rzędu femtosekund
- wolniejszym rzędu kilkudziesięciu pikosekund

Proces powrotu do stanu początkowego można analizować metodą spektroskopii laserowej rozdzielczej w czasie (przejściowa absorbcja metodą wiązki pompującej i sondującej, ang. transient pump-probe absorption) i zależy on od procesów relaksacyjnych zachodzących w absorbencie. Każdy absorbent, który ma zostać wykorzystany jako nasycający się absorbent musi charakteryzować się zestawem korzystnych parametrów umożliwiającym takie zjawisko. Do najważniejszych parametrów absorbenta należą:

- głębokość modulacji czyli maksymalna zmiana współczynnika absorpcji
- straty nie podlegające nasyceniu (efekt niepożądany)
- czas życia na poziomie wzbudzonym
- **saturation fluence**  $I / m^2 = \frac{W}{m^2} \times s$ ;
- oświetlenie  $\left[ \frac{W}{m^2} \right]$  (ang. irradiance) x czas oświetlenia [s] zdefiniowane jako  $1/e$  ( $\sim 37\%$ ) wartości początkowej
- energia nasycenia (saturation fluence x powierzchnia modu )
- natężenie nasycenia  $\left[ \frac{W}{m^2} \right]$ , natężenie które redukuje absorbcję do połowy wartości początkowej ( niewybielonej )
- moc nasycenia [ natężenie nasycenia x powierzchnia modu ]
- próg uszkodzenia

Rysunek (5.40) przedstawia zależność współczynnika odbicia zwierciadła od **fluence**, ilustruje najważniejsze parametry absorbenta.





Rys.5.40 SESAM zależność współczynnika odbicia od **fluence** (maksymalna zmiana współczynnika wynosi 1%).

Nasycający się absorber jest substancją absorbującą światło o silnych własnościach nieliniowych. Oznacza to, że współczynnik absorpcji nie jest stały ( jak to ma miejsce w zakresie liniowym optyki ) tylko zależy od intensywności światła. Ma to poważne konsekwencje dla światła rozchodzącego się w postaci impulsów. Załóżmy, że impuls ma kształt Gaussowski, czyli zbocza impulsu przenoszą do stanu wzbudzonego mniej cząsteczek niż część centralna impulsu. Jeżeli część centralna impulsu przeniesie wiele cząsteczek do stanu wzbudzonego, to zbocze opadające impulsu przechodzić będzie przez ośrodek bardziej przezroczysty (bo część centralna spowodowała wybielenie substancji), czyli straty w rezonatorze związane z absorpcją będą mniejsze. Zjawisko to powoduje modulację amplitudy i prowadzi do zjawiska synchronizacji modów. Proces synchronizacji pasywnej metoda nasycającego się absorbera jest dość skomplikowany, zanim zostanie uformowany krótki impuls o repetycji odpowiadającej synchronizacji modów.

Na początku fluktuacje indukowane przez emisję spontaniczną są wzmacniane przez przypadkowe zmniejszanie populacji stanu podstawowego, co powoduje większą przezroczystość absorbera i mniejsze straty w ośrodku podczas wielokrotnego przejścia przez rezonator. Wzmacniane fluktuacje osiągają wreszcie intensywność

zdolną do nasycenia absorbenta. Składowe impulsu na skutek modulacji amplitudy (poprzez modulację strat) stają się coraz bardziej zsynchronizowane i czasowy impuls ulega skróceniu, aż do momentu gdy osiągnie czas trwania tak krótki że będzie on odpowiadać szerokości spektralnej wzmocnienia (ang. gain bandwidth ). Impuls staje się wtedy stabilny a jego czas trwania jest ściśle określony [25].

Jak pokazaliśmy w rozdziale 5.4.1 zwierciadła Bragga są szczególnym przypadkiem zwierciadeł dielektrycznych. Zwierciadła dielektryczne składają się z wielu cienkich warstw przemiennej przezroczystości, najczęściej dwóch różnych materiałów. Na granicy faz różnych materiałów zachodzi odbicie Fresnela, które zależy od różnicy współczynników załamania. Odbicie od pojedynczej granicy faz może być niewielkie, ale gdy odbicia od kolejnych warstw interferują konstruktywnie, następuje wzmocnienie odbitego sygnału i całkowity współczynnik odbicia  $R$  takiej struktury może być bardzo duży ( $>99,9\%$  )

W zwierciadłach Bragga grubości pojedynczych warstw wynoszą  $\lambda/4$  długość fali, dla której są przeznaczone. Każda granica faz między materiałami daje wkład do odbicia Fresnela. Dla długości fali  $\lambda$  różnica dróg optycznych przy odbiciu od kolejnych warstw wynosi  $\lambda/2$ . Tak więc, wszystkie odbite składowe dodają się konstruktywnie i ich interferencje powoduje silne odbicie całkowite. Wielkość współczynnika odbicia zależy od liczby warstw oraz od różnicy współczynników załamania naprzemiennych warstw. Z kolei szerokość spektralna obszaru, w którym światło jest odbijane zależy głównie od drugiego czynnika[28].

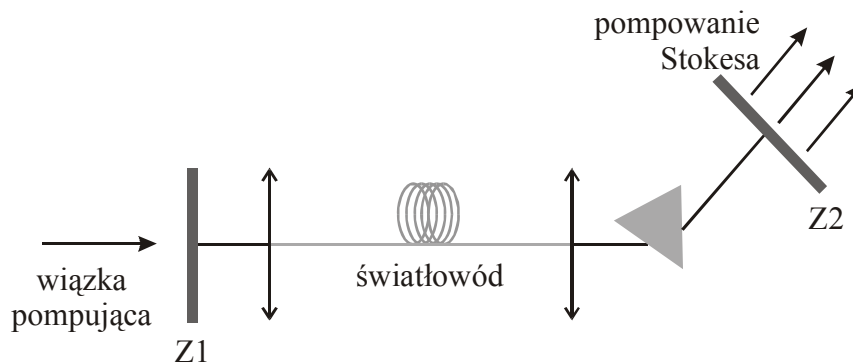
Na rysunku 5.41 przedstawiono zależność współczynnika odbicia i dyspersji GVP dla zwierciadła Bragga składającego się z 8 naprzemiennych warstw  $TiO_2$  oraz  $SiO_2$ . Z rysunku widać, że dla  $\lambda \approx 1000nm$  dyspersja zanika i jest niewielka w całym obszarze spektralnym gdzie współczynnik odbicia jest bliski 100%. Natomiast na brzegach tego obszaru, dyspersja przyjmuje znaczące wartości.

BRAK RYSUNKU

Rys. 5.41.

### 5.4.3. Lasery Raman

Ideowy schemat lasera Ramana przedstawiono na Rys. 5.42



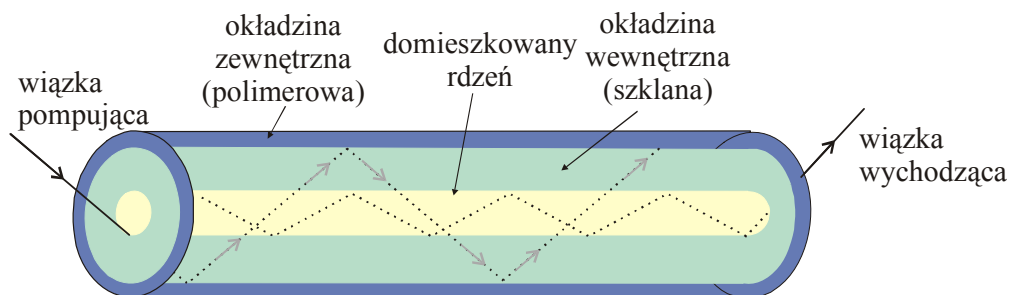
Rys.5.42 Schemat ideowy przestrzajnego lasera Ramana typu Fabry-Perota.

Najprostszy schemat laser Ramana jest kawałkiem światłowodu pompowanym światłem z diody. Wewnątrz światłowodu na skutek rozpraszania Ramana powstaje składowa Stokesa  $\omega_S = \omega_L - \omega_{wib}$ , o częstotliwości przesuniętej w stosunku do częstotliwości promieniowania padającego  $\omega_L$  o częstotliwość drgania wibracyjnego  $\omega_{wib}$  materiału, z którego jest zbudowany światłowód (szkło lub domieszki). Dla szklanego światłowodu  $\omega_{wib}$  wynosi około  $440 \text{ cm}^{-1}$  ( $13.19\text{THz}$ ) i odpowiada drganiu

wibracyjnemu krzemionki  $\text{SiO}_2$ . Jeżeli moc lasera pompującego jest wystarczająco duża, to po przekroczeniu wartości progowej powstaje wymuszone rozpraszanie Ramana (ang. stimulated Raman scattering, SRS). Jeżeli spowodujemy sprzężenie zwrotne poprzez utworzenie wnęki Fabry-Perota, zamykając światłowód z dwóch stron zwierciadłami w postaci odbijających siatek Bragga. We wnęce optycznej powstaje wzmocnienie Ramana, znajdujący się wewnątrz element dyspersyjny zapewnia przestrajalność.

W praktyce, światłowód pompowany jest wielomodową diodą emitującą światło z zakresu około 900 nm o mocy rzędu 1-2 mW. Światło z diody wprowadzane jest światłowodem o dużej aperturze NA i zazwyczaj o dużym promieniu, rzędu 100  $\mu\text{m}$ , aby jak najwięcej światła wprowadzić do światłowodu, w którym zachodzi wzmocnienie Ramana.

Włókno światłowodowe lasera Ramana jest modyfikowane przez domieszkowanie erbem lub innymi pierwiastkami (neodymem, talem) i wzbogacany dodatkową warstwą okrywającą której brak w typowym, handlowo dostępnym światłowodzie. Taki podwójnie okryty rdzeń składa się z okładziny wewnętrznej (szkło) i okładziny zewnętrznej z polimeru. Podwójny płaszcz pozwala na zatrzymywanie światła generowanego wewnątrz wnęki (rdzenia) jak i światła pompującego w wewnętrznej warstwie okładziny – szkła poprzez całkowite wewnętrzne odbicie na granicy faz szkło-polimer.

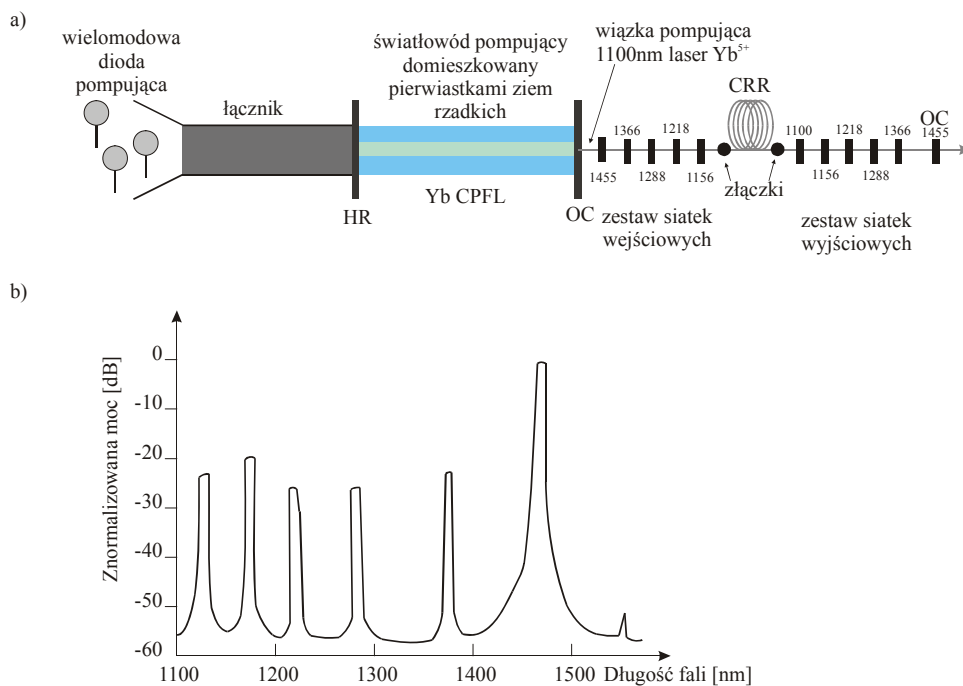


Rys.5.43 Wnęka lasera światłowodowego z podwójnym płaszczem.

Domieszkowanie pierwiastkami ziem rzadkich powoduje, że światło wielomodowej diody zostaje zaabsorbowane przez domieszki i wyemitowane jako światło innej długości fali niż światło pompujące i rozchodzące się w światłowodzie jednomodowym. Następnie wygenerowane w ten sposób światło zamknięte jest między zwierciadłami (siatki Bragga), tworzą wnękę Fabry – Perota w której zachodzi rozpraszanie Ramana. Rozpraszanie Ramana generuje składową Stokes przesuniętą do wyższych długości fal.

Na rysunku 5.42 przedstawiono jedynie zasadę działania lasera Ramana.

Rys. 5.44 przedstawia konfigurację stosowaną w praktyce.



Rys.5.44 Schemat lasera Ramana (a), przykładowe widmo otrzymane z lasera Ramana (b)

Część pompująca składa się z dwóch elementów: wielomodowej diody pompującej (na rysunku dioda 9xx-nm) i światłowodu pompującego domieszkowanego pierwiastkami ziem rzadkich (ang. rare-earth-doped cladding-pumped fiber laser (CPFL) ), które konwertują promieniowanie wielomodowe w promieniowanie o określonej długości fali, która odpowiada długości fali przejścia emisyjnego dla domieszki światłowodu (na Rys.5.44.a jest to 1100nm). Laser CPFL wzmacnia

promieniowanie 1100nm poprzez sprzężenie zwrotne w światłowodzie dzięki zastosowaniu zwierciadeł ( HR, OC na rys. 5.44.a ). Następnie tak wygenerowane światło zostaje wprowadzone do kaskadowego rezonatora Ramana (ang. cascaded Raman resonator, CRR). Kaskadowy rezonator Ramana składa się z zestawu siatek wejściowych i wyjściowych rozdzielonych jednomodowym światłowodem. Gdy promieniowanie 1100 nm wprowadzone do lasera CRR propaguje przez światłowód zachodzi zjawisko wymuszonego rozpraszania Ramana (ang. stimulated Raman scattering, SRS ) generujące składową Stokesa ( $\bar{\nu}_s = \bar{\nu} - \bar{\nu}_{wib}$  ), gdzie :  $\bar{\nu}_s, \bar{\nu}, \bar{\nu}_{wib}$  ,

oznaczają liczby falowe dla składowej Stokesa, dla promieniowania propagującego w światłowodzie i dla drgania wibracyjnego krzemionki ( $SiO_2$ ). Dla  $\lambda = 1100nm$ , czyli  $\bar{\nu} = 9090,9cm^{-1}$  , oraz  $\bar{\nu}_{wib} = 440cm^{-1}$  otrzymujemy składową Stokesa dla  $\bar{\nu}_s = 8650,9cm^{-1}$  odpowiadającej długości fali 1156 nm. Światło 1100nm, które nie zostało przekształcone w 1156nm w wyniku rozpraszania Stokesa, zostaje odbite przez zwierciadło HR ( ~100% ) na wyjściowym zestawie siatek. Światło 1156nm jest spułapkowane we wnęce rezonansowej przez dwie siatki HR umieszczone na obu końcach wnęki rezonansowej jednostki CRR. Światło 1156nm generuje następną składową Stokesa przy 1218nm. Światło 1218nm jest spułapkowane przez następne dwie siatki HR umieszczone w jednostce CRR. Ten kaskadowy proces generowania następnej składowej Stokesa trwa aż zostanie osiągnięta pożądana długość fali, dla której siatka wyjściowa ma współczynnik odbicia  $< 100\%$ , czyli pełni ona rolę zwierciadła wyjściowego OC ( ang. output coupler ).

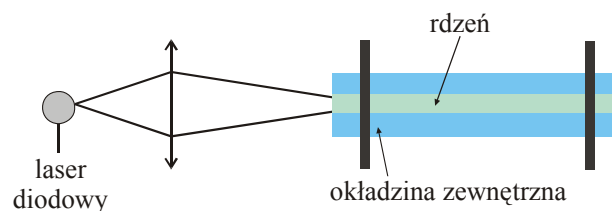
Stosując właściwy wybór promieniowania pompującego oraz zestaw siatek w kaskadowym rezonatorze Ramana jesteśmy w stanie wyprodukować promieniowanie o dowolnej długości fali większej niż 1  $\mu m$ . Rysunek 5.44.b. przedstawia schematyczne widmo z kaskadowego lasera Ramana , pompowanego diodą 915nm.

Omówimy teraz bardziej szczegółowo elementy kluczowe w rozwiązaniach praktycznych :

- diody pompujące

- materiały domieszkujące światłowód
- efekt Ramana w światłowodach szklanych
- budowa siatek Bragga

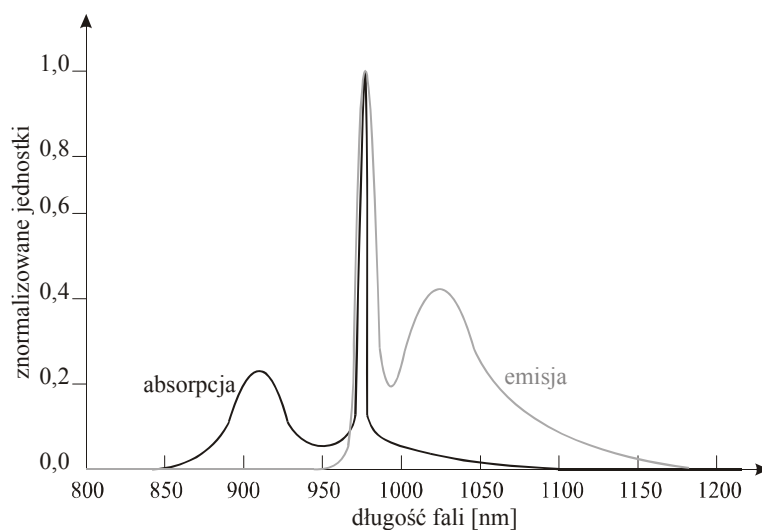
Lasery pompujące lasery Ramana muszą mieć dużą moc, rzędu setek miliwatów. Typowe lasery diodowe GeAs wykorzystują 915nm. Takie diody są w stanie emitować 1-4 W. Im większa powierzchnia emisji, tym większa moc lasera diodowego. Dlatego sprzężenie lasera diodowego z laserem jednomodowym jest mało efektywne. Z tego powodu światło z lasera diodowego sprzężone jest ze światłowodem wielomodowym o dużym rdzeniu ( $100\ \mu\text{m}$ ) i dużej aperturze. Na (Rys. 5.44.b). Inna metoda sprzężenia lasera diodowego z laserem CPFL przedstawia rysunek 5.45.



Rys.5.45 Ilustracja sprzężenia lasera diodowego z laserem CPFL.

Lasery diodowe są sprzężone z jednomodowym laserem światłowodowym CPFL o promieniu  $5-6\ \mu\text{m}$  i małej aperturze NA. Należy pamiętać, że światłowód lasera CPFL ma podwójny płaszcz: szklano-polimerowy, co pozwala na prowadzenie światła pompującego na zasadzie całkowitego wewnętrznego odbicia.

Rezonator CPFL jest zamknięty z dwóch stron siatkami Bragga. Rdzeń rezonatora CPFL jest domieszkowany pierwiastkami ziem rzadkich, np. itrebem ( $\text{Yb}^{+3}$ ). Widmo absorpcyjne i emisyjne  $\text{Yb}^{+3}$  przedstawiono na rysunku 5.46.



Rys.5.46 Widmo absorpcyjne i emisyjne  $Yb^{+3}$  [27]

Jak widać , absorpcja zachodzi w obszarze 800-1064nm, czyli lasery diodowe z zakresem 9XX nm mogą być z powodzeniem wykorzystane do pompowania. Emisja występuje także w szerokim zakresie 970-1200nm. W rezonatorze CPFL domieszkowanego  $Yb^{+3}$  światło z lasera diodowego jest zaabsorbowane przez domieszkę (800 – 1064nm) a następnie wyemitowane (zakres 970-1200nm). Rezonator Fabry-Perota wzmacnia światło z określoną długością fali (np.1100nm), które wędruje do kaskadowego rezonatora Ramana CRR. Wzmocnienie Ramana, które tutaj zachodzi zależy od materiału z jakiego wykonane jest szkło światłowodu, bowiem drgania wibracyjne dla każdego szkła są różne, różne więc będą również składowe Stokesa wygenerowane w rezonatorze CRR.

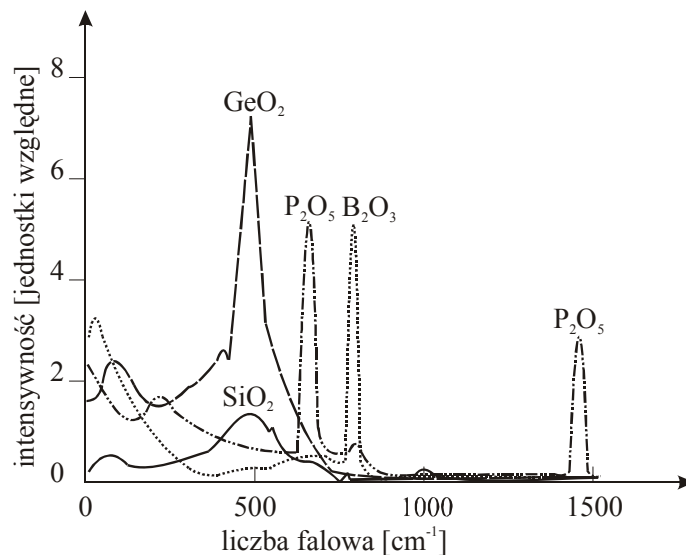
Najbardziej typowe szkła to:  $SiO_2$ ,  $GeO_2$ ,  $B_2O_3$ ,  $P_2O_5$ . Tabela 5.2 przedstawia wartości częstości wibracyjnych [28].



Tabela 5.2 Częstosci wibracyjne różnych szkieł [28]

Domieszka	Względna intensywność	Przesunięcie częstotliwości (THz)	Częstotliwość drgania [ $cm^{-1}$ ]
$SiO_2$	1	13,19	440
$GeO_2$	7,4	12,6	420
$B_2O_3$	4,6	24,2	806
$P_2O_5$	4,9	19,2	640

Rys.5.47 Przedstawia widmo Ramana dla różnych szkieł.



Rys.5.47 Widmo Ramana dla różnych szkieł [28].

Ostatnia faza w procesie konwersji światła w laserze Ramana to selekcja i pułapkowanie kolejnych składowych Stokesa za pomocą siatek Bragga. Zjawisko to omówiliśmy w rozdziale 5.4.2.

Warunek Bragga ma postać

$$2\lambda \sin \theta = m \frac{\lambda_B}{n_2} \quad (5.71)$$

gdzie

$\Lambda$  - grubość warstwy,  $\theta$  – kąt pod jakim światło pada na płaszczyznę,  $\lambda_B$  - długość fali Bragga, czyli długość fali, która ulega efektywnemu odbiciu (interferencji wzmacnionej od kolejnych warstw),  $n_2$  - współczynnik załamania warstwy ośrodka

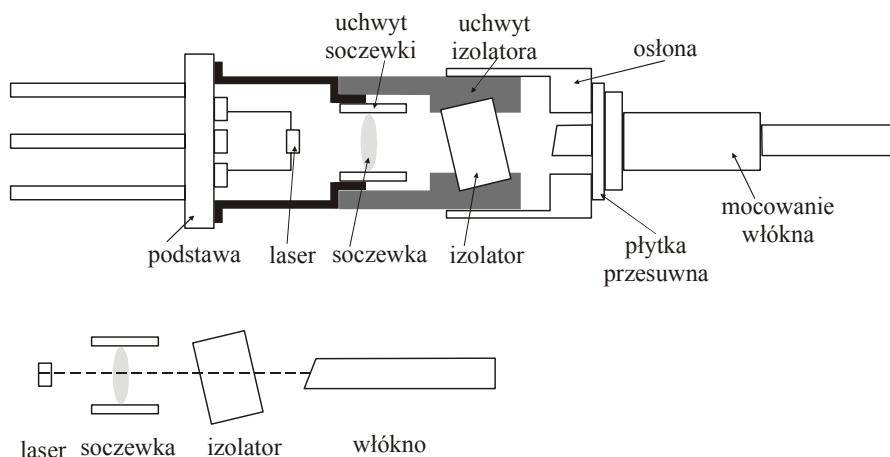
Dla światłowodu  $\theta = 90^\circ$ , wzór (5.71) przyjmuje postać

$$2\Lambda = m \frac{\lambda_B}{n_2} \quad (5.72)$$

W światłowodzie nie ma warstw dielektrycznych, są one zastąpione warstwami o różnym współczynniku załamania. Sposoby budowania takich warstw w światłowodzie omówiono w rozdziale 5.4.2.

### 5.4.3. Lasery półprzewodnikowe

Lasery półprzewodnikowe oraz diody luminescencyjne są podstawowymi źródłami światła stosowanymi w telekomunikacji optycznej i sieciach informatycznych. Charakteryzują się one niezwykle małymi wymiarami rzędu mikrometrów, można je łatwo modulować, zaś ich moce są wystarczająco duże do większości zastosowań optoelektronicznych. Rys.5.48 przedstawia budowę modułu laserowego zintegrowanego ze światłowodem.



Rys.5.48 Budowa modułu laserowego zintegrowanego ze światłowodem

W laserach, które omawialiśmy do tej pory, emisja laserowa była wynikiem promienistego przejścia kwantowego między poziomami elektronowymi, wibracyjnymi bądź rotacyjnymi.

Lasery diodowe opierają się na trochę innej zasadzie działania, choć podstawowa idea inwersji obsadzeń poziomów energetycznych jest zachowana. Lasery diodowe wykorzystują zjawiska zachodzące w półprzewodnikach. Zanim omówimy lasery diodowe, przypomnijmy kilka podstawowych informacji dotyczących półprzewodników[1].

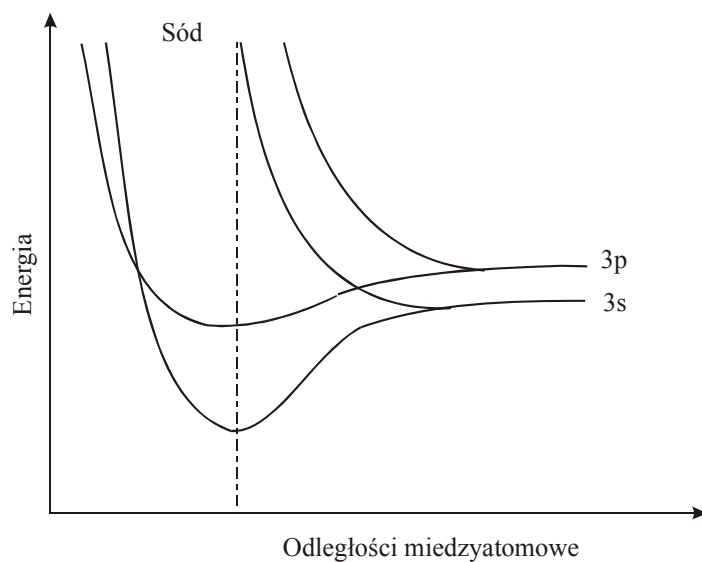
### **5.4.3.1. Półprzewodniki samoistne. Półprzewodniki domieszkowane. Złącza n-p**

Każdy materiał ma charakterystyczne własności przewodzenia prądu elektrycznego. Rozróżniamy: a) metale, b) półprzewodniki, c) izolatory.. Jest zasadnicza różnica w schemacie poziomów energetycznych występujących w metalach (Rys.5.49), półprzewodnikach i izolatorach (Rys.5.50).

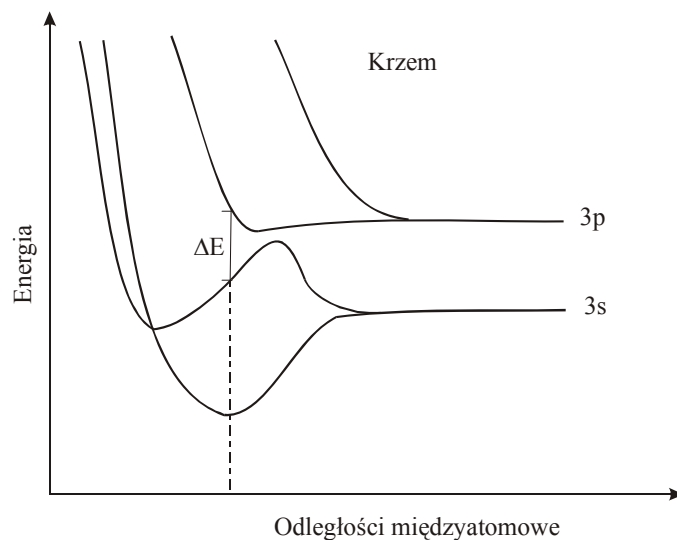
Weźmy dla przykładu metal, np. sód ( $^{11}\text{Na}$ ). Jego struktura elektronowa jest następująca:  $(1s)^2 (2s)^2 (2p)^6 (3s)^1$ . W ciele stałym poziomy energetyczne są znacznie poszerzone w porównaniu z izolowanym atomem ze względu na gęste upakowanie atomów. W metalach sąsiednie poziomy nakładają się (rys. 5.49). Oznacza to, że ostatni zapełniony elektronami poziom energetyczny 3s i pierwszy niezapełniony poziom 3p nakładają się i elektron może znaleźć się bądź na poziomie 3s, bądź 3p. Ten obszar nakładania się poziomów nosi nazwę pasma przewodnictwa, gdyż elektrony 3s i 3p są uwspólnione dla wszystkich atomów i mogą swobodnie wędrować przez ciało stałe.

W półprzewodnikach (np. w krzemie  $^{14}\text{Si}$ :  $(1s)^2 (2s)^2 (2p)^6 (3s)^2 (3p)^2$ ) orbitale zewnętrzne też są poszerzone, ale się nie nakładają (rys. 5.50). Między pasmem 3s i 3p występuje przerwa energetyczna  $\Delta E$ . Elektrony 3s znajdują się w paśmie walencyjnym, podczas gdy poziom 3p (pasma przewodnictwa) pozostaje pusty. Gdy przerwa energetyczna  $\Delta E$  staje się bardzo duża mamy do czynienia z izolatorem.

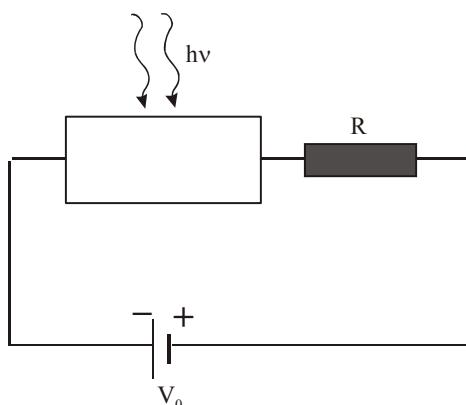
W izolatorach przerwa  $\Delta E$  jest rzędu 3 eV, co oznacza, że energia zderzeń oraz inne formy energii termicznej cząsteczek są niewystarczające do przeniesienia elektronu na wyższy poziom. W półprzewodnikach przerwa energetyczna jest dużo mniejsza (1 - 1,5 eV) i w pokojowej temperaturze część cząsteczek ma energię wystarczającą do przeniesienia elektronu do pasma przewodnictwa. Elektrony w półprzewodnikach nie muszą być uwolnione z półprzewodnika, aby stał się on fotodetektorem. Rzeczywiście, gdy na półprzewodnik pada foton, elektron otrzymuje energię wystarczającą do przeniesienia go z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa (rys. 5.50).



Rys.5.49 Schemat poziomów energetycznych w metalach



Rys.5.50 Schemat poziomów energetycznych w półprzewodnikach



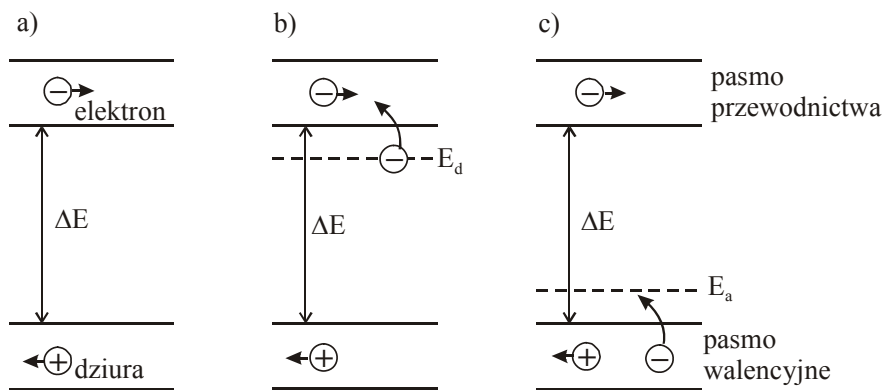
Rys.5.51 Schemat fotodetektora

Światło przenosi elektrony z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa, zostawiając dziurę (czyli ładunek dodatni) w paśmie walencyjnym. W ten sposób zostają wykreowane dwa typy ładunków: elektrony w paśmie przewodnictwa i dziury w paśmie walencyjnym. Gdy przyłożymy napięcie  $V_0$ , elektrony zaczną poruszać się w kierunku przeciwnym do przyłożonego pola, dziury zaś w kierunku zgodnym z przyłożonym polem. Ruch elektronów wytwarza prąd  $I$ , którego natężenie jest proporcjonalne do natężenia fotonów padających na półprzewodnik. Jeżeli w obwodzie

umieścimy opór  $R$ , prąd ten wygeneruje spadek napięcia  $U = IR$ . Tak więc fotony padające na półprzewodnik wywołują przepływ prądu i powodują fotodetekcję dla znacznie niższych energii fotonów promieniowania, niż możemy uzyskać w fotopowielaczach, gdzie energia padającego fotonu musi być równa co najmniej pracy wyjścia elektronu z katody. Zjawiska zachodzące w półprzewodnikach pozwalają konstruować fotodetektory czułe w zakresie dalekiej podczerwieni i podczerwieni. Na przykład przerwa energetyczna  $\Delta E$  między pasmem walencyjnym i pasmem przewodnictwa w krzemie wynosi 1,11 eV, co odpowiada długości fali 1,13  $\mu\text{m}$  ( $1000\text{ cm}^{-1}$ ), w germanie - 0,66 eV ( $\sim 6000\text{ cm}^{-1}$ ), a w GaAs - 1,42 eV. Rekordowo mała przerwa  $\Delta E = 0,17\text{ eV}$  (7,3  $\mu\text{m}$ ) dla InSb (antymonek indu) pozwala stosować go jako detektor podczerwieni. Fotodetektor przedstawiony na rysunku 5.51 nosi nazwę *fotopornika*, wykorzystuje bowiem wzrost przewodności (zmniejszenie oporu) w półprzewodniku wywołany absorpcją światła.

Omówione półprzewodniki nazywane są *samoistnymi*. Jedynymi półprzewodnikami samoistnymi występującymi w warunkach naturalnych są krzem i german. Oprócz półprzewodników samoistnych istnieje duża grupa półprzewodników niesamoistnych, którymi zajmiemy się poniżej. Kryształ zbudowany z atomów grupy IV (np. krzem Si, german Ge), które mają cztery elektrony walencyjne możemy domieszkować atomami z grupy V (np. fosfor P, arsen As, antymon Sb), które mają 5 elektronów na powłoce zewnętrznej tworząc *półprzewodniki typu n*. Jeżeli jako domieszki użyjemy atomy pierwiastków z grupy III (glin Al., gal Ga, ind In), które mają 3 elektrony na powłoce zewnętrznej wytworzymy *półprzewodniki typu p*. Na przykład, gdy do krzemu  $^{14}\text{Si}$  ( $((1s)^2(2s)^2(2p)^6(3s)^4)$ ) dodamy fosfor  $^{15}\text{P}$  ( $((1s)^2(2s)^2(2p)^6(3s)^2(3p)^3)$ ), w którym energia elektronów w stanie 3s i 3p ( $E_d$ ) jest zbliżona do energii elektronów w paśmie przewodnictwa 3p krzemu, wówczas elektron fosforu (donora) łatwo przeskoczy do pasma przewodnictwa krzemu (akceptora) (Rys. 5.52). Należy zauważyć, że te dodatkowe elektrony nie powstały w wyniku generacji par elektron-dziura, więc nie ma odpowiadających im dziur w paśmie walencyjnym. Elektronów jest więc więcej niż dziur. Półprzewodniki domieszkowane w ten sposób

dostarczają więc dodatkowych elektronów i noszą nazwę półprzewodników typu n. Elektrony w półprzewodnikach typu n nazywamy większościami nośnikami ładunku, a dziury - mniejszościami. Jeżeli, odwrotnie, dodamy atomów glinu  $^{13}\text{Al}$   $((1s)^2(2s)^2(2p)^6(3s)^2(3p)^1)$  o energii elektronu na poziomie 3s i 3p ( $E_a$ ) zbliżonej do energii pasma walencyjnego 3s krzemu, to elektron z krzemu przeskoczy na poziom  $E_a$  glinu i w paśmie walencyjnym krzemu i zostanie wykreowana dziura (Rys.5.53). Półprzewodniki domieszkowane w ten sposób noszą nazwę półprzewodników typu p.



Rys.5.52 Schemat półprzewodników samoistnych i niesamoistnych: a) półprzewodnik samoistny, b) półprzewodnik niesamoistny typu n, c) półprzewodnik niesamoistny typu p

Domieszkowania kryształów dokonuje się w trakcie hodowli kryształu. Półprzewodnik typu n powstaje poprzez zastąpienie niektórych atomów krzemu lub germanu przez atomy pierwiastków grupy V, która mają pięć elektronów walencyjnych. Tylko cztery są potrzebne do utworzenia wiązania kowalencyjnego, więc piąty elektron może wędrować w strukturze krystalicznej jako elektron uczestniczący w przewodzeniu prądu.

Półprzewodnik typu p powstaje poprzez zastąpienie niektórych atomów krzemu lub germanu przez atomy pierwiastków grupy III, która mają trzy elektrony walencyjne, podczas gdy do utworzenia wiązania kowalencyjnego potrzeba ich cztery. Dlatego jedno z wiązań z sąsiednimi atomami krzemu jest niekompletne, czyli jest częściowo

zjonizowane. Oznacza to, że w pobliżu domieszkowanego atomu powstaje dziura, czyli ładunek dodatni, zaś sąsiednie atomy krzemu mają jeden elektron więcej. Sąsiedni atom krzemu może przekazać elektron do wypełnienia dziury, ale oznacza to, że w jego pobliżu powstaje dziura. Innymi słowy, dziura, podobnie jak elektron może wędrować w strukturze krystalicznej jako ładunek dodatni uczestniczący w przewodzeniu prądu. Oczywiście cała bryła kryształu domieszkowego, zarówno dla półprzewodników typu *n* oraz *p* pozostaje elektrycznie obojętna, domieszkowanie umożliwia jedynie migrację ładunku dodatniego (dziury) lub ujemnego (elektronu) po całej przestrzeni struktury krystalicznej. Po przyłożeniu zewnętrznego pola elektrycznego ładunki te biorą udział w przepływie prądu.

Jeżeli dwa różne półprzewodniki doprowadzimy do bezpośredniego kontaktu utworzone zostanie *złącze p – n*. W rzeczywistości złącze nie powstaje poprzez przyłożenie brył różnego typu półprzewodników i w praktyce wykonuje się je w jednej bryle różnie domieszkowanej. Dla wygody rozumowania zachowajmy jednak to proste wyobrażenie złącza *p-n*. Tak więc, gdy dwa różne półprzewodniki doprowadzimy do bezpośredniego kontaktu tworząc *złącze p – n* to dziury z regionu *p* migrują do regionu *n*, a wolne elektrony poruszają się w przeciwnym kierunku jako wynik ruchów termicznych. W wyniku tej migracji wolne elektrony zapełniają dziury wokół atomów akceptorowych, a więc jądra o ładunku +3 są teraz otoczone przez cztery elektrony, co powoduje, że ładunek wypadkowy na złączu po stronie półprzewodnika *p* jest ujemny. Z kolei jądra donorowe o ładunku +5 straciły elektrony, więc na złączu po stronie półprzewodnika *n* ładunek jest dodatni. W wyniku tych migracji obszar w bezpośrednim sąsiedztwie złącza przestaje być elektrycznie obojętny (Rys.5.53), a po stronie półprzewodnika *p* powstanie nadmiar ładunku ujemnego oraz nadmiar ładunku dodatniego po stronie półprzewodnika *n*. Na skutek takiego rozkładu ładunku powstanie różnica potencjałów  $V_0$  między obszarem *p* i obszarem *n* wywołująca pole elektryczne o natężeniu  $E$  skierowane w kierunku półprzewodnika *p*. Pole to zapobiega dalszemu przemieszczaniu się ładunków między obszarami *n* i *p*. Gdy zgromadzony ładunek po obu stronach złącza jest wystarczająco duży, dalsza dyfuzja nośników ładunku ustaje zupełnie. Typowa wartość różnicy potencjałów  $V_0$  między obszarem *p* i obszarem *n* jest



rzędu dziesiątych części wolta. Obszar złącza p-n, w którym zupełnie ustaje dyfuzja nośników ładunku nosi nazwę **obszaru zubożonego** i jego typowa szerokość jest rzędu 1  $\mu\text{m}$ . Stan opisany wyżej jest stanem równowagi termodynamicznej, w którym prąd wypadkowy spowodowany dyfuzją i ruchem ładunków w polu elektrycznym  $E$  (dryfem) jest równy zero

$$-n(x)e\mu_e \frac{dV(x)}{dx} + eD_e \frac{dn(x)}{dx} = 0 \quad (5.74)$$

gdzie  $n(x)$  jest gęstością elektronów w odległości  $x$  od złącza,  $e$  jest ładunkiem elektronu,  $V(x)$  – potencjałem,  $\mu_e$  - ruchliwością elektronów (definiowana jako prędkość dryfu na jednostkę pola elektrycznego  $\mu_e = \frac{|v|}{E}$ ) oraz  $D_e$  jest współczynnikiem dyfuzji elektronów. Całkując stronami równanie (5.74) i przyjmując zgodne z wzorem Einsteina

$$D_e = \mu_e \frac{kT}{e} \quad (5.75)$$

otrzymujemy

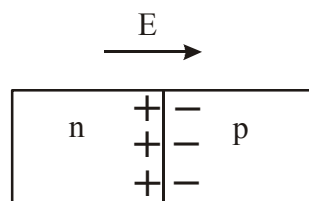
$$V_0 = V_n - V_p = \frac{D_e}{\mu_e} \ln \frac{n_n}{n_p} \quad (5.76)$$

lub

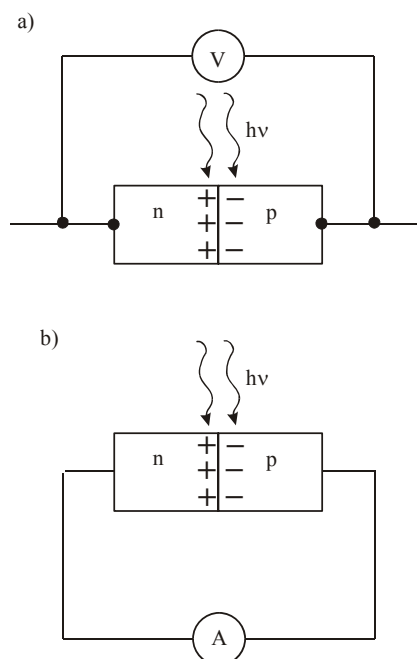
$$n_p = n_n \exp\left(-\frac{eV_0}{kT}\right) \quad (5.77)$$

gdzie  $V_0 = V_n - V_p$  jest różnicą potencjałów po obu stronach złącza,  $n_p$  jest gęstością elektronów w obszarze złącza od strony półprzewodnika  $p$ ,  $n_n$  jest gęstością elektronów w półprzewodniku typu  $n$ , zależą one od domieszkowania. Wzór (5.77) opisuje rozkład Boltzmana w zależności od wysokości bariery potencjału  $V_0 = V_n - V_p$  i temperatury  $T$ , bowiem różnica energii między dwoma obszarami złącza wynosi  $\Delta E = eV_0$ .

Złącze  $n - p$ , na które pada światło może zostać wykorzystane do detekcji światła i nosi nazwę *fotodiody* lub fotoogniwa. Jeżeli na złącze  $p - n$  pada promieniowanie generowane są nowe pary elektron - dziura, które są przemieszczane przez wewnętrzne pole  $E$ , dziury poruszają się w kierunku obszaru  $p$ , elektrony - w kierunku obszaru  $n$ , powodując zmniejszenie bariery potencjału  $V_0$ . Gdy do złącza  $p - n$  dołączymy woltomierz, wskaże on napięcie proporcjonalne do natężenia promieniowania padającego na złącze (Rys.5.54.a). Taka fotodioda nosi nazwę **detektora fotowoltaicznego**. Inną sytuację przedstawia rysunek 5.54.b, gdzie obszary  $p$  i  $n$  zostały połączone zewnętrznym przewodem, w którym popłynie prąd proporcjonalny do natężenia promieniowania padającego na złącze  $p - n$ . Taka fotodioda nazywa się **detektorem fotoprzewodzącym**.



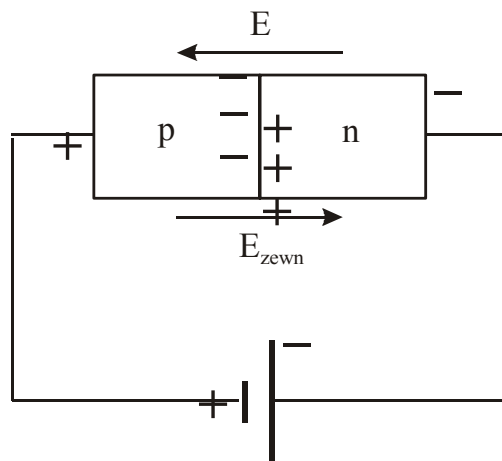
Rys.5.53 Złącze p-n



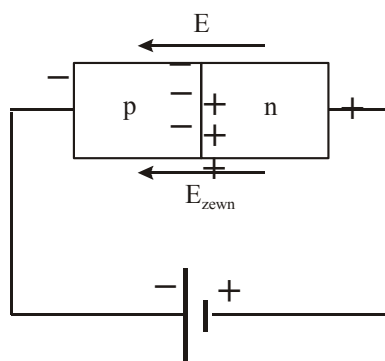
Rys.5.54 Typy fotodiod: a) detektor fotowoltaiczny, b) detektor fotoprzewodzący

Wyżej opisane zjawiska zachodzące na złączu można wzmocnić lub osłabić stosując zewnętrzne źródło prądu elektrycznego. Jednak, należy pamiętać że poprzez zastosowanie zewnętrznego pola elektrycznego, układ przestaje być w stanie równowagi termodynamicznej. Jeżeli biegun ujemny źródła zostanie dołączony do obszaru  $n$ , a dodatni do obszaru  $p$ , to mówimy, że złącze  $p - n$  jest spolaryzowane w kierunku przewodzenia (ang. *forward bias*). Oznacza to, że nośniki ładunku, zarówno dziury z obszaru  $p$ , jak i elektrony z obszaru  $n$ , płyną w kierunku złącza pod wpływem pola zewnętrznego  $E_{zew}$  (Rys.5.55). Pole  $E_{zew}$  jest skierowane przeciwnie do pola wewnętrznego  $E$ , które powstało na skutek polaryzacji złącza  $p - n$ . Lasery półprzewodnikowe, które są przedmiotem zainteresowania w tym rozdziale, wykorzystują zjawisko **polaryzacji złącza  $p - n$  w kierunku przewodzenia**. Rzeczywiście, nośniki ładunku, zarówno dziury z obszaru  $p$ , jak i elektrony z obszaru  $n$ , płyną w kierunku złącza pod wpływem pola zewnętrznego  $E_{zew}$ , i oznacza to, że napięcie przyłożone w kierunku przewodzenia sprzyja rekombinacji par elektron-dziura. Jeżeli rekombinacja zachodzi w sposób promienisty, to ze złącza emitowana jest luminescencja. Na polaryzacji w kierunku przewodzenia złącza opiera się działanie diód luminescencyjnych LED i laserów diodowych

Z kolei, gdy biegun ujemny źródła zostanie dołączony do obszaru  $p$ , a dodatni do obszaru  $n$ , wówczas mówimy, że **złącze  $p - n$  jest spolaryzowane zaporowo** (ang. *reversed bias*). (Rys.5.56).



Rys.5.55 Złącze p-n spolaryzowane w kierunku przewodzenia

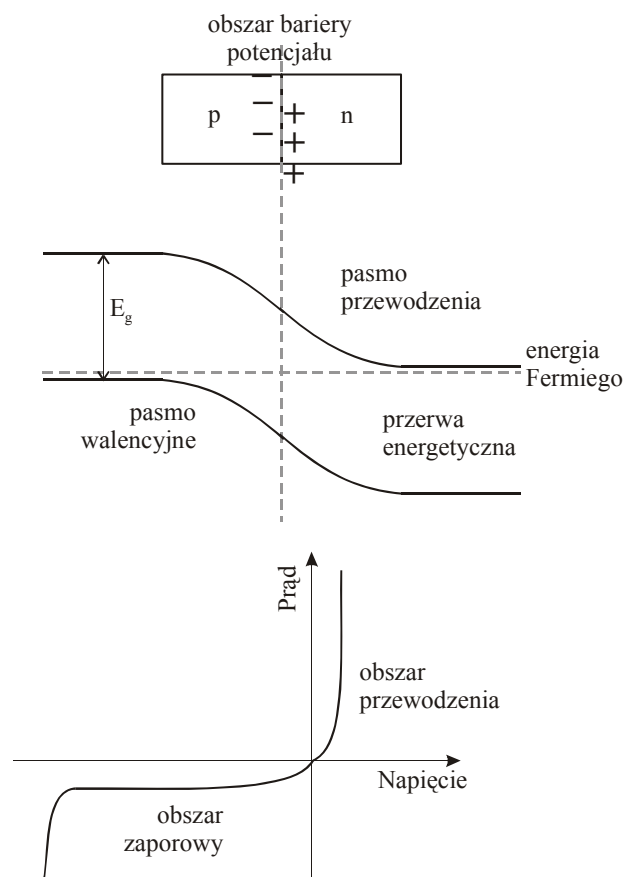


Rys.5.56 Złącze p-n spolaryzowane w kierunku zaporowym

Na polaryzacji zaporowej złącza opiera się działanie diód fotowoltaicznych i fotoprzewodzących oraz fotodiod lawinowych. Jeżeli pod wpływem światła na złączu powstanie para elektron-dziura, ładunki zostaną „wypchnięte” z obszaru złącza, rozdziela się i oddalą się od złącza, nie dojdzie do rekombinacji, elektrony popłyną w kierunku półprzewodnika n, dziury zaś w kierunku półprzewodnika p i przez obwód zewnętrzny popłynie prąd.

Podsumowując, jeżeli do złącza przyłożymy napięcie w kierunku przewodzenia („+” do p) i („-” do n) to bariera potencjału  $V_0$  obniży się, elektrony będą przyciągane przez dodatnią elektrodę, popłyną więc przez złącze i poprzez półprzewodnik p w

kierunku elektrody dodatniej. Dziury popłyną w przeciwnym kierunku poprzez złącze w kierunku elektrody ujemnej. Jeżeli do złącza przyłożymy napięcie w kierunku zaporowym („-” do p) i („+ ”do n) to bariera potencjału  $V_0$  wzrośnie, elektrony będą przyciągane przez dodatnią elektrodę, popłyną więc w kierunku przeciwnym do złącza poprzez półprzewodnik n w kierunku elektrody dodatniej, dziury także oddalą się od złącza i popłyną poprzez półprzewodnik p w kierunku elektrody ujemnej. Oznacza to, że przez złącze nie popłynie prąd przy napięciu spolaryzowanym w kierunku zaporowym. Na rysunku 5.57 przedstawiono charakterystykę prądowo-napięciową złącza.



Rys.5.57 Charakterystyka prądowo-napięciowa złącza

Gęstość prądu  $J$  płynącego przez złącze spolaryzowane napięciem  $V$  wyraża się wzorem

$$J = J_0 [\exp(\frac{eV}{kT}) - 1] \quad (5.78)$$

gdzie

$$J_0 = e(\frac{D_h}{d_h} n_n + \frac{D_e}{d_e} n_p) \quad (5.79)$$

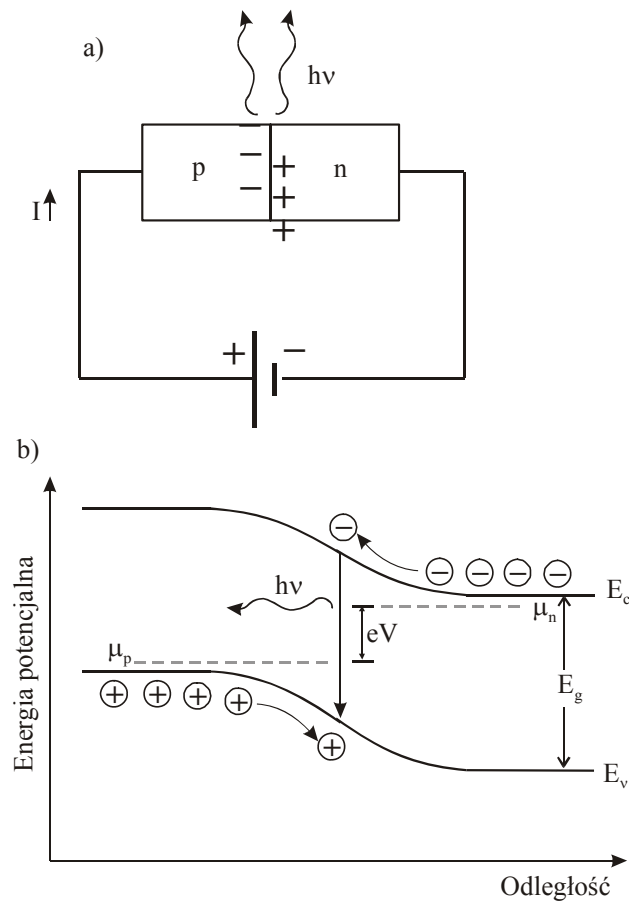
nosi nazwę gęstości prądu nasycenia,  $d_e$  i  $d_h$  są drogami dyfuzji elektronów i dziur.

### 5.4.3.2. Diody luminescencyjne (LED) i lasery diodowe

Diody i lasery diodowe są praktycznie używane przez wszystkich w drukarkach laserowych, nagrywarkach i czytnikach CD, urządzeniach do zdalnego sterowania, czytnikach kodów paskowych, wskaźnikach laserowych. Lasery diodowe w szczególności gdy zastosujemy matryce diodowe mogą osiągać bardzo duże moce rzędu 100W i coraz częściej konkurują z tradycyjnymi laserami w wielu zastosowaniach medycznych i przesyłowych. Lasery diodowe są wygodnym i efektywnym źródłem pompującym światło w laserach na ciele stałym, zastępując lampy błyskowe. Choć jakość wiązki eliminuje je na razie z zastosowań przemysłowych takich jak precyzyjne cięcia, spawania i wielu zastosowań jako źródła do celów naukowych (holografia, mikroskopy), to jest tylko kwestią czasu, kiedy przyszłe konstrukcje wyeliminują te wady

Najprostsze diody luminescencyjne (LED) (zwane także diodami elektroluminescencyjnymi) oraz lasery diodowe (zwane także diodami laserowymi) są złączem  $p - n$  spolaryzowanym w kierunku przewodzenia. Przykładając do złącza  $p - n$  napięcie, które wywołuje prąd w kierunku przewodzenia, powodujemy przepływ dziur i elektronów w kierunku złącza. Na złączu swobodne elektrony z obszaru  $n$  są pułapkowane przez dziury z obszaru  $p$ , co prowadzi do rekombinacji i uwolnienia

energii. Energia ta może być uwolniona w postaci nieselektywnego ciepła (tak jak w półprzewodnikach krzemowych i germanowych) lub w postaci fotonów o energii równej różnicy  $\Delta E$  między pasmem walencyjnym i pasmem przewodnictwa. Promienisty sposób oddawania energii obserwuje się w materiałach należących do grupy III i V oraz niektórych materiałach grup II i VI.



Rys.5.58 Ilustracja zjawiska powstawania fotonów wyemitowanych na złączu  $p$ - $n$  w wyniku rekombinacji elektron-dziura

Wydajność kwantowa  $\phi$  diody LED wynosi

$$\phi = \frac{N_f}{N_c} = \frac{P}{\frac{h\nu}{I}q} \quad (5.80)$$

gdzie  $N_f$  - całkowita liczba fotonów generowanych w obszarze czynnym

$N_c$  - całkowita liczba nośników wstrzykiwanych do obszaru czynnego złącza

$P$  - moc promieniowania generowanego wewnątrz złącza

$h$  - stała Plancka

$\nu$  - częstotliwość generowanego promieniowania

$I$  - prąd elektryczny doprowadzony do diody

$q$  - ładunek elektronu

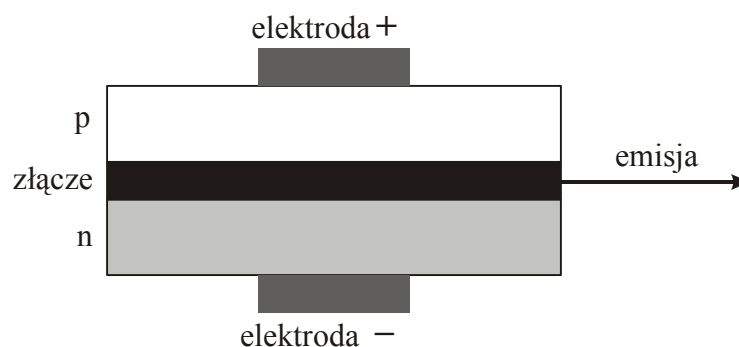
Częstotliwość generowanego promieniowania wyraża się wzorem

$$\nu = \frac{\Delta E}{h} \quad (5.81)$$

gdzie  $\Delta E$  jest szerokością pasma zabronionego, która jest równa różnicy energii między pasmem walencyjnym i pasmem przewodnictwa  $\Delta E$ , zaś długość fali wyraża się wzorem

$$\lambda = \frac{hc}{\Delta E} \quad (5.82)$$

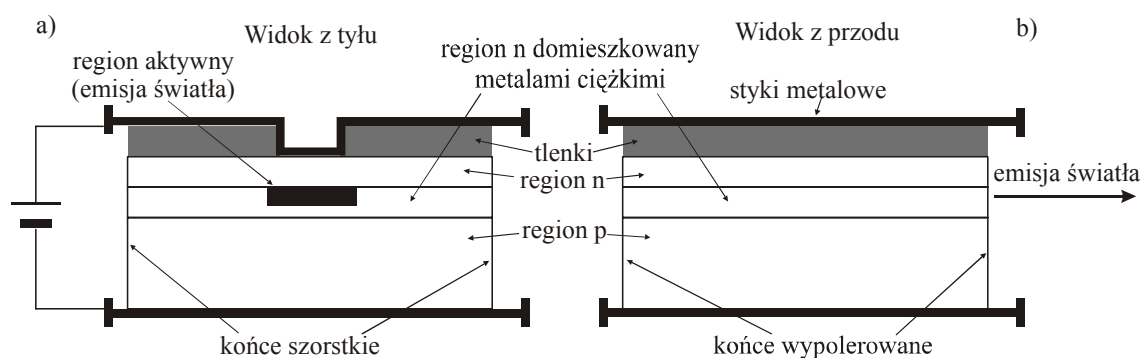
Najprostszy schemat diody luminescencyjnej przedstawiono na rysunku 5.59.



Rys.5.59 Schemat diody luminescencyjnej (LED)



Czym różni się dioda luminescencyjna od lasera diodowego? Najprostszy schemat budowy lasera diodowego (Rys.5.60) jest bardzo podobny do budowy diody luminescencyjnej.



Rys.5.60 Schemat diody LED (a) i lasera diodowego (b)

Są jednak zasadnicze różnice. Aby dioda luminescencyjna zaczęła działać jako laser muszą zostać spełnione warunki do zajścia emisji wymuszonej. Oznacza to konieczność zastosowania wyższego napięcia zewnętrznego niż dla diody luminescencyjnej oraz spowodowanie inwersji obsadzeń. Inwersję obsadzeń zapewniamy za pomocą sprzężenia optycznego we wnękę Fabry-Perota, podobnie jak w konwencjonalnych laserach. Jak wiemy, wnękę Fabry-Perota budujemy w konwencjonalnych laserach poprzez umieszczenie zwierciadeł na końcach wnęki rezonansowej. W laserach półprzewodnikowych nie musimy umieszczać żadnych dodatkowych zwierciadeł, bo ich rolę z powodzeniem pełnią wypolerowane powierzchnie boczne złącza p-n (Rys. 5.60.b). Jeżeli spowodujemy, że światło wyemitowane na złączu p - n zostanie odbite na krawędzi diody i powtórnie zawrócone do półprzewodnika, zostaną wybite dodatkowe elektrony z pasma walencyjnego i przeniesione do pasma przewodnictwa. Wybite elektrony ponownie rekombinują z dziurami w paśmie przewodnictwa pod wpływem przyłożonego prądu (czyli wracają do pasma walencyjnego), wysyłając promieniowanie o energii równej różnicy energii między pasmem walencyjnym i pasmem przewodnictwa  $\Delta E$ .

Zastanówmy się przez chwilę, dlaczego w materiałach półprzewodnikowych wystarczy wypolerowana powierzchnia na końcach kryształu, aby pełnić rolę zwierciadeł rezonatora optycznego zamiast tradycyjnych lusterek wysokiej jakości odbijających w prawie 100%. Światło wytworzone wewnątrz złącza ulega odbiciu Fresnela na granicy faz półprzewodnik-powietrze. Im większa różnica współczynników załamania, tym większe odbicie, zgodnie ze wzorem

$$R = \left( \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \quad (5.83)$$

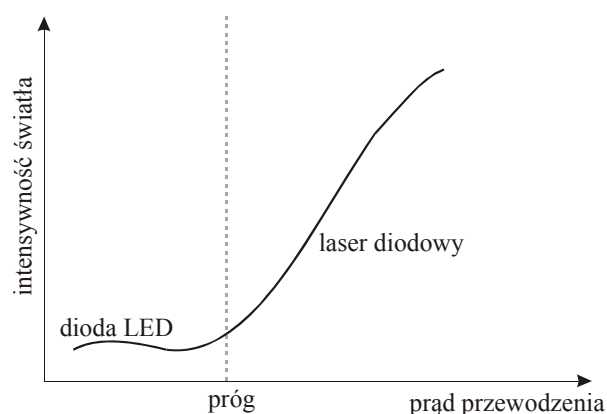
gdzie  $R$  jest współczynnikiem odbicia, który proporcjonalny do kwadratu amplitudy odbicia  $A^2$ . Współczynniki załamania półprzewodników są duże ( $n_1 = 3.6$ ) w porównaniu z współczynnikiem załamania powietrza  $n_2 \approx 1$ . Podstawiając do wzoru (5.83) otrzymujemy stosunkowo dużą wartość współczynnika odbicia  $R=0.32$ , która wystarcza do uzyskania efektywnego sprzężenia zwrotnego. Ponadto, należy zwrócić uwagę, że światło wychodzi z ośrodka gęstszego do ośrodka rzadszego i może zachodzić całkowite wewnętrzne odbicie. Kąt graniczny w przypadku dużej różnicy współczynników załamania jest mały, co wynika ze wzoru wyprowadzonego w rozdziale 1

$$\theta_c = \arcsin \frac{n_2}{n_1} \quad (5.84)$$

i dlatego światło padające na granice faz nawet pod bardzo małym kątem może ulec całkowitemu wewnętrznemu odbiciu z powrotem do wnętrza diody luminescencyjnej. Te dwa efekty, odbicie Fresnela i całkowite wewnętrzne odbicie na granicy faz półprzewodnik-powietrze powodują powrót światła do wnętrza diody luminescencyjnej co wystarcza do podtrzymania akcji laserowej wewnątrz wnęki lasera diodowego. Niestety, świat nie jest czarno-biały - te same zjawiska mają negatywny wpływ na sprawność zewnętrzną diody LED przeszkadzając elektroluminescencji poprzez pochłanianie wewnętrzne i całkowite wewnętrzne odbicie.

Inwersja obsadzeń zachodzi między pasmem walencyjnym a pasmem przewodnictwa. W warunkach równowagi liczba przejść elektronowych z poziomu

walencyjnego na poziom przewodnictwa jest równy liczbie przejść odwrotnych, czyli liczbie aktów rekombinacji elektron - dziura. W warunkach inwersji obsadzeń liczba aktów rekombinacji znacznie przewyższa liczbę aktów generowania par elektron - dziura. W praktyce oznacza to, że dla małych wartości przyłożonego prądu w kierunku przewodzenia układ pracuje jako dioda luminescencyjna (ang. light-emitting diode, LED), a dopiero po przekroczeniu pewnej granicznej wartości prądu, dla której emisja wymuszona przewyższa wewnętrzne straty, urządzenie zaczyna pracować jak laser diodowy (Rys.5.61).



Rys.5.61 Schemat ilustrujący różnicę między diodą luminescencyjną LED a laserem diodowym

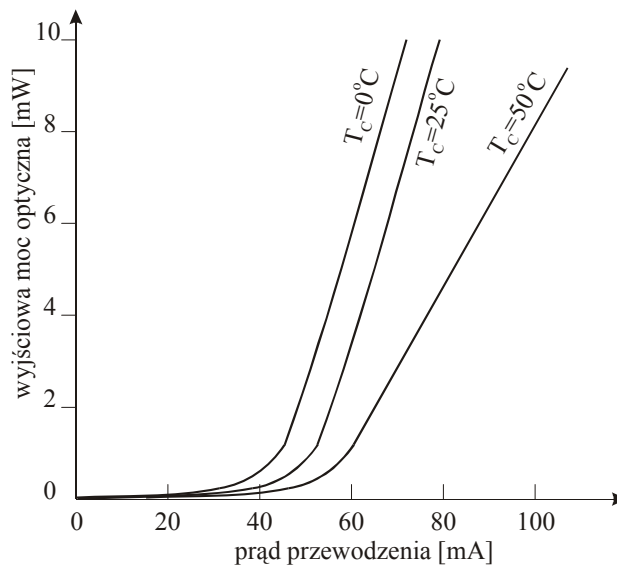
Istnieje również sytuacja pośrednia – w układzie występuje emisja wymuszona, ale straty we wnęce rezonansowej uniemożliwiają akcję laserową. Dioda emitująca światło w takich warunkach jest nazywana **diodą superluminescencyjną**.

Tabela 5.3 Porównanie najważniejszych parametrów diody luminescencyjnej LED i lasera diodowego

Parametr	Dioda LED	Laser diodowy
Moc wyjściowa	Kilka-kilkadziesiąt mW	Kilka-kilkadziesiąt mW
Zależność mocy optycznej od prądu	Quasi liniowa	Liniowa powyżej prądu progowego
Prąd	50-100mA	Prąd progowy 5- 40 mW

Moc wprowadzona do światłowodu	Mała lub średnia	Duża
Charakterystyka kierunkowa	Rozbieżność wiązki duża, kilkadziesiąt stopni	Rozbieżność wiązki mniejsza, kilkadziesiąt stopni
Pasmo modulacji	Zazwyczaj kilkadziesiąt MHz. Specjalne konstrukcje - kilkaset MHz	Zazwyczaj kilka GHz. Specjalne konstrukcje – kilkadziesiąt GHz
Szerokość linii widmowej	40-190 nm (FWHM)	Kilka nanometrów dla laserów wielomodowych i ułamki nanometrów dla laserów jednomodowych
Rodzaj emitowanego promieniowania	Niekoherentne	Koherentne
Długości fal	0.35-1.65 $\mu\text{m}$	0.78-1.65 $\mu\text{m}$
Rodzaj światłowodów	Wielomodowe	Wielomodowe i jednomodowe
Cena	5-300 \$	100-10000\$

Typowe zależności mocy wyjściowej diody LED i lasera diodowego od wielkości prądu w kierunku przewodzenia przedstawiono na rysunku 5.62. Dla diody LED średni prąd przewodzenia  $I_F$  nie powinien przekraczać 20 - 40 mA, zależnie od typu diody i ogranicza się go za pomocą odpowiednio dobranego rezystora.



Rys.5.62 Typowe zależności mocy wyjściowej diody LED i diody laserowej od wielkości prądu w kierunku przewodzenia

W laserach półprzewodnikowych, podobnie jak we wszystkich laserach, musi zostać spełniony warunek inwersji obsadzeń oraz przekroczenie wartości progowej, które można osiągnąć poprzez pompowanie za pomocą prądu przyłożonego w kierunku przewodzenia. Niżej zapiszemy te warunki w formalizmie matematycznym, precyzując pojęcie wzmocnienia w laserach półprzewodnikowych [29].

W [rozdziale 5.4.6](#). pokazano, że *zredukowana gęstość stanów* wyraża się wzorem

$$\rho_{red}(h\nu) = \frac{1}{4\pi^2} \left( \frac{1}{\hbar^2} \frac{2m_e^*m_h^*}{m_h^* + m_e^*} \right)^{\frac{3}{2}} (h\nu - E_g)^{\frac{1}{2}} \quad (5.85)$$

gdzie  $E_g$  jest różnicą energii dna pasma przewodnictwa  $E_c$  i wierzchołka pasma walencyjnego  $E_v$ , czyli jest energią pasma wzbronionego,  $m_h^*$  i  $m_e^*$  są masami

zredukowanymi elektronu i dziury,  $h\nu$  jest energią przejścia  $h\nu = E_2 - E_1$ . Liczba przejść emisji wymuszonej w jednostce czasu i objętości wyraża się wzorem

$$R_{2 \rightarrow 1} = B_{21} [\rho^e(\nu)] [\rho_{red}(h\nu)] \{f_c(E_2)[1 - f_g(E_1)]\} , \quad (5.86)$$

Liczba przejść absorpcji w jednostce czasu i objętości wyraża się wzorem

$$R_{1 \rightarrow 2} = B_{21} [\rho^e(\nu)] [\rho_{red}(h\nu)] \{f_g(E_1)[1 - f_c(E_2)]\} \quad (5.87)$$

czyli

$$\Delta R = R_{2 \rightarrow 1} - R_{1 \rightarrow 2} = B_{21} [\rho_{red}(h\nu)] \{f_g(E_1)[1 - f_c(E_2)]\} \quad (5.88)$$

gdzie liczba przejść zależy od współczynników Einsteina  $B_{21}$ ,  $B_{12}$ , gęstości energii promieniowania  $\rho^e(\nu)$  dla częstości przejścia oraz od obsadzania poziomów 2 i 1. Obsadzanie poziomów zależy od gęstości stanów w paśmie walencyjnym i paśmie przewodnictwa (opisanymi gęstością łączną, zwaną gęstością zredukowaną  $\rho_{red}(h\nu)$  (5.85) i prawdopodobieństw obsadzania stanów przewodnictwa lub walencyjnych (opisanymi funkcją Fermiego-Diraca  $f_c(E_2)$  oraz  $f_g(E_1)$ ) i prawdopodobieństw jednoczesnego nieobsadzania stanów walencyjnych i przewodnictwa (opisanych funkcją Fermiego-Diraca  $1 - f_g(E_1)$  oraz  $1 - f_c(E_2)$ ). Współczynnik wzmocnienia półprzewodnika wyraża się wzorem

$$\gamma = \frac{1}{I(\nu)} \frac{dI(\nu)}{dz} = \frac{1}{\rho^e(\nu)\nu_g} \times \text{moc} / \text{jedn.obj.} = \frac{h\nu\Delta R}{\rho^e(\nu)\nu_g} \quad (5.89)$$

gdzie  $\nu_g$  jest prędkością grupową (3.15)

Podstawiając (5.88) do (5.89) otrzymujemy wyrażenie

$$\gamma(\nu) = h\nu B_{21} \frac{n_g}{c} [\rho_{red}(h\nu)] [f_c(E_2) - f_g(E_1)] \equiv \sigma \Delta N \quad (5.90)$$

gdzie  $n_g$  jest grupowym współczynnikiem załamania wyrażamy wzorem (3.35).

Wyrażenie

$$[\rho_{red}(h\nu)] [f_c(E_2) - f_g(E_1)] = \Delta N \quad (5.91)$$

opisuje inwersję obsadzeń  $\Delta N$ . Aby ośrodek wzmacniał musi być spełniony warunek

$$f_c(E_2) - f_g(E_1) > 0 \quad (5.92)$$

Podstawiając (5.92) wyrażenia na rozkład Fermiego-Diraca do (5.92)

$$f_c(E_2) = \left( \exp \frac{E_2 - F_c}{kT} + 1 \right)^{-1} \quad (5.93)$$

$$f_v(E_1) = \left( \exp \frac{E_1 - F_v}{kT} + 1 \right)^{-1}$$

(5.94)

otrzymujemy

$$F_c - F_v > E_2 - E_1 \quad (5.95)$$

Warunek (5.95) oznacza, że energia emitowanego fotonu jest większa niż energia pasma wzbronionego i mniejsza niż różnica energii Fermiego. Relacja ta nosi nazwę **warunku Bernarda-Duraffourga**

$$E_g < h\nu < F_c - F_v \quad (5.96)$$

Korzystając z 5.96 współczynnik wzmocnienia można zapisać jako

$$\gamma(h\nu) = K_{em} (h\nu - E_g)^{1/2} [f_c(h\nu) - f_v(h\nu)] \quad (5.97)$$

gdzie

$$K_{em} = \frac{(2m_r)^{3/2}}{\pi \hbar^2 \tau_R} \exp\left(\frac{\Delta E_F - E_g}{kT}\right) \quad (5.98)$$

i

$$\Delta E_F = F_c - F_v \quad (5.99)$$

zaś

$$m_r = \frac{m_e^* m_h^*}{m_h^* + m_e^*} \quad (5.100)$$

Na początku rozdziału wspomnieliśmy, że w wyniku rekombinacji elektron-dziura na złączu *p-n* uwolniana jest energia bądź w postaci nieselektywnego ciepła lub w postaci fotonów o energii równej różnicy  $\Delta E$  między pasmem walencyjnym i pasmem przewodnictwa. Tak więc, wyróżniamy rekombinację promienistą i bezpromienistą.

Oczywiście do budowy laserów diodowych musimy używać półprzewodników, które charakteryzują się rekombinacją promienistą, czyli takich dla których zachodzi proces

$$\text{elektron} + \text{dziura} = \text{foton}.$$

W procesie tym musi zostać spełnione prawo zachowania pędu dla cząsteczek uczestniczących w rekombinacji, czyli suma pędu końcowego elektronu  $\hbar\vec{k}_k^e$  i fotonu  $\hbar\vec{k}_f$  musi być równa pędowi początkowemu elektronu  $\hbar\vec{k}_p^e$  (pędy dziury są równe pędowi elektronu, a zwroty wektorów są przeciwne)

$$\hbar\vec{k}_k^e + \hbar\vec{k}_f = \hbar\vec{k}_p^e \quad (5.101)$$

Ponieważ w zakresie długości fal optycznych wektor falowy fotonu jest zanedbywalnie mały w porównaniu z wektorem falowym elektronu, więc oznacza to po prostu, że dla rekombinacji promienistej pęd początkowy elektronu jest równy pędowi końcowemu.

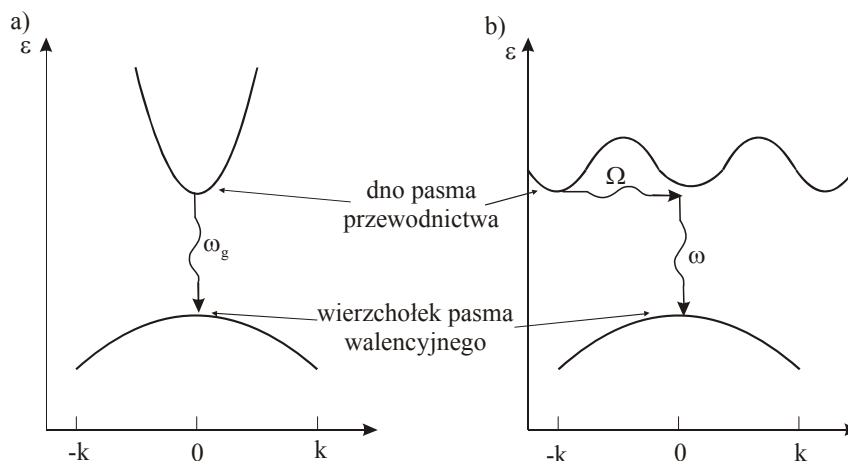
W przestrzeni pędów oznacza to **przejście pionowe** (Rys.5.64a), czyli sytuację taką, że dno pasma przewodnictwa występuje dla tej samej wartości wektora falowego (czyli również pędu) co wierzchołek pasma walencyjnego. Półprzewodniki, które charakteryzują się takim ustawieniem pasm w przestrzeni pędów noszą nazwę półprzewodników o prostych przejściach międzypasmowych i występuje w nich rekombinacja promienista. Do tej grupy należą np. GaAs, InSb.

Proces rekombinacji bezpromienistej zachodzi według schematu

$$\text{elektron} + \text{dziura} = \text{fonon}$$

gdzie energia przejścia przekazywana jest drganiom sieci krystalicznej w postaci fononów. W przestrzeni pędów oznacza to **przejście skośne** (Rys.5.64a), w którym dno pasma przewodnictwa nie występuje dla tej samej wartości wektora falowego co wierzchołek pasma walencyjnego. Półprzewodniki, które charakteryzują się takim ustawieniem pasm w przestrzeni pędów noszą nazwę półprzewodników o skośnych przejściach międzypasmowych i występuje w nich rekombinacja bezpromienista. Do tej grupy należą półprzewodniki krzemowe i germanowe. Przyczyna przejść bezpromienistych są defekty sieci krystalicznych (domieszki, dyslokacje), efekty powierzchniowe oraz **rekombinacja Augera**.





Rys.5.63 Ilustracja przejścia pionowego (a) i skośnego (b).

Trzeba pamiętać, że choć pierwsze lasery diodowe powstały 30 lat temu, to lasery diodowe emitujące światło widzialne zostały zaprezentowane dopiero w 1987 roku. Pierwsze lasery diodowe emitowały promieniowanie o długości fali 670 nm o mocy kilku miliwatów. Malejąca cena, małe rozmiary i stosunkowo wysoka moc spowodowały, że lasery diodowe zaczęły wypierać gazowe lasery helowo-neonowe. Supermarkety coraz częściej używają laserów diodowych jako skanerów kodów kreskowych. W diagnostyce medycznej coraz częściej zastępuje się linię 630 nm lasera HeNe linią 670 nm lasera diodowego. Zastosowania lasera helowo-neonowego zaczynają ograniczać się do holografii i niektórych badań naukowych – tam, gdzie wymagania dotyczące spójności i jakości wiązki są istotne.

Lata dziewięćdziesiąte poświęcone były intensywnym badaniom w celu zbudowania i udoskonalenia laserów diodowych emitujących światło niebieskie. Diody laserowe służą do odczytywania informacji zawartej na dyskach CD-ROM, jak również do zapisywania informacji na dyskach magnetoptycznych. Zastosowanie do tych celów diody laserowej emitującej światło niebieskie zwiększy znacznie pojemność dysków ze względu na większą rozdzielczość przestrzenną światła niebieskiego (mniejsza długość fali oznacza mniejszy rozmiar plamki świetlnej padającej na dysk).

Należy zdawać sobie sprawę z tego, że omawiane złącze  $p - n$  spolaryzowane w kierunku przewodzenia, choć ilustruje zjawisko, jest tylko uproszonym modelem diody laserowej. Dostępne na rynku diody laserowe wymagają stosowania zaawansowanych

technologii, wykorzystujących wyrafinowane metody nakładania kolejnych, często bardzo cienkich (rzędu kilku nanometrów) warstw półprzewodnikowych. Jednak idea pozostaje taka sama jak dla złącza  $p - n$  w kierunku przewodzenia.

Tabela 5.4

Materiały półprzewodnikowe wykorzystywane w diodach laserowych

Material	Długość fali emitowanego promieniowania [nm]
GaInAlP	630 – 680
Ga <sub>0,5</sub> In <sub>0,5</sub> P	670
ZnSe	525
Ga <sub>1-x</sub> Al <sub>x</sub> As	620 – 895
GaAs	904
In <sub>0,58</sub> Ga <sub>0,42</sub> As <sub>0,9</sub> P <sub>0,1</sub>	1550
PbEuSeTe	3300 - 5800
PbSSe	4200 – 8000
PbSnTe	6300 – 29000

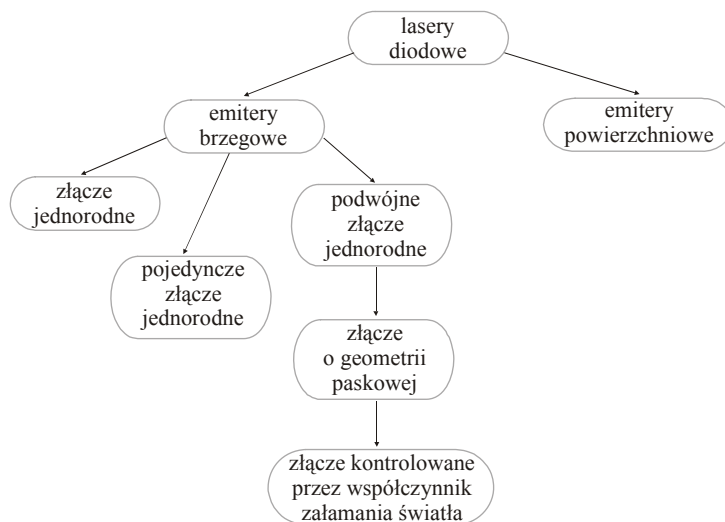
} temp. kriogeniczna

Pierwszymi materiałami półprzewodnikowymi, które wykorzystano do budowy laserów diodowych, były związki arsenu, glinu i galu (Ga, Al, As). Zmieniając stężenie glinu  $x$  (Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As) od 0 do 0,45 powodujemy, że laser emituje promieniowanie o długości fali zmieniającej się w zakresie 620-870nm. Jednak dla długości fali mniejszych niż 780 nm laser ten jest mało wydajny. Zaczęto poszukiwać materiałów

półprzewodnikowych o większej przerwie energetycznej  $\Delta E$ , które pozwalałyby emitować światło o mniejszej długości fali. Pierwszy spektakularny sukces odniosły materiały z grupy III i V - GaInP / GaInAlP. Warstwa aktywna  $\text{Ga}_{0,52}\text{In}_{0,48}\text{P}$  jest dopasowana rozmiarami sieci krystalicznej do podłoża GaAs. Ważnym parametrem charakteryzującym kolejne, stykające się warstwy, obok przerwy energetycznej  $\Delta E$ , jest współczynnik załamania światła. Jeżeli współczynnik załamania podłoża jest mniejszy niż współczynnik załamania warstwy aktywnej, to może wystąpić całkowite wewnętrzne odbicie i zjawisko to sprzyja utrzymaniu światła w warstwie aktywnej, wzmacniając emisję wymuszoną. Lasery tego typu należą do grupy laserów diodowych kontrolowanych przez współczynnik załamania światła (ang. *index - guided semiconductor laser*).

Rodzina półprzewodników należących do grup II i VI (Zn, Se) ma większą przerwę  $\Delta E$  niż GaAs i GaInP. Użycie tych materiałów umożliwia zbudowanie laserów emitujących światło niebieskie i zielone. Niestety, lasery te mogą na razie pracować tylko w niskich temperaturach (77 K). Innym kandydatem w wyścigu o uzyskanie światła niebieskiego są półprzewodniki z grupy III i V (Ga, N).

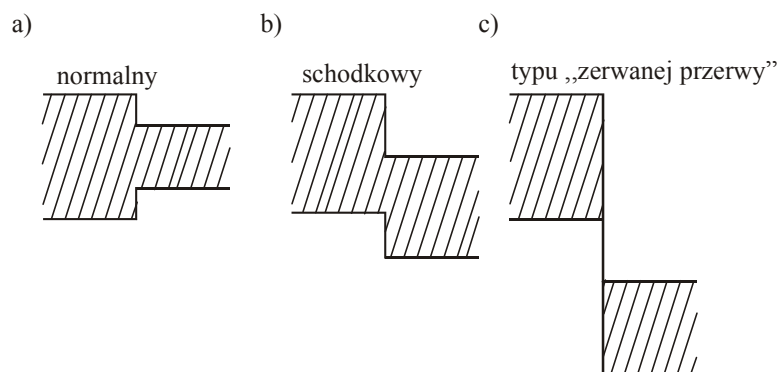
Istnieje ogromna różnorodność laserów diodowych, a różnice wynikają z odmiennej technologii budowania złącza *p - n*. Niektóre typy laserów diodowych przedstawiono na rysunku 5.64. Oprócz podziału zaproponowanego na tym rysunku można stosować klasyfikację związaną z efektami kwantowymi zachodzącymi w warstwie aktywnej złącza i związanymi z jej grubością: a) konwencjonalne lasery półprzewodnikowe; b) studnie kwantowe. Ponadto można wyróżnić lasery, w których odległości międzyatomowe kolejnych warstw naniesionych na podłożu są idealnie dopasowane do sieci krystalicznej podłoża lub odwrotnie – są zbudowane na zasadzie dużych odstępstw (około 1%) od rozmiarów sieci krystalicznej podłoża i materiału naniesionego (ang. *strained layers*).



Rys.5.64 Klasyfikacja laserów diodowych

Ażeby osiągnąć jakość, stabilność, powtarzalność odpowiadającą laserom konwencjonalnym należało dokonać wielu modyfikacji w porównaniu z prostym złączem n-p dotychczas omawianym. Po pierwsze, należało zredukować wydzielane i zachować inwersję obsadzeń. Po drugie, należało poprawić jakość wiązki i jej kierunkowość. A ponadto, należało zwiększyć moc wiązki zachowując pracę jednomodową oraz kontrolować emitowane długości fali.

Proste złącze n-p dotychczas opisywane zostało w praktyce zastąpione przez układ dwóch lub większej liczby warstw półprzewodnikowych. Takie struktury noszą nazwę heterostruktur. Pozwalają one na dużo większą różnorodność urządzeń opartych na technologiach złącz półprzewodnikach. Najważniejszą korzyścią jest to, że możemy dobrać półprzewodniki o różnych przerwach energetycznych między pasmem walencyjnym  $E_v$  i pasmem przewodnictwa  $E_p$  generując różne profile nieciągłości krawędzi pasm w heterozłączach. Rys.5.65 przedstawia profil normalny, schodkowy i typu "zerwanej przerwy".

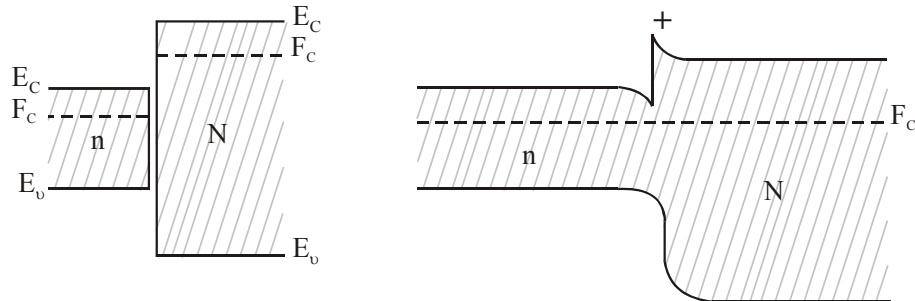


Rys.5.65 Profile nieciągłości krawędzi pasm w heterozłączach [30]

Na przykład, przerwa energetyczna germanu Ge w temperaturze pokojowej wynosi 0,67eV, a w GaAs- 1,43eV. Ponadto, wierzchołek pasma walencyjnego  $E_v$  leży 0,42eV powyżej wierzchołka w GaAs, zaś dno pasma przewodnictwa o 0,35eV poniżej dna pasma GaAs. Oznacza to, że łącząc Ge z GaAs można skonstruować złącza typu schodkowego. Inne ważne pary to: AlAs/GaAs, InAs/GaSb, GaP/Si, ZnSe/GaSe. Względne przesunięcie krawędzi pasm pełni rolę barier potencjału o odmiennym wpływie na dziury i elektrony. W przypadku nieciągłości normalnych zarówno elektrony jak i dziury przechodzą z obszaru szerokopasmowego do obszaru wąskopasmowego złącza, bowiem elektrony o mniejszej energii leżą niżej na diagramie, zaś dziury o mniejszej energii wyżej.

Rozważmy złącze typu n-N, czyli dwa półprzewodniki typu n o różnych energiach górnej krawędzi pasma walencyjnego i dolnej krawędzi pasma przewodnictwa (Rys.5.66). Oznacza to, że gdy dwa półprzewodniki nie są w kontakcie, ich energie Fermiego  $F_c$  są różne. Po utworzeniu heterozłącza obie części muszą być w stanie równowagi termodynamicznej, czyli poziom energii Fermiego musi być niezależny od położenia wzdłuż złącza. Energia Fermiego zależy od stężenia donorów oraz od struktury pasm energetycznych. Energie Fermiego mogą zostać wyrównane tylko poprzez zmiany stężenia donorów wzdłuż złącza, co zapewnione jest dzięki przejściu elektronów z obszaru N do obszaru n. W ten sposób na złączu powstaje zubożona warstwa dodatnio zjonizowanych donorów (dziur) po stronie N i ładunku

ujemnego elektronów po stronie n [30]. Kształt bariery potencjału dla heterozłącza n-N jest przedstawiony na Rys.5.66.



Rys.5.66 a) Dwa półprzewodniki nie będące w kontakcie; b) Dwa półprzewodniki po utworzeniu heterozłącza, kiedy to obie części są w równowadze termodynamicznej.  $F_c$  - poziom Fermiego,  $E_c$  - dno pasma przewodnictwa,  $E_v$  - wierzchołek pasma walencyjnego.

Widzimy, że od strony N pasmo przewodnictwa jest wygięte do góry, zaś od strony n, wygięte do dołu. Wynika to z równania Poissona [31]

$$\operatorname{div} \vec{D} = \frac{ne}{\varepsilon_0} \quad (\text{SI}) \quad (5.102)$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = 4\pi ne \quad (\text{CGS}) \quad (5.103)$$

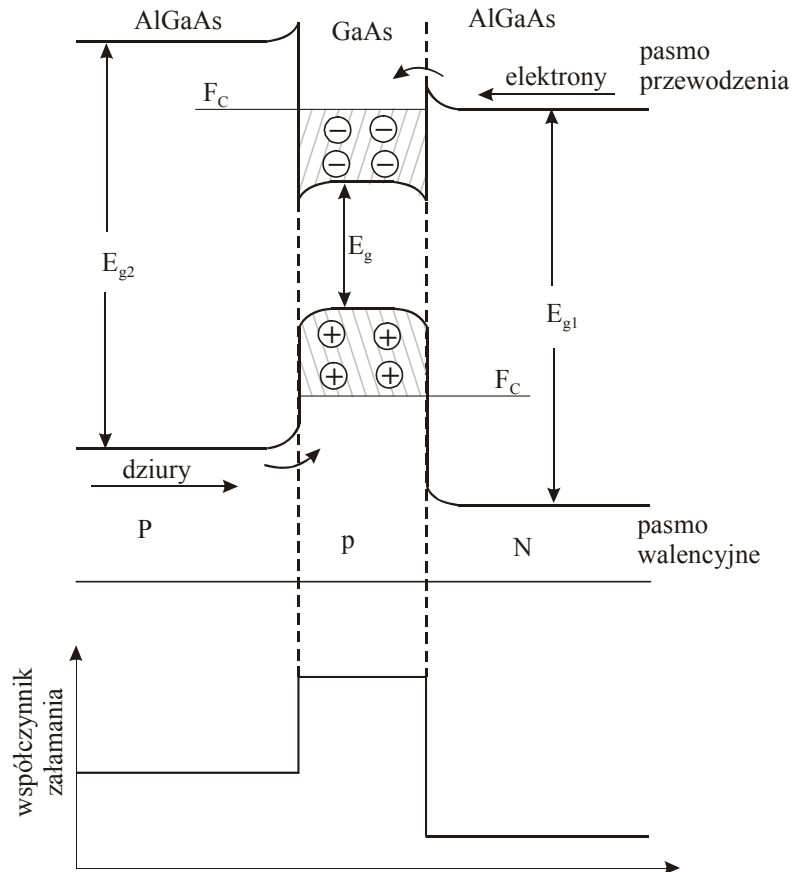
Potencjał elektrostatyczny  $\varphi$  wyznaczamy z równania:

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = -ne / \varepsilon \varepsilon_0 \quad (\text{SI}) \quad (5.104)$$

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = -4\pi ne / \varepsilon \quad (\text{CGS}) \quad (5.105)$$

Z równań (5.104 i 5.105) widać, że druga pochodna energii krawędzi pasma po współrzędnej położenia ( $E = -e\varphi$ ) jest dodatnia po stronie N bo gromadzi się tam ładunek dodatni, czyli obserwujemy wygięcie do góry i ujemna po stronie n, bo gromadzi się tam ładunek ujemny, a więc obserwujemy wygięcie w dół. Podobne

rozważania możemy przeprowadzić dla heterozłącza p-P. Jeżeli utworzymy podwójną heterostrukturę, np. P-p-N to profil energii pasma przewodnictwa i energii pasma walencyjnego wzdłuż złącza wygląda tak jak przedstawiono na rysunku 5.68.



Rys.5.67 Profil energii pasma przewodnictwa i energii pasma walencyjnego wzdłuż złącza P-p-N

Taka konfiguracja nosi nazwę podwójnego heterozłącza. Lasery półprzewodnikowe oparte na heterozłączach mają ogromną przewagę nad laserami homozłączowymi n-p, które mają już obecnie znaczenie historyczne. Heterozłącza charakteryzują się większą wydajnością, niższym prądem progowym, wytwarzają mniej ciepła i więcej światła. Ich struktura pozwala „spułapkować” elektrony i dziury w studni potencjału wytworzonej przez podwójne złącze P-p-N (ang. carrier confinement ). Patrząc na rysunek 5.67 i pamiętając, że elektrony o mniejszej energii leżą niżej na diagramie, zaś dziury o

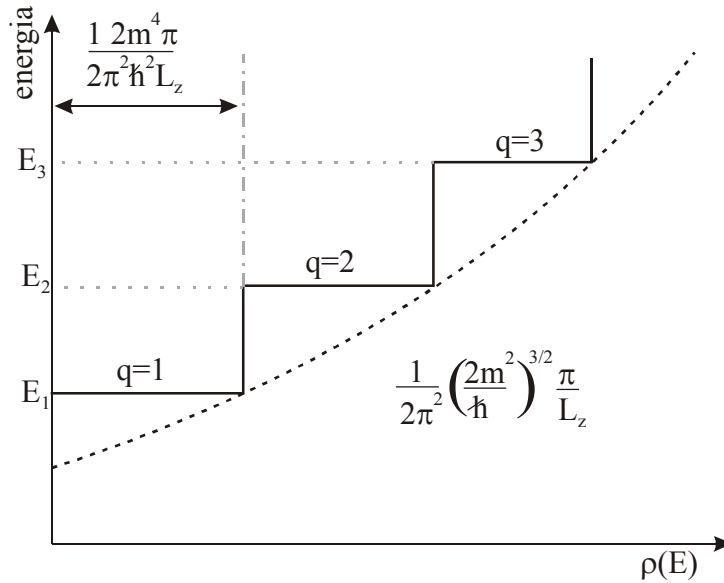
mniejszej energii- wyżej, zauważamy że elektrony rekombinują wyłącznie w obszarze p (GaAs). Wynika to z faktu, że ze względu na barierę potencjału na złączu P-p elektrony nie mogą wydostać się do materiału typu P, z tego samego powodu do obszaru N nie mogą wnikać dziury. Jeżeli dodatkowo wykorzystamy tylko fragment obszaru GaAs, poprzez przyłożenie wąskiego paska elektrody, zamiast szerokiej elektrody powierzchniowej to zjawisko rekombinacji ograniczymy do wąskiego obszaru GaAs. Wprowadzimy w ten sposób większą gęstość prądu co powoduje zwiększenie stężenia nośników i większe wzmocnienie coraz mniej ciepła (ang. current confinement). Po trzecie, gdy współczynnik załamania warstwy środkowej (na Rys.5.67 warstwa p GaAs) jest większy niż warstw P i N, wtedy w obszarze p zachodzi całkowite wewnętrzne odbicie, mniej światła wycieka poza obszar aktywny i zachodzą dodatkowe akty generowania pary elektron-dziura, które z kolei oddają energię w postaci światła podczas rekombinacji (ang. photon confinement).

Szczególnym przypadkiem heterozłącza jest tzw. studnia kwantowa. Może to być np. heterozłącze typu  $Al_xGa_{1-x}As / GaAs / Al_xGa_{1-x}As$ , gdzie warstwa GaAs jest bardzo cienka, rzędu kilkunastu nm. W rozdziale 5.4.6.3. obliczyliśmy energię gazu elektronowego korzystając z modelu Kroninga-Penneya dla przypadku trójwymiarowego. Gęstość stanów  $\rho(E)$  wyraża się wzorem (5.106). Jeżeli jednak grubość ośrodka czynnego  $L_z$  jest bardzo mała w porównaniu z wymiarami  $L_x, L_y$ , jak to ma miejsce w przypadku studni kwantowej, wtedy gęstość stanów w przedziale  $\delta E$  nie zależy od wartości energii E i wyraża się wzorem

$$\rho(E)dE = \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2m^x}{\hbar^2} \right) \left( \frac{\pi}{L_z} \right) \delta E \quad (5.106)$$

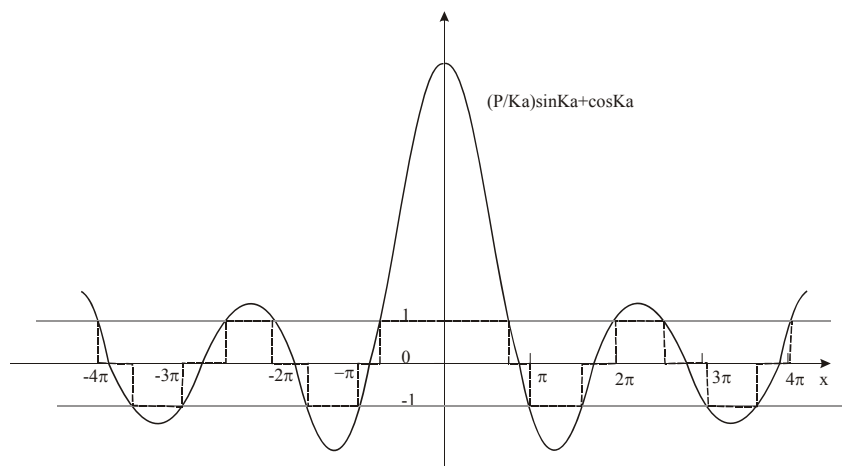
gdzie  $m^x$  jest masą zredukowaną elektronu. Gęstość stanów zmienia się skokowo z wielkością liczby kwantowej q i przedstawiona jest na rysunku 5.68.





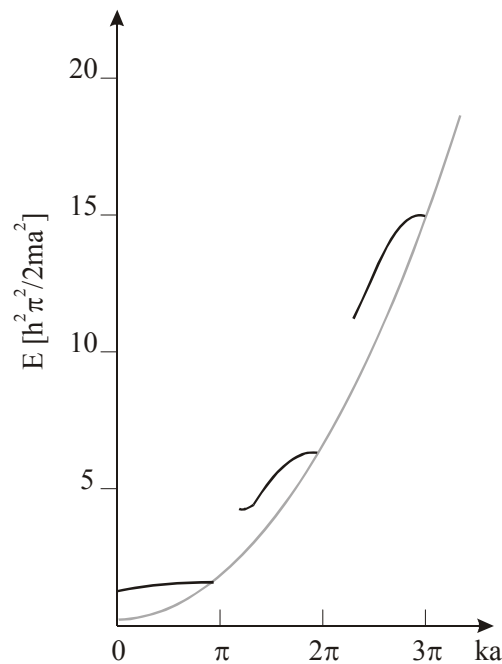
Rys.5.68 Gęstość stanów w półprzewodnikowej studni kwantowej.

Na rysunku 5.69 przedstawiono także obszary dozwolone energii zaś na rysunku 5.70 oraz zależności energii od wektora falowego.



Rys.5.69 Wykres funkcji  $\frac{P}{Ka} \sin(Ka) + \cos(Ka)$ . Szczegóły w rozdziale 5.4.6.

Tylko obszary z zakresu  $+1 -1$  są obszarami dozwolonej energii elektronów przedstawionych na Rys. 5.70.



Rys.5.70 Energie elektronu jako funkcja wektora falowego dla potencjału Kroniga-Penneya dla  $P=3\pi/2$  (szczegóły w rozdziale 5.4.6)

Podsumowanie przedstawionych wyżej rozważań teoretycznych przedstawiono na rysunku 5.71. Podwójna heterostruktura (P-p-N) (Rys.5.71.a) pomaga „uwięzić” ładunki w obszarze warstwy aktywnej zwiększając inwersję obsadzeń. Heterostruktura P-p-N składa się z bardzo cienkiej warstwy p ( $0.2 \mu\text{m}$ ) materiału z prostą przerwą energetyczną mniejszą niż grubsze warstwy otaczające P i N (przypadek „a” na Rys.5.65). Gdy zostanie zastosowane napięcie zewnętrzne w kierunku przewodzenia, dziury i elektrony są „wstrzykiwane” do aktywnej warstwy wewnętrznej „p” z obszarów P i N, gdzie zostają spułapkowane w studni potencjału (Rys.5.67). Efekt pułapkowania nośnika ładunku (ang. carriers confinement) w małej objętości zwiększa inwersję obsadzeń, co oznacza wyższą wydajność, niższy prąd progowy, mniej ciepła i więcej światła.

Ten efekt spułapkowania ładunku może zostać wzmocniony poprzez zastosowanie geometrii paskowej (Rys.5.71.b), która pozwala ograniczyć przepływ prądu do niewielkiego obszaru (ang. current confinement). Ograniczenie przepływu

prądu do małego obszaru prostopadłego do płaszczyzny złącza prowadzi do większej gęstości prądu, większego stężenia nośników ładunku wewnątrz diody, większe wzmocnienie i mniej ciepła. Geometria paskowa polega na zastosowaniu paska metalu umieszczonego między dwoma warstwami izolatora ( $SiO_2$ ), zamiast monolitycznej warstwy metalu zastosowanej w geometrii (Rys.5.71.a).

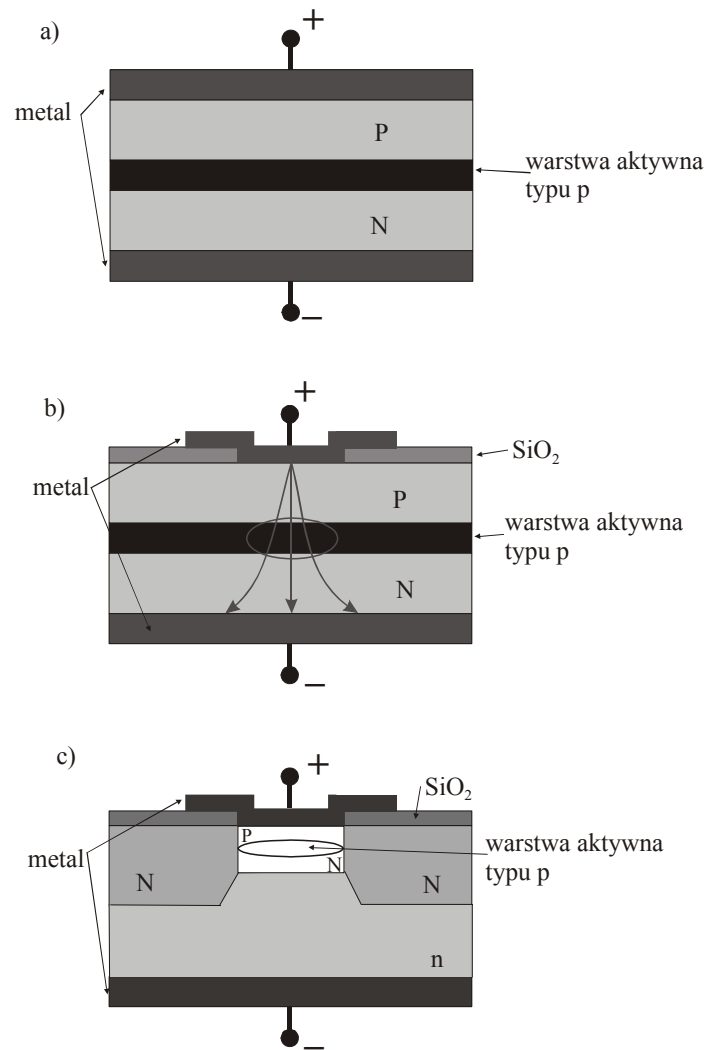
Struktury paskowe można podzielić na

- kontrolowane przez wzmocnienie (ang. gain-guided diodes) (Rys.5.71.b)
- kontrolowane przez współczynnik (ang. index-guided diodes) (Rys.5.71.c).

Struktury paskowe kontrolowane przez wzmocnienie wykorzystują te same zjawiska fizyczne, co struktura (Rys.5.71.a) z tą różnicą, że warstwa monolityczną elektrody dodatniej zastąpiono paskiem metalu. Natomiast diody kontrolowane przez współczynnik załamania wprowadzają „spułapkowanie” fotonów (ang. photons confinements). Zasadę spółapkowania fotonów przedstawiono na rysunku 5.71.c. Cienka warstwa typu „p” o mniejszej przerwie energetycznej niż otaczające cztery warstwy, które są dodatkowo charakteryzowane przez mniejsze współczynniki załamania niż warstwa aktywna „p”. Dzięki takiej geometrii wewnątrz warstwy aktywnej ma miejsce całkowite wewnętrzne odbicie i fotony zostają „uwięzione” w warstwie aktywnej. Taka geometria czyni bardziej efektywnym sprzężenie zwrotne i inwersję obsadzeń. Gdy zredukujemy grubość warstwy aktywnej „p” poniżej 50nm, mają miejsce dodatkowe efekty kwantowe na złączu. Zarówno pasmo walencyjne i pasmo przewodnictwa o energii i pędzie zależnym od grubości warstwy. Takie podwójne heterostruktury noszą nazwę studni kwantowych (ang. quantum wells). Jeżeli w diodzie występuje pojedyncza warstwa, nazywa się pojedynczą studnią kwantową (ang. single-quantum-well, SQW), gdy jest ich więcej noszą nazwę wielokrotnych studni kwantowych (ang. multiple-quantum-well, MQW).

Aby diody laserowe osiągały duże moce, pojedyncze diody są upakowane w matryce. Jednowymiarowe matryce ustawione są w szereg i odsunięte na odległość około  $10\ \mu m$ . Dwuwymiarowe matryce są złożone z warstw matryc jednowymiarowych, ustawionych jedna nad drugą. Takie matryce mogą emitować moce rzędu 100W w pracy ciągłej. Ten typ matryc używany jest do pompowania laserów na

ciele stałym (np. Nd:YAG lub Nd:YV<sub>04</sub>). Jakość wiązki matryc diodowych jest słaba, ponieważ pojedyncze diody nie są zazwyczaj zsynchronizowane w fazie, ale dla wydajnego pompowania nie ma to większego znaczenia. Aby poprawić synchronizację, zaproponowano konfigurację typu ROW (ang. resonant optical waveguide array).

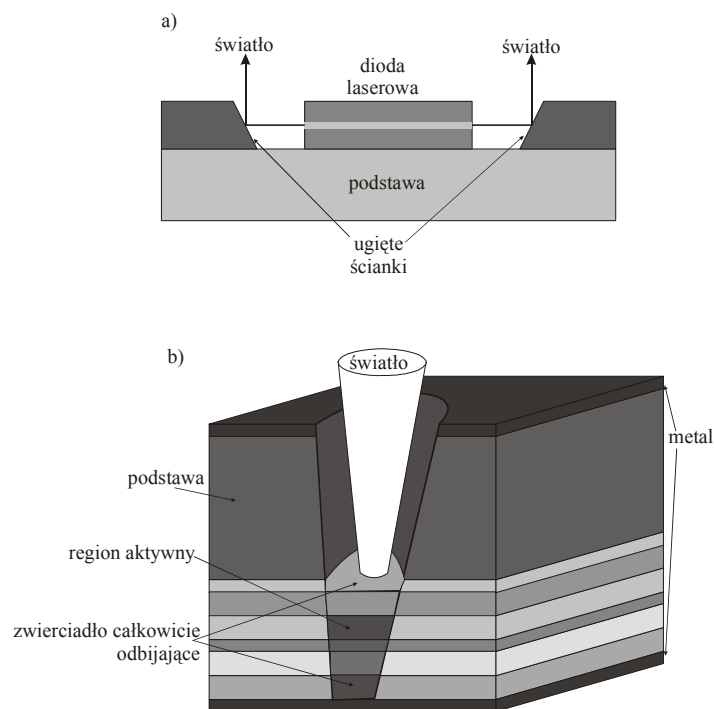


Rys.5.71 Typy diód, a) podstawowa podwójna heterostruktura, b) kontrolowane przez wzmocnienie, geometria paskowa, c) kontrolowane przez współczynnik załamania

Powróćmy do klasyfikacji przedstawionej na rysunku 5.64. Dotychczas omawialiśmy diody LED i lasery diodowe emitujące brzegami. Noszą one nazwę krawędziowych laserów diodowych (ang. edge-emitting diode lasers). Istnieje jednak

duża grupa laserów diodowych emitujących powierzchniowo, prostopadle do płaszczyzny złącza (ang. surface-emitting diode lasers), które zostały przedstawione na rysunku 5.72. Podzielić je można na dwie grupy:

- a) laser diodowy powierzchniowo-krawędziowy (ang. planar-cavity surface emitting diode lasers PCSEL)
- b) laser diodowy wertykalny (ang. vertical cavity surface emitting diode lasers VCSEL).



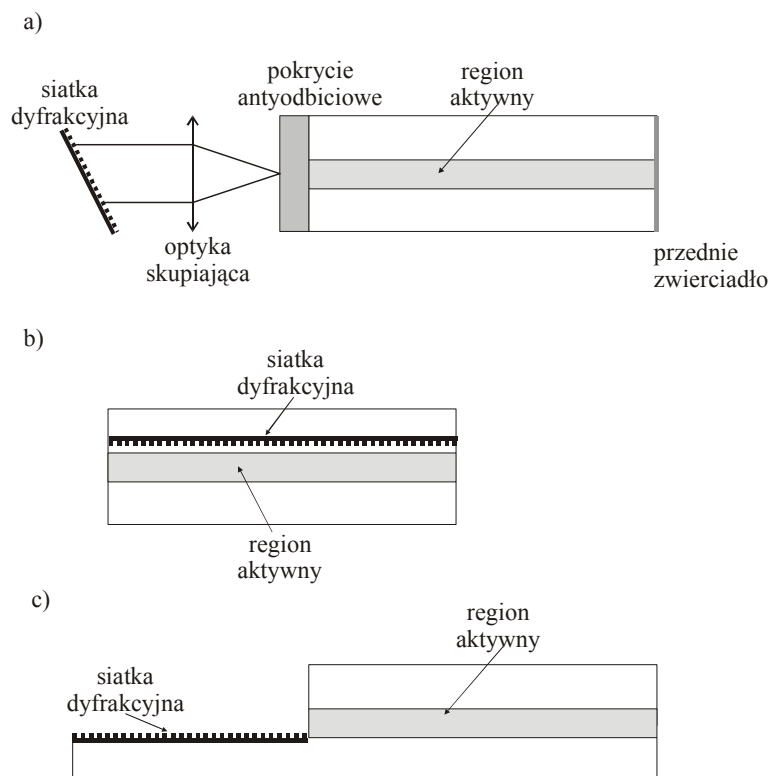
Rys.5.72 a) dioda powierzchniowa (ang. planar-cavity surface-emitting diode laser PCSEL), b) laser diodowy wertykalny (ang. vertical cavity surface emitting diode laser VCSEL).

### 5.4.4.3. Lasery z rozłożonym odbiciem Bragga (DBR). Lasery z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym (DFB).

Innym sposobem kontrolowania długości fali jest zastosowanie siatek dyfrakcyjnych. Siatki Bragga omówiliśmy w wersji dla laserów światłowodowych. Dla laserów półprzewodnikowych rozróżniamy trzy główne konfiguracje:

- a) lasery z zewnętrzną siatką
- b) lasery z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym (DFB)
- c) lasery z odbiciem Bragga (DBR)

Konfiguracje te przedstawiono na rysunku 5.73.



Rys.5.73 Konfiguracje używane w wąskopasmowych laserach diodowych:

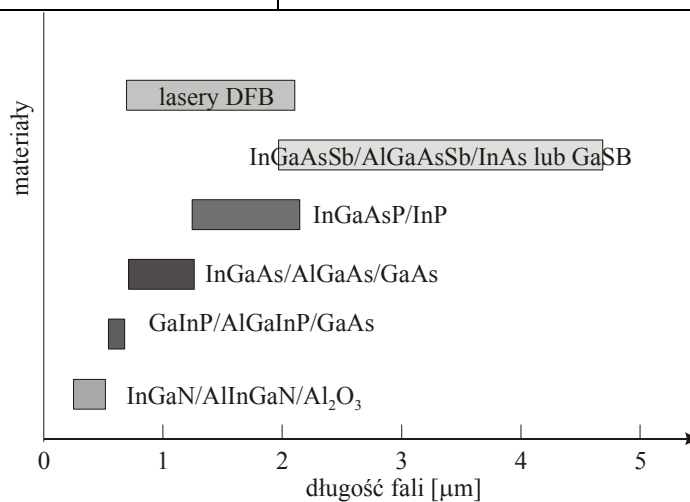
- a) zewnętrzna siatka rozłożone sprzężenie zwrotne, b) rozłożone sprzężenie zwrotne (DFB), c) rozłożone odbicie Bragga (DBR)

Pierwsze materiały półprzewodnikowe używane w laserach diodowych to arsen, glin, gal (As, Al., Ga). Pierwszy laser diodowy GaAs emitował wokół 900nm. Dwuskładnikowe materiały półprzewodnikowe mają ściśle określoną długość faliemitowanej. Trój i czteroskładnikowe materiały pokrywają szeroki zakres spektralny w zależności od stosunku mieszania. Na przykład, zmieniając stężenie glinu X w  $Ga_{1-x}Al_xAs$  od 0 do 0.45, możemy zmienić emisję lasera od 620 do 870nm. Stosując materiały z III i V grupy – GaIn P/Ga In AIP emitują promieniowanie z szerokiego zakresu od zakresu widzialnego do podczerwieni.

Z kolei półprzewodniki należące do grupy II i VI (Zn,Se) mają większą przerwę energetyczną  $\Delta E$  niż GaAs i GaInP. Materiały te są brane pod uwagę jako źródła światła niebieskiego i zielonego, ale dotychczas ich czas pracy to zaledwie kilkaset godzin. Innymi kandydatami w wyścigu do uzyskania niebieskiego lasera diodowego są półprzewodniki z grupy III i V (Ga,N). Pierwsza niebieska dioda zbudowana została z azotku galu (GaN) na szafirowym podłożu w latach 1990-tych przez Nakamurę i jest dostępna handlowo. Azotek galu z indem w warstwie aktywnej przesuwają emisję do 420nm (emisja ciągła), ale czas życia laserów diodowych opartych na tych materiałach jest bardzo ograniczony w porównaniu z milionami godzin w komercyjnych diodach. Należy podkreślić, że przesunięcie w kierunku fali zielonych jest niezmiernie korzystnym zjawiskiem choć niebieskie światło jest korzystniejsze niż zielone w optycznym zapisie dysków CD, to optyka oparta na świetle zielonym jest trwalsza, a ponadto bezpieczniejsza dla oczu. Niestety, obszar zielony jest jeszcze niedojrzałą technologią. Ostatnie badania pokazują, że azotki są obiecującym materiałem nie tylko w ultrafiolecie, ale również w podczerwieni. Zmiany współczynnika załamania od 2.34 do 2.03 w  $Al_xGa_{1-x}N$  wprowadzone przez zmiany X przesuwają emisję do 1550nm i czyni te materiały idealne do III okna transmisyjnego w komunikacji optycznej [32].

Tabela 5.5 Materiały półprzewodnikowe [32]

Material	Wavelength [nm]
GaN	350
ZnSe	525
AlGaInP	650–680
Ga <sub>0.5</sub> In <sub>0.5</sub> P	670
Ga <sub>1-x</sub> Al <sub>x</sub> As	620–900
GaAs	900
In <sub>0.2</sub> Ga <sub>0.8</sub> As	980
In <sub>1-x</sub> Ga <sub>x</sub> As <sub>y</sub> P <sub>1-y</sub>	1100–1650
In <sub>0.73</sub> Ga <sub>0.27</sub> As <sub>0.58</sub> P <sub>0.42</sub>	1310
In <sub>0.58</sub> Ga <sub>0.42</sub> As <sub>0.9</sub> P <sub>0.1</sub>	1550
InGaAsSb	1700–4400
PbEuSeTe	3300–5800 } cryogenic temperature
PbSSe	
PbSnTe	6300–29000

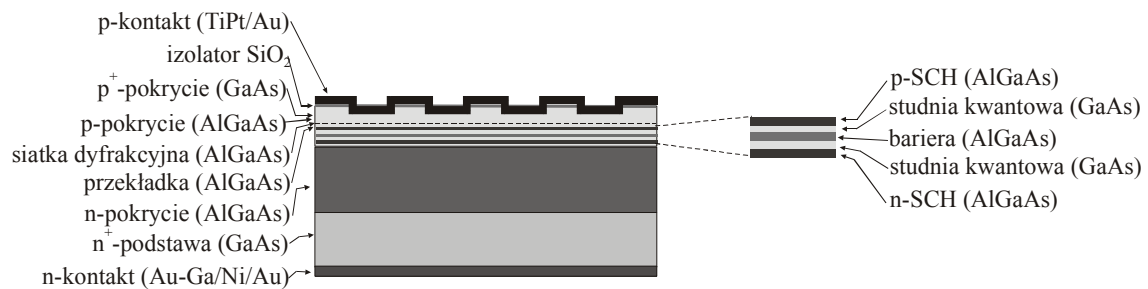




Rys.5.74 Zakresy spektralne dla różnych materiałów półprzewodnikowych [33]

Lasery diodowe podobnie jak inne lasery są przestrajalne, choć w dużo mniejszym niż lasery na ciele stałym. Przestrajalność laserów diodowych można osiągnąć bądź przez zmiany temperatury albo prądu zasilającego. Wybór określonej długości fali można dokonać za pomocą elementów dyspersyjnych jak to ma miejsce w laserach DFB i DBR.

Dotychczas dyskutowaliśmy jedynie zasady rozmaitych heterostruktur. Rys.5.75 przedstawia szczegóły skomplikowanej struktury półprzewodnikowej z zastosowaniem studni kwantowej w realnym laserze diodowym.



Rys.5.75 Struktura lasera diodowego ze sprzężeniem zwrotnym [33]

Zaawansowany rozwój laserów diodowych, który nastąpił w latach 1980 i 1990-tych doprowadził do wyprodukowania stabilnych, bardziej kierunkowych, emitujących w szerokim zakresie spektralnym od ultrafioletu do podczerwieni. Lasery diodowe stanowią niezwykle ważny element w rozwoju transmisji optycznej. Lasery DFB i DBR z zakresu 1.3-1.55  $\mu\text{m}$  są komercyjnie dostępne i stosowane w telekomunikacji optycznej. Diody InGaAs jako warstwy aktywne otoczone przez GaAlAs, na podłożu GaAs są używane do pompowania wzmacniaczy erbowych za pomocą długości fali

980nm. Rozwój sieci optycznych ze zwielokrotnieniem długości fali (WDM) wymaga szerokoprzestrzajalnych laserów didowych.

Szerokość widmowa impulsu optycznego transmitowanego w światłowodzie nie jest jedynym parametrem determinującym szybkość transmisji danych. Wraz z rozwojem usług telekomunikacyjnych istnieje potrzeba generowania coraz krótszych impulsów.

Można to uczynić za pomocą :

- modulacji bezpośredniej lasera
- modulacji zewnętrznej za pomocą modulatorów, które omówimy w rozdziale 7
- generowania ultrakrótkich impulsów, które omówiliśmy w rozdziale 5.3

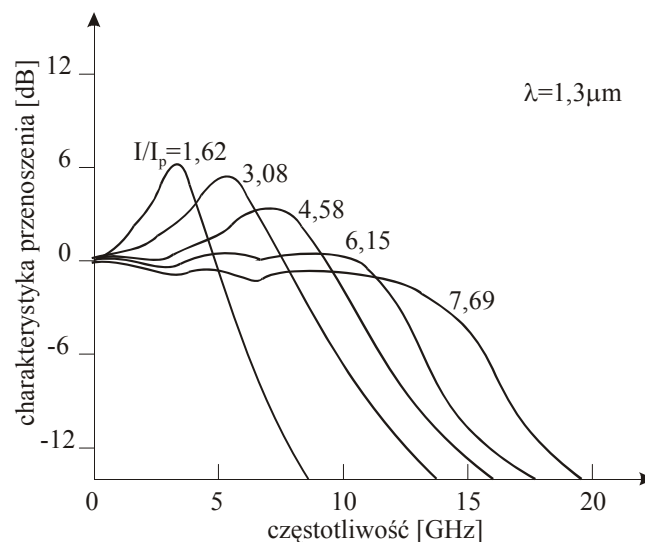
Jak dla wszystkich laserów, techniki z przełączeniem dobroci (ang. Q-switching) oraz techniki synchronizacji modów opisanej w rozdziale 5.3 może być zastosowania w laserach półprzewodnikowych. Generacja ultrakrótkich impulsów w laserach półprzewodnikowych jest przedmiotem wielu badań począwszy od lat 70-tych. Wielu ekspertów uważa, że prawdziwa rewolucja w telekomunikacji optycznej zależy od impulsowych laserów półprzewodnikowych. Szczegóły dotyczące impulsowych laserów półprzewodnikowych przedstawiono w [34].

Tutaj omówimy generowanie krótkich impulsów za pomocą metody bezpośredniej modulacji lasera. Jeżeli zmieniamy okresowo prąd płynący przez laser zmieniamy w czasie natężenie światła emitowanego przez laser. Transformata Fouriera zmian w czasie dostarcza widmo w domenie częstości  $f_m$  będący charakterystyką modulacyjną lasera. Parametrem, który określa szerokość widmową modulacji jest **pasmo modulacji**  $f_{3dB}$  zdefiniowane jako częstotliwość, dla której widmo w domenie częstości  $|H(f_m)|$  maleje dwukrotnie w porównaniu z wartością tej funkcji bez modulacji  $|H(0)|$ . Zakładając, że amplituda prądu modulującego  $I_m$  jest niewielka i możemy założyć, że  $I_m \ll I - I_p$ , gdzie  $I$  oraz  $I_p$  są wartościami prądu przyłożonego do lasera diodowego i prądu progowego, odpowiednio. Można pokazać, że  $|H(f_m)|$  w tak zwanym przybliżeniu małosygnałowym, które omówiliśmy w rozdziale 5.1.2, wyraża się wzorem [35]

(5.107)

$$H(f_m) = \frac{P_m(f_m)}{P_m(0)} = \frac{\Omega_R^2 + \Gamma_R^2}{(\Omega_R + 2\pi f_m - i\Gamma_R)(\Omega_R - 2\pi f_m - i\Gamma_R)}$$

gdzie  $\Omega_R$  jest częstotliwością modulacji,  $\Gamma_R$  jest dekrementem tłumienia drgań relaksacyjnych w materiale półprzewodnikowym z którego zbudowany jest laser diodowy. Funkcja  $|H(f_m)|$  jest płaska dla  $f_m \ll \Omega_R / 2\pi$ , osiąga maksimum dla  $f_m = \Omega_R / 2\pi$  i szybko maleje dla  $f_m \gg \Omega_R / 2\pi$  (Rys.5.76)



Rys.5.76 Charakterystyki modulacyjne lasera DFB dla różnych prądów polaryzacji [36]

Dla  $\Omega_R \gg \Gamma_R$  szerokość pasma modulacji wynosi

$$f_{3dB} = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \Omega_R = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{3G_N}{q} (I - I_p)} \quad (5.108)$$

gdzie  $G_N$  określa zależność między szybkością emisji wymuszonej a liczbą elektronów  $N$ . Zależność (5.108) ta określa związek między pasmem modulacji i prądem progowym.

## 5.5. Teoretyczne podstawy zjawisk zachodzących w półprzewodnikach [31]

W rozdziale 5.4.4.1. opisaliśmy półprzewodniki samoistne i domieszkowane. Kluczowymi pojęciami w zrozumieniu działania lasera diodowego jest pasmo walencyjne i pasmo przewodnictwa. Wyjaśniliśmy w sposób intuicyjny przyczyny powstania pasm energetycznych w kryształach, ale dla osób, które czują niedosyt prezentujemy bardziej precyzyjną formę opisu.

Zachowanie elektronów w izolowanym atomie lub cząsteczce opisuje równanie Schrödingera. Rozwiązanie równania Schrödingera nie jest proste i ma postać analityczną tylko dla atomu wodoru. Chemia kwantowa stosuje metody numeryczne bazując na metodach takich jak teoria zaburzeń i metoda wariacyjna do obliczenia energii orbitali elektronowych w cząsteczce. W strukturze krystalicznej mamy  $N$  atomów, których w żadnym wypadku nie można traktować jako izolowane atomy, bowiem oddziaływanie między atomami jest bardzo silne ze względu na ścisłe upakowanie w sieci krystalicznej. Tak więc, bez zastosowania drastycznych uproszczeń, rozwiązanie równania Schrödingera w ciele stałym byłoby niemożliwe. Okazuje się, że większość własności metali i półprzewodników można opisać za pomocą następujących modeli:

- model swobodnych elektronów (gaz Fermiego),
- model prawie swobodnych elektronów (model Kroniga-Penneya).

Model swobodnych elektronów pozwala dobrze opisać ciepło właściwe, przewodność cieplną, przewodność elektryczną, podatność magnetyczną oraz elektrodynamikę metali. Zawodzi przy opisie różnic między metalami, półprzewodnikami i izolatorami, własności transportowych, zwłaszcza magnetotransportowych. Okazuje się, że zastosowanie modelu prawie swobodnych elektronów, uwzględniającego periodyczną

strukturę kryształu, jest niezwykle owocna. Przede wszystkim, pozwala wytłumaczyć istnienie pasm energetycznych oraz przerwę energetyczną.

### 5.5.1. Model swobodnych elektronów

W modelu swobodnych elektronów zakładamy, że elektrony przewodnictwa w metalu mogą bez zderzeń z innymi elektronami pokonywać duże odległości w przestrzeni sieci krystalicznych. Rdzenie stanowią tylko niewielki procent objętości kryształu. Weźmy dla przykładu sód ( $^{11}\text{Na}$ ). Rdzenie jonów sodu zajmują tylko ok. 15% objętości kryształu. Jego struktura elektronowa jest następująca:  $(1s)^2 (2s)^2 (2p)^6 (3s)^1$ . W ciele stałym poziom 3s jest znacznie poszerzony w porównaniu z poziomem 3s izolowanego atomu, podobnie jak inne zajęte i nie zajęte poziomy elektrony. W metalach sąsiednie poziomy nakładają się (Rys.5.49). Oznacza to, że ostatni zajęty poziom 3p nakładają się i elektron może znaleźć się bądź na poziomie 3s, bądź 3p. Ten obszar nakładania się poziomów nosi nazwę pasma przewodnictwa, gdyż elektrony 3s i 3p są uwspólnione dla wszystkich atomów i mogą swobodnie wędrować przez ciało stałe. Pozostaje pytanie, dlaczego faza krystaliczna jest tak „przezroczysta” dla elektronów? Wynika to z faktu, że a) elektrony przewodnictwa nie są rozpraszane przez rdzenie jonowe rozmieszczone periodycznie w sieci, ponieważ elektrony mają charakter fal swobodnie rozchodzących się w strukturach periodycznych, b) z zasady Pauliego wynika, że elektrony przewodnictwa rzadko rozpraszają się na sobie.

Przez **gaz Fermiego** rozumiemy gaz swobodnych elektronów podlegających zasadzie Pauliego.

Dla gazu Fermiego stanem podstawowym jest stan  $N$  elektronów swobodnych w temperaturze zera bezwzględnego. Co dzieje się, gdy temperatura  $T$  rośnie? Prawdopodobieństwo obsadzenia każdego stanu jednoelektronowego (orbitalu) tzn.

prawdopodobieństwo, że stan o energii  $E_n$  jest obsadzony (określone jest przez **rozkład Fermiego**)

$$f_0(E_n) = \frac{1}{e^{(E_n - \mu)/kT} + 1}. \quad (5.109)$$

gdzie  $f_0(E_n)$  określa prawdopodobieństwo obsadzenia orbitalu o energii  $E_n$ ,  $k$  jest stałą Boltzmann. Wyprowadzenie tego wzoru znajdzie czytelnik w każdym podręczniku fizyki statystycznej [37]. Gdy uwzględnimy spin, cząsteczki rozkład ten nosi nazwę **rozkładu Fermiego - Diraca**. Wyrażenie (5.109) zostało wyprowadzone dla gazu doskonałego cząsteczek zwanych fermionami, do których należą elektrony. Okazuje się jednak, że model gazu doskonałego swobodnych elektronów może być z powodzeniem stosowany do opisu oddziaływania elektronów walencyjnych atomów znajdujących się w kryształach. W temperaturze zera bezwzględnego potencjał chemiczny  $\mu = E_F$  i nosi nazwę **energii Fermiego**. Pojęcie energii Fermiego ma sens tylko w stanie równowagi termodynamicznej. Dla metali energia Fermiego jest energią najwyższego obsadzanego poziomu układu  $N$  elektronów w stanie podstawowym, poniżej której wszystkie stany elektronowe są zajęte, a powyżej której wszystkie stany są puste. W próżni energia potencjalna elektronu jest większa od energii Fermiego (5.109) i różnica nosi nazwę pracy wyjścia  $W$  (Rys.5.77). W temperaturze zera bezwzględnego funkcja opisująca rozkład Fermiego w metalach jest funkcją schodkową, czyli

$$f_0(E_n) = 1, \quad \text{dla } E_n < E_F, \quad (5.110)$$

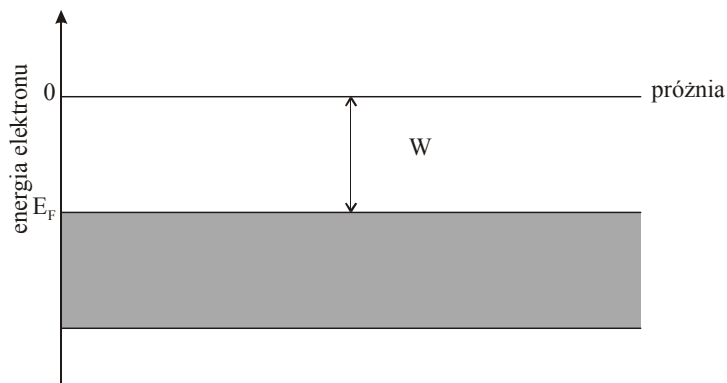
$$f_0(E_n) = 0, \quad \text{dla } E_n > E_F. \quad (5.111)$$

W temperaturach powyżej zera bezwzględnego rozkład Fermiego opisywany jest funkcją bardziej gładką (Rys.5.78), niewielka bowiem część elektronów mających dodatkową energię termiczną  $kT$  może przejść na poziomy o energii wyższej niż energia Fermiego. W półprzewodniku w temperaturze zera bezwzględnego spodziewamy się, że

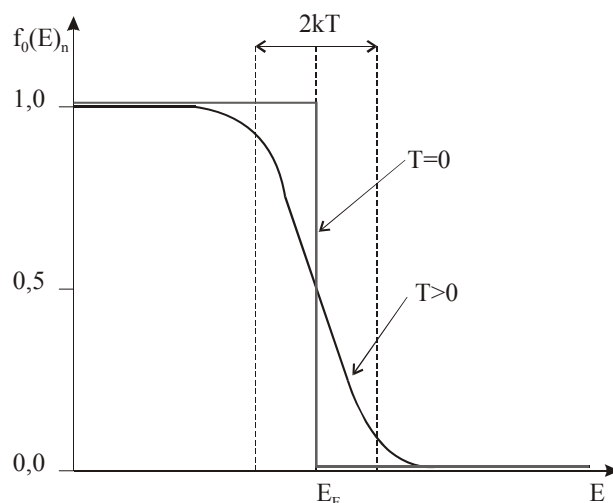
wszystkie stany w paśmie walencyjnym będą obsadzone ( $f_0(E_n) = 1$ ), a wszystkie stany w paśmie przewodnictwa puste ( $f_0(E_n) = 0$ ). W temperaturze wyższej od zera bezwzględnego pewna niewielka liczba elektronów zostanie wzbudzona do pasma przewodnictwa, a w paśmie walencyjnym powstanie pewna liczba dziur. Dla półprzewodnika samoistnego, w którym liczba dziur w paśmie walencyjnym jest równa liczbie elektronów w paśmie przewodnictwa, energia Fermiego musi leżeć w połowie odległości między najwyższą energią pasma walencyjnego i najniższą energią pasma przewodnictwa, szczególnie wtedy gdy gęstość stanów w pobliżu krawędzi pasma przewodnictwa jest taka sama jak w pobliżu krawędzi pasma walencyjnego. Dla  $E_n = E_F$ ,  $f_0(E_n) = \frac{1}{2}$  dla wszystkich temperatur  $T$  różnych od zera bezwzględnego. W obszarze wyższych energii, dla których spełniony jest warunek  $E_n - \mu \gg kT$ , funkcja rozkładu Fermiego-Diraca przyjmuje postać rozkładu Boltzmann

(5.112)

$$f_0(E_n) = \exp[(\mu - E_n) / kT]$$



Rys.5.77 Schemat poziomów energetycznych elektronów w metalu



Rys.5.78 Rozkład Fermiego w temperaturze zera bezwzględnego  $T=0$ , oraz dla  $T>0$

Całkowitą energię elektronów w paśmie przewodnictwa można obliczyć ze wzoru

$$E_{el} = \sum_n E_n f_0(E_n) \approx \sum_n E_n e^{-E_n / kT} \quad (5.113)$$

Ponieważ  $f_0(E_n)$  jest prawdopodobieństwem, że elektron obsadza poziom o energii  $E_n$ , to  $1 - f_0(E_n)$  jest prawdopodobieństwem tego, że stan o tej energii nie jest obsadzony przez elektron, czyli jest obsadzony przez dziurę (jeśli energie dotyczą pasma walencyjnego).

### 5.5.2. Poziomy energetyczne swobodnych elektronów dla przypadku jednowymiarowego [30 ]

Rozważmy gaz Fermiego swobodnych elektronów dla przypadku jednowymiarowego. Ponieważ w gazie Fermiego swobodne elektrony nie oddziałują ze sobą (energia potencjalna jest zanedbywalna), rozważmy pojedynczy elektron o masie  $m$  poruszający się w przestrzeni jednowymiarowej. Załóżmy, że elektron został zamknięty w jednowymiarowym pudle o długości  $L$ , czyli że wartości współrzędnej  $x$



ograniczona sa do przedziału  $0 \leq x \leq L$ . Wewnątrz pudła na elektron nie działają żadne siły, zaś na granicach pudła elektron doznaje nieskończonej bariery potencjału.

Funkcja falowa elektronu  $\psi_n(x)$  jest rozwiązaniem równania Schrödingera

$$H\psi_n = E\psi_n \quad (5.114)$$

i nosi nazwę orbitalu n-tego elektronu. Używamy określenia orbital, aby podkreślić, że jest to rozwiązanie dla układu zawierającego tylko jeden elektron. Model orbitali jest rozwiązaniem ścisłym tylko wtedy, gdy założymy, że nie ma oddziaływania między elektronami. Dla układu N elektronów w modelu gazu elektronów swobodnych, całkowita energia jest sumą energii poszczególnych elektronów, zaś każdemu z N elektronów jest przypisanych N różnych orbitali.

Ponieważ energia potencjalna jest zaniedbywalna, Hamiltonian  $H$  wyraża się wzorem

$$H = \frac{p^2}{2m} \quad (5.115)$$

gdzie  $p$  oznacza pęd elektronu. W mechanice kwantowej pędowi odpowiada operator

$$p = -i\hbar \frac{d}{dx} \quad (5.116)$$

czyli równanie Schrödingera przyjmuje postać

$$H\psi_n = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi_n}{dx^2} = E_n\psi_n \quad (5.117)$$

gdzie  $E_n$  jest energia n-tego orbitalu.

Elektron zamknięty w pudle i odbijający się od jego ścian opisywany jest przez funkcję falową  $\psi$  odpowiadającą fali stojącej

$$\frac{n\lambda}{2} = L \quad (5.118)$$

której amplituda musi znikać na ścianach tego pudła (jak również na zewnątrz). Funkcja falowa elektronu ma zatem postać

$$\psi(x) = A \sin kx \quad (5.119)$$

i musi spełniać warunki brzegowe

$$\psi(0) = 0, \quad \psi(L) = 0 \quad (5.120)$$

Wyrażenie (5.119) spełnia oczywiście warunek  $\psi(0) = 0$ , natomiast, aby został również spełniony warunek  $\psi(L) = 0$ , stała  $k$  musi być taka że

$$kL = \pi n \quad \text{gdzie: } n = 1, 2, 3, 4, \dots, n \quad (5.121)$$

czyli

$$\frac{n\lambda}{2} = L \quad \Rightarrow \quad n \frac{k\lambda}{2} = \pi n \quad (5.122)$$

a stąd

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (5.123)$$

Tak więc stała  $k$  ma sens liczby falowej i wiąże się z pędem elektronu  $p$  poprzez wyrażenie

$$p = \hbar k = \frac{h}{\lambda} \quad (5.124)$$

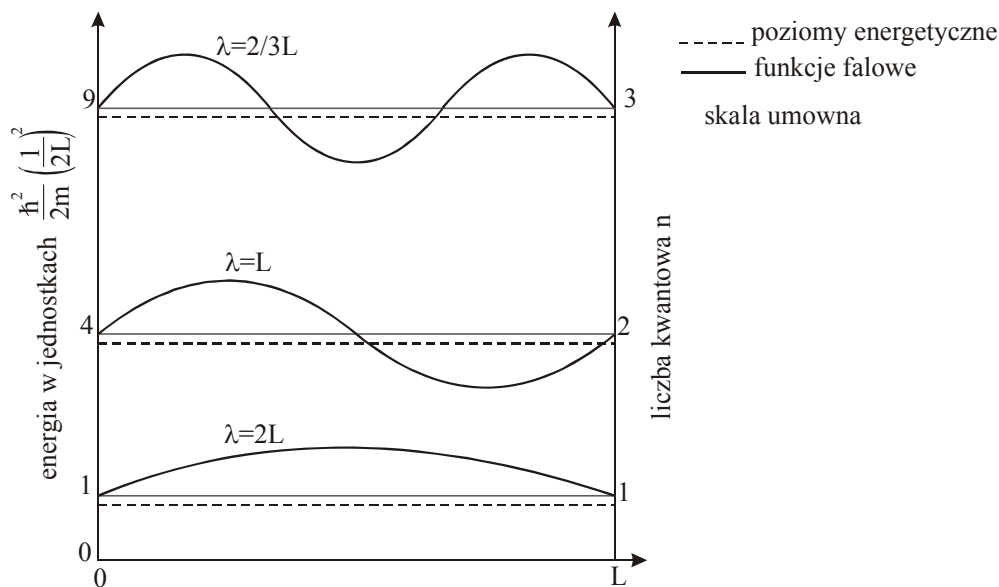
Energia elektronu jest jego energią kinetyczną, ponieważ elektron nie ma energii potencjalnej spowodowanej siłami zewnętrznymi, i wyraża się wzorem

$$E = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} \frac{p^2}{m} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (5.125)$$

Podstawiając (5.121) do (5.125) otrzymujemy wzór na energię kolejnych orbitali

$$E_n = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\pi^2 n^2}{L^2} \quad (5.126)$$

Rysunek 5.79 przedstawia poziomy energii elektronu obliczone ze wzoru (5.126) i funkcje falowe elektronu o masie  $m$ , którego ruch jest ograniczony do jednowymiarowego obszaru o długości  $L$



Rys.5.79 Poziomy energii i funkcje falowe elektronu o masie  $m$ , którego ruch jest ograniczony do jednowymiarowego obszaru o długości  $L$

Niech  $n_F$  oznacza najwyższy obsadzony poziom energii. Najpierw obsadzany jest poziom najniższy ( $n=1$ ), potem stopniowo kolejne wyższe, aż rozmieszczone zostaną wszystkie  $N$  elektronów. Energia, odpowiadająca najwyższej obsadzonego poziomu układ  $N$  elektronów w stanie podstawowym nosi nazwę energii Fermiego. Podstawiając  $n = n_F$  do równania 5.126 otrzymujemy wyrażenie na energię Fermiego dla układu jednowymiarowego

$$\varepsilon_F = \frac{\hbar^2}{2m} \left( \frac{n_F \pi}{L} \right)^2 = \frac{\hbar^2}{2m} \left( \frac{N\pi}{2L} \right)^2 \quad (5.127)$$

zaś funkcja rozkładu Fermiego-Diraca określa prawdopodobieństwo obsadzenia orbitala o energii  $\varepsilon$  dla gazu elektronowego znajdującego się w równowadze cieplnej wyraża się wzorem

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{\exp[(\varepsilon - \mu) / k_B T] + 1} \quad (5.128)$$

gdzie  $\mu$  jest potencjałem chemicznym i zależy od temperatury. W temperaturze zera bezwzględnego  $\mu = \varepsilon_F$ .

Obliczmy liczbę stanów  $\phi(E)$  oraz gęstość stanów  $\Omega(E)$ , czyli liczbę orbitali przypadających na jednostkę energii w przedziale energii  $E, E + \delta E$ . Przypuśćmy, że wewnątrz jednowymiarowego pudła o długości  $L$  porusza się swobodnie elektron o masie  $m$ . Możliwe wartości poziomów energetycznych takiego układu opisuje wzór przed chwilą wyprowadzony (5.126)

$$E = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\pi^2}{L^2} n^2 \quad (5.127)$$

stąd:

$$n = \frac{L}{\pi\hbar} (2mE)^{1/2} \quad (5.128)$$

Ponieważ kolejne stany kwantowe odpowiadają wartościom  $n$  różniącym się o jeden, więc

$$\phi(E) = n \quad \text{oraz} \quad \Omega(E) = \frac{d\phi(E)}{dE} \delta E \quad (5.129)$$

czyli:

$$\Omega(E) = \frac{L}{\pi\hbar} (2m)^{1/2} \frac{1}{2} (E)^{-1/2} \delta E = \frac{L}{2\pi\hbar} (2m)^{1/2} E^{-1/2} \delta E \quad (5.130)$$

### 5.5.3. Poziomy energetyczne swobodnych elektronów dla przypadku trójwymiarowego [30]

Rozważmy teraz pojedynczy elektron w trójwymiarowym pudle. Równanie Schrödingera w trzech wymiarach przyjmuje postać

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \psi_k(\mathbf{r}) = \varepsilon_k \psi_k(\mathbf{r}) \quad (5.131)$$

Dla uproszczenia przyjmujemy że pudło ma kształt sześcianu o krawędzi  $L$

$$L_x = L_y = L_z \quad (5.132)$$

Dla elektronu w sześcianie o krawędzi  $L$  funkcja falowa jest falą stojącą

$$\psi_n(r) = A \sin(\pi n_x x / L) \sin(\pi n_y y / L) \sin(\pi n_z z / L) \quad (5.133)$$

Funkcja falowa spełnia periodyczne warunki brzegowe

$$\psi(x + L, y, z) = \psi(x, y, z) \quad (5.134)$$

i podobnie dla współrzędnych  $y$  i  $z$

Wewnątrz pudła funkcja falowa ma postać fali płaskiej

$$\psi_k(r) = \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \quad (5.135)$$

pod warunkiem, że składowe wektora falowego  $\mathbf{k}$  są równe

$$k_x = 0, \pm \frac{2\pi}{L}, \pm \frac{4\pi}{L} \quad (5.136)$$

i podobnie dla składowych  $k_y, k_z$

bowiem wtedy spełniony jest warunek periodyczności (5.134)

(5.137)

$$\begin{aligned} \exp[ik_x(x + L)] &= \exp[i2n\pi(x + L) / L] = \\ \exp(i2n\pi x / L) \exp(i2n\pi) &= \exp(i2n\pi x / L) = \exp(ik_x X) \end{aligned} \quad (5.138)$$

Podstawiając (5.135) do (5.131) otrzymujemy energię  $\varepsilon_k$  orbitala o wektorze falowym  $\mathbf{k}$

$$\varepsilon_k = \frac{\hbar^2}{2m} k^2 = \frac{\hbar^2}{2m} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) \quad (5.139)$$

Podstawiając (5.136) do (5.139) otrzymujemy

$$E = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\pi^2}{L^2} (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2) \quad (5.140)$$

W mechanice kwantowej operatorowi pędu odpowiada  $\mathbf{p} = -i\hbar\nabla$ , skąd dla orbitalu (5.135) otrzymujemy

$$\mathbf{p}\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = -i\hbar\nabla\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \hbar\mathbf{k}\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \quad (5.141)$$

czyli fala płaska  $\psi_{\mathbf{k}}$  jest funkcją własną, a  $\hbar\mathbf{k}$  są wartościami własnymi operatora pędu

W stanie podstawowym orbitale obsadzone przez  $N$  elektronów są reprezentowane przez punkty wewnątrz pewnej kuli w przestrzeni wektorów falowych  $\mathbf{k}$ .

Powierzchnia tej kuli odpowiada energii Fermiego i wektorom falowym o wartości  $k_F$ .

$$\varepsilon_F = \frac{\hbar^2}{2m} k_F^2 \quad (5.142)$$

Z równania (5.140) można wyznaczyć

$$n^2 = n_x^2 + n_y^2 + n_z^2 = \left(\frac{L}{\pi\hbar}\right)^2 (2mE) = R^2 \quad (5.143)$$

W „przestrzeni liczb”, określonej przez trzy wzajemnie do siebie prostopadłe określone osie, możliwe wartości trzech liczb kwantowych znajdować się będą w środkach sześcianów o krawędziach jednostkowych. Dla zadanej wartości  $E$ , wartości  $n_x, n_y, n_z$  spełniające powyższe równanie, znajdują się na powierzchni kuli o promieniu  $R$ , przy czym promień ten równy jest

$$R = \frac{L}{\pi\hbar} (2mE)^{1/2} \quad (5.144)$$

Liczba stanów  $\phi(E)$  o energiach mniejszych od  $E$  jest równa liczbie jednostkowych sześcianów leżących wewnątrz tej części kuli dla których  $n_x, n_y, n_z$ , są dodatnie, czyli w 1/8 objętości kuli o promieniu  $R$ .

$$\phi(E) = 2 \cdot \frac{1}{8} \left(\frac{4}{3} \pi R^3\right) = \frac{\pi}{3} \left(\frac{L}{\pi\hbar}\right)^3 (2mE)^{3/2} = \frac{V}{3\pi^2} \left(\frac{2mE}{\hbar^2}\right)^{3/2} \quad (5.145)$$

Czynnik 2 wynika stąd, że każdej wartości wektora falowego odpowiadają dwie dozwolone wartości spinu elektronu. Gęstość stanów  $\Omega(E)$ , czyli liczba orbitali przypadających na jednostkę energii w przedziale  $E, E + \delta E$  obliczamy z wyrażenia

$$\Omega(E) = \frac{d\phi(E)}{dE} \delta E \quad (5.146)$$

gdzie  $\phi(E)$  wyraża się wzorem (5.145)

Z (5.146) otrzymujemy

$$\Omega(E) = 2 \cdot V \frac{\pi}{6} \frac{(2m)^{3/2}}{\pi^3 \hbar^3} \frac{3}{2} E^{1/2} \delta E = \frac{V}{2\pi^2} \left( \frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} E^{1/2} \delta E \quad (5.147)$$

Z wyrażenia (5.147) otrzymujemy wyrażenie na gęstość stanów na jednostkę objętości

$$\rho(E)\delta E = \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} E^{1/2} \delta E \quad (5.148)$$

Obliczona gęstość stanów dotyczy swobodnych elektronów. Model ten jest bardzo uproszczony i aby zrozumieć podstawowe właściwości półprzewodników należy go zmodyfikować, co uczynimy w następnym rozdziale 5.5.4. Jednak, wzór na gęstość stanów (5.148) możemy wykorzystać dla półprzewodników, gdy masę elektronu  $m$  zastąpimy masą efektywną  $m^*$ . Na przykład, dla GaAs masa efektywna elektronu wynosi  $0.067 m$ , zaś masa efektywna dziur (ciężkich)  $-0.55m$ . Gęstość stanów elektronowych w paśmie przewodnictwa wynosi

$$\rho(E)\delta E = \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2m_e^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E - E_c)^{1/2} \delta E \quad (5.149)$$

gdzie  $E_c$  jest energia dna pasma przewodnictwa, zaś  $m_e^*$  jest masą efektywną elektronu w paśmie przewodnictwa. Gęstość stanów dziur w paśmie walencyjnym wynosi

$$\rho(E)\delta E = \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2m_h^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E_v - E)^{1/2} \delta E \quad (5.150)$$

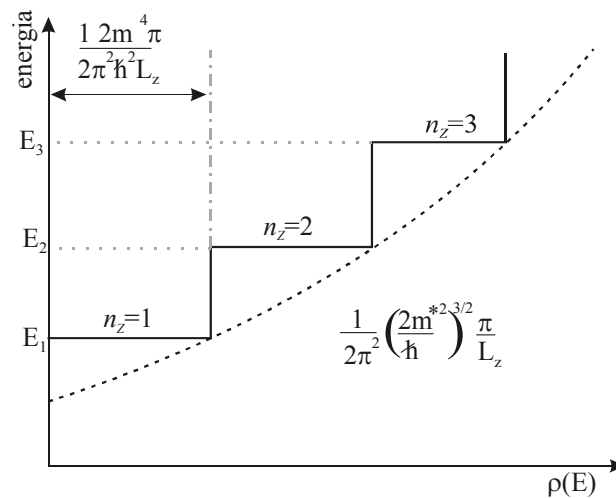
gdzie  $E_v$  jest energią dna pasma walencyjnego zaś  $m_h^*$  jest masą efektywną dziur w paśmie walencyjnym.

Jak mówiliśmy w rozdziale 5.4.4.2 szczególnym przypadkiem heterozłącza jest tzw. studnia kwantowa. Może to być np. heterozłącze typu

$Al_xGa_{1-x}As / GaAs / Al_xGa_{1-x}As$ , gdzie warstwa GaAs jest bardzo cienka, rzędu kilkunastu nm. Gęstość stanów  $\rho(E)$  wyraża się wzorem ( 5.148) . Wzór (5.148) możemy wykorzystać do opisu gęstości stanów w studni kwantowej. Jeżeli założymy, że grubość ośrodka czynnego  $L_z$  jest bardzo mała w porównaniu z wymiarami  $L_x$  i  $L_y$ , jak to ma miejsce w przypadku studni kwantowej, wtedy gęstość stanów w przedziale  $\delta E$  nie zależy od wartości energii  $E$  i wyraża się wzorem

$$\rho(E)\delta E = \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2m_e^*}{\hbar^2} \right) \left( \frac{\pi}{L_z} \right) dE \quad (5.151)$$

Gdzie  $m_e^*$  jest masą zredukowaną elektronu. Gęstość stanów zmienia się skokowo z wielkością liczby kwantowej  $n_z$  ( 5.140) i przedstawiona jest na Rys.5.80



Rys.5.80 Gęstość stanów w półprzewodnikowej studni kwantowej.

Dla porównania linią przerywaną zaznaczono tę samą zależność w przypadku półprzewodników o makroskopowych wymiarach.

Ponieważ gęstość stanów elektronowych w paśmie przewodnictwa i gęstość stanów dziurowych w paśmie walencyjnym należy najczęściej rozpatrywać łącznie, wygodnie jest wprowadzić do wielu rozważań matematycznych pojęcie **gęstości zredukowanej stanów**.



Rozważmy przejście promieniste, połączone z rekombinacją elektron-dziura na złączu  $n$ - $p$

$$h\nu = E_2 - E_1 \quad (5.152)$$

Gęstość stanów elektronowych wokół energii  $E_2$  w paśmie przewodnictwa wynosi (równ. 5.149)

$$\rho_c(E_2)\delta E_2 = \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2m_e^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E_2 - E_c)^{1/2} \delta E_2 \quad (5.153)$$

Gęstość stanów dziurowych wokół energii  $E_1$  w paśmie walencyjnym wynosi (równ. 5.150)

$$\rho_v(E_1)\delta E_1 = \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2m_h^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E_v - E_1)^{1/2} \delta E_1 \quad (5.154)$$

Jednak nie wszystkie przejścia spełniające warunek  $h\nu = E_2 - E_1$  między stanami przewodnictwa z przedziału  $\delta E_2$  mogą osiągnąć dowolny stan walencyjny z przedziału  $\delta E_1$ , a jedynie tylko te, które spełniają prawo zachowania pędu. Zdefiniujmy więc zredukowaną gęstość stanów jako

$$\rho_{red}(h\nu)dE = \rho(k)dk \quad (5.155)$$

czyli

$$\rho_{red}(h\nu) = \frac{1}{2\pi^2} k^2 \frac{dk}{dE} \quad (5.156)$$

Czynnik 2 w mianowniku jest wynikiem wyboru jednego spinu.

Zakładamy, że przejście  $h\nu = E_2 - E_1$  jest przejściem prostym, czyli takim, że pędy elektronu  $\hbar k_c$  w paśmie przewodzenia przed i elektronu w paśmie walencyjnym po przejściu  $\hbar k_v$  są sobie równe

$$\hbar k_c = \hbar k_v \quad (5.157)$$

Pędy i energie związane są następująco

$$\hbar^2 k_c^2 = 2m_e^*(E_2 - E_c) \quad (5.158)$$

$$\hbar^2 k_v^2 = 2m_h^*(E_v - E_1) \quad (5.159)$$

a ich postać różniczkowa wyraża się następująco

$$2\hbar^2 k_c dk_c = 2m_e^* dE_2 \quad (5.160)$$

$$2\hbar^2 k_v dk_v = -2m_h^* dE_1 \quad (5.161)$$

Dodając (5.160) i (5.161) stronami otrzymujemy

$$dE = dE_2 - dE_1 = \hbar^2 \left[ \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \right] k dk \quad (5.162)$$

Z równania (5.162) otrzymujemy  $\frac{dk}{dE}$  i podstawiamy do (5.156). Ostatecznie otrzymujemy

$$\rho_{red}(h\nu) = \frac{1}{2\pi^2 \hbar^2} \frac{2m_e^* m_h^*}{m_e^* + m_h^*} k \quad (5.163)$$

Podstawiając  $k$  z wyrażenia (5.158) do (5.163) oraz korzystając z relacji

$$E_2 - E_c = \frac{m_h^*}{m_h^* + m_e^*} (h\nu - E_g) \quad (5.164)$$

i

$$E_v - E_1 = \frac{m_e^*}{m_h^* + m_e^*} (h\nu - E_g) \quad (5.165)$$

otrzymujemy

$$(5.166)$$

$$\rho_{red}(h\nu) = \frac{1}{4\pi^2} \left( \frac{1}{\hbar^2} \frac{2m_e^* m_h^*}{m_e^* + m_h^*} \right)^{3/2} (h\nu - E_g)^{1/2} = \frac{1}{4\pi^2} \left( \frac{2m_{red}}{\hbar^2} \right)^{3/2} (h\nu - E_g)^{1/2}$$

gdzie

$$m_{red} = \frac{m_e^* m_h^*}{m_e^* + m_h^*} \quad (5.167)$$

Gęstość zredukowaną można wyrazić także jako

$$\rho_{red}(h\nu) = \frac{1}{2} \left[ \frac{1}{\rho_c(E_2)} + \frac{1}{\rho_v(E_1)} \right]^{-1} \quad (5.168)$$

gdzie  $\rho_c(E_2)$  oraz  $\rho_v(E_1)$  wyrażają się wzorami (5.153) i (5.154)

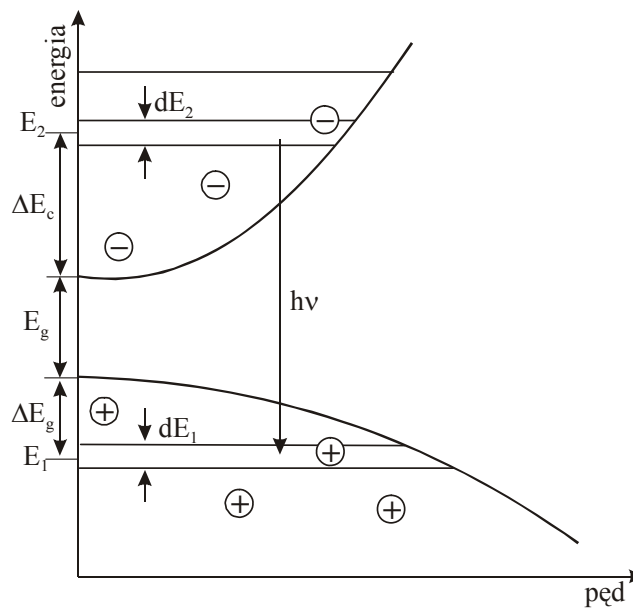
Relacje (5.164 i 5.165) wynikają ze związku między pędami  $\hbar k_c = \hbar k_v$  dla przejścia prostego. Z porównania (5.158) i (5.159) otrzymujemy

$$\Delta E_c = (E_2 - E_c) = \frac{m_h^*}{m_e^*} (E_v - E_1) = \frac{m_h^*}{m_e^*} \Delta E_v \quad (5.169)$$

Ponadto, z rysunku 5.81 wynika relacja

$$E_g + (E_2 - E_c) + (E_v - E_1) = h\nu = E_g + \Delta E_c + \Delta E_v \quad (5.170)$$

Porównując (5.169) i (5.170) otrzymujemy (5.164 oraz 5.165)



Rys.5.81 Schemat ilustrujący przejście międzypasmowe  $h\nu = E_2 - E_1$

### 5.5.4. Model prawie swobodnych elektronów [30]

W poprzednim rozdziale przedstawiono model swobodnych elektronów. Model ten, choć niezwykle uproszczony, pozwala wytłumaczyć zadziwiająco wiele własności takich jak ciepło właściwe, przewodność elektryczna oraz podatność magnetyczna. Niestety model ten zawodzi w opisie wielu własności półprzewodników. Nie potrafi wytłumaczyć obszarów zabronionych, przerwy energetycznej i pasm energetycznych. Dlatego, model swobodnych elektronów został zmodyfikowany poprzez uwzględnienie periodycznej struktury kryształu. Model ten nosi nazwę modelu **prawie swobodnych elektronów**.

W modelu swobodnych elektronów energia przyjmuje dowolne wartości w przedziale od zera do nieskończoności

$$\varepsilon_k = \frac{\hbar^2}{2m} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) \quad (5.171)$$

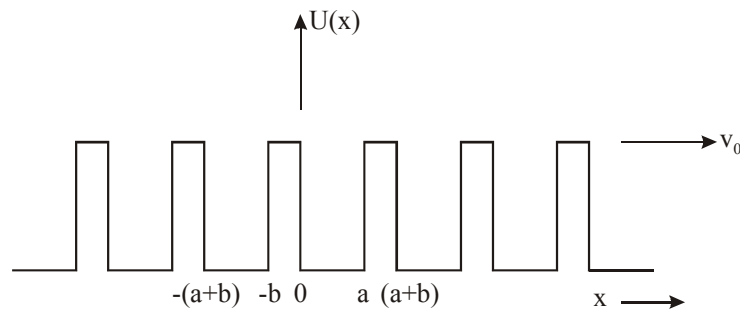
przy periodycznych warunkach brzegowych dla sześcianu o boku  $L$

$$k_x, k_y, k_z = 0, \pm \frac{2\pi}{L}, \pm \frac{4\pi}{L}, \dots \quad (5.172)$$

Funkcje falowe swobodnych elektronów mają postać fali płaskiej

$$\psi_k(r) = \exp(ik \cdot r) \quad (5.173)$$

Jednak w rzeczywistości swobodny ruch elektronów jest zaburzony przez periodyczny potencjał rdzeni jonów (Rys.5.82)

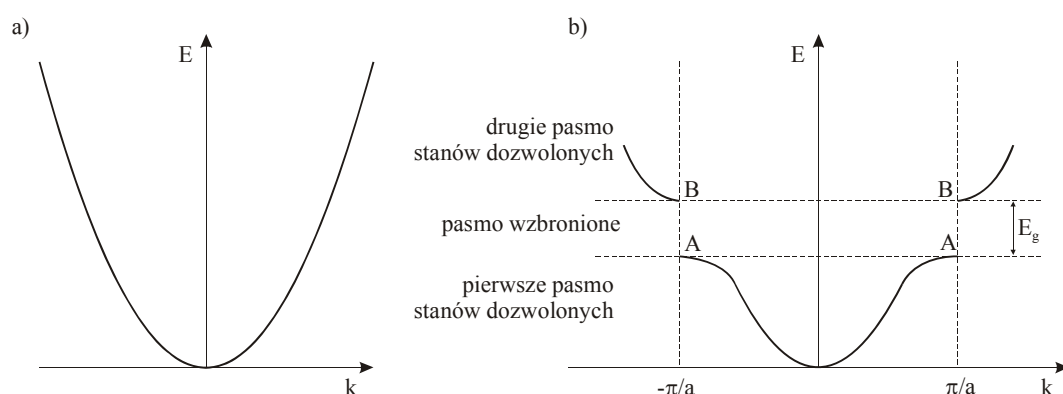


Rys.5.82 Periodyczny potencjał studni prostokątnych pochodzących od rdzeni jonów kryształu.

Periodyczny potencjał rdzeni jonów wywołuje odbicie Bragga dla fal elektronów. Odbicie Bragga dla fali elektronu w kryształach powoduje powstanie przerw

energetycznych, bowiem tam gdzie występuje odbicie Bragga, równanie Schrödingera nie ma rozwiązań w postaci fali płaskiej (5.173). Dla porównania Rys.5.83 ilustruje różnicę między elektronem swobodnym i elektronem prawie swobodnym. Rys. 5.83.a przedstawia zależność energii  $E$  elektronu swobodnego od wektora falowego  $k$ , zaś rysunek 5.83.b przedstawia zależność energii  $E$  elektronu od wektora falowego  $k$  dla jednoatomowego, jednowymiarowego kryształu o stałej sieci  $a$ . Przerwa energetyczna  $E_g$  jest związana z pierwszym odbiciem Bragga, dla  $k = \pm \frac{\pi}{a}$ , podobne przerwy istnieją dla  $k = \pm \frac{n\pi}{a}$ , gdzie  $n$  jest liczbą całkowitą. Odbicie Bragga w przypadku jednowymiarowym ma postać

$$k = \pm \frac{1}{2} G = \pm n\pi / a \quad (5.174)$$



Rys.5.83 a) Zależność energii  $E$  elektronu swobodnego od wektora falowego  $k$ , b) Zależność energii  $E$  elektronu od wektora falowego  $k$  dla jednoatomowego, jednowymiarowego kryształu o stałej sieci  $a$ , przerwa energetyczna  $E_g$  jest związana z pierwszym odbiciem Bragga, dla  $k = \pm \frac{\pi}{a}$ , podobne przerwy istnieją dla  $k = \pm \frac{n\pi}{a}$ , gdzie  $n$  jest liczbą całkowitą.

Dla  $k = \pm \frac{\pi}{a}$  następuje pierwsze odbicie Bragga i funkcja falowa swobodnych elektronów nie jest biegnącą falą płaską. Odbicie Bragga powoduje, że fala płaska biegnąca w jedną stronę, ulega odbiciu i zaczyna rozchodzić się w kierunku przeciwnym. Powstają w ten sposób fale stojące

$$\psi(+)=\exp(i\pi x/a)+\exp(-i\pi x/a)=2\cos(\pi x/a) \quad (5.175)$$

$$\psi(-)=\exp(i\pi x/a)-\exp(-i\pi x/a)=2i\sin(\pi x/a) \quad (5.176)$$

gdzie obie fale stojące są sumą fal biegnących w prawo i w lewo, a znak + i – oznacza fale stojące zależnie od tego, czy funkcja falowa jest antysymetryczna czy symetryczna (czyli czy funkcja zmienia znak czy nie przy podstawieniu  $-x$  zamiast  $+x$ ).

Rozkład koncentracji elektronów dla fal stojących  $\psi(+)$  i  $\psi(-)$  jest różny i to właśnie jest przyczyną powstawania przerwy energetycznej. Gęstość prawdopodobieństwa znalezienia elektronu wynosi  $\Psi^*\Psi=|\Psi|^2$  dla fali płaskiej wynosi  $\Psi^*\Psi=|\Psi|^2=1$ , co oznacza, że gęstość ładunku jest stała. Przeciwnie, dla fali stojącej  $\psi(+)$  gęstość ładunku wynosi

$$\rho(+)=|\psi(+)|^2\alpha\cos^2\pi x/a \quad (5.177)$$

zaś dla fali stojącej  $\psi(-)$  wynosi

$$\rho(-)=|\psi(-)|^2\alpha\sin^2\pi x/a. \quad (5.178)$$

Z wyrażeń (5.177) i (5.178) wynika, że dla fali  $\psi(+)$  elektrony gromadzą się w pobliżu dodatnich jonów w położeniach  $x=0, a, 2a$ , zaś dla fali  $\psi(-)$  elektrony gromadzą się z dala od dodatnich jonów.

Energia potencjalna dla rozkładu ładunku  $\rho(+)$  jest najniższa i niższa od energii fali płaskiej. Energia potencjalna dla rozkładu ładunku  $\rho(-)$  jest wyższa niż dla fali  $\psi(+)$  i dla fali płaskiej. Różnica energii potencjalnej odpowiadająca różnym konfiguracjom  $\rho(+)$  i  $\rho(-)$  odpowiada szerokości przerwy energetycznej  $E_g$ . Wielkość przerwy energetycznej można obliczyć z wyrażenia

(5.179)

$$E_g = \int_0^1 U(x) [|\psi(+)|^2 - |\psi(-)|^2] dx = 2 \int_0^1 U \cos(2\pi x / a) (\cos^2 \pi x / a - \sin^2 \pi x / a) dx = U$$

gdzie energia potencjalna elektronu w punkcie  $x$  kształtu ma postać

$$U(x) = U \cos 2\pi x / a \quad (5.180)$$

Można pokazać [30], że rozwiązania równania Schrödingera dla potencjału periodycznego mają szczególną postać

$$\psi_k(\mathbf{r}) = u_k(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \quad (5.181)$$

gdzie funkcję  $u_k(\mathbf{r})$  cechuje taka sama periodyczność jak periodyczność kryształu.

Niżej, przedstawimy model prawie swobodnych elektronów zaproponowany przez Kröniga-Penneya [30].

Równanie Schrödingera przyjmuje postać

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} + U(x)\psi = \varepsilon\psi \quad (5.182)$$

gdzie  $U(x)$  jest potencjałem przedstawionym na rysunku 5.82, czyli układem prostokątnych studni potencjału. W przedziale  $0 < x < a$ , w którym  $U=0$ , funkcja falowa jest liniową kombinacją fal płaskich

$$\psi = Ae^{iKx} + Be^{-iKx} \quad (5.183)$$

a wartość własna energii wynosi

$$\varepsilon = \hbar^2 K^2 / 2m \quad (5.184)$$

W przedziale  $-b < x < 0$ , czyli wewnątrz bariery rozwiązanie ma postać

$$\psi = Ce^{Qx} + De^{-Qx} \quad (5.185)$$

gdzie

$$U_0 - \varepsilon = \hbar^2 Q^2 / m \quad (5.186)$$

Aby rozwiązanie miało postać funkcji Blocha musi być spełniony warunek

$$\psi(a < x < a < b) = \psi(-b < x < 0)e^{ik(a+b)} \quad (5.187)$$

Stałe A, B, C, D wyznaczamy z warunku ciągłości funkcji i pierwszej pochodnej dla  $x=0$  i  $x=a$

$$A+B = C+D \quad (5.188)$$

$$iK(A-B) = Q(C-D) \quad (5.189)$$

$$Ae^{iKa} + Be^{-iKa} = (Ce^{-Qb} + De^{Qb})e^{ik(a+b)} \quad (5.190)$$

$$iK(Ae^{iKa} - Be^{-iKa}) = Q(Ce^{-Qb} - De^{Qb})e^{ik(a+b)} \quad (5.191)$$

Otrzymujemy układ czterech równań, które mają rozwiązanie tylko wtedy, gdy wyznacznik macierzy współczynników przy  $A, B, C, D$  jest równy zero

$$\left[ \frac{Q^2 - K^2}{2Qk} \right] \sinh Qb \sin Ka + \cosh Qb \cos Ka = \cos k(a+b) \quad (5.192)$$

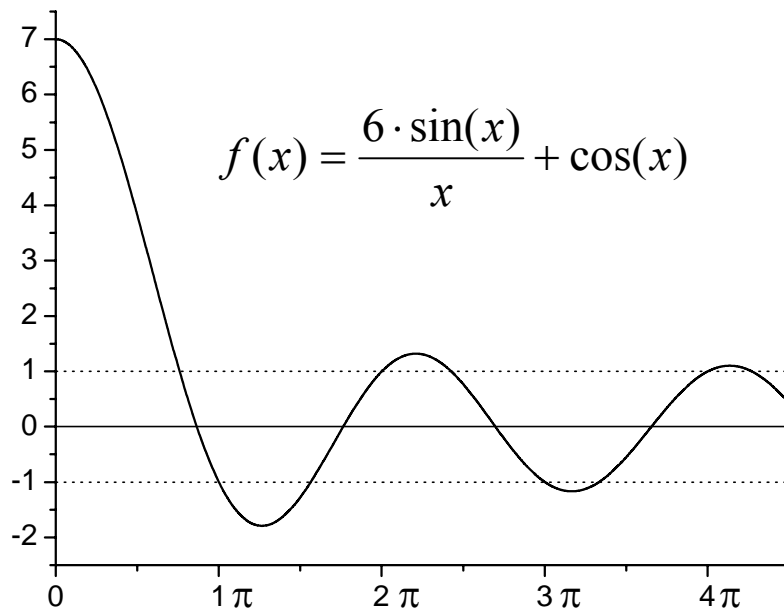
Rozważmy szczególny przypadek, gdy potencjał kryształu można opisać jako periodycznie powtarzające się funkcje Diraca, tzn.  $b \rightarrow 0$ , zaś  $U_0 \rightarrow \infty$ , tak aby  $Q^2ba / 2 = P$  było skończoną wielkością.

Wtedy, w granicznym przypadku, gdy  $Q \gg K$  i  $Qb \ll 1$  równanie (5.192) upraszcza się do postaci

$$(P / Ka) \sin Ka + \cos Ka = \cos ka \quad (5.193)$$

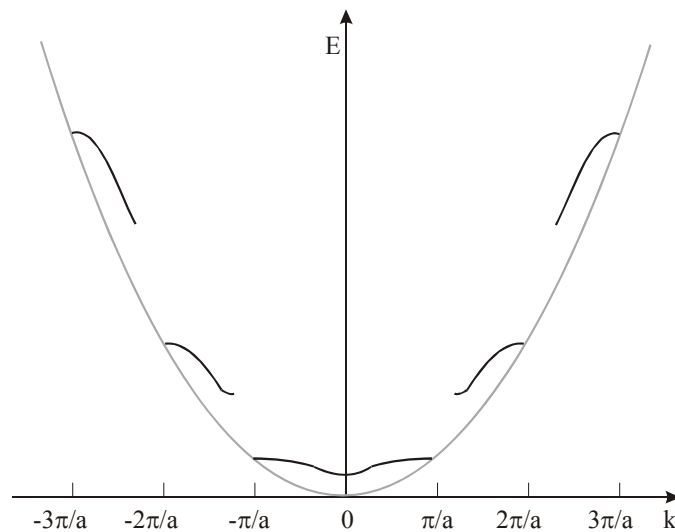
Na rysunku 5.84 przedstawiono wykres lewej strony równania dla  $P=6$ . Prawa strona równania może przyjmować wartości w zakresie  $\pm 1$ , czyli tożsamość (5.193) jest spełniona tylko dla obszarów dla których wartości lewej strony nie przekraczają  $\pm 1$ .





Rys.5.84 Ilustracja obszarów dozwolonych i zabronionych. Tylko obszary z zakresu  $+1 -1$  są obszarami dozwolonej energii elektronów przedstawionych na rysunku 5.85.

Rysunek 5.84 ilustruje zmiany energii elektronu w zależności od wektora falowego  $k$



Rys.5.85 Energie elektronu jako funkcja wektora falowego według modelu Kröniga-Penneya

### 5.5.6. Masa efektywna

Masa efektywna [30]

$$\varepsilon(K) = \varepsilon_c + (\hbar^2 / 2m_c)K^2, \quad m_e / m = 1 / [(2\lambda / U) - 1] \quad (5.194)$$

$$\varepsilon(K) = \varepsilon_v - (\hbar^2 / 2m_h)K^2, \quad m_h / m = 1 / [(2\lambda / U) + 1] \quad (5.195)$$

$$\frac{dv_g}{dt} = \hbar^{-1} \frac{d^2\varepsilon}{dkdt} = \hbar^{-1} \left( \frac{d^2\varepsilon}{dk^2} \frac{dk}{dt} \right) \quad (5.196)$$

$$\frac{dv_g}{dt} = \left( \frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2\varepsilon}{dk^2} \right) F \quad \text{lub} \quad F = \frac{\hbar^2}{d^2\varepsilon / dk^2} \frac{dv_g}{dt} \quad (5.197)$$

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2\varepsilon}{dk^2} \quad (5.198)$$

$$\left( \frac{1}{m^*} \right)_{\mu\nu} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2\varepsilon_k}{dk_\mu dk_\nu}, \quad \frac{dv_\mu}{dt} = \left( \frac{1}{m^*} \right)_{\mu\nu} F_\nu \quad (5.199)$$

masy efektywne w półprzewodnikach

$$(CGS) \quad \omega_c = \frac{eB}{m^*c} \quad ; \quad (SI) \quad \omega_c = \frac{eB}{m^*} \quad (5.200)$$

$$\varepsilon_c = E_g + \hbar^2 k^2 / 2m_e \quad (5.201)$$

$$\varepsilon_c(hh) \cong -\hbar^2 k^2 / 2m_{hh}, \quad \varepsilon_v(lh) \cong -\hbar^2 k^2 / 2m_{lh}, \quad (5.202)$$

$$\varepsilon_v(soh) \cong -\Delta - \hbar^2 k^2 / 2m_{soh} \quad (5.203)$$

## 5.6. Diody i lasery diodowe stosowane w transmisji światłowodowej

Diody luminescencyjne LED i lasery diodowe są wykorzystywane jako źródło światła w transmisji światłowodowej. Diody LED są wykorzystywane w systemach wolniejszych, do 100 Mbitów/s. Lasery używane są w szybszej transmisji. Źródła światła są modulowane bezpośrednio – w wolniejszych zastosowaniach, bądź modulowane zewnętrznie za pomocą urządzeń zwanych modulatorami – w zastosowaniach wymagających szybkiego przesyłu danych. Diody luminescencyjne i lasery diodowe mogą emitować światło w szerokim zakresie spektralnym. W rozdziale 5.4.4.2 omawialiśmy różne typy diód luminescencyjnych i laserów diodowych. Tutaj skoncentrujemy się nad tymi źródłami światła, które mają zastosowanie w transmisji światłowodowej. Ponieważ okna transmisyjne stosowane w telekomunikacji optycznej obejmują wyłącznie bliską podczerwień (ang. near IR), więc tylko tym zakresem będziemy zajmować się w tym rozdziale. Tabela 5.6 przedstawia typowe materiały wykorzystywane w nadajnikach optycznej telekomunikacji

Tabela 5.6 Typowe materiały wykorzystywane w nadajnikach optycznej telekomunikacji

<b>Material</b>	<b>Wzór</b>	<b>Energia emitowanego promieniowania [eV]</b>	<b>Długość fali [nm]</b>
Arsenek galu	GaAs	1.42	870
Fosforek indu	InP	1.33	930
Arsenek galowo-glinowy	AlGaAs	1.42-1.61	770-870

Fosforek indowogalowo-arsenowy	InGaAsP	0.74-1.13	1100-1670
--------------------------------	---------	-----------	-----------

Materiały GaAs, InP i AlGaAs wykorzystywane są w nadajnikach pracujących w I oknie transmisyjnym w transmisji światłowodowej. Materiał InGaAsP wykorzystywany jest w II i III oknie transmisyjnym. Diody LED oraz lasery diodowe wykorzystywane są jako nadajniki światła oraz pompy wzmacniaczy erbowych EDFA (ang. erbium-doped fiber amplifier) oraz wzmacniaczy Ramana. Technologia produkcji diód i laserów diodowych InGaAsP jest znana od początku lat 80-tych, ale poziomy mocy były mniejsze niż 10 mW. Moce takie wystarczały do wykorzystania diód LED i laserów diodowych InGaAsP jako nadajniki światła w transmisji światłowodowej, ale nie wystarczały jako pompy dla wzmacnienia Ramana. Lasery pompujące wzmacniacze Ramana muszą mieć moce rzędu 200 – 400 mW. Co więcej, powinny one operować w zakresie 1400-1500 nm, jeżeli wzmacniacz Ramana jest wykorzystany w multipleksacji WDM w zakresie pasm C i L, (1530–1620 nm). Takie lasery diodowe były rozwijane przez lata 90 ubiegłego wieku. Lasery diodowe stosowane we wzmacniaczach Ramana są zbudowane na podłożu InP z aktywnym regionem składającym się z wielu studni kwantowych (MQW) wykonanymi z materiału  $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ . Zmieniając wartości ułamków  $x$  oraz  $y$ , które charakteryzują zawartość różnych składników, można uzyskać różne długości fali z zakresu 1400-1500 nm. Wraz z rozwojem technik WDM, również diody i lasery diodowe stosowane jako nadajniki światła muszą mieć coraz większe moce, ponieważ rosnąca liczba kanałów wymaga coraz silniejszych źródeł. Diody i lasery diodowe wykorzystują zjawiska zachodzące na złączu p-n, które omówiliśmy w 5.4.4.2 choć ich rzeczywista struktura jest dużo bardziej skomplikowana.

Diody luminescencyjne mają wiele zalet takich jak

- mały pobór prądu
- niewielka wartość napięcia zasilającego (4.5-16 V)
- wysoka sprawność
- małe straty
- małe rozmiary

- duża wartość luminancji
- trwałość.

Diody LED są z powodzeniem stosowane w transmisji sygnałów optycznych, gdzie szybkość przesyłania danych nie jest kluczowym parametrem. Po pokonaniu problemów z modulacją bezpośrednią mogą transmitować sygnały z szybkością do około 270 Mb/s. Ich zastosowania są ograniczone w nowoczesnych systemach dużej przepustowości w technikach zwielokrotnienia TDM (ang. time division multiplexing) lub WDM (ang. wavelength division multiplexing), FDM (ang. frequency division multiplexing), DWDM (ang. dense WDM). W technikach multipleksacji typu WDM rośnie liczba kanałów transmisyjnych, a tym samym maleje odstęp między kanałami.

Tabela 5.7 Rozwój technik zwielokrotnienia WDM

Ramy Czasowe	Typ WDM	Kanały	Długość Fali	Odstęp Między Kanałami
Lata osiemdziesiąte XX-wieku	Szerokopasmowe	2	1310–1550nm	-
Wczesne lata dziewięćdziesiątych XX-go wieku	Wąskopasmowe	2-8	Pasmo C	200-400 GHz
Środek lat dziewięćdziesiątych XX-go wieku	D WDM	16-40	Pasmo C	100-200 GHz

Późne dziewięćdziesiąte XX-wieku	lata	D WDM	64-160	Pasmo C	25-50GHz
Początek wieku	XXI-go	D WDM	160-320	Pasmo C	12,5-25GHz

Z tabeli 5.7 widać, że wraz ze wzrostem liczby kanałów maleje odstęp między kanałami i wymaga coraz bardziej monochromatycznych źródeł. Z tego powodu zastosowania diód LED stają się coraz bardziej ograniczone. Dlatego techniki wykorzystują coraz częściej koherentne źródła światła, zastępując diody LED przez lasery diodowe. Wynika to z faktu, że szerokie widmo z diody LED (około 50 nm) można wykorzystać w technikach WDM tylko dla ograniczonej liczby kanałów, dla których odstęp spektralny wynosi 1-2 nm. Składowe spektralne diody LED można wydzielić za pomocą filtrów i siatek dyfrakcyjnych, i to właśnie one determinują rozdzielczość spektralną. W obecnie stosowanych technikach multipleksacji wykorzystujących 320 kanałów odstęp między kanałami wynosi kilkanaście GHz, czyli około 0.04 nm. Filtry i siatki są w tym wypadku bezużyteczne, bowiem ich rozdzielczość jest rzędu 1 nm. W tym celu należy zastosować lasery diodowe, których emisja charakteryzuje się dużo mniejszym zakresem widmowym w porównaniu z diodami LED. Szerokość spektralna zależy od typu lasera.

W transmisji optycznej stosowane są dwa typy laserów:

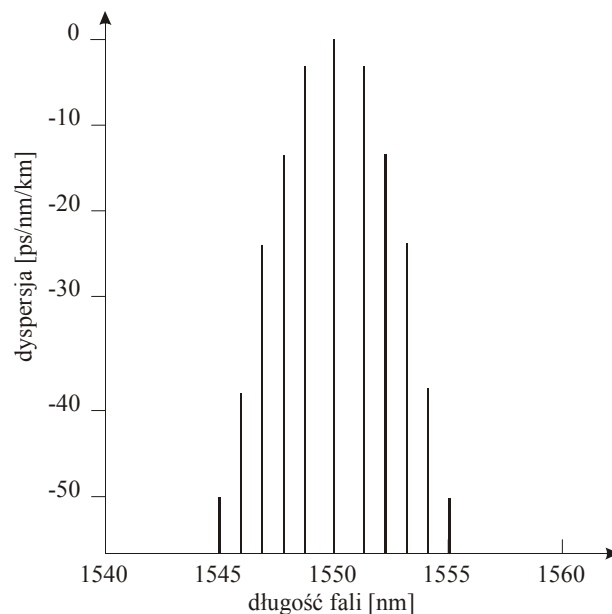
- lasery półprzewodnikowe typu Fabry-Perota
- lasery półprzewodnikowe DFB (ang. Distributed Feedback Bragg)

Lasery typu Fabry-Perota wysyłają widmo o szerokości spektralnej około 2 nm w pracy wielomodowej i wykorzystywane są w wolniejszej transmisji niż lasery DFB. Ich zaletą jest niższa cena, wadą są stosunkowo duże szумы w porównaniu z laserami DFB. Lasery DFB wysyłają widmo o szerokości spektralnej około 0.016 nm w pracy jednomodowej i wykorzystywane są w bardzo szybkiej transmisji. Ich zaletą jest bardzo wąska szerokość spektralna oraz małe szумы w porównaniu z laserami Fabry-Perota.

Zaletą laserów diodowych są następujące cechy:

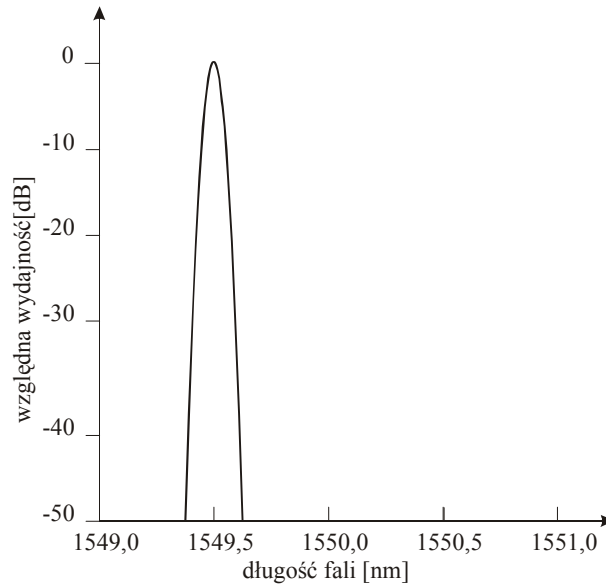
- kierunkowość wiązki z mniejszym niż dla diód LED rozkładem kątowym, która powoduje, że powierzchnia emisji jest mała i porównywalna z rozmiarami światłowodu, co ułatwia sprzężenie nadajnika ze światłowodem
- duża radiance ( )
- trwałość
- możliwość szybkiej modulacji, co umożliwia zastosowania w transmisji optycznej o ogromnych przepustowościach

Rys.5.86 przedstawia widmo lasera wielomodowego Fabry-Perota. Szerokość spektralna emisji, zdefiniowana jako odchylenie standardowe od wartości maksymalnej (ang. root mean square width, RMS), wynosi około 2 nm.



Rys 5.86 Schematyczne widmo lasera wielomodowego Fabry-Perota

Szerokość spektralna lasera pracującego w trybie jednomodowym jest dużo mniejsza  
 Szerokość dla 20dB wynosi 0.1 nm, co odpowiada szerokości spektralnej pasma Gausa  
 $0.1 / 6.07 = 0.016$  nm. Taką szerokość spektralną osiągają lasery DFB>



Rys.5.87 Typowe widmo emisji dla lasera jednomodowego

Wśród laserów jednomodowych półprzewodnikowych, lasery DFB emitują najwęższe widmo, są niemal doskonale monochromatyczne. Z tego powodu wykorzystywane są w cyfrowej transmisji o dużej szybkości oraz w zastosowaniach analogowych z powodu małych szumów, dużej szybkości oraz doskonałej liniowości laserów DFB. Omówiliśmy je w rozdziale 5.4.4.3.

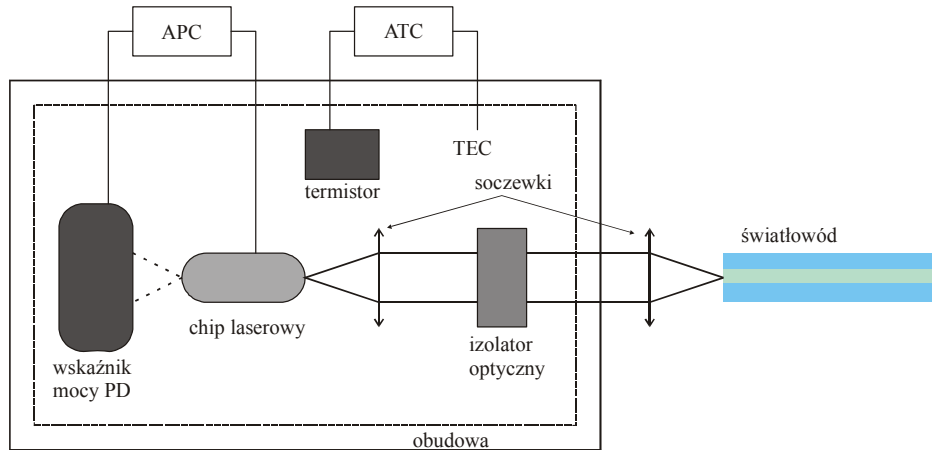
Rysunek 5.88 przedstawia typowy 14-pinowy moduł laserowy (ang. 14-pin butterfly laser) najczęściej używany w praktycznych zastosowaniach. Moduł ma niewielkie rozmiary (15 mmx22mmx8 mm) i zakończony jest pigtailem jednomodowym o długości około 1 m [27].





Rys.5.88 Typowy moduł laserowy DFB i elektroabsorpcyjny modulator sprzężony z laserem, emisja 1300-1600 z rozdzielczością  $\pm 1$ nm, NTT Electronics Corporation.

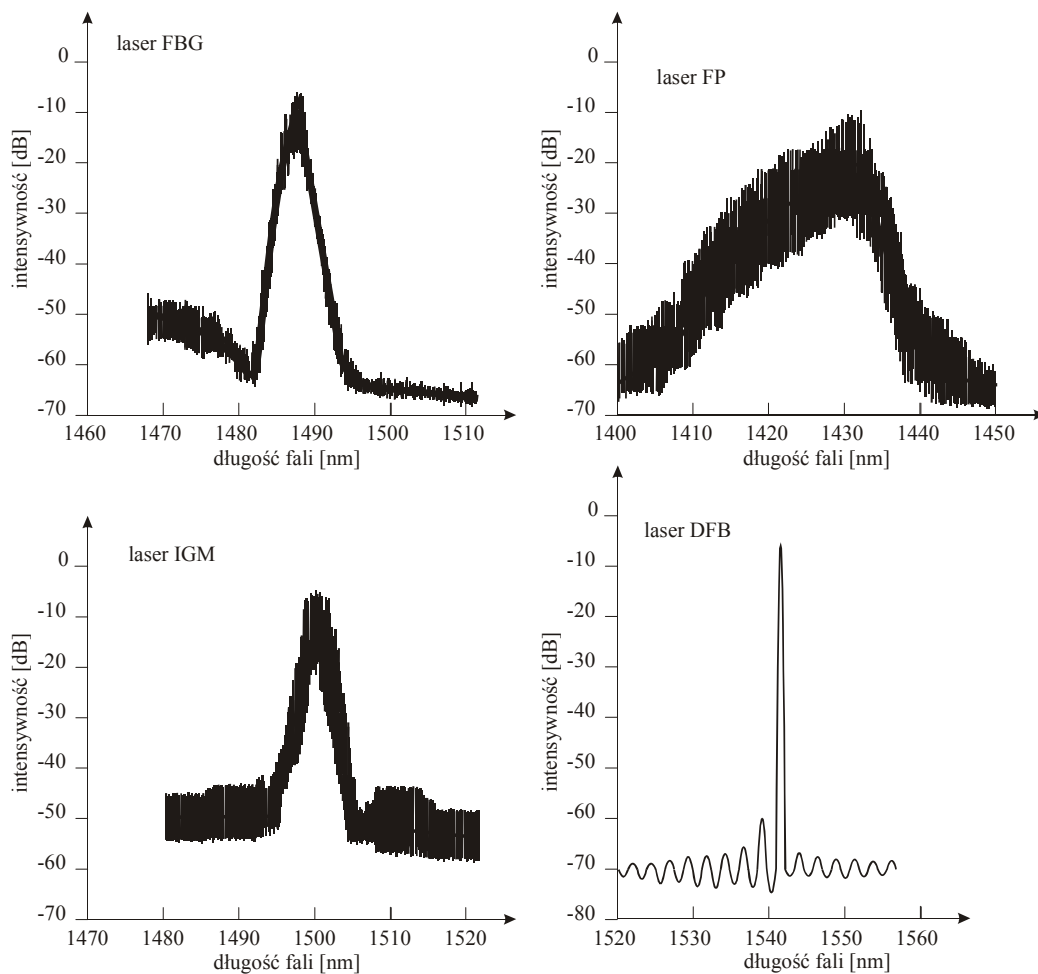
[http://www.nel-world.com/products/photonics/semicon\\_ld.html](http://www.nel-world.com/products/photonics/semicon_ld.html)



Rys.5.89 Przekrój przez budowę wewnętrzną modułu laserowego

Najczęściej wykorzystywane w praktyce światłowodowej lasery diodowe, a w szczególności te do pompowania wzmacniaczy mają budowę, którą można określić symbolem: GRIN-SCH-SC-MQW-BH (ang. graded index-separate confinement-compressive-strained-multiquantum-well-buried-heterostructure-laser), czyli heterostruktura z warstwa zgrzebną (BH) składająca się z wielu studni kwantowych (MQW), w których stała sieciowa domieszek nie jest równa sieci podłoża (strained) zaś odpowiedni profil współczynnika załamania (ang. index-guided albo graded-index) zapewnia uformowanie falowodu wzdłuż złącza i zapobiega wyciekaniu fotonów z obszaru aktywnego złącza. Wszystkie typy struktur półprzewodnikowych omawialiśmy w [rozdziale 5.4.5](#). Lasery diodowe pracujące w zakresie podczerwieni, czyli w II i III oknie transmisyjnym wykonane są z półprzewodnikowych warstw GaInAsP/InP nakładanych metodą MOCVD (ang. metal-organic chemical vapor deposition) albo MBE (ang. molecular beam epitaxy). Lasery diodowe pracujące w zakresie spektralnym 1400-1500 nm (zwane także laserami 14-xx nm) wykorzystywane są do pompowania wzmacniaczy Ramana. Wzmacniacze Ramana omówimy w rozdziale 7. Tutaj tylko powiemy, że najczęściej stosowane konfiguracje pompowania to przeciwbieżne i

współbieżne z wiązką światła które jest wzmacniane w światłowodzie. Tabela 5.8 podaje wymagania jakie są stawiane laserom diodowym wykorzystywanym w pompowaniu wzmacniaczy Ramana [27]



Rys.5.90 Widmo laserów różnego typu używane do pompowania wzmacniaczy Ramana. Na podstawie [27], FBG- laser z zewnętrzną siatką Bragga, FP- laser Farby-Perot'a, IGM- (ang. inner grating multimode lasers) laser z wewnętrzną siatką, DFB- laser z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym.

Tabela 5.8 Wymagania stawiane laserom diodowym wykorzystywanym w pompowaniu wzmacniaczy Ramana [27]

<b>Charakterystyka</b>	<b>Przeciwbieżne pompowanie</b>	<b>Współbieżne pompowanie</b>
Moc lasera diodowego	100-300 mW	100-300 mW
Zastosowanie	WDM	WDM
RIN (ang. relative intensity noise)	mniej istotne	Istotne
SBS(ang. stimulated Brillouin scattering)	Brak	Brak
DOP (ang. degree of polarization)	mniej istotne	Istotne

Rys.5.90 Przedstawia widma różnych laserów diodowych stosowanych w pompowaniu wzmacniaczy Ramana:

- lasery FP - półprzewodnikowy laser Fabry-Perota,
- lasery FBG – półprzewodnikowy laser Fabry-Perota z zewnętrzną siatką Bragga (Rys.5.74c)
- laser IMG - półprzewodnikowy laser Fabry-Perota z wewnętrzną siatką Bragga, optymalizowanej dla kilku modów wzdluznych

- laser DFB - półprzewodnikowy laser Fabry-Perota z wewnętrzną siatką Bragga, optymalizowaną dla pojedynczego modu wzłużnego

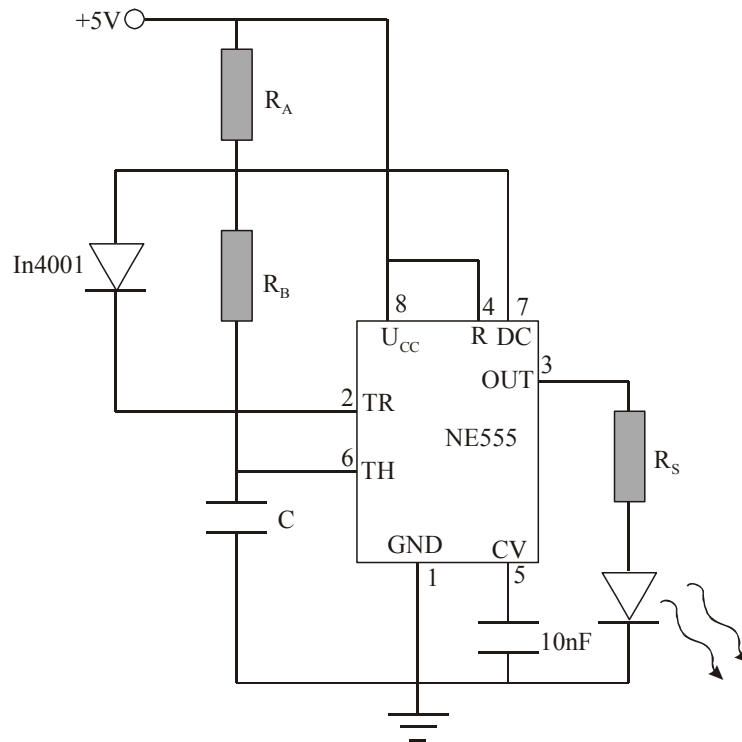
Szerokość widmowa impulsu optycznego transmitowanego w światłowodzie nie jest jedynym parametrem determinującym szybkość transmisji danych. Wraz z rozwojem usług telekomunikacyjnych istnieje potrzeba generowania coraz krótszych impulsów. Można to uczynić za pomocą :

- modulacji bezpośredniej lasera
- modulacji zewnętrznej za pomocą modulatorów, które omówimy w rozdziale 7
- generowania ultrakrótkich impulsów, które omówiliśmy w rozdziale 5.3.

Obecnie osiągnięte częstotliwości graniczne modulacji bezpośredniej osiągają 30 GHz, zaś modulatory zewnętrzne osiągają 70 GHz, czyli mogą być wykorzystane do szybszego przesyłania danych. W niektórych rozwiązaniach komercyjnych modulator jest zintegrowany z nadajnikiem. Schemat modulacji bezpośredniej przedstawiono na Rys.5.92. Jest to typowy układ czasowy typu 555, który pozwala uzyskać na wyjściu przebieg prostokątny o częstotliwości określonej wzorem

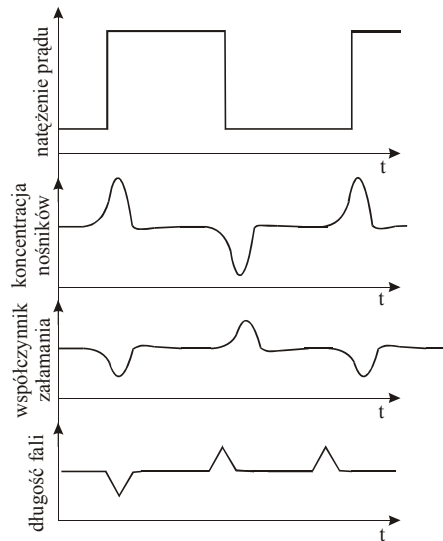
$$v = \frac{1}{0.693(R_A + R_B)C} \quad (5.204)$$

Oczywiście nie ma potrzeby konstruowania takich układów. Zintegrowane układy elektroniczne zasilające, sterujące i modulujące są wytwarzane masowo i zadaniem użytkownika jest po prostu wetknięcie diody w układ i podłączenie włączającego i wyłączającego sygnału cyfrowego. Należy pamiętać, że długość emitowanej długości fali na złączu półprzewodnikowym zależy od temperatury – wzrasta wraz ze wzrostem temperatury. Ponadto, dla laserów diodowych prąd graniczny zmniejsza się przy wzroście temperatury otoczenia. Jeżeli więc zastosujemy stały prąd zasilania, to w miarę nagrzewania się diody stały prąd wstrzykiwania coraz bardziej przekracza próg, dioda osiąga coraz wyższe moce i może ulec zniszczeniu. Z tego powodu układy elektroniczne powinny zawierać regulację mocy w pętli sprzężenia zwrotnego (monitorowanego za pomocą fotodiody) poprzez regulację prądu wstrzykiującego.



Rys.5.91 Układ zasilania i modulowania diody luminescencyjnej [38]

Wadą modulacji bezpośredniej jest efekt poszerzenia widmowego emisji na skutek tzw. migotania (ang. chirp), który zwiększa dyspersję chromatyczną w światłowodzie i może zmniejszać przepływność światłowodu przy większych szybkościach transmisji. Zjawisko modulacji częstotliwości (migotania) omówiono w rozdziale 4 i wiąże się ono ze zjawiskiem automodulacji fazy SPM. Rys.5.92 ilustruje zjawisko migotania podczas włączania i wyłączania prądu modulującego. Przy szybkim włączaniu rośnie chwilowo stężenie nośników, które powoduje chwilowe zmniejszenie współczynnika załamania, a w konsekwencji również zmniejszenie długości emitowanej fali. Wielkość zmiany długości fali zależy od wielkości i szybkości zmian prądu, polaryzacji lasera oraz od dekrementu tłumienia oscylacji. Przy szybkim wyłączeniu ma miejsce sytuacja odwrotna – długość fali wzrasta.

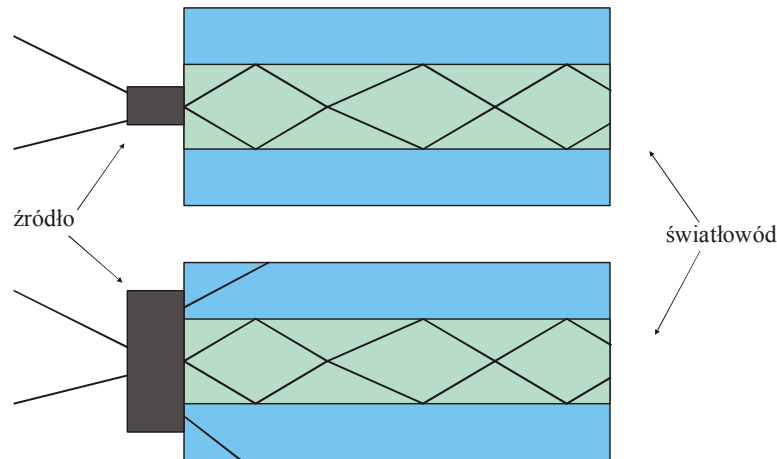


Rys.5.92 Ilustracja zjawiska migotania podczas włączania i wyłączenia prądu modulującego. Na podstawie [39]

Ważnym zagadnieniem praktycznym jest sposób sprzężenia diody LED lub lasera diodowego ze światłowodem. Najprostszym sposobem wprowadzenia światła do światłowodu jest dociśnięcie włókna światłowodu do źródła światła. Sprawność takiego sprzężenia zdefiniowana jest jako ta część całkowitej wiązki światła, która wchodząc pod odpowiednim kątem ulega w światłowodzie całkowitemu wewnętrznemu odbiciu. **Sprawność sprzężenia** zależy od apertury numerycznej  $NA_f$  włókna światłowodowego, zdefiniowanej w rozdziale 2 apertury numerycznej  $NA_s$  włókna źródła oraz średnicy powierzchni emisyjnej źródła  $r_s$  i rdzenia światłowodu  $a$  oraz od strat spowodowanych odbiciem Fresnela  $t$ , które zależy od współczynników załamania półprzewodnika i światłowodu (zazwyczaj  $t=0.95$ ). Sprawność sprzężenia ze źródłem światła wyraża się wzorem

$$\eta = \left( \frac{NA_f}{NA_s} \right)^2 \min \left[ 1, \left( \frac{a}{r_s} \right)^2 \right] t \quad (5.205)$$

Funkcja  $A = \min \left[ 1, \left( \frac{a}{r_s} \right)^2 \right]$  oznacza, że  $A=1$  gdy promień rdzenia jest większy niż promień powierzchni emisyjnej źródła lub  $A = \left( \frac{a}{r_s} \right)^2 < 1$  gdy promień rdzenia jest mniejszy niż promień powierzchni emisyjnej źródła (Rys.5.93)



Rys.5.93 Ilustracja wpływu powierzchni emisyjnej źródła na sprawność sprzężenia w zależności od promienia rdzenia

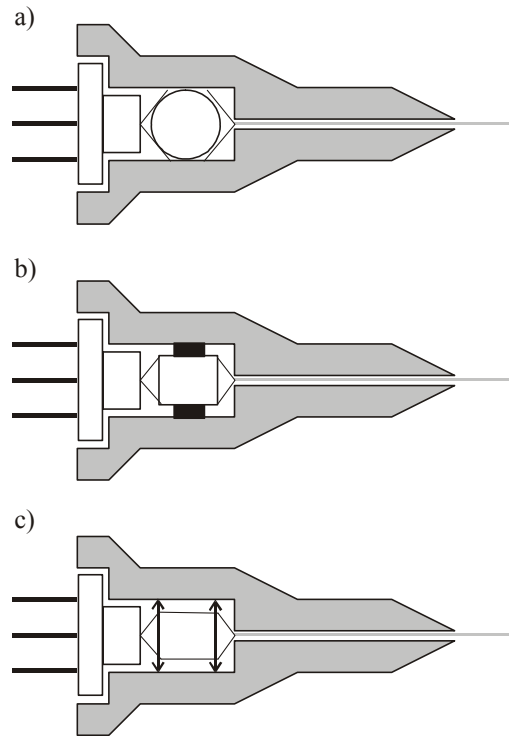
Sprawność sprzężenia ze źródłem światła można zwiększyć używając jednej lub dwóch soczewek. Można za jej pomocą zmniejszyć powierzchnię emisyjną źródła. Rozmiar plamki padającej na rdzeń światłowodu  $R$  zależy od średnicy soczewki  $D$ , jej ogniskowej  $f$  oraz długości fali padającej  $\lambda$

$$R = \frac{2.44\lambda f}{D} \quad (5.206)$$

Jednocześnie soczewkę należy dobrać tak, aby jej apertura numeryczna  $NA_s$  była mniejsza lub równa aperturze numerycznej włókna światłowodu  $NA_f$ . Aperturę soczewki można obliczyć ze wzoru

$$NA_s = \frac{D}{2f} \quad (5.207)$$

Wzór opisujący sprawność sprzężenia światłowodu ze źródłem światła wykorzystaliśmy w rozdziale 2 do sporządzenia bilansu mocy. Rys.5.94 przedstawia sposoby sprzężenia diody ze światłowodem



Rys.5.94 Sprzężenie diody ze światłowodem

1. H. Abramczyk, Introduction to Laser Spectroscopy, Elsevier, New York, 2005
2. K. Shimoda, *Wstęp do fizyki laserów*, PWN, Warszawa 1993, s. 86
3. M. Born, E. Wolf, Principles of Optics, Pergamon Press, Oxford, 1965
4. M. Piché, Opt. Commun. 86 (1991) 156
5. P.M. French, J.A.R. Williams, J.R. Taylor, Femtosecond pulse generation from a titanium-doped sapphire laser using nonlinear external cavity feedback, Opt. Lett., 14, 686 (1989)
6. F. Krausz et al. IEEE J. Quant. Electron, QE-28, 2097 (1992)
7. F. Krausz, M.E. Fermann, T. Brabec, P.F. Curley, M. Hofer, M.H. Ober, C. Spielmann, E. Winter, A.J. Schmidt, IEEE J. QE-28 (1992) 2097



8. J.D. Kafka, M.L. Watts, J.W.J. Pieterse, *Picosecond and Femtosecond Pulse Generation in a Generatively Mode-Locked Ti:Sapphire Laser*, IEEE J. Quant. Electron. 28 (1992) 2151
9. W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering*, 5<sup>th</sup> Edition, vol. 1, Springer-Verlag (1999)
10. H.A. Haus, J.G. Fujimoto, E.P. Ippen, IEEE J. QE-28 (1992) 2086
11. E.P. Ippen, H.A. Haus, L.Y. Liu, J. Opt. Soc. Am. B 6 (1989) 1736
12. S.L. Shapiro (ed.), *Ultrashort Laser Pulses*, Topics Appl. Phys., vol. 18, Springer, Berlin, Heidelberg (1977)
13. J.O. Kafka, M.L. Walts, J.W.J. Pieterse, Picosecond and Femtosecond Pulse Generation in a Mode- Locked Ti: Sapphire Laser IEEE J. Quant. Elektron,28, 2151 (1992)
14. G.P. Agrawal, *Applications of Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, 2001
15. P.S.J. Russell, L.J. Poyntz-Wright, D.P. Hand, Proc. SPIE 1373, 126 (1991)
16. G. Meltz, W.W. Morey, Proc. SPIE 1516, 185 (1991)
17. J.L. Archambault, L. Reekie, P.S.J Russell, Electron. Lett. 29, 28 (1993); Electron. Lett. 29, 453 (1993)
18. J. Conning, Opt. Fiber Technology, 6, 225 (2000)
19. D.Z. Anderson, V. Mizrahi, T. Erdogan, A.E. White, Electron. Lett. 29, 566 (1993)
20. G.P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, 3<sup>rd</sup> edition, Academic Press, 2001
21. E.J. Greer, K. Smith, Electron Lett. 28, 1741 (1992)
22. J.K. Lucek, K. Smith, Opt. Lett. 18,12 ,226 (1992)
23. H.A. Haus, in *Compact Sources of Ultrashort Pules*, I.N. Duling 3<sup>rd</sup> edition, Cambridge University Press, New York, 1995
24. H.A. Haus, J. Appl. Php. 46, 3049 (1975); IEEE J. Quantum Electron, 11, 323 (1975)
25. U. Kelleert et al. Semiconductor saturable absorber mirrors (SEAMS) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers, IEEE J.Sel. Quantum Electron. 2, 435 (1996)
26. *Raman Amplification in Fiber optical communication systems*, ed. C. Headley, G.P. Agrawal, Elsevier, Academic Press, 2005 p. 319
27. *Raman Amplification in Fiber optical communication systems*, ed. C. Headley, G.P. Agrawal, Elsevier, Academic Press, 2005
28. L. Galeener, J.C. Mikkelsen Jr., R.H. Geils, W.J. Mosby, Appl. Phys. Lett. 32, 34 (1978)
29. B. Ziętek, *Optoelektronika*, Uniwersytet Mikołaja Kopernika, Toruń, 2005
30. Ch. Kittel, *Wstęp do fizyki ciała stałego*, PWN, 1999
31. Ch. Kittel, *Wstęp do fizyki ciała stałego*, PWN, 1999, str.617
32. T.V. Higgins, The smaller, cheaper, faster world of the laser diode, Laser Focus World 31 (4); 1995, 65-67
33. E.J. Lener, Tunable lasers cover the spectrum, Laser Focus World 34(10), 1998, 143-152
34. C. Rulliere, *Femtosecond Laser Pulses, Principles and Experiments*, Springer-Verlag, 1998

- 35 G.P. Agrawal, Fiber-optic communication systems, John Wiley & Sons, Inc., New York 1992
- 36 H. Ishikawa et .al. J. Lightwave Technol., vol.LT 5,s. 848, 1987
- 37 K. Huang, Mechanika Statystyczna, PWN, Warszawa, 1975
- 38 K. Booth, S.Hill, Optoelektronika, Wydawnictwa Łączności i Komunikacji, Warszawa, 2001
- 39 J.E. Midwinter, V.L. Guo, Optoelectronics and lightwave technology, John Wiley & Sons, Inc., New York 1992
- 40 H. Abramczyk, Wstęp do spektroskopii laserowej, PWN, 2000
- 41 T. Li, AT&T Technical Journal 66, 5, 1987