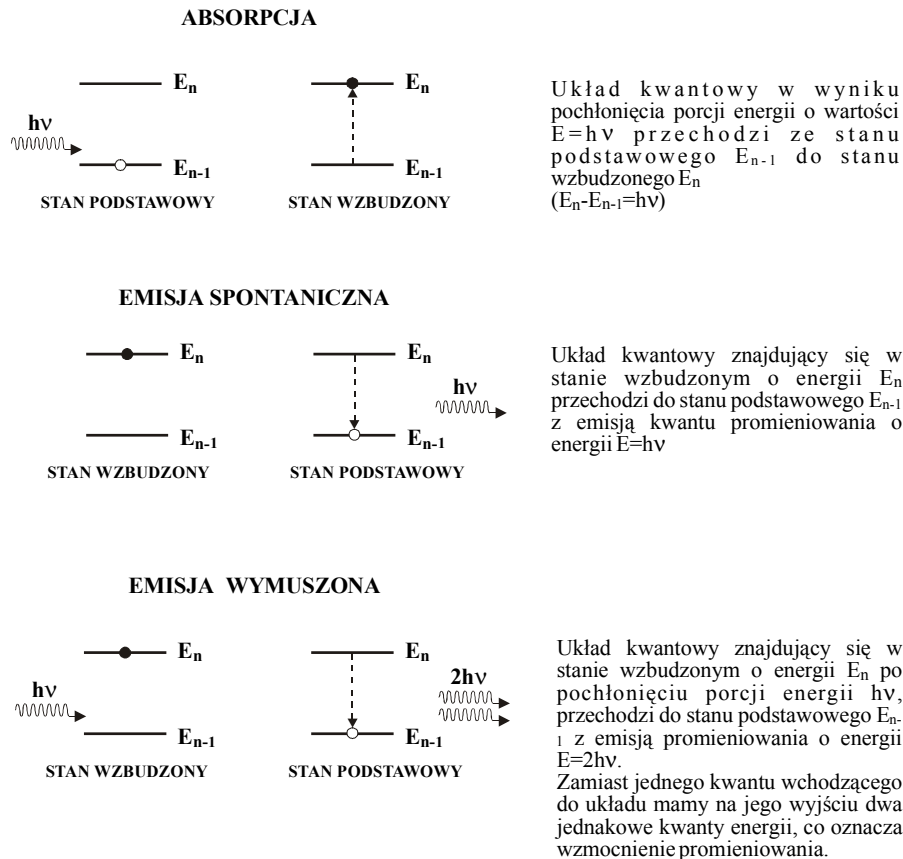


I. ZASADA DZIAŁANIA LASERA

Rozróżniamy trzy rodzaje oddziaływania fotonów z atomami: absorpcję, emisję spontaniczną i emisję wymuszoną:



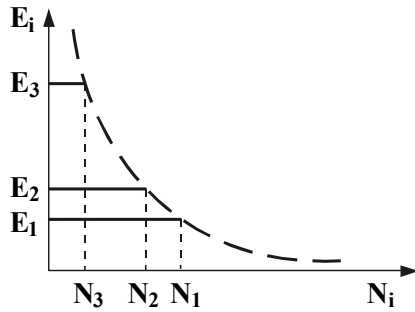
Powstały podczas emisji wymuszonej foton ma częstotliwość, fazę, polaryzację i kierunek rozchodzenia się zgodny z odpowiednimi wielkościami dla fotonu wymuszającego – światło koherentne. Stopień koherencji promieniowania wyznaczają czas koherencji τ_k i droga koherencji, $L_k=c\tau_k$, c – prędkość światła. Jest to maksymalna różnica czasów (bądź dróg optycznych), przy których światło pochodzące z danego źródła ma jeszcze zdolność do interferencji. Czas koherencji jest odwrotnie proporcjonalny do szerokości linii widmowej.

Niezdegenerowany system atomów w stanie równowagi termodynamicznej ma gęstość obsadzeń poziomów energetycznych:

$$\frac{N_1}{N_2} = \exp\left(\frac{E_2 - E_1}{kT}\right)$$

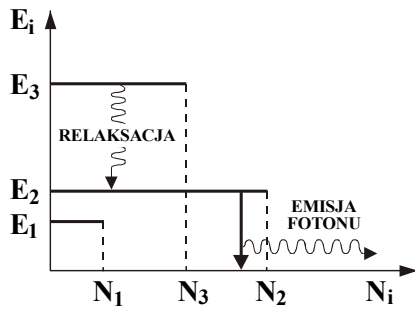
$$\frac{\text{Natężenie emisji wymuszonej}}{\text{Natężenie emisji spontanicznej}} = \frac{1}{\exp(hf / kT) - 1}$$

Aby osiągnąć wzmocnienie optyczne $N_w > N_s$, potrzebne $N_2 > N_1$ – **inwersja obsadzeń**.



Rozkład obsadzenia poziomów energetycznych układu kwantowego w stanie niewzbudzonym.

Najliczniej obsadzone są poziomy energetyczne o najniższej wartości energii.



Rozkład obsadzenia poziomów energetycznych układu kwantowego w stanie wzbudzonym.

Wynikiem pobudzenia jest inwersja obsadzeń; więcej atomów znajduje się w stanie wzbudzonym (N_2, N_3) niż w stanie podstawowym (N_1).

Do uzyskania generacji światła potrzebne jest dodatnie sprzężenie zwrotne – umieszczenie na końcach ośrodka aktywnego (wzmacniającego) zwierciadeł odbijających (rezonator Fabry-Perot). Jedno ze zwierciadeł jest częściowo przepuszczające – wyjście promieniowania na zewnątrz.

Moc wyjściowa stabilizuje się na poziomie równowagi: wzmocnienie optyczne równoważone jest przez straty (absorpcja i rozproszenie w ośrodku aktywnym i straty przy odbiciu od zwierciadeł).

$$J_{th} = J_o + \frac{qd\alpha_c}{\tau_{sp}\Gamma g'} + \frac{qd}{\tau_{sp}\Gamma g'} \left(\frac{1}{L}\right) \ln\left(\frac{1}{R}\right)$$

J_o – prąd niezbędny do uzyskania stanu przezroczystości optycznej

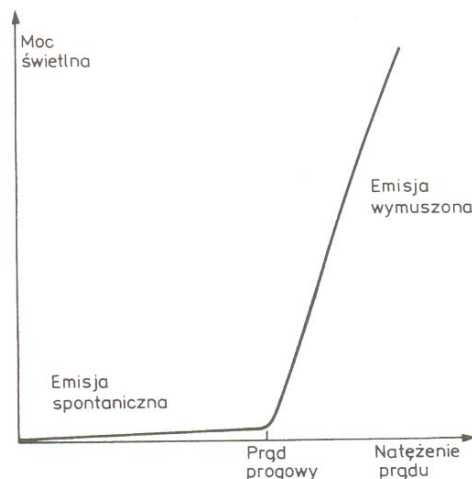
$$J_o = \frac{qdN_o}{\tau_{sp}}$$

q – ładunek elektronu, d – grubość obszaru optycznego, τ_{sp} – czas życia nośników związany z emisją spontaniczną, N_0 – gęstość elektronów odpowiadająca stanowi przezroczystości optycznej, N – gęstość wstrzykniętych elektronów, α_c – całkowite straty optyczne w rezonatorze, L – długość rezonatora, R – współczynnik odbicia zwierciadła, Γ – współczynnik ograniczenia optycznego, $g' = dg/dn$ – różniczkowe wzmocnienie optyczne, $g(E,N)=g'(E,N)(N-N_0)$

Moc wyjściowa lasera:

$$P_o = \eta_d \left(\frac{h\nu}{2q} \right) (J - J_{th})$$

η_d – zewnętrzna sprawność kwantowa.



Rys. 1.13.
 Zależność mocy wyemitowanej przez laser półprzewodnikowy od prądu

W półprzewodnikach inwersja obsadzeń osiągana jest poprzez wstrzykiwanie elektronów do pasma przewodzenia półprzewodnika. Koncentracja nośników zależy od prądu wstrzykiwania, a więc od wartości napięcia polaryzującego. Przy wzroście wstrzykiwanego prądu następuje inwersja obsadzeń i emisja wymuszona zaczyna dominować nad spontaniczną – graniczny prąd I_T . Przy dalszym wzroście prądu dioda zaczyna emitować światło o jednej długości fali z typową szerokością linii widmowej 3-5 nm.

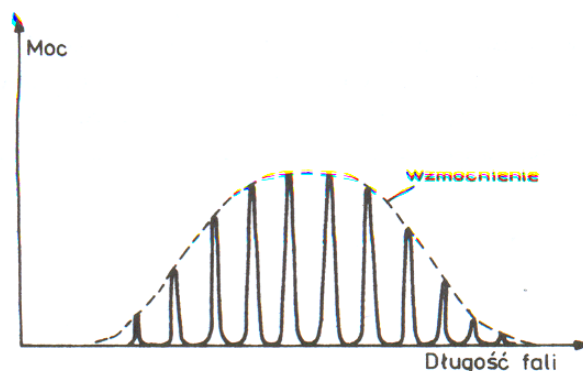
W związku z tym złącze $p-n$ silnie domieszkuje się. Zmieniając poziom domieszkowania zmieniamy długość fali, na jakiej pracuje laser. Dodatnie sprzężenie zwrotne istnieje tylko wtedy, gdy rozchodzące się w tym samym kierunku fale interferują ze sobą w fazie. Po dwukrotnym odbiciu od zwierciadeł fala doznaje przesunięcia fazowego, które powinno być wielokrotnością 2π .

$$2L = \frac{\lambda}{n} m$$

Różne m – różne długości fal generowane przez laser – mody podłużne. Różnica długości fal pomiędzy sąsiednimi modami:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2nL}$$

Dla typowych laserów półprzewodnikowych ($L =$ dziesiąte mm) odstęp między tymi modami 0.1 nm (kilkadziesiąt modów) – laser wielomodowy. Powstają też mody poprzeczne TEM_{km} .



Rys. 1.12.
Generacja modów podłużnych

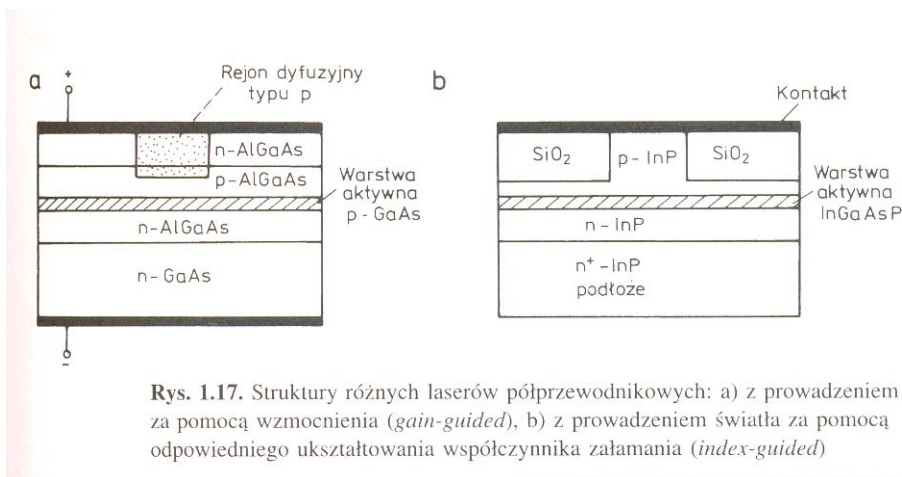
60% sprawność energetyczna laserów półprzewodnikowych oraz możliwość uzyskania z nich emisji promieniowania w wąskim paśmie – przydatność do pompowania laserów innych typów. Duża trwałość, możliwość pracy przy niskich napięciach zasilania oraz małe rozmiary. Półprzewodniki służące do wytwarzania diód laserowych są wieloskładnikowymi związkami międzymetalicznymi. Obszar czynny w diodzie laserowej jest obecnie z reguły studnią kwantową otoczoną warstwami półprzewodnika o szerszej przerwie energetycznej. W ogólności mamy do czynienia z heterostrukturą o profilu szerokości pasma zabronionego wyznaczonym przez skład chemiczny poszczególnych warstw

II. TYPY LASERÓW PÓLPRZEWODNIKOWYCH

- A. homostrukturalne – jeden kryształ materiału półprzewodnika
- B. heterostrukturalne – złącze dwóch kryształów o różnych przerwach energetycznych

Złącza jednego typu (n-n, p-p) pozwalają ograniczyć występowanie nośników mniejszościowych, a więc i rekombinację promienistą do małego obszaru aktywnego. Złącza o różnych typach (p-n) pozwalają znacznie poprawić efektywność wstrzykiwania nośników. Podwójne struktury heterozłączone (p-p i p-n) pozwalają znacznie zmniejszyć prądy progowe.

1. *Lasery o właściwościach wyznaczonych przez wzmocnienie optyczne (gain guided lasers).*



Rys. 1.17. Struktury różnych laserów półprzewodnikowych: a) z przewodzeniem światła za pomocą wzmocnienia (*gain-guided*), b) z przewodzeniem światła za pomocą odpowiedniego ukształtowania współczynnika załamania (*index-guided*)

Prąd wstrzykiwany w wąskim pasku (10µm – lasery o geometrii paskowej). Odpowiednie domieszkowanie zmienia część obszaru z typu n na typ p. Prąd płynie tylko w centrum obszaru, pozostała część jest złączem p-n spolaryzowanym zaporowo. Ponieważ warstwa aktywna pochłania światło poza paskiem, światło jest ograniczone do obszaru paska. Rozkład modów wzdłuż płaszczyzny złącza określony jest przez wzmocnienie optyczne.

Niekorzystne cechy:

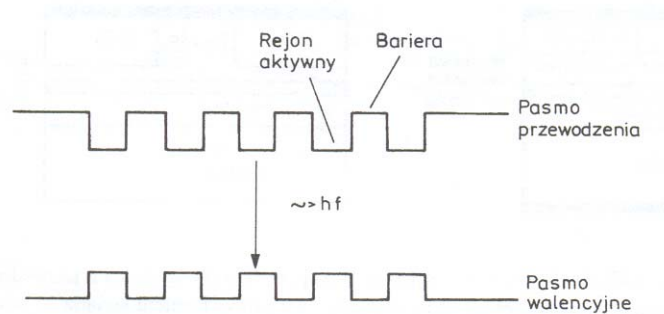
- zależność mocy optycznej od prądu nieliniowa
- niestabilności charakterystyk przestrzennych
- duże wartości prądu progowego (100-150 mA)
- wielomodowość

2. *Lasery, w których światło prowadzone jest przez odpowiednie ukształtowanie współczynnika załamania (index-guided lasers).*

Obszar, w którym prowadzone jest światło określono przez uformowanie falowodu wzdłuż złącza (skokowe zmiany współczynnika załamania – lasery z warstwą zagrzebaną). Rozkład

przestrzenny emitowanego modu stabilny, generowany jeden mod poprzeczny TEM_{00} . Prądy progowe mniejsze (10-20 mA), zależność mocy od prądu nie wykazuje nieliniowości.

3. Lasery z wieloma studniami kwantowymi (MQW – multi-quantum well).



Rys. 1.18. Struktura poziomów energetycznych lasera MQW

Warstwa aktywna składa się z bardzo wielu cienkich warstw (ok. 10 nm dla GaAs, ogólnie grubość warstwy = h/mv) różniących się wartością przerwy energetycznej: właściwe warstwy aktywne przeplatają się z warstwami barier potencjału. Ponieważ grubość warstw bardzo mała – efekty kwantowe. Lasery te mają większe wzmocnienie przy mniejszych koncentracjach nośników ($I_{th} < 1$ mA). Prąd progowy jest mniej wrażliwy na temperaturę (do 130°C). Wyższa częstotliwość drgań relaksacyjnych – większe szybkości modulacji (kilkadziesiąt GHz). Kilkakrotnie mniejsza szerokość linii widmowej, mniejszy chirp.

4. Lasery z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym – konieczność jednomodowej pracy lasera

a). z rozproszonym sprzężeniem zwrotnym (DFB – distributed feedback)

Sprzężenie zwrotne dostarczane przez uformowany nad lub pod warstwą aktywną falowód o periodycznych zmianach współczynnika załamania. Sprzężenie zwrotne zachodzi w sposób rozproszony na całej długości rezonatora poprzez odbicie na różnicach współczynnika załamania falowodu. Jeden z końców struktury pokryty jest warstwą AR, aby umożliwić wyprowadzenie promieniowania

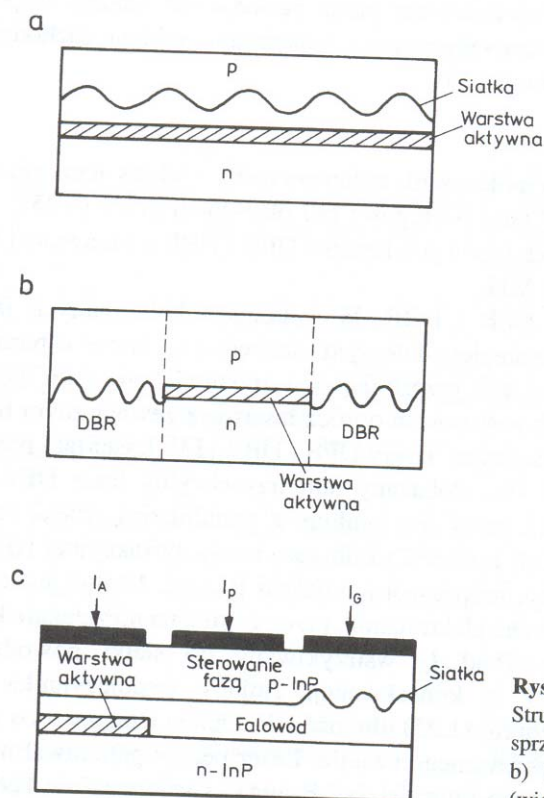
b). z rozproszonym odbiciem Bragga (DBR – distributed Bragg reflector)

Zwierciadła na końcach rezonatora zastąpiono siatkami dyfrakcyjnymi wykorzystującymi odbicie Bragga (periodyczne zmiany współczynnika załamania). Przy siatce pierwszego rzędu maksimum odbicia zachodzi dla długości fali Bragga:

$$\lambda_B = 2n_e X_p$$

n_e – efektywny współczynnik załamania, X_p – okres jego zmian

Lasery DBR emitują pojedynczy mod o długości fali określonej przez powyższy wzór. Szerokość linii widmowej >10 MHz.



Rys. 1.19.
Struktury laserów z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym: a) DFB, b) DBR, c) wieloelektrodowy (wielosekcyjny) DBR

5. *Wielosekcyjne lasery DFB i DBR* – potrzeba laserów o bardzo wąskiej linii widmowej i długości fali przestrajalnej w szerokim zakresie.

Obszar aktywny scalony z przedłużoną wnęką rezonansową utworzona z sekcji kontroli fazy (PC) i obszaru siatki dyfrakcyjnej (G) wykorzystującej selektywny falowo, rozproszony reflektor Bragga. Sekcje lasera są od siebie niezależne elektrycznie – niezależna kontrola płynących prądów. I_G – wstrzykiwany do siatki powoduje zmiany koncentracji nośników i współczynnika załamania, zmieniając długość fali (strojenie podstawowe). I_P – modyfikuje współczynnik

załamania i pozwala na przesunięcie fazy promieniowania odbitego od siatki (strojenie precyzyjne). Szerokość linii widmowej 7-20 MHz, zakres przestrajania 3- 6 nm (przestrajanie ciągłe). Przy nieciągłym – 100 nm.

6. Laser ze studniami kwantowymi o naprężonej sieci

Naprężenia typu rozciągającego lub ściskającego – powstają na skutek niedopasowania sieciowego na interfejsach studni kwantowej I warstwy barierowej w czasie epitaksjalnego procesu krystalizacji heterostruktury. Likwidują degenerację pasma walencyjnego I obniżają efektywną gęstość stanów walencyjnych. Zmiany te pociągają za sobą obniżenie prądu progowego lasera (np. InGaAs/GaAs – 980 nm)

III. PARAMETRY I CHARAKTERYSTYKI DIÓD LASEROWYCH

Parametry pracy lasera opisują tzw. równania kinematyczne:

$$\frac{dP}{dt} = GP + R_{sp} - \frac{P}{\tau_p}$$

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{q} - \frac{N}{\tau_c} - GP; G = \frac{R_{sp}}{n_{sp}}$$

P – liczba fotonów, N – liczba elektronów, I – natężenie prądu,

G – efektywna szybkość emisji wymuszonej

τ_c – czas życia nośników, τ_p – czas życia fotonu (straty we wnęce rezonansowej)

R_{sp} – szybkość emisji spon tanicznej

Gęstość fotonów równa zero dla prądów mniejszych od prądu progowego takiego, że $G\tau_p < 1$ (nie ma akcji laserowej).

$$I_p = \frac{q}{\tau_c} N_p$$

N_p – liczba elektronów odpowiadająca warunkowi $G\tau_p = 1$.

Dla $I > I_p$, liczba fotonów rośnie liniowo z prądem:

$$P = \frac{\tau_p}{q} (I - I_p)$$

Wartość prądu progowego rośnie z temperaturą, gdyż czas życia nośników maleje ze wzrostem temperatury.

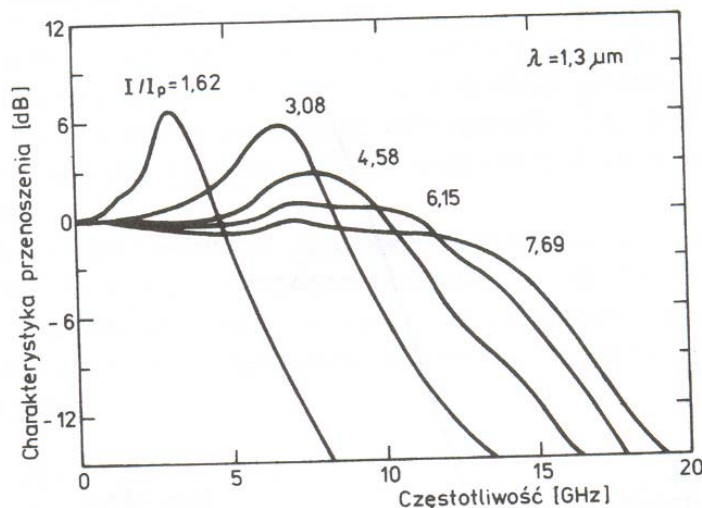
Zmieniamy okresowo prąd płynący przez laser (modulacja). Jeśli laser spolaryzowany jest powyżej prądu progowego, a amplituda prądu modulującego jest niewielka: $I_m \ll I - I_p$, to:

$$H(f_m) = \frac{P_m(f_m)}{P_m(0)} = \frac{\Omega_R^2 + \Gamma_R^2}{(\Omega_R + 2\pi f_m - j\Gamma_R)(\Omega_R - 2\pi f_m - j\Gamma_R)}; \Omega_R - \text{pulsacja},$$

Γ_R – dekrement tłumienia

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

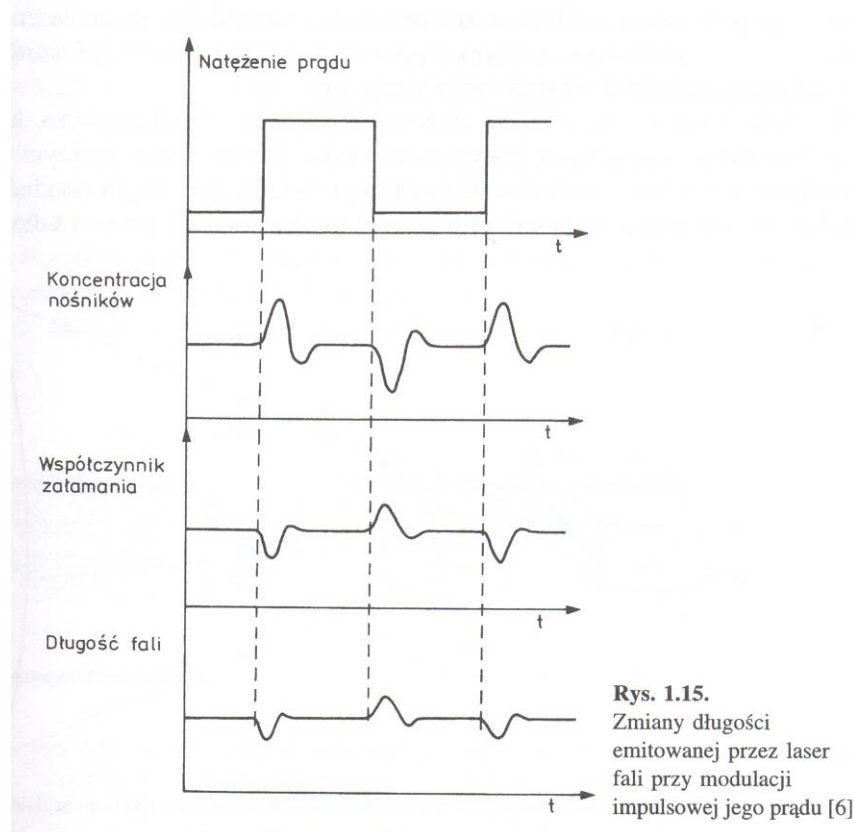
Pasmo modulacji laserów półprzewodnikowych sięga kilkudziesięciu GHz.



Przy szybkim przełączaniu prądu długość fali emitowanej przez laser ulega zmianie. Przy włączeniu lasera (wzrost prądu) przesuwają się w stronę fal krótszych, przy wyłączeniu – w stronę fal dłuższych o kilka dziesiątych nm– **chirp** (migotanie). Powoduje ono rozszerzenie linii widmowej lasera i zwiększenie dyspersji chromatycznej w światłowodzie, co może ograniczać przepływność przy większych szybkościach transmisji. Przyczyną chirpu – chwilowe zmiany koncentracji nośników (rezonans drgań relaksacyjnych).

Redukcja chirpu: spolaryzowanie lasera prądem \gg od progowego (zmniejszenie czułości odbioru); odpowiednia modulacja prądu lasera (prechirp); wprowadzenie do modulowanego prądem

lasera światła z zewnętrznego, niemodulowanego lasera (synchronizacja).



Rys. 1.15.
Zmiany długości emitowanej przez laser fali przy modulacji impulsowej jego prądu [6]

W odróżnieniu od diód elektroluminescencyjnych charakterystyka kierunkowa promieniowania lasera jest stosunkowo wąska. Zależy od rozmiarów obszaru, z którego emitowana jest wiązka; rozkład natężenia mocy emitowanego promieniowania zmienia się z odległością od powierzchni emitującej (strefa daleka).

Rozbieżność kątowa wiązki:

$$\Theta_x = \frac{\lambda}{d_x}; \Theta_y = \frac{\lambda}{d_y}, d - \text{wymiary powierzchni emitującej światło}$$

Typowe wartości rozbieżności kątowej: 9° i 45° .

IV. PORÓWNANIE WŁAŚCIWOŚCI DIÓD ELEKTROLUMINESCENCYJNYCH I DIÓD LASEROWYCH.

Tabela: pasmo modulacji, zależność mocy od prądu, całkowita moc, moc wprowadzona do światłowodu, charakterystyka kierunkowa, szerokość linii widmowej, rodzaj promieniowania.

Tablica 1.2

Parametr	DEL	Laser półprzewodnikowy
Pasma modulacji	Zazwyczaj kilkadziesiąt MHz. Diody o specjalnych konstrukcjach – kilkaset MHz	Zazwyczaj kilka GHz. Lasery o specjalnych konstrukcjach – kilkadziesiąt GHz
Zależność mocy świetlnej od prądu	Quasi liniowa. Nieliniowość charakterystyki ogranicza zastosowania analogowe	Charakterystyczny przebieg z prądem progowym. Część powyżej prądu progowego – liniowa
Osiągane całkowite moce świetlne	Porównywalne. Kilka – kilkadziesiąt mW.	Porównywalne. Kilka – kilkadziesiąt mW.
Moc wprowadzona do światłowodu	Mała	Duża
Charakterystyka kierunkowa promieniowania	Rozbieżność wiązki: kilkadziesiąt – sto kilkadziesiąt stopni	Rozbieżność wiązki: kilka – kilkadziesiąt stopni
Szerokość linii widmowej	Kilkadziesiąt do stu nanometrów	Od pojedynczych nanometrów dla laserów wielomodowych do kilku MHz dla laserów jedno-modowych z rozproszonym sprzężeniem zwrotnym
Rodzaj emitowanego promieniowania	Niekoherentne	Koherentne