

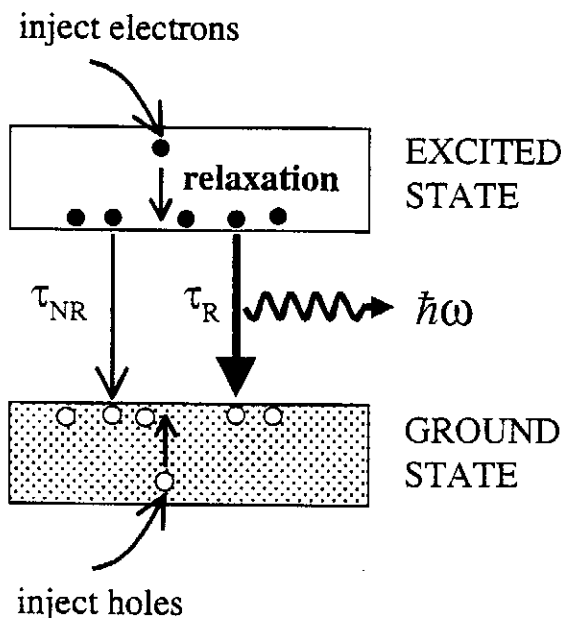
LED i lasery półprzewodnikowe

1. Wstęp

W wykładzie IV analizowane były podstawowe procesy które zachodzą gdy mamy do czynienia z atomami, które oddziałują z promieniowaniem elektromagnetycznym. W szczególności omawiany był proces absorpcji podczas którego elektron przechodzi z niższego poziomu na wyższy kosztem energii zaabsorbowanego fotonu. W niniejszym wykładzie zajmować się będziemy procesem odwrotnym, tzn. przejściem elektronów z wyższych na niższe poziomy energetyczne, gdy temu przejściu towarzyszy emisja fotonu, ale w ciałach stałych. Proces emisji promienistej w ciałach stałych jest zwany luminescencją.

Aby proces luminescencji był możliwy, niezbędne jest wzbudzenie elektronów na wyższe poziomy energetyczne. Jeśli wzbudzenie zachodzi kosztem dostarczonej energii cieplnej mówimy o termoluminescencji. Jeśli ten proces odbywa się po uprzednim zaabsorbowaniu fotonu wówczas mamy do czynienia z fotoluminescencją. Jeśli natomiast pobudzenie odbywa się poprzez przepływ prądu elektrycznego przez ośrodek, to emisja promienista nazywana jest elektroluminescencją. Będziemy zajmować się tym ostatnim procesem, ponieważ stanowi on podstawę działania ważnej klasy źródeł promieniowania: diod elektroluminescencyjnych (tzw. LED – light emitting diode) i laserów półprzewodnikowych.

Na rys. 1 przedstawiono główne procesy, które występują gdy światło jest emitowane z ciała stałego. Foton może być emitowany jeśli elektron ze stanu wzbudzonego przechodzi do pustego stanu w paśmie podstawowym. Aby to było możliwe, najpierw trzeba wstrzyknąć elektrony, które następnie relaksują do stanu z którego nastąpi emisja. Może to być dno pasma przewodnictwa bądź jakiś dyskretny poziom energetyczny w obszarze przerwy wzbronionej. Przejście elektronu do stanu podstawowego jest możliwe tylko gdy znajdują się w nim stany puste. Takie puste stany można wytworzyć wstrzykując dziury.



Rys. 1. Schemat procesu luminescencji.

Szybkość emisji spontanicznej promienistej opisuje współczynnik Einsteina A_{2-1} (patrz wykład IV). Jeśli założymy, że ilość stanów wyższych obsadzonych elektronami wynosi n , to zmiana stanu obsadzenia związana z emisją promienistą jest dana wzorem:

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_{rad} = -A_{2-1}n \quad (1)$$

To równanie można rozumieć jeszcze tak: liczba fotonów emitowana w jednostce czasu jest proporcjonalna do współczynnika A_{2-1} a także do stanu obsadzenia n . Rozwiązując to równanie otrzymuje się:

$$n(t) = n(0) \exp(-A_{2-1}t) = n(0) \exp(-t/\tau_R) \quad (2)$$

gdzie $\tau_R = (A_{2-1})^{-1}$ ma sens czasu życia przejścia promienistego.

Ponieważ współczynnik A_{2-1} jest proporcjonalny do współczynnika Einsteina B_{1-2} (równanie 26b wykład IV) określającego prawdopodobieństwo absorpcji, to oznacza, że dla przejść dla których współczynnik absorpcji jest duży powinno występować również duże prawdopodobieństwo emisji. Jednakże niezbędnym warunkiem jest istotne obsadzenie stanu górnego.

Można pokazać, że jeśli elektron jest wzbudzony do pasma przewodnictwa, po krótkim czasie zrelaksuje do stanów na dnie tego pasma. Analogicznie sytuacja przedstawia się dla dziur w paśmie podstawowym. Dopiero po zajęciu najniższych stanów energetycznych elektron może zrekombinować z dziurą a nadmiar energii zostanie przekazany wyemitowanemu fotonowi. Dlatego te fotony posiadają energie z wąskiego zakresu.

Proces emisji promienistej nie jest jedynym możliwym procesem powrotu elektronów do pasma podstawowego. Alternatywną drogą jest proces rekombinacji bezpromienistej, (oznaczony na rys. 1. jako proces z czasem życia τ_{NR}), który polega na tym, że nadmiar energii przy przejściu ze stanu wzbudzonego do stanu podstawowego jest oddawany sieci krystalicznej (czyli emitowane są fonony) bądź też domieszkom lub defektom, zwanym pułapkami.

Całkowitą zmianę stanu obsadzenia, związaną z rekombinacją promienistą i bezpromienistą opisuje wzór:

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_{total} = -\frac{n}{\tau_R} - \frac{n}{\tau_{NR}} = -n\left(\frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_{NR}}\right) \quad (3)$$

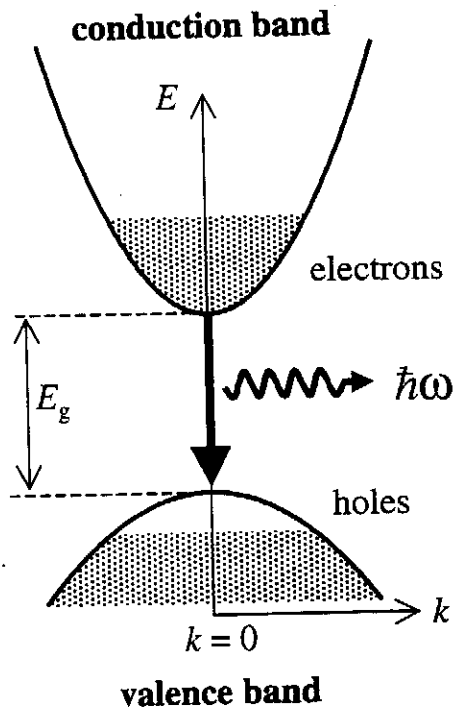
Stosunek szybkości emisji promienistej do całkowitej szybkości emisji jest zwany wydajnością luminescencji, η_R . Aby obliczyć ten parametr, należy podzielić równanie (1) przez równanie (3). Wówczas otrzymamy:

$$\eta_R = \frac{A_{2-1}n}{n(1/\tau_R + 1/\tau_{NR})} = \frac{1}{1 + \tau_R/\tau_{NR}} \quad (4)$$

Jeśli $\tau_R \ll \tau_{NR}$ wówczas wydajność luminescencji dąży do jedności i ilość emitowanego światła jest największa. Z drugiej strony, jeśli $\tau_R \gg \tau_{NR}$ to wydajność luminescencji jest bardzo mała. Tak więc aby wydajność luminescencji była jak największa, czas życia rekombinacji promienistej powinien być dużo mniejszy od czasu życia rekombinacji bezpromienistej.

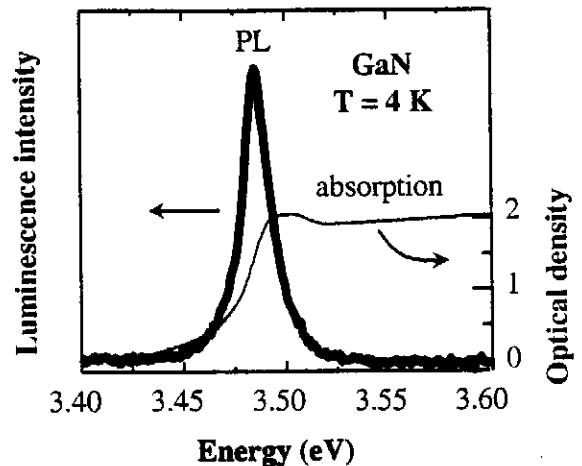
2. Luminescencja międzypasmowa

W wykładzie VIId, przy okazji omawiania różnych materiałów półprzewodnikowych wspomniano o materiałach z prostą i skośną przerwą wzbronioną. Proces luminescencji w materiałach z prostą przerwą wzbronioną przedstawia rys.2. Po wstrzyknięciu nośników do obydwu pasm (elektronów do pasma przewodnictwa a dziur do pasma walencyjnego) następuje ich szybka relaksacja: elektrony gromadzą się jak najbliżej dna pasma przewodnictwa a dziury – jak najbliżej wierzchołka pasma walencyjnego. Zwykle ten proces trwa nie dłużej niż 10^{-13} s. Teraz dopiero następuje proces rekombinacji elektron – dziura i emisja fotonu. W materiałach z prostą przerwą prawdopodobieństwo rekombinacji promienistej jest bardzo duże i w efekcie czas życia rekombinacji promienistej jest bardzo krótki, rzędu 10^{-8} - 10^{-9} s i wydajność luminescencji też bardzo duża. Ponieważ pęd fotonu jest pomijalnie mały w stosunku do pędu elektronu w sieci krystalicznej, to emisja ma miejsce w pobliżu $k=0$ – na rys. 2 odpowiada jej prosta strzałka skierowana w dół. Stąd energie emitowanych fotonów są bliskie energii przerwy wzbronionej półprzewodnika, niezależnie od tego jak wyjściowo oddalone są od dna pasma wstrzykiwane nośniki. Na rys.3 przedstawiono przykładowo widmo luminescencji i absorpcji dla GaN w $T=4$ K. Jest to materiał o przerwie prostej równej 3.5eV. Jak widać widmo luminescencji ma maksimum położone w pobliżu tejże energii.



Rys.2

Luminescencja międzypasmowa w półprz.
z prostą przerwą wzbronioną



Rys.3

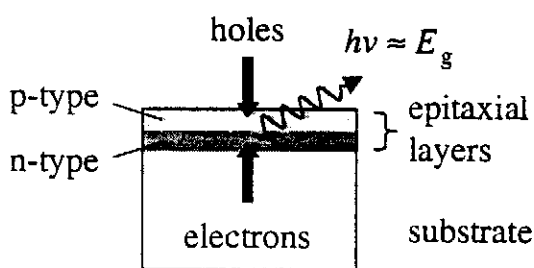
Widmo luminescencji i absorpcji dla
GaN w $T=4$ K

W materiałach ze skośną przerwą wzbronioną wierzchołek pasma walencyjnego i dno pasma przewodnictwa leżą w różnych punktach strefy Brillouina (patrz wykład VIId). Zasada zachowania pędu wymaga udziału fononów (emisja lub absorpcja) w procesie emisji fotonów. W porównaniu do rekombinacji promienistej w materiałach z prostą przerwą, jest to proces drugiego rzędu: czas życia rekombinacji promienistej jest większy i wydajność

luminescencji dużo mniejsza. Z tego względu najważniejsze półprzewodniki: krzem i german, mające skośną przerwę wzbronioną nie są stosowane jako źródła promieniowania.

3. Elektroluminescencja

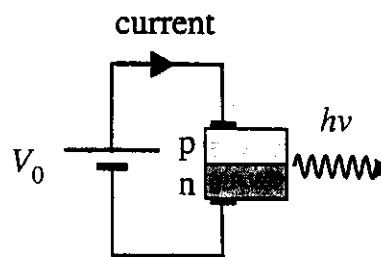
Elektroluminescencja jest procesem który występuje jeśli przez urządzenie półprzewodnikowe płynie prąd elektryczny. Rozróżnia się dwa typy takich urządzeń: diody elektroluminescencyjne LED oraz laser półprzewodnikowy. Na rys.4a przedstawiono przekrój przez strukturę półprzewodnikową a na rys. 4b zastępczy schemat elektryczny układu w którym pracuje urządzenie elektroluminescencyjne. Urządzenie składa się z warstw epitaksjalnych które zostały wyhodowane na jednorodnym, grubym podłożu. Warstwy epitaksjalne stanowią złącze p-n z cienkim obszarem aktywnym, którym jest obszar zubożony złącza. Dioda pracuje spolaryzowana napięciem w kierunku przewodzenia (patrz rys.4b), co oznacza, że prąd płynie od obszaru p do obszaru n. Na rys. 4a zaznaczono kierunek ruchu wstrzykiwanych w ten sposób dziur i elektronów. Emisja fotonów odbywa się z obszaru zubożonego złącza, dzięki procesowi rekombinacji elektronów wpływających z obszaru typu n i dziur z obszaru typu p. Jak już wcześniej było wyjaśnione, emitowane widmo luminescencji jest dość wąskie, o szerokości rzędu rozmycia termicznego kT , z maksimum w pobliżu przerwy wzbronionej półprzewodnika.



(a)

Rys.4a

Przekrój przez strukturę urządzenia elektroluminescencyjnego



(b)

Rys.4b

Schemat zastępczy układu elektrycznego w którym pracuje urządz. elektrolumin.

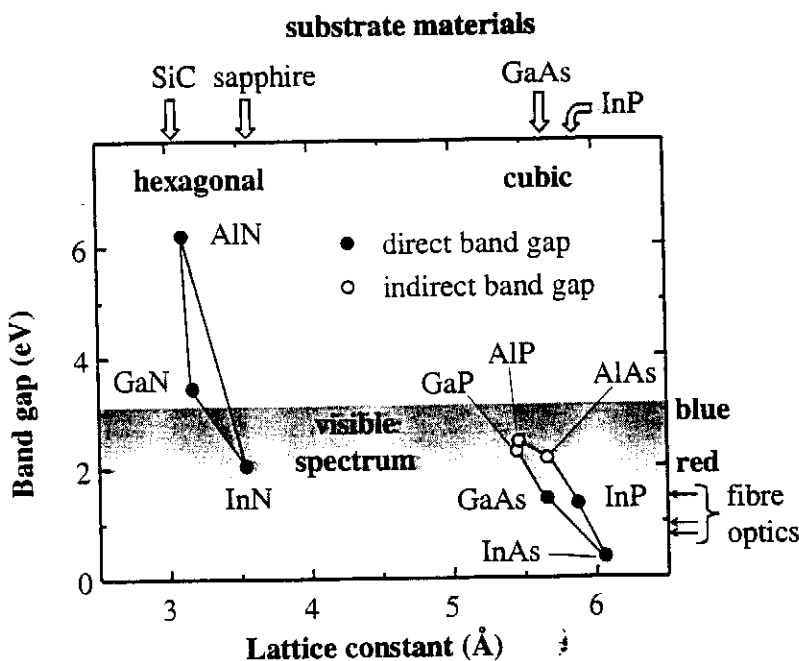
Ze względu na niską wydajność luminescencji w półprzewodnikach ze skośną przerwą wzbronioną, urządzenia elektroluminescencyjne są głównie wykonywane z półprzewodników o prostej przerwie wzbronionej. Pomimo olbrzymiej ilości różnych półprzewodników o prostej przerwie w praktyce tylko niektóre z nich są używane do produkcji urządzeń elektroluminescencyjnych. Głównymi czynnikami, które determinują wybór materiału są:

- wielkość przerwy wzbronionej;
- naprężenia związane z dopasowaniem sieci;
- łatwość domieszkowania na typ p

Pierwszy jest oczywisty: przerwa definiuje emitowaną długość fali. Drugi jest związany z problemem dopasowania warstwy epitaksjalnej do podłoża (patrz rys. 4a). Zwykle warstwy epitaksjalne są hodowane na podłożach, gdyż trudno jest wyhodować duże kryształy o dostatecznej jakości aby wydajność luminescencji była odpowiednio duża. W związku z tym hoduje się bardzo cienkie warstwy epitaksjalne o bardzo dobrych własnościach na podłożach

o znacznie gorszych własnościach. Hodowana warstwa epitaksjalna dopasowuje się do komórki elementarnej podłoża i jeśli materiał podłoża i warstwy różnią się znacznie stałymi sieciowymi, to pojawiają się naprężenia i związane z nimi defekty struktury, takie jak np. dyslokacje. Defekty te powodują znaczny spadek wydajności luminescencji.

Na rys.5 przedstawiono zależność przerwy wzbronionej dla niektórych materiałów półprzewodnikowych z grupy III-V w funkcji ich stałej sieciowej. Na górze rysunku zaznaczono strzałkami stałe sieciowe najczęściej stosowanych podłoży. Te materiały można podzielić na dwie grupy. Po lewej stronie rysunku przedstawiono azotki krystalizujące w strukturze heksagonalnej wurcytu a po prawej – arsenki i fosforki, które krystalizują w strukturze blendy cynkowej. Przez wiele lat optoelektronika bazowała na GaAs. GaAs emituje światło w podczerwieni (870nm). Po utworzeniu kryształu mieszanego z AlAs, $Al_xGa_{1-x}As$, można było uzyskać źródła promieniowania w zakresie spektralnym od 630nm do 870 nm. Ponieważ stałe sieciowe GaAs i AlGaAs są zbliżone, to technologia hodowania warstw epitaksjalnych AlGaAs na GaAs jest stosunkowo prosta. Związki czteroskładnikowe $(Al_yGa_{1-y})_xIn_{1-x}P$ stają się półprzewodnikami ze skośną przerwa, dlatego można je stosować w zakresie światła czerwonego i bliskiej podczerwieni.



Rys.5.

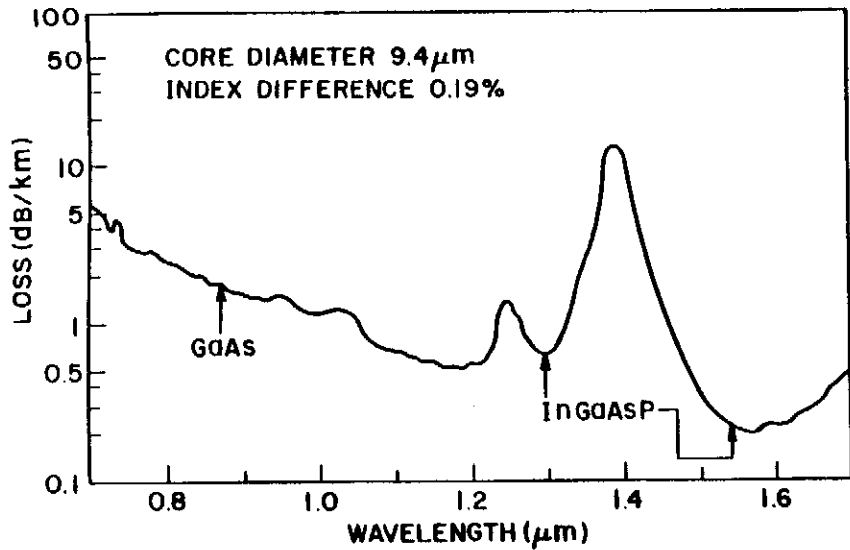
Table 5.1 Band gap energy E_g and emission wavelength λ_g for several compositions of the direct band gap quaternary III-V alloy $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$. The compositions indicated all satisfy the lattice-matching condition for InP substrates, namely $x \approx 0.47y$. After [2].

x	y	E_g (eV)	λ_g (μm)
0	0	1.35	0.92
0.27	0.58	0.95	1.30
0.40	0.85	0.80	1.55
0.47	1	0.75	1.65

Tabela I

Ze względu na zastosowanie w technice światłowodowej, interesujące są źródła promieniowania na 1.3 μm i 1.55 μm . Dla tych długości fal straty mocy i dyspersja włókna światłowodowego są najmniejsze. Ilustruje to rys. 6 n którym pokazano zależność strat w jednomodowym włóknie krzemowym w funkcji długości fali. Minimum strat występuje właśnie dla tych długości fali. Dobrymi emiterami na te długości fali są kryształy mieszane $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$. Dopasowanie sieciowe dla tych kryształów osiąga się przy $x \approx 0.47y$. To pozwala na realizację źródeł emitujących promieniowanie od 0.92 μm do 1.65 μm (patrz tabela I).

Do niedawna nie istniały urządzenia elektroluminescencyjne na zakres zielony i niebieski widma promieniowania. Było to związane z faktem, że kryształy półprzewodnikowe o których wspomniano wcześniej w tym zakresie spektralnym są półprzewodnikami o skośnej



Rys. 1.10 Agraval

Rys.6. Straty mocy we włóknie światłowodowym

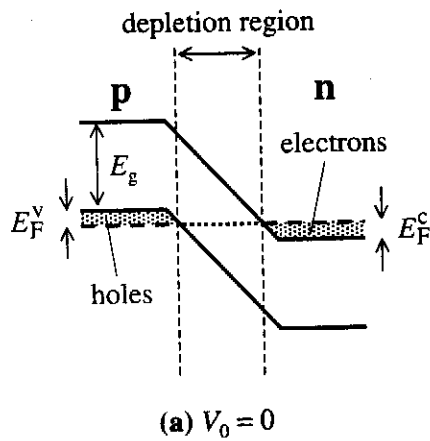
przerwie. W r. 1995 Nakamura z Nichia Chemical Industries w Japonii zrealizował LED na bazie azotku galu. GaN jest półprzewodnikiem o prostej przerwie wzbronionej, równej 3.4eV w temperaturze pokojowej (3.5 eV w $T = 4K$ – patrz rys. 3). Tworząc kryształ mieszany GaN z InN, który ma przerwę wzbronioną równą 1.9eV w temperaturze pokojowej, można uzyskać źródło promieniowania na zakres spektralny od 360 nm (UV) do 650 nm (czerwony).

Należy zauważyć, że stosunkowo długo trzeba było czekać aby uzyskać źródło promieniowania na zakres odpowiadający światłu zielonemu i niebieskiemu. Otóż jest to związane z faktem, że na ten zakres spektralny potrzebne są półprzewodniki o szerokiej przerwie wzbronionej, rzędu 2.5eV. Istnieją takie półprzewodniki, jak np. ZnSe czy CdSe ale w materiałach szerokoprzerwowych istnieją problemy z uzyskaniem materiału typu p. Jest to związane z tym, że energie poziomów akceptorowych są dość duże i liczba dziur które mogłyby być termicznie wzbudzone do pasma walencyjnego jest niska. Materiał jest wysokooporowy co powoduje wydzielanie się ciepła na kontaktach elektrycznych i degradację własności urządzenia.

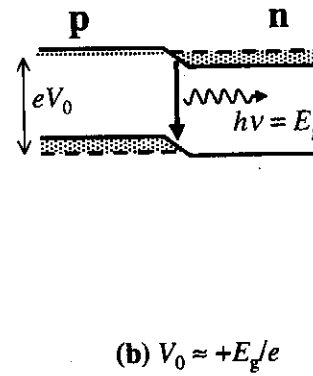
4. Diody elektroluminescencyjne LED

Na rys. 7 przedstawiono schemat pasmowy złącza p-n bez zewnętrznej polaryzacji w którym obydwa obszary są silnie domieszkowane tak, że poziom Fermiego dla elektronów znajduje się już w obrębie pasma przewodnictwa a dla dziur - w obrębie pasma walencyjnego. W stanie równowagi termodynamicznej poziom Fermiego musi leżeć tak samo po obydwu stronach złącza, co prowadzi do zakrzywienia pasma przewodnictwa i walencyjnego w obszarze złącza tak jak to przedstawia rys. 7a. W obszarze zubożonym złącza nie ma swobodnych nośników i nie może zająć luminescencja. Po spolaryzowaniu złącza w kierunku przewodzenia napięciem $V_0 \sim E_g/e$ następuje przesunięcie poziomów Fermiego względem siebie o wartość eV_0 , tak jak to pokazano na rys. 7b. Obszar zubożony kurczy się i następuje przepływ elektronów z obszaru n do p i dziur z obszaru p do n. Tak więc w obszarze zubożonym złącza pojawiają się elektrony i dziury i może rozpocząć się proces rekombinacji. Emitowane są fotony o energii E_g . Z zewnętrznego układu elektrycznego dopływają nowe elektrony i dziury, które mogą znowu rekombinować. Na rys. 8 pokazano przykładowo widmo elektroluminescencji diody p-i-n GaAs spolaryzowanej w kierunku przewodzenia (przez diodę płynie prąd równy 1 mA). GaAs ma przerwę wzbronioną równą 1.42eV w

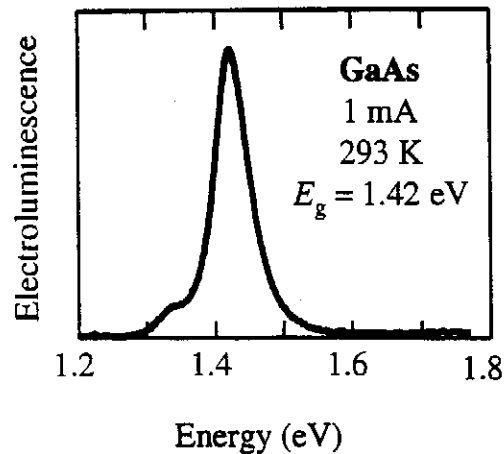
temperaturze pokojowej, co odpowiada emisji fali o długości 870 nm. Szerokość połówkowa jest rzędu 60 meV, co jest równe ok. $2kT$ w tej temperaturze.



Rys. 7a



Rys. 7b



Rys.8. Widmo elektroluminescencji LED na GaAs

5. Laser półprzewodnikowy

a) zasada działania

Rozważmy jeszcze raz złącze półprzewodnikowe p-n tak jak to przedstawiono na rys. 7a. Dla elektronów w paśmie przewodnictwa i dziur w paśmie walencyjnym obowiązuje statystyka Fermi-Diraca. Prawdopodobieństwo znalezienia elektronu o energii E jest opisane równaniem:

$$f = \frac{1}{e^{(E-E_F)/kT} + 1} \quad (5)$$

Analogicznie prawdopodobieństwo znalezienia dziury o energii E :

$$1 - f = \frac{1}{e^{(E_F-E)/kT} + 1} \quad (6)$$

Jeśli przyjąć osie energii tak, że energia elektronu dodatnia liczy się w górę od dna pasma przewodnictwa a energia dodatnia dziury – w dół od wierzchołka pasma walencyjnego, tzn.

$$E - E_F \rightarrow E_C - E_F^C \text{ dla pasma przewodnictwa i}$$

$$E - E_F \rightarrow -(E_V - E_F^V) \text{ dla pasma walencyjnego}$$

gdzie subskrypty C i V odnoszą się odpowiednio do dna i wierzchołka pasma przewodnictwa i walencyjnego. Oznaczmy teraz prawdopodobieństwa znalezienia elektronu na dnie pasma przewodnictwa przez f_C a dziury przy wierzchołku pasma walencyjnego przez f_V . Wówczas z równań (5) i (6) otrzymamy :

$$f_C = \frac{1}{e^{(E_C - E_F^C)/kT} + 1} \quad (7) \quad \text{oraz} \quad f_V = \frac{1}{e^{(E_V - E_F^V)/kT} + 1} \quad (8)$$

Po spolaryzowaniu złącza napięciem w kierunku przewodzenia, poziomy Fermiego po obu stronach złącza przesuwa się o wartość eV_0 (patrz rys. 7b). Na rys.2 przedstawiono zależność dyspersyjną dla elektronów i dziur w wąskim obszarze przestrzennym w którym następuje rekombinacja.

W wykładzie IV opisano dwa możliwe procesy rekombinacji promienistej: spontaniczną i wymuszoną. O ile rekombinacja wymuszona jest proporcjonalna do strumienia fotonów, o tyle emisja spontaniczna nie zależy od strumienia fotonów.

Jeśli chodzi zaś o proces absorpcji fotonów, to mówi się tylko o absorpcji wymuszonej – do tego procesu niezbędny jest strumień fotonów. Zdefiniujmy szybkość procesu np. absorpcji, w ten sposób, że jest to ilość aktów absorpcji w jednostce czasu. Załóżmy, że w jednostce czasu liczba fotonów padających na element powierzchni wynosi S. Innymi słowy S jest strumieniem fotonów w jednostkach ($s^{-1}m^{-2}$). Niech σ będzie prawdopodobieństwem, że jeden foton zostanie zaabsorbowany przez elektron. W języku zderzeń to prawdopodobieństwo jest nazywane przekrojem czynnym (w m^2). Wówczas szybkość absorpcji będzie iloczynem $S\sigma$ (w s^{-1}). Jeśli teraz wziąć pod uwagę, że aby nastąpiła absorpcja fotonu potrzebny jest elektron z pasma walencyjnego (czyli zajęty stan w paśmie walencyjnym) oraz pusty stan do którego elektron ma przejść (czyli pusty stan w paśmie przewodnictwa), to szybkość absorpcji c opisze wzór:

$$c = \sigma S(1 - f_C)(1 - f_V) \quad (9)$$

gdzie $(1 - f_C)$ opisuje prawdopodobieństwo, że istnieje pusty stan w paśmie przewodnictwa a $(1 - f_V)$ – prawdopodobieństwo, że istnieje zajęty stan elektronowy w paśmie walencyjnym.

Prawdopodobieństwo, że nastąpi proces absorpcji jest równe prawdopodobieństwu, że nastąpi proces emisji wymuszonej (patrz wykład IV: $B_{1,2} = B_{2,1}$). A więc przekrój czynny dla procesu absorpcji wymuszonej jest równy przekrojowi czynnemu dla procesu emisji wymuszonej. Stąd szybkość emisji wymuszonej e^{st} opisać można przy pomocy wzoru:

$$e^{st} = \sigma S f_C f_V \quad (10)$$

Z równań (9) i (10) różnica między szybkością emisji wymuszonej i absorpcji będzie równa:

$$e^{st} - c = \sigma S [f_C f_V - (1 - f_C)(1 - f_V)] = \sigma S (f_C + f_V - 1) = GP \quad (11)$$

gdzie G jest „zyskiem”, na jednostkę czasu, czyli szybkością zysku a P – liczbą fotonów i

$$G = (f_C + f_V - 1)\sigma S / P \quad (12)$$

Aby szybkość zysku była dodatnia, konieczne jest spełnienie warunku:

$$f_C + f_V \geq 1 \quad (13)$$

lub warunku równoważnego:

$$f_V^{-1} + f_C^{-1} - (f_C f_V)^{-1} = 1 - e^{(\hbar\omega - E_G - E_{FV} - E_{FC})/kT} \geq 0 \quad (14)$$

przy czym

$$\hbar\omega = E_G + E_C + E_V \quad (15)$$

Należy pamiętać, że E_C i E_V są mierzone od krawędzi każdego z pasm w głąb. Z równania (14) wynika, że dodatni zysk wymaga aby spełniona była zależność:

$$\hbar\omega \leq E_G + E_{FV} + E_{FC} \quad (16)$$

Czyli energia fotonu nie powinna być większa niż odległość między obydwoma poziomami Fermiego. Z drugiej strony energia fotonu nie może być mniejsza niż energia przerwy wzbronionej, bo tego wymaga proces absorpcji. Tak więc otrzymuje się zależność:

$$E_G \leq \hbar\omega \leq E_G + E_{FV} + E_{FC} \quad (17)$$

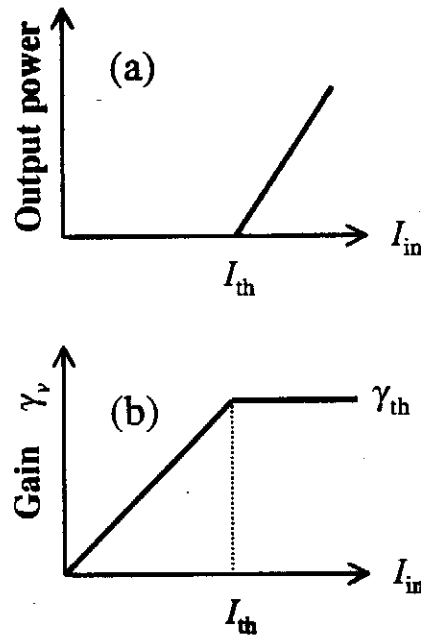
a stąd ostatecznie następujący warunek:

$$\boxed{E_{FV} + E_{FC} \geq 0} \quad (18)$$

Jeśli spełniona jest równość, to koncentracja nośników ma najmniejszą wartość niezbędną do tego, aby zysk był dodatni.

Jeśli pasma są symetryczne, tzn. masy efektywne elektronów i dziur są takie same, to warunek (18) otrzymuje się, gdy obydwa poziomy Fermiego są równe zero. Zwykle jednak masa efektywna dla dziur jest większa od masy efektywnej dla elektronów i warunek (18) występuje dla $E_{FV} < 0$, tzn. gdy poziom Fermiego dla dziur jest powyżej wierzchołka pasma walencyjnego w przerwie wzbronionej. Przypadek symetrycznych i niesymetrycznych pasm i warunek (18) ilustrują rysunki 9a i 9b.

nadmiarowe elektrony i dziury nie powodują wzrostu zysku, ale rekombinują w procesie emisji wymuszonej i powodują wzrost mocy promieniowania, jak to pokazano na rys. 13a.



Zależność mocy wyjściowej lasera P_{out} od prądu wstrzykiwania powyżej progu można zapisać wzorem:

$$P_{out} = \eta \frac{h\nu}{e} (I_{in} - I_{th}) \quad (25)$$

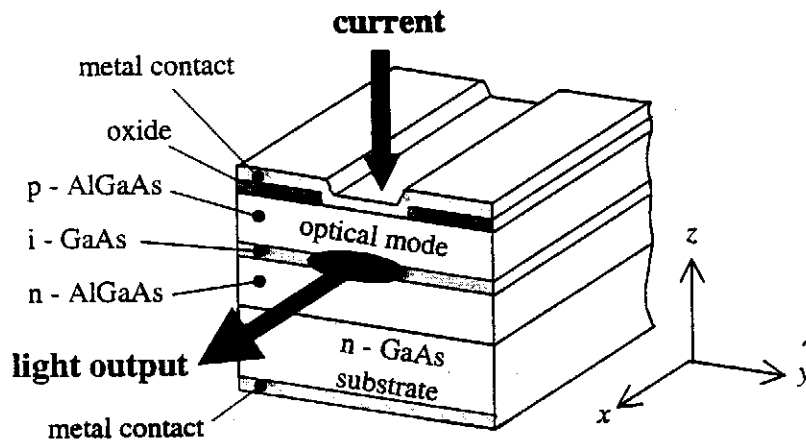
gdzie η jest wydajnością kwantową. Tu η definiuje ułamek par elektron – dziura, które generują fotony. Wydajność kwantowa determinuje tzw. wydajność nachylenia η_n (W/A):

$$\eta_n = \frac{P_{out}}{I_{in} - I_{th}} = \frac{\eta h\nu}{e} \quad (26)$$

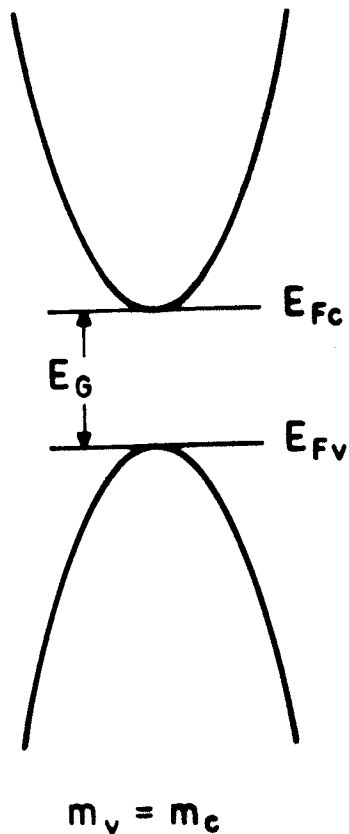
W idealnej diodzie laserującej, $\eta=1$ i η_n osiąga maksymalną wartość równą $h\nu/e$. Wiele diod jest bliska spełnienia tego warunku. Wśród wielu powodów dla których ten warunek nie jest spełniony, są m.in. optyczna i elektryczna lokalizacja. Laser nie będzie pracował prawidłowo, jeśli nie zapewnimy aby lokalizacja prądu była w tym samym obszarze w którym zlokalizowane jest światło. Jest to szczególnie trudne do realizacji w tzw. strukturach planarnych, jak ta przedstawiona na rys. 7a. W kierunku osi z wymiary urządzenia są rzędu pojedynczych mikrometrów, podczas gdy w płaszczyźnie xy – rzędu kilku setek mikrometrów. Światło jest generowane w cienkim obszarze aktywnym i jest emitowane z krawędzi struktury. Ma tendencje do rozpraszania się w płaszczyźnie zy, podczas gdy prąd – w płaszczyźnie xy. To oznacza, że obszary w których jest najwięcej światła mogą nie przekrywać się z obszarami w których prąd jest największy co prowadzi do niskiej wydajności kwantowej.

Poniżej przedstawione zostaną struktury w których podjęto próby podniesienia wydajności kwantowej poprzez lokalizację optyczną i elektryczną. Na rys. 14 lokalizację elektryczną osiągnięto dzięki warstwie tlenku, ograniczając obszar przepływu prądu do cienkiego prostopadłościanu. Lokalizację optyczną osiągnięto w ten sposób, że warstwę aktywną stanowi materiał o węższej przerwie wzbronionej (GaAs) niż obszary p i n (AlGaAs). W tym

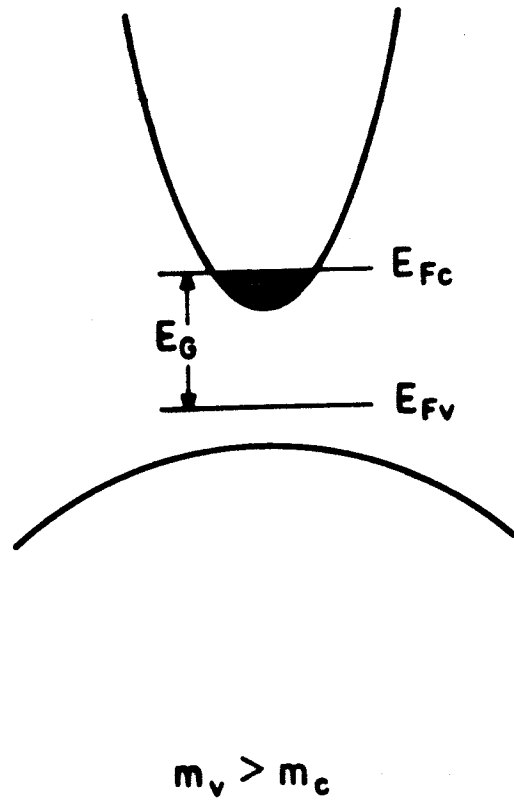
materialu współczynnik załamania jest wyższy niż w AlGaAs i światło dochodząc do granicy z tym materiałem ulega całkowitemu wewnętrznemu odbiciu. Tak więc światło pozostaje „uwięzione” w płaszczyźnie xy. Niestety trudno jest ograniczyć propagację światła do kierunku x w tej strukturze.



Rys. 14 Laser heterozłączowy GaAs - AlGaAs



Rys. 9a



Rys. 9b

b) Zysk i współczynnik absorpcji. Krzywa zysku

Szybkość zysku G w równaniu (11) jest proporcjonalna do różnicy między szybkością emisji wymuszonej a szybkością absorpcji wymuszonej. Jest to wielkość mierzona w s^{-1} . Inną wielkością, zwaną po prostu zyskiem i oznaczaną g , jest wielkość mierzona w m^{-1} . Tę wielkość otrzymuje się dzieląc G przez prędkość z jaką fotony poruszają się w materiale. Do tej pory rozważaliśmy elektrony i dziury, które mają tylko jeden wektor falowy (i odpowiednio energie E_C i E_V). Przechodząc od szybkości zysku G do zysku g , musimy posumować po wszystkich wektorach falowych odpowiadających określonej energii fotonów:

$$g = \sum_{\text{wekt. fal}} G/v_g \quad (19)$$

gdzie sumowania odbywa się po wszystkich wektorach falowych, dla których spełniona jest zależność $\hbar\omega = E_C + E_V + E_G$, i gdzie v_g jest prędkością grupową fotonów.

Przejście od G do g może być rozumiane następująco. Niech strumień fotonów pada na płytkę materiału półprzewodnikowego o powierzchni A , grubości dz i współczynnika absorpcji α . Zgodnie z definicją współczynnika absorpcji, strumień fotonów po przejściu przez płytkę zmniejszy się $e^{-\alpha dz}$ razy i w związku z tym liczba fotonów zaabsorbowana w płytce będzie równa $P(1 - e^{-\alpha dz})$. Absorpcja ma miejsce podczas przechodzenia fotonów przez płytkę. Na to przejście potrzebny jest czas t równy stosunkowi grubości płytki dz do prędkości grupowej v_g . Dla cienkiej płytki $\alpha dz \ll 1$, a więc można po rozłożeniu eksponenty w szereg wokół αdz ograniczyć się do pierwszego rzędu rozwinięcia względem αdz . W ten sposób liczba fotonów zaabsorbowana w jednostce czasu będzie równa:

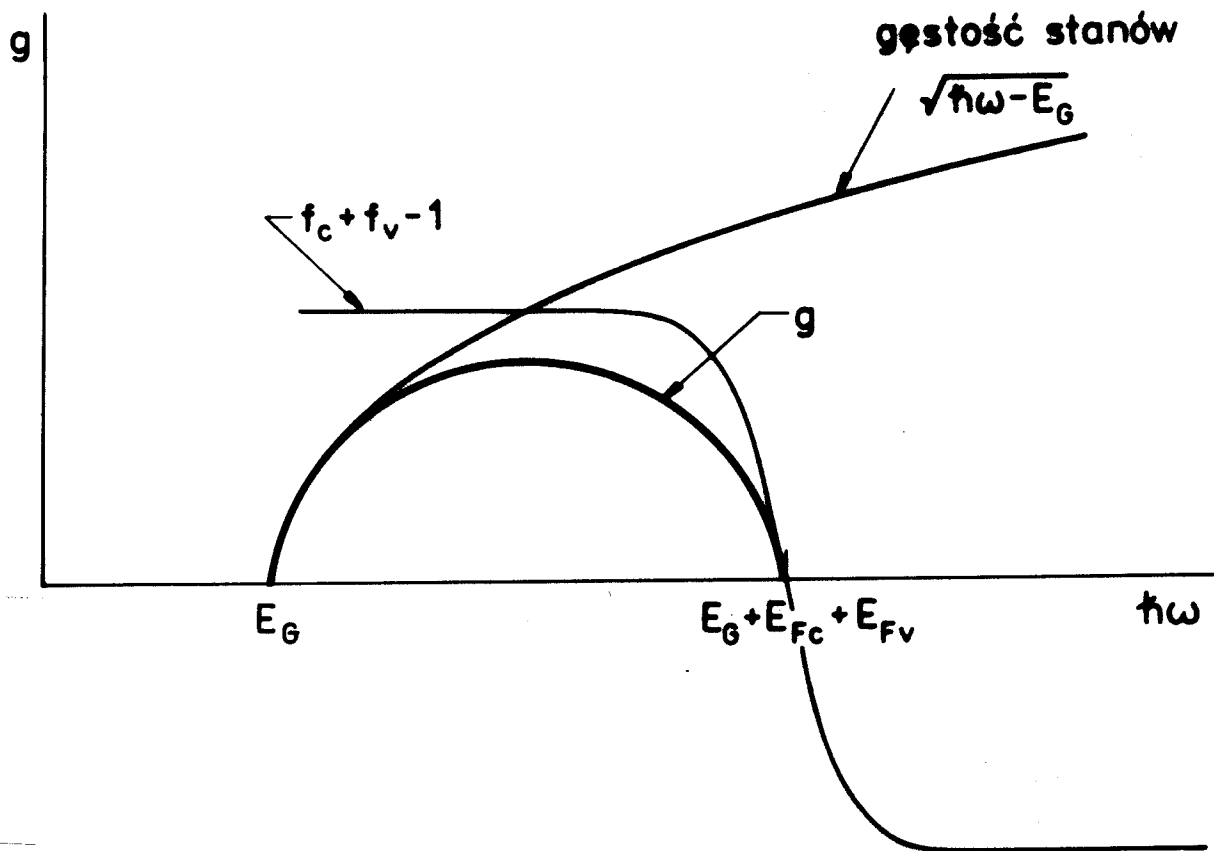
$$\frac{P(1 - e^{-\alpha dz})}{dz/v_g} = P\alpha v_g \quad (20)$$

Z porównania równania (20) i (5) z (19) dochodzimy do wniosku, że g i α odgrywają analogiczną rolę.

Po zsumowaniu po k , w równaniu (19) pojawi się gęstość stanów. Ponieważ jest ona proporcjonalna do pierwiastka kwadratowego z energii, otrzymamy następującą zależność na g :

$$g \propto \sqrt{\hbar\omega - E_G} (f_C + f_V - 1) \quad (21)$$

Na rysunku 11 przedstawiono tzw. krzywą zysku, tzn. zysk w funkcji energii fotonów.



Rys.11 Krzywa zysku

c) Lustra i warunki progowe

Oprócz absorpcji fotonów opisanych szybkością absorpcji c , możliwe są inne procesy absorpcji: absorpcja na swobodnych nośnikach i rozpraszanie na interfejsach. Z tymi stratami fotonów wiąże się współczynnik absorpcji wewnętrznej, α_{int} . Aby możliwa była akcja laserowa, wypadkowa szybkość emisji wymuszonej, tzn. różnica e^{st} - c , powinna być większa niż współczynnik absorpcji wewnętrznej, α_{int} . Ten cel może być osiągnięty poprzez zwiększenie liczby fotonów (patrz równanie (11)). Można to uzyskać wprowadzając lustra. Dzięki lustrom, fotony wędrują wielokrotnie wprzód i w tył, tak że ich czas oddziaływania z ośrodkiem wydłuża się. Oczywiście, niektóre fotony muszą uciec z ośrodka – przecież o to

chodzi w laserze. Załóżmy, że straty na lustrach można opisać przy pomocy współczynnika absorpcji α_m . Wówczas całkowita absorpcja będzie opisana wzorem:

$$\alpha = \alpha_{\text{int}} + \alpha_m - g \quad (22)$$

Aby otrzymać interferencję konstruktywną na zwierciadłach, ich odstęp L musi być równy całkowitej liczbie połówek długości fali λ odpowiadającej emitowanemu przez ośrodek fotonowi:

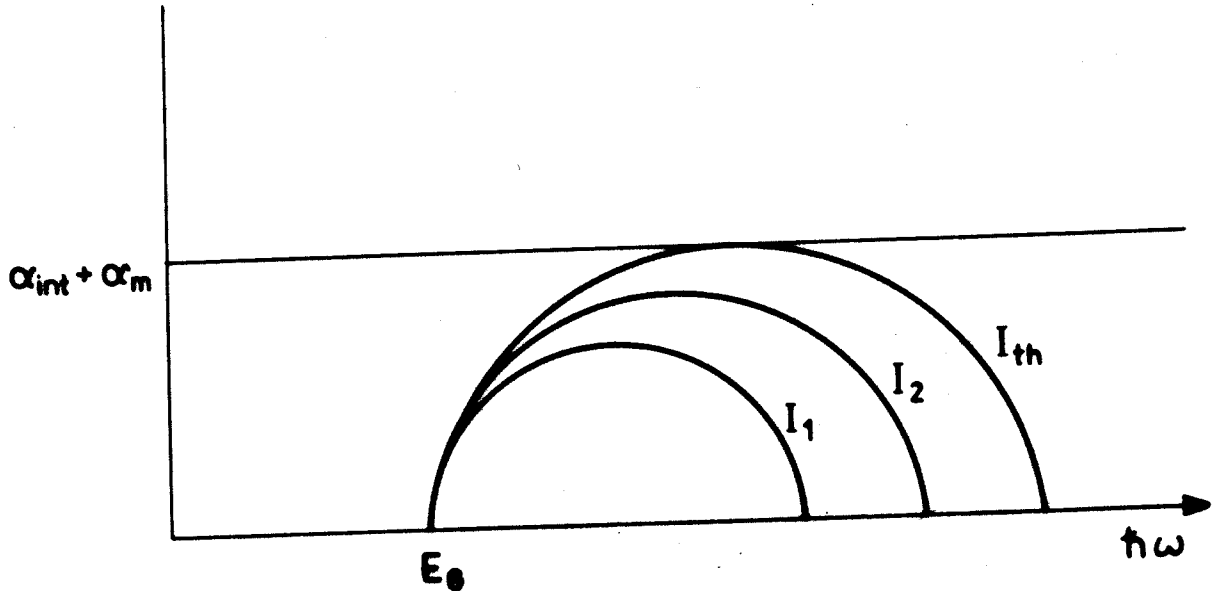
$$L = m \frac{\lambda}{2n} \quad \text{gdzie } m=1,2,3, \dots \quad (23)$$

gdzie n jest współczynnikiem załamania ośrodka.

Innym warunkiem uzyskania akcji laserowej jest wymaganie aby całkowita absorpcja była równa zero, tj. aby

$$g = \alpha_{\text{int}} + \alpha_m \quad (24)$$

Dla zadanej struktury laserowej jest to możliwe poprzez zwiększenie prądu wstrzykiwania. Wówczas E_{FC} i E_{FV} rosną i krzywa zysku podnosi się. Kiedy jej szczyt osiąga $\alpha_{\text{int}} + \alpha_m$ rozpoczyna się akcja laserowa. Na rys. 12 przedstawiono zależność krzywej zysku od energii fotonów w funkcji prądu wstrzykiwania. Dla progowej wartości I_{th} , rozpoczyna się akcja laserowa.



Rys. 12

Można założyć, że zysk rośnie liniowo ze wzrostem prądu wstrzykiwania, tak jak to ilustruje rys. 13b. Kiedy prąd wstrzykiwania osiąga wartość progową, wówczas zysk osiąga również wartość progową określoną równaniem (24) i rozpoczyna się akcja laserowa. Zysk dalej już nie rośnie (patrz rys. 13b). W przeciwnym wypadku, laser nie świeciłby stabilnie: zysk przekraczałby straty. Tak więc, przy dalszym wzroście prądu wstrzykiwania