

Тема 6. Напівпровідниковий лазер.

Лекція 6.

Порогова густина струму інжекційного лазера, $p-n$ перехід. Схема гомо- і гетеро структур для напівпровідникових лазерів. Збудження електронним бомбардуванням.

Н.Г.Басов, Б.М.Вул і Ю.М.Попов в 1959 році запропонували використовувати у вигляді робочого тіла напівпровідник. Вимушене випромінювання на $p-n$ переході спостерігалось у 1962 році на GaAs. Порівняно з твердотільними, молекулярними і іншими типами лазерів специфіка напівпровідникових лазерів полягає у наступному:

1. У „звичайних” лазерах активні атоми розглядаються як незалежні, тобто енергетичні рівні, між якими виконується перехід, для всіх атомів одні і ті ж. В напівпровідникових кристалах є часткове просторове перекриття хвильових функцій атомів, і кожний енергетичний рівень може бути зайнятий за принципом Паулі тільки двома електронами. Імовірність заповнення енергетичного рівня описується функцією розподілу Фермі-Дірака, а не Больцмана. Отже, при розгляді між зонного поглинання або випромінювання світла на даній частоті, потрібно розглядати переходи між двома зонами енергетичних рівнів, а не між двома окремими рівнями.

2. Друга відмінність полягає в поширенні електромагнітного випромінювання в $p-n$ переходах. Просторові характеристики цього випромінювання визначаються не тільки параметрами оптичного резонатора, а й оптичними властивостями самого переходу. Ці властивості сильно впливають на порогове значення накачування в інжекційних лазерах.

Концентрація електронів в зоні провідності

Хвильова функція електрона в зоні представляється у вигляді:

$$\psi_g(\vec{r}) = U_g(\vec{r}) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \quad (1)$$

де $U_g(\vec{r})$ - періодична функція з періодом кристалічної ґратки. Хвильовий вектор \vec{k} в силу періодичності структури кристала приймає дискретні значення:

$$k_i = \frac{2\pi}{L_i} s \quad (2)$$

де $i = x, y, z$; s - ціле число, L_i - довжина кристала в i -ому напрямку.

Об'єм в k - просторі, який приходить на один стан електрона, є рівним $8\pi^3 / L_x L_y L_z = 8\pi^3 / V$. Звідси число станів, які відповідають значенням $k \div k + dk$, рівне об'єму кульового шару радіуса k і товщини dk , поділеному на об'єм, що приходить на один електронний стан, тобто:

$$\rho(k)dk = \frac{k^2 V}{\pi^2} dk \quad (3)$$

де врахований коефіцієнт 2 в силу двох спінових станів, які відповідають кожному значенню k .

Імовірність знаходження електрона на рівні $n(E)$ визначається статистикою Фермі-Дірака:

$$P_{n(E)} = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)}$$

Якщо N_d - концентрація рівнів d , а E_d - енергія рівня d , то число електронів на рівні $n_d = N_d P_{n(E_d)}$.

Якщо $N_{n(E)}$ - кількість рівнів на одиничний інтервал (густина рівнів), то електронів на рівні:

$$2P_{n(E)}N_{n(E)}dE,$$

тобто

$$n(E) = 2 \int_0^E P_{n(E)} N_{n(E)} dE$$

Енергія електрона $E = \hbar^2 k^2 / 2m_n$, де m_n - його ефективна маса в зоні провідності. Звідси: $dE = \hbar^2 k dk / m_n$. Зробимо перехід з k простору в E простір:

$$\frac{k^2 dk}{2\pi^2} = N_{n(E)} dE = N_{n(E)} \frac{\hbar^2 k dk}{m_n},$$

тобто: $N_{n(E)} = 2\pi / \hbar^3 (2m_n)^{3/2} E^{1/2}$ - густина станів електронів за енергіями. Отже:

$$\begin{aligned} n(E) &= 2 \int_0^E P_{n(E)} N_{n(E)} dE = \frac{4\pi}{h^3} (2m_n)^{3/2} \int E^{1/2} P_{n(E)} dE = \\ &= \frac{4\pi (2m_n kT)^{3/2}}{h^3} \int_0^\infty \frac{E^{1/2} dE}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)} = \left| x = \frac{E}{kT}, \eta = \frac{E_F}{kT} \right| = \\ &= 2 \left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{3/2} \cdot \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{x^{1/2} dx}{1 + e^{x-\eta}} = N_l F_{1/2}(\eta) \end{aligned}$$

де введені позначення $2 \left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{3/2} = N_l$ - ефективна густина станів;

$$\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{x^{1/2} dx}{1 + e^{x-\eta}} = F_{1/2}(\eta) - \text{інтеграл Фермі-Дірака.}$$

Енергія, пов'язана з даним станом \bar{k} в наближенні параболічності зони рівна:

$$\varepsilon(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c} \quad (4)$$

і, отже, є функцією k , а не \bar{k} , причому, m_c - ефективна маса електрона в зоні провідності; $\varepsilon(k)$ - відраховується від дна зони.

На **рис. 1** показана типова залежність ε від k для напівпровідників з прямими переходами (прямо зонний напівпровідник), тобто для напівпровідників, у яких мінімум зони

провідності і максимум валентної зони мають місце в одній і тій же точці \bar{k} простору. Точки на **рис. 1** відповідають дозволеним енергетичним станам і рівномірно розподілені в \bar{k} просторі.

З (3) і (4) отримуємо густину станів в енергетичному (ε) просторі:

$$\begin{aligned}\rho_g(\varepsilon) &= \frac{1}{V} \rho(k) \frac{dk}{d\varepsilon} = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_V}{\hbar^2} \right)^{3/2} \varepsilon^{1/2}, \\ \rho_c(\varepsilon) &= \frac{1}{V} \rho(k) \frac{dk}{d\varepsilon} = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_c}{\hbar^2} \right)^{3/2} \varepsilon^{1/2}\end{aligned}\tag{5}$$

Енергія ε вимірюється від екстремума зони.

Імовірність того, що стан з енергією ε зайнятий електроном, визначається розподілом Фермі-Дірака:

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{1 + \exp \frac{\varepsilon - \varepsilon_F}{kT}}\tag{6}$$

де ε_F - енергія Фермі. При тепловій рівновазі існує спільний для валентної зони і зони провідності рівень Фермі. При порушенні теплової рівноваги, наприклад при проходженні струму через $p-n$ перехід або при великій концентрації електронів провідності і дірок, викликаних світловим збудженням напівпровідника, для кожної зони можна ввести свої окремі рівні Фермі – квазірівні Фермі ε_{Fc} і ε_{FV} (**рис. 2а**). Це пояснюється тим, що термодинамічна рівновага в зонах (після виникнення збудження) настає значно швидше – за 0.1-1 пс, ніж міжзонна – за 1-10 нс.

В легованих напівпровідниках рівень Фермі зміщується:

- або у зону провідності для донорних домішок;
- або у валентну зону для акцепторних домішок.

Це показано на **рис. 2б**. Згідно (6) при $T = 0K$ всі стани з енергією меншою ε_F зайняті, а стани з енергією більшою ε_F – вільні. В цьому розумінні вироджений напівпровідник веде себе подібно металу, провідність якого не зникає при низьких температурах. Незайняті стани у валентній зоні (дірки) розглядаються подібно електронам, за винятком того, що їх заряд позитивний, а їх енергія відраховується вниз від стелі валентної зони.

Міжзонні переходи і оптичне поглинання в напівпровідниках.

Підсилення (генерація) світла у напівпровіднику є процесом, як і в інших лазерах, прямо протилежним поглинанню, у тому випадку, коли є обернене співвідношення між зайнятими і незайнятими енергетичними станами (інверсна населеність).

Енергія взаємодії електрона в напівпровіднику з електричним полем світлової хвилі:

$$\bar{E}(\bar{r}, t) = \frac{1}{2} E_0 e^{i(\omega t - \bar{k}_0 \bar{r})} + \text{к.с.}$$

(\bar{k}_0 - хвильовий вектор фотона) рівна:

$$H' = \frac{e \cdot E \cdot x}{2} \left[e^{i(\omega t - \bar{k}_0 \bar{r})} + \text{к.с.} \right]$$

де $\bar{E}_0 = \bar{e}_x E$, \bar{e}_x - одиничний орт, e - заряд електрона.

Імовірність переходу електрона з валентної зони в зону провідності, згідно з теорією збурень, за одиницю часу під впливом поля $\bar{E}(\bar{r}, t)$:

$$W_{g \rightarrow c} = \frac{2\pi}{\hbar} |H'_{gc}|^2 \rho(\varepsilon_V) \rightarrow \frac{2\pi}{\hbar} |H'_{gc}|^2 \delta(\varepsilon_g - \varepsilon_c - h\nu),$$

де $H'_{gc} = (1/2)eE \int U_{gc}^* x e^{i(\bar{k}' - \bar{k} - \bar{k}_0)\bar{r}} dV$ - матричний елемент оператора збурення, U - хвильові функції станів.

Внаслідок швидкої зміни фази множника $\exp[i(\bar{k}' - \bar{k} - \bar{k}_0)\bar{r}]$ величина H'_{gc} виявляється надто малою у всіх випадках окрім $\bar{k}' - \bar{k} = \bar{k}_0$. Поглинаючи фотон, електрон переходить у більш високий енергетичний стан. Цей перехід, природно, відбувається з виконанням законів збереження енергії і імпульсу:

$\varepsilon_i + h\nu_0 = \varepsilon_f$, $\bar{P}_i + \bar{P}_0 = \bar{P}$ або $\bar{k}_i + \bar{k}_0 = \bar{k}_f$, (i та f - індекси початкового і кінцевого стану електрона).

Зробимо оцінку зміни моменту кількості руху електрона під дією фотона при енергії останнього: $E = h\nu = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = 1 \text{ eV}$.

$$P_f = P_i + P_0 = P_i + \frac{h\nu}{c} = P_i + \frac{1.6 \cdot 10^{-19}}{3 \cdot 10^8} = P_i + 5.3 \cdot 10^{-28} [\text{н} \cdot \text{с}],$$

$$P_i = m\vartheta = m\sqrt{\frac{2kT}{m}} = \sqrt{2kTm} = \sqrt{2 \cdot 1.38 \cdot 10^{-23} \cdot 300 \cdot 9.1 \cdot 10^{-31}} \approx \\ \approx 8.6 \cdot 10^{-26} [\text{н} \cdot \text{с}]$$

Отже: $P_{\text{фотона}} = 5.3 \cdot 10^{-28} [\text{н} \cdot \text{с}]$, чи $k_0 \sim 10^6 \text{ м}^{-1}$;

$P_{\text{електрона}} = 8.6 \cdot 10^{-26} [\text{н} \cdot \text{с}]$, $k_i \sim 10^9 \text{ м}^{-1}$.

Таким чином, момент $P_\phi \ll P_l$ при тепловому збудженні і перехід відбувається при $\bar{k}' = \bar{k}$. Цьому прямому переходу (**рис. 3**). Значить, згідно з законом збереження імпульсу, з більшою імовірністю іде поглинання на прямих переходах.

Загалом може виявитись, що мінімум зони провідності не співпадає з максимумом валентної зони в одній точці \bar{k} простору, тоді говорять про непрямі переходи (**рис. 4**). Хоча фотон не може передати значну частину моменту електрона, але якщо в процесі бере участь фонон, то:

$$\varepsilon_i + h\nu_0 \pm h\nu_q = \varepsilon_f, \quad \bar{k}_i \pm \bar{q} = \bar{k}_f, \text{ де } \bar{q} - \text{момент фонона.}$$

Електрон поглинає фотон і одночасно поглинає чи випромінює фонон. Такого типу переходи називаються непрямыми (**рис. 4**). Непрямі переходи менш імовірні, ніж прямі. Тому напівпровідники з прямою забороненою зоною оптично більш активні у порівнянні з напівпровідниками з непрямою забороненою зоною.

Розглянуті вище переходи – між зонні. прямі і непрямі переходи мають місце і всередині зони (внутрішньозонні). І в цьому випадку, звичайно, залишаються в силі закони збереження енергії і імпульсу (хвильового вектора). Внутрішньозонне поглинання може мати місце як для електронів в зоні провідності, так і для дірок у валентній зоні, і тому воно називається поглинанням на вільних носіях. Таке поглинання включає в себе переходи електронів з донорних станів в зону провідності і переходи з акцепторних станів у валентну зону.

Отримаємо вираз для коефіцієнта поглинання $\alpha(\nu)$ плоскої електромагнітної хвилі частоти ν , яка розповсюджується в об'ємі напівпровідника із структурою, що показана на **рис. 5**.

Імовірність переходу з стану a в стан b :

$$W_{ab} = \frac{2\pi}{\hbar} |H'_{ab}|^2 \delta(\varepsilon_b - \varepsilon_a - \hbar\omega).$$

$$\text{Згідно (4)} \quad E_c - E_V = \frac{\hbar^2 k^2}{2} \left(\frac{1}{m_c} + \frac{1}{m_V} \right) + E_g.$$

Отже переходу з стану a в стан b рівна:

$$W(k) = \frac{2\pi}{\hbar} |H'_{Vc}|^2 \delta \left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m_r} + E_g - \hbar\omega \right), \quad (7)$$

$$m_r = \frac{m_g m_c}{m_g + m_c} - \text{приведена ефективна маса.}$$

Загальне число переходів в секунду для кристала об'ємом V буде рівне добутку імовірності переходу на густину станів $\rho(k)$ з наступним інтегруванням за всіма значеннями \bar{k} , тобто:

$$N = \frac{2V}{\pi\hbar} \int_0^\infty |H'_{gc}(k)|^2 \delta \left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m_r} + E_g - \hbar\omega \right) k^2 dk = \quad (8)$$

$$\frac{V}{\pi} |H'_{gc}(k)|^2 \frac{(2m_r)^{3/2}}{\hbar^4} (\hbar\omega - E_g)^{1/2}$$

$$\text{де } \frac{\hbar^2 k^2}{2m_r} + E_g = \hbar\omega$$

За означенням коефіцієнт поглинання:

$$\begin{aligned} \alpha(\omega) &= \frac{\text{потужність, поглинута в одиницю об'єму}}{\text{потужність, яка проходить крізь одиницю площі}} = \\ &= N\hbar\omega V^{-1} / (nE^2 \varepsilon_0 c / 2) \end{aligned}$$

де n - показник заломлення, c – швидкість світла.

Замінивши N , отримаємо:

$$\alpha(\omega) = \frac{\omega^2 e^2 x_{gc}^2 (2m_r)^{3/2}}{2\pi n \varepsilon_0 c \hbar^3} (\hbar\omega - \varepsilon_g)^{1/2} \quad (9)$$

$$\text{де } H'_{gc}(k_0) = \frac{eEx_{gc}}{2}; \quad x_{gc} = \langle u_{gk_0} | x | u_{ck_0} \rangle$$

Для зручності аналізу об'єднаємо всі числові коефіцієнти в (9) і запишемо:

$$\alpha(\omega) = K(\hbar\omega - \varepsilon_g)^{1/2} \quad (10)$$

Множник K визначається з експериментальних даних. Наприклад, для $GaAs$ характерні наступні величини: $\varepsilon_g = 1.5 \text{ eV}$; $m_g = 0.1m_0$, $m_c = 0.065m_0$, ($m_0 = 9.1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$), тобто: $K \approx 6 \cdot 10^5 \text{ м}^{-1} (\text{eV})^{-1.2}$. Отже, якщо частота поглинутого фотона перевищує ε_g на 0.01 eV, то показник поглинання буде рівний $\alpha(\omega) = 6 \cdot 10^4 \text{ м}^{-1}$.

Розглянемо напівпровідниковий кристал, в якому всі стани в зоні провідності до деякого рівня зайняті, а стани вище деякого рівня у валентній зоні вільні – **рис. 6**.

При $T = 0K$ всі стани провідності заповнені до квазірівня Фермі ε_{F_c} , одночасно з цим всі стани з енергією вище квазірівня Фермі ε_{F_g} в валентній зоні вільні (двічі вироджений напівпровідник). В такому випадку ми отримаємо підсилення (генерацію).

Дійсно, згідно (10):

$$\alpha(\omega) = 0 \quad \text{при} \quad \hbar\omega = \varepsilon_g$$

$$\alpha(\omega) = -K(\hbar\omega - \varepsilon_g)^{1/2} \quad \text{при} \quad \varepsilon_g < \hbar\omega < \varepsilon_{F_c} - \varepsilon_{F_v}$$

це підсилення (генерація).

$$\alpha(\omega) = K(\hbar\omega - \varepsilon_g)^{1/2} \quad \text{при} \quad \hbar\omega > \varepsilon_{F_c} - \varepsilon_{F_v} - \text{поглинання.}$$

Таким чином, в напівпровіднику з виродженими електронами і дірками при $T = 0K$ електромагнітне випромінювання з частотами в

діапазоні $\varepsilon_g < \hbar\omega < \varepsilon_{F_c} - \varepsilon_{F_v}$ - підсилюється. Випадок інверсії при $T \neq 0K$ з частково заповненими станами був розглянутий Дж. Бернардом і Л.Дюрафургом і отримав назву „умова інверсії Бернара-Дюрафурга” - $\varepsilon_g < \hbar\omega < \varepsilon_{F_c} - \varepsilon_{F_v}$.

Розглянемо імовірність електромагнітного випромінювання частоти ω при переході електронів з верхніх станів в зоні провідності з енергією ε (**рис. 6**) в нижній стан з енергією $\varepsilon - \hbar\omega$ у валентній зоні. Імовірність цього випромінювання пропорційна добутку густини верхніх станів $\rho_c(\varepsilon)f_c(\varepsilon)$, густині нижніх незайнятих станів $\rho_g(\varepsilon - \hbar\omega)[1 - f(\varepsilon - \hbar\omega)]$ і квадрату модуля відповідного матричного елемента переходу $|M(\varepsilon, \omega)|^2$. Цей добуток інтегрується за всіма значеннями енергії:

$$W_{\text{випр}} \sim \int \rho_c(\varepsilon)f_c(\varepsilon)\rho(\varepsilon - \hbar\omega)[1 - f(\varepsilon - \hbar\omega)] \cdot |M(\varepsilon, \omega)|^2 d\varepsilon \quad (11)$$

аналогічно для поглинання:

$$W_{\text{погл}} \sim \int \rho_c(\varepsilon)[1 - f_c(\varepsilon)]\rho(\varepsilon - \hbar\omega)f(\varepsilon - \hbar\omega)|M(\varepsilon, \omega)|^2 d\varepsilon \quad (12)$$

Для підсилення необхідно:

$$W_{\text{випр}} > W_{\text{погл}} \quad (13)$$

Зробивши підстановки f_g, f_c, ρ_c, ρ_g , і виконавши інтегрування, отримуємо, що (13) еквівалентне:

$$\varepsilon_{F_c} - \varepsilon_{F_g} > \hbar\omega \quad (14)$$

Ця умова підсилення була при $T = 0K$, виходить, що вона справедлива поки можна застосовувати концепцію квазірівнів Фермі.

Оскільки невідомий розподіл енергетичних рівнів, які беруть участь в переході, то зручно розглянути переходи їх аналогічно тому, як це робиться для твердотільних лазерів. Нехай загальне число електронів в зоні провідності в межах активного шару рівне n_2 , а загальне число дірок у валентній зоні n_1 , тобто можна розглядати n_1 та

n_2 як еквівалентну заселеність верхнього і нижнього станів. Отже коефіцієнти підсилення можна записати так:

$$\alpha(\nu) = \frac{c^2(n_2 - n_1)V^{-1}}{8\pi\nu^2\tau_p} g(\nu) \quad (15)$$

де $g(\nu)$ - нормована функція форми лінії спонтанного рекомбінаційного випромінювання; $(n_2 - n_1)V^{-1}$ - інверсна густина заселеності, (раніше це $n_2 - (q_2/q_1)n_1$, τ_p - час життя носіїв (раніше A^{-1} - час життя рівня, час релаксації. Величина V є об'єм зайнятий електромагнітним полем моди, яка розглядається.

В твердотільних лазерах таке становище не має місця, оскільки там допускається, що інверсна населеність розподілена рівномірно по всьому об'єму. В лазерному діоді активний шар займає лише частину об'єму кристала. В цьому випадку зменшення об'єму, зайнятим полем випромінювальної моди, призводить до зростання $\alpha(\nu)$, тому що при фіксованій потужності зменшення V призводить до підвищення густини енергії, а це, в свою чергу, викликає ріст імовірності вимушених переходів, тобто ріст $\alpha(\nu)$.

Оскільки, $V = sd$ (s - площа переходу, d - товщина шару переходу), то населеність зони провідності n_2 можна зв'язати з повним струмом I , який тече через $p-n$ перехід. Допускаючи, що в стаціонарному стані швидкість рекомбінації рівна швидкості інжекції:

$$\frac{n_2}{\tau_p} = \frac{\eta I}{e},$$

де η - квантовий вихід рекомбінаційного випромінювання; e - заряд електрона, то:

$$\alpha(\nu) = \frac{c^2 g(\nu) \xi \eta}{8\pi\nu^2 e d} \left(\frac{I}{S} \right) \quad (16)$$

де $\left(\frac{I}{S}\right)$ - густина струму, $\xi = 1 - n_1 / n_2$ - коефіцієнт інверсії, який при низьких температурах близький до одиниці. Струм інжекції I вимірюється експериментально. З підвищенням температури напівпровідникового кристала зменшується підсилення, оскільки заповнюються стани в зоні провідності.

Так, для $GaAs$ підсилення, точніше $(1 - n_1 / n_2)$ постійне при $T = 20K$ і нижче, і зменшується із зростанням температури при $I = const$ як T^{-3} .

Оцінімо порогову густину струму інжекційного лазера. Оскільки генерація виникає, коли підсилення компенсує втрати, то визначимо величину втрат. Механізми цих втрат такі:

- 1) між зонне поглинання енергії, яка розповсюджується поза активною зоною;
- 2) поглинання вільними електронами;
- 3) розсіювання світла на неоднорідностях;
- 4) дифракція і неповне відбиття на торцях напівпровідникового кристала (резонатора при $R < 1$).

При товщині активного шару $p-n$ переходу d і розповсюдження випромінювання в оптично однорідному середовищі, кути дифракції відбитого променя $\Omega = 2\lambda / d$ тому тільки частина (рівна $d_2 / 2\lambda L$) відбитої потужності потрапляє на розташовану на відстані L робочу площину ширини d . При типових параметрах $p-n$ переходу: $L = 0.2\text{мм}$, $\lambda \sim \text{мкм}$, $d = \text{мкм}$ отримуємо $d_2 / 2\lambda L \approx 4 \cdot 10^{-2}$, тобто дифракційні втрати. „Корисні” втрати $\gamma = (-1/L) \ln(d^2 / 2\lambda L) = 1.5 \cdot 10^4 \text{м}^{-1}$. Це дуже великі втрати, але завдяки хвильоводній каналізації випромінювання в $p-n$ переході, в дійсності $\gamma = (200 \div 300) \text{м}^{-1} = (2 - 3) \text{см}^{-1}$.

Якщо ж врахувати розподіл втрат і на відбиття, то згідно з (16):

$$\frac{c^2 g(\nu) \xi \eta}{8\pi \nu^2 e d} \left(\frac{I_{nop}}{S} \right) = \alpha - \frac{1}{L} \ln R$$

або

$$\left(\frac{I_{nop}}{S} \right) = \frac{8\pi \nu^2 e d}{c^2 g(\nu) \xi \eta} \left(\alpha - \frac{1}{L} \ln R \right)$$

За оцінками в $GaAs$ $\alpha \approx 2 \cdot 10^3 \text{ м}^{-1}$ і $\Delta\nu = [g(\nu_0)]^{-1} \sim 200 \text{ см}^{-1}$, $\xi = 1$ (тобто: $T = 0 \text{ К}$), $\eta \approx 1$; $[\alpha - (1/L) \ln R] \approx 20 \text{ см}^{-1}$; $\lambda = 0.84 \text{ мкм}$; $n = 3.35$; $d = 2 \text{ мкм}$. При цих параметрах $-I_{\text{пор}}/S \approx 150 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$, що добре узгоджується з експериментальними результатами.

Вперше лазерний ефект в напівпровідниках спостерігався на вироджених $p-n$ переходах в кристалі $GaAs$. Властивість $p-n$ переходу така, що при відсутності зовнішньої дії багато електронів в зоні провідності на n - стороні і багато дірок у валентній зоні на p - стороні і лише деякі з них можуть здолати бар'єр і потрапити в область переходу. При цьому має місце деяка рівновага носіїв з загальним рівнем Фермі ε_F (рис. 7а). При зовнішній дії, скажімо, прямої напруги зміщення ($U_{\text{зм}}$) бар'єр знижується і багато дірок і електронів проникають (інжектуються, вприскуються) в область переходу. При цьому виникають квазірівні Фермі, а нерівноважні носії рекомбінують, генеруючи фотони (рис. 7б). Розподіл фотонів у просторі поблизу активної зони показаний на рис. 8.

Таким чином, при високому рівні інжекції в такому переході одночасно є електрони і дірки у виродженому стані. При нульовому зміщенні умова $\varepsilon_{F_c} - \varepsilon_{F_g} > \hbar\omega$ не виконується, тому що $\varepsilon_F = \varepsilon_{F_c} = \varepsilon_{F_g}$ і підсилення немає. При прикладанні зміщуючої напруги $U_{\text{зм}}$ виникає активна область, яка має одночасно вироджені електрони і дірки.

На частотах, для яких виконується умова: $\varepsilon_{F_c} - \varepsilon_{F_g} > \hbar\omega$ випромінювання, що виникає в результаті рекомбінації, підсилюється (іде генерація світла). Інтенсивність випромінювання рекомбінації визначається конкретними особливостями зонної структури напівпровідника, квадратом матричного елемента відповідного переходу, густиною рекомбінуючи пар. Оскільки випромінювальні і безвипромінювальні канали паралельні, то підсумкова швидкість рекомбінації:

$$\tau^{-1} = \tau_{\text{с}}^{-1} + \tau_{\text{б}}^{-1}.$$

Отже внутрішній квантовий вихід випромінювання рекомбінації рівний:

$$\eta = \frac{\tau_{\text{с}}^{-1}}{\tau_{\text{с}}^{-1} + \tau_{\text{б}}^{-1}}$$

який характеризує якість напівпровідникового матеріалу. Правильний вибір легування і виготовлення досконалих кристалів дозволяє отримати для багатьох напівпровідникових матеріалів значення $\eta \sim 100\%$, тобто $\tau_e \ll \tau_o$.

Товщина активного шару за порядком величини рівна довжині пробігу (дифузії) електронів, інжекттованих в p - область, до їх рекомбінації з дірками, тобто до моменту переходу їх у валентну зону. Величина коефіцієнта дифузії $D \sim 10^{-3} \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$, а час життя (рекомбінації) $\tau \sim 10^{-9} \text{ с}$, тобто товщина активного шару $l = \sqrt{D\tau} = 1 \text{ мкм}$. Світло, випромінене в $p-n$ переході, проходить крізь об'єм напівпровідникового матеріалу поза областю переходу, де воно може бути поглинуте знову. Тому вводять зовнішній квантовий вихід:

$$\eta_{\text{зовн}} = \frac{\text{кількість випромінених фотонів}}{\text{кількість пар електрон – дірка}}$$

і внутрішній:

$$\eta_{\text{внутр}} = \frac{\text{кількість генерованих фотонів}}{\text{кількість пар електрон – дірка}}$$

Умова інверсії в $p-n$ переході виконується з тим більшим запасом, чим більше електричне поле в переході, тобто, чим більший струм проходить через перехід. Мінімальний струм, при якому вимушене випромінювання порівняне з поглинанням (втратами) світла в $p-n$ переході і називається *пороговим струмом*. Він визначається, зокрема, по звуженню спектра генерації у порівнянні зі спектром допорогового рекомбінаційного випромінювання. Це звуження показано на **рис. 9** для $p-n$ переходу в кристалах InSb і GaAs .

Причиною звуження спектра випромінювання при наближенні до порога генерації є перехід люмінесценцію в суперлюмінесценцію, а потім і в генерацію. Звуження спектра починається, коли підсилення діоду за один прохід стає більшим одиниці. В цьому випадку спонтанне випромінювання з формою лінії $g(\nu)$ при проходженні крізь середовище підсилюється за законом $\exp(\alpha g(\nu)L)$. Так як $g(\nu)$ має як правило, один максимум, то випромінювання на частотах поблизу центру лінії буде підсилюватися значно сильніше, ніж на крилах, що і

приведе до звуження спектра випромінювання. При нехтуванні втратами спектр випромінювання описується виразом $g(\nu) \exp(\alpha g(\nu)L)$, де L - база діоду (ефективна довжина одного проходу в діоді). Відносне звуження при гаусовому контурі рівне:

$$\frac{\delta\nu}{\Delta\nu} = \frac{1}{\sqrt{\alpha g(\nu_0)L}}$$

де - $\delta\nu$ і $\Delta\nu$ - відповідно ширина лінії випромінювання поза зразком (на півширина суперлюмінесценції) і ширина лінії спонтанного випромінювання (на півширина люмінесценції). Суперлюмінесценція відрізняється від когерентного випромінювання своїм поступовим звуженням спектра, яке описується коренем квадратним з інтенсивності накачування.

Лазерна ж генерація характеризується картиною поля випромінювання у віддаленій зоні, де кутовий розподіл інтенсивності відповідає дифракційній картині, створеній рівномірно освітленою щілиною. Це говорить про те, що розподіл поля випромінювальної моди обмежений за висотою у напрямку, нормальному до площини $p-n$ - переходу. Теоретична дифракційна картина однорідно освітленої щілини d описується формулою:

$$I(\theta) \sim \frac{\sin^2 \left[\frac{\pi d}{\lambda} \theta \right]}{\left(\frac{\pi d}{\lambda} \theta \right)^2}$$

За шириною головного пелюстка індикатрисы випромінювання можна оцінити d (**рис. 10**):

$$d \sim 2\lambda / \Omega$$

Для отримання генерації потрібен зворотний зв'язок, тобто $p-n$ перехід треба розмістити між дзеркалами. В напівпровіднику роль дзеркал виконують поліровані грані самого напівпровідникового кристала.

Типові лазерні діоди створюються на основі кристалів $GaAs$ n -типу, легованих донорними домішками (Te, Se до концентрації 10^{24} м^{-3} , шляхом дифузії) і акцепторами (Zn, Cd) до отримання в тонкому приповерхневому шарі концентрацій $\sim 10^{24} \text{ м}^{-3}$, методом дифузії чи імплантації. Дзеркалами в $GaAs$, як правило, служать природні сколи по площині (110). Генерація відбувається в області 820-900 нм при $T=(4-300)\text{K}$.

На $GaAs$ отримана потужність 10 Вт при товщині випромінювального шару $p-n$ переходу ~ 2 мкм і довжині випромінювальної частини ~ 1 мм, тобто інтенсивність $10^5 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-2}$. При цьому ККД становив 50%. ККД, (що визначається відношенням потужності генерованого випромінювання до потужності накачування, яка розсіюється діодом), прямо пропорційний внутрішньому квантовому виходу рекомбінаційного випромінювання $\eta_{внут}$ і відношенню забороненої зони ε_g (у вольтах) до падіння напруги на діоді E_d :

$$\eta = \eta_{внут} \frac{\varepsilon_g}{E_d}$$

При $\eta_{внут} \sim 100\%$ і малому падінні напруги на $p-n$ - переході значення η може бути великим. Для $GaAs$ при охолодженні рідким азотом ККД лазера досягає 70-80%. Це- найефективніші лазери. Але їх потужність невелика, передусім, з причин малих розмірів області $p-n$ - переходу. В неперервному режимі при випромінюванні з поверхні в 10^{-4} см^2 потужність досягає 10 Вт ($GaAs$ при 77 К).

Вихідна потужність напівпровідникового лазера пропорційна квантовому виходу і перевищенню густини струму накачування I над її пороговим значенням $I_{пор}$:

$$P \sim \eta_{внут} (I - I_{пор})$$

З зростанням температури, в силу збільшення ролі безвипромінювальної рекомбінації, значення $\eta_{внут}$ зменшується. Окрім того, з підвищенням температури різко зменшується різниця швидкостей вимушеного випромінювання і поглинання, тобто,

коефіцієнт підсилення, про що говорилося вище. Це призводить до різкого зростання порогової густини струму з температурою. При зростанні густини струму кристал розігрівається і при деякій температурі неперервний режим генерації стає неможливим. Тому дуже важливим питанням є тепло відвід. Потрібна така конструкція лазерного діоду, яка б забезпечувала ефективне охолодження. При температурі рідкого гелію вдається відвести від діоду 30-40 Вт тепла, при рідкому азоті – 10 Вт, а при кімнатній – 1 Вт. Робоча температура лазерного діоду буде визначати порогів струм $GaAs$, який змінюється від гелієвих температур до кімнатної від 10^2 до 10^5 А·см⁻². Таким чином, в неперервному режимі обмеження потужності випромінювання напівпровідникового лазера зумовлено перегрівом кристала струмом накачування.

Для того, щоб уникнути перегріву діоду можна перейти до імпульсного режиму накачування. При тривалостях струму інжекції 0.5-1 мкс для $GaAs$ при 77 К – потужність випромінювання ~ 100 Вт. В імпульсному режимі потужність випромінювання обмежена оптичним саморуйнуванням кристалу. При кімнатних температурах реалізується частота імпульсів до 10 кГц і пікова потужність досягає декількох ват.

Чим вища якість $p-n$ переходу, тим менша величина порогового струму; для $GaAs$ він становить ~ 100 А·см⁻² при температурі рідкого гелію. При цьому загальний струм менший 1 А. тому, що площа $p-n$ переходу ~ 1 мм². Лазер на $p-n$ переході має дуже малі розміри: база L резонатора 0.2-0.5 мм, поперечний розмір $d \sim 0.1$ мкм. Електрони і дірки „перестрибують” область $p-n$ переходу і проникають в n і p області на глибину 1-2 мкм. Тому шар, який світиться, виявляється товщим від перехідного (рис. 8).

Внаслідок малих розмірів резонатора навіть ідеальний інжекційний лазер не має такої високої направленості, як газові чи твердотільні.

В дійсності направленість випромінювання напівпровідникового лазера на $p-n$ переході ще гірша, внаслідок не ідеальності $p-n$ переходу. Результатом цього є те, що генерація світла в його частинах не узгоджена за напрямком. В результаті розбіжність променя напівпровідникового лазера на $p-n$ переході становить десятки градусів. Мали розміри резонатора і неоднорідність $p-n$ переходу ведуть і до меншої монохроматичності випромінювання у порівнянні з іншими лазерами. Як правило, на півширина спектра випромінювання

$\sim 100 - 200 \text{ \AA}$. В залежності від типу донора і акцептора, а також їх концентрації, центр емісійного піка зміщується.

До недоліків лазерів на $p-n$ переході треба віднести і труднощі з виготовленням $p-n$ переходу в напівпровіднику з широкою забороненою зоною, що ускладнює реалізацію лазера в оптичній області спектра. В області 500-700 нм генерують $\text{InGaP}, \text{CdS}, \text{GaSe}, \text{ZnS}(330\text{нм})$.

Ці недоліки частково усуваються в напівпровідникових лазерах з електронним накачуванням чистого напівпровідникового кристала. Суттєве поліпшення характеристик напівпровідникового інжекційного лазера і, передусім, різке пониження порогової густини струму, було досягнуто при застосуванні гетеро переходів. З виразу порогової густини струму видно ($I/S \sim d$), що його величина пропорційна d (області локалізації електромагнітного поля в активному об'ємі). Для зменшення d використовуються властивості подвійного гетеро переходу в структурі лазерного діоду.

Раніше розглядався $p-n$ перехід, утворений шляхом розподілу p і n домішок в одному й тому ж монокристалі, це так званий, гомоперехід. Якщо ж нарощувати шар одного напівпровідника на монокристалічну підкладку з іншого напівпровідника, то утворюється гетеро структура. для того щоб змінити d , використовуються властивості подвійного гетеро переходу. В таких структурах активна область лазера представляє собою тонкий шар ($d \sim 0.1 \div 0.4 \text{ мкм}$) GaAs , розташований між шаром $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ p -типу і шаром $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ n -типу. Оскільки стала ґратки GaAs майже співпадає зі сталою ґратки $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$, то можна виростити кристали з трьома компонентами з мінімальними порушеннями ґратки.

Зменшення d зумовлює дві важливі властивості. По-перше, заборонена зона ε_g кристала монотонно зростає з x . Це призводить до зростання потенційного бар'єру для інжектованих електронів на межі розділу $\text{GaAs} - p$ з $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ і аналогічно з бар'єром для інжектованих дірок на межі $\text{GaAs} - n$ і $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$. Наслідком цього є сильна локалізація інжектованих електронів і дірок (тобто, мале d), що через ці бар'єри з активної області заважає їх дифузії. По-друге, залежність показника заломлення $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ від x ,

$$\Delta n \approx -0.4x$$

де - Δn зміна показника заломлення відносно $GaAs$, веде до значної локалізації у хвильоводному шарі випромінювальних мод. Це показано на **рис. 10**. Такого типу лазери широко застосовуються у волоконно-оптичних системах.

Отже, в гетеро структурі $p-n$ переходу суттєво падає дифузійне розпливання інжекттованих носіїв, а тому зменшується I_{nor} . Окрім того, показник заломлення трикомпонентного напівпровідника $AlGaAs$ значно менший від бінарного $GaAs$. Це суттєво підвищує ефект оптичного хвильоводу, тобто випромінювання краще концентрується в активній області. Все це, а також монтаж діоду на підкладці з високою теплопровідністю зменшує порогову густину струму в 100 разів при кімнатній температурі ($I_{nor} \sim 100 A \cdot cm^{-2}$). В результаті реалізується неперервний режим генерації при кімнатній температурі з потужністю $\sim 100 mW$.

Гетеро структури для створення напівпровідникових лазерів були запропоновані Ж.А.Алфєровим в 1963 році і реалізовані під його керівництвом в 1968 р.

Збудження електронним бомбардуванням.

Інверсію населеності в напівпровіднику можна отримати в результаті електронного бомбардування (при цьому $p-n$ перехід не потрібен). Електрони прискорюються до 50 кеВ, проходять крізь ґратку напівпровідника і при зіткненні з валентними електронами переводять їх в зону провідності. На кожний збуджений таким чином електрон приходить дірка так, що навіть в чистому напівпровіднику це призводить до виродженої населеності електронів і дірок, як показано на рис. 12. При такому способі збудження число електронів і дірок завжди однакове. В цьому способі ККД $\sim 20\%$.

Електронне накачування було реалізовано в 1964 р. Н.Г.Басовим та ін. Швидкий електрон (0.5 МеВ) при прольоті крізь кристал збуджує електрони валентної зони, закидаючи їх в зону провідності. Отже розвивається лавинний процес збудження електронів, поки кінетична енергія збуджуючих електронів не стане меншою ε_g .

Електрони лавини, утворивши пару електрон-дірка, втрачають в кожному акті енергію більшу ε_g і імпульс p . Цей імпульс повинні забрати новонароджені електрони і дірки. Отже, електрони і дірки не можуть з'явитися на рівнях поблизу „дна” зони провідності ε_c і „стелі”

валентної зони ε_g , тому, що для цих рівнів імпульс електрона і дірки близький до нуля. Збуджені частинки можуть потрапити тільки на рівні суттєво віддалені від країв зони.

Згідно з законами збереження енергії і імпульсу випливає, що для утворення пари електрон-дірка збуджуючий електрон повинен мати енергію $\geq \varepsilon_g$. Ця енергія розподіляється між збудженим електроном, діркою і первинним електроном. Потім кінетична енергія $\sim 2\varepsilon_g$ частинок, які народились, втрачається на збудження теплових коливань кристалічної ґратки. Інша її частина $\sim \varepsilon_g$ випромінюється при рекомбінації електрона з діркою.

Рекомбінація електронів і дірок відбувається тільки тоді, коли вони накопичуються біля країв зон. Якщо електронний пучок накачування достатньо інтенсивний, то число електронів і дірок біля країв зони велике, і умова інверсії $\varepsilon_c - \varepsilon_g > \varepsilon_g$ виконується.

Для *GaAs* порогова густина електричного струму 1 A/cm^2 при енергії електронів 0.5 MeV. Швидкі електрони проникають в глибину напівпровідникового кристалу на значну відстань:

$l = 0.11\rho^{-1}(\sqrt{1 + 22.4\varepsilon_0} - 1)$, де ε_0 - енергія електронів в MeV, ρ - густина речовини в г/см^3 .

Для *GaAs* при $\varepsilon_0 = 20 \text{ кеВ}$ $l \approx 0.1 \text{ мм}$. Це в 100 разів більше, ніж товщина шару *p-n* переходу (1 мкм), тобто збуджується більший об'єм речовини і отримуємо більшу потужність – 1-2 кВт. Правда, при цьому більше 60% енергії іде в тепло і, природно, кристал необхідно охолоджувати. Схема електронного накачування показана на **рис. 13**.

Накачування може бути імпульсним. Тривалість електронних пучків повинна бути такою, щоб напівпровідниковий кристал не встигав нагріватись

Вперше напівпровідниковий лазер з електронним збудженням був реалізований на *CdS* ($T = 4 - 300 \text{ К}$, $\lambda = 485 - 796 \text{ нм}$).

Використання в напівпровідникових лазерах зовнішніх дзеркал суттєво поліпшує направленість, монохроматичність випромінювання і підвищує ефективність охолодження.