

ДОСЛІДЖЕННЯ НАПІВПРОВІДНИКОВОГО ІНЖЕКЦІЙНОГО ЛАЗЕРА

1. Мета роботи. Ознайомитися з принципом і конструкцією напівпровідникового інжекційного лазера типу «ДЦ-3». Вивчити його основні характеристики та принципи, їх вимірювань.

2. Короткі відомості з теорії

Специфіка процесів генерування коливань у напівпровідникових лазерах багато в чому обумовлена особливостями системи енергетичних рівнів активної речовини - напівпровідника. На відміну від окремих атомів і молекул, напівпровідникові кристали мають не вузькі енергетичні рівні, а широкі смуги (зони) енергетичних станів. Дозволені зони відокремлені одна від одної забороненими зонами.

У напівпровіднику, що піддавався нагріву, опроміненню або пропусканню струму, електрони валентної зони, поглинаючи енергію ззовні, набувають здатність подолати заборонену зону і перейти на більш високу енергетичну зону - зону провідності. В результаті цього утворюються пари носіїв заряду: електрони в зоні провідності і дірки у валентній зоні. Можливий, очевидно, і зворотний перехід електронів збуджуючого атома на більш низький енергетичний рівень: із зони провідності у валентну зону. В результаті такого переходу пари електрон-дірка рекомбінують, виділяючи надлишкову енергію, отриману електронами ззовні в процесі збудження атома.

У природних умовах при відсутності будь-яких зовнішніх впливів на напівпровідник, електронно-діркові пари виникають і зникають в результаті теплового руху і спонтанного випускання фотонів, причому в напівпровіднику встановлюється теплова рівновага електронів і дірок один з одним. Вона характеризується деякою рівноважною кількістю електронів провідності і дірок, яка описується розподілом Фермі і визначається температурою T і шириною забороненої зони напівпровідника ΔE . При тепловій рівновазі поблизу стелі валентної зони E_v завжди більше електронів, ніж дірок. Тому, незважаючи на те, що при освітленні напівпровідника ймовірність акту утворення електронно-діркової пари з поглинанням фотона точно дорівнює ймовірності рекомбінації електронно-діркової пари з випусканням фотона, загальне число актів поглинання переважає.

Для того, щоб змусити напівпровідник посилювати падаюче світло, а не поглинати його, необхідно сильно порушити в ньому теплову рівновагу для того, щоб електрони щільно заповнили область, що примикає до дна зони провідності E_c , а дірки щільно заповнили область у стелі валентної зони E_v . При цьому внаслідок рівності ймовірностей одиничних актів народження і рекомбінації електронно-діркових пар, число актів рекомбінації буде переважати. Тому такий напівпровідник буде підсилювати світло за рахунок вимушеного випускання фотонів. Стан напівпровідника, при якому більшість рівнів в нижній частині зони провідності зайнято електронами, або у верхній частині валентної зони - дірками, називається виродженням (виродження може мати місце одночасно і для електронів і для дірок). Найвищий рівень енергії μ_E , до якого електрони щільно заповнюють зону провідності, називається рівнем Фермі для електронів провідності. Чим більше електронів потрапило в зону провідності, тим вище розташований рівень Фермі, тим більше виродження електронів в напівпровіднику (рис. 1). Аналогічна картина спостерігається і для дірок, тільки в цьому випадку рівень Фермі для дірок μ_H розташований у валентній зоні і з збільшенням числа дірок опускається вниз.

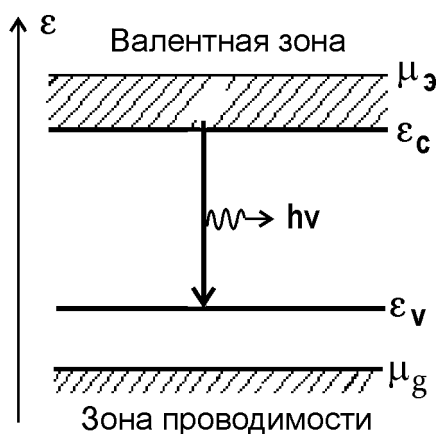


Рис. 1. Енергетична схема виродженого напівпровідника (виродилися електрони і дірки).

Якщо в напівпровіднику виродилися одночасно електрони і дірки, то відстань між рівнями Фермі для електронів μ_E і для дірок μ_H більше, ніж ширина забороненої зони, тобто

$$\mu_E - \mu_H > \Delta E \quad (1)$$

Зрозуміло, що при цьому електрони із зони провідності можуть «впасти» в валентну зону тільки на «вільні» рівні, що лежать в інтервалі від ϵ_v до μ_H , оскільки інші рівні зайняті електронами (не зайняті дірками). Електрони з валентної зони з тієї ж причини практично можуть бути закинуті в зону провідності тільки на рівні, що лежать вище μ_E . Таким чином, якщо пропустити через вироджений напівпровідник світло, енергія квантів якого лежить в інтервалі від $h\nu_{\max} = \mu_E - \mu_H$ до $h\nu_{\min} = E_C - E_V = \Delta E$ то такі фотони не можуть викликати електронних переходів з валентної зони в зону провідності і, отже, не можуть поглинутися в напівпровіднику.

У той же час ці фотони можуть «зштовхнути» електрони із зони провідності у валентну зону, тобто викликати вимушену рекомбінацію. При цьому народжуються фотони, що точно співпадають за своїми властивостями з первинними. Такий напівпровідник може посилювати світло в смузі частот $\Delta\nu = \nu_{\max} - \nu_{\min}$. Ширина цієї смуги визначається ступенем виродження електронів і дірок напівпровідника, тобто розташуванням рівнів Фермі електронів і дірок і шириною його забороненої зони ΔE . За аналогією з іншими лазерами умову (1) називають умовою інверсії населеностей, так як при цьому концентрація електронів і дна зони провідності, тобто сумарна населеність нижньої частини зони провідності, вище ніж концентрація електронів у верхній частині валентної зони (тобто населеності верхньої частини валентної зони).

Якщо помістити вироджений напівпровідник, що підсилює світло, між відбивними дзеркалами, що змушують утворювані фотони знову і знову проходити через кристал, створюючи кожного разу нові лавини фотонів, то при кожному проході смуга енергії утворюваних фотонів буде звужуватися внаслідок того, що посилення в смузі частот $\Delta\nu$ неоднакове. На частоті максимального значення посилення народжується найбільше фотонів і при кожному проході світло цієї частоти підсилюється більше ніж світло інших частот, тому при великому числі проходів, через порівняно короткий час, переважна кількість фотонів буде із дуже близькими значеннями енергії. Інакше кажучи, світло між дзеркалами стане монохроматичним. Якщо одне з дзеркал зробити напівпрозорим, то через нього буде виходити монохроматичне світло у вигляді гостро спрямованого променя, тобто система буде працювати як напівпровідниковий лазер.

Вироджений стан напівпровідника вдається здійснити наступними основними методами:

1. Метод інжекції нерівноважних носіїв через p-n перехід.
2. Оптичне збудження (когерентне і некогерентне).
3. Збудження пучком швидких електронів.
4. Збудження однорідних напівпровідників імпульсами електричного поля (лавинна іонізація).

В даний час найбільшого поширення отримали напівпровідникові лазери, в яких використовується інжекція носіїв через електронно-дірковий перехід. Принцип роботи таких лазерів можна коротко пояснити наступним чином.

Якщо взяти два напівпровідника n- і p-типів, в яких електрони і дірки виродилися, і з'єднати їх (рис 2), то в місці їх з'єднання (p-n-переході) може бути виконана умова інверсії населенностей (1). Частина електронів провідності з p-області перейде в n-область. В процесі цього переходу електрони і дірки будуть рекомбінувати один з одним, випромінюючи фотони. Ці фотони не можуть поглинатися в p-n-переході, а отже світло буде посилюватися до тих пір, поки виконується умова $\mu_E - \mu_H > \Delta E$. Однак ця умова буде виконана в області переходу тільки в перший момент приєднання напівпровідників. Через невеликий час рух електронів і дірок припиниться. Вони перерозподіляться по енергетичним рівням і прийдуть в рівновагу один з одним. Рівні Фермі в p- і n-областях сполучаться (рис. 3), а в області p-n-переходу зникне одночасне виродження електронів і дірок, а отже і інверсія населенностей.

Для того, щоб знову створити інверсію населенностей в p-n-переході, тобто домогтися, щоб рівні Фермі в n- і p-областях знову розійшлися на відстань, більшу ширини забороненої зони ΔE , потрібно докласти до переходу електричну напругу U , як показано на рис. 4. При цьому через p-n-перехід потече електричний струм, що складається з двох компонентів: електронів і дірок, що рухаються назустріч один одному. Ці два потоки частинок зустрічаються в тонкому шарі переходу і рекомбінують, випромінюючи світло.

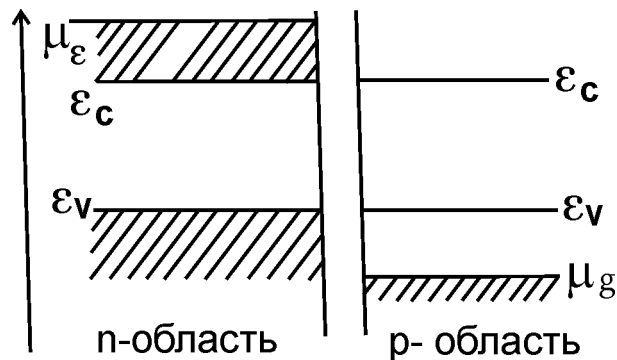


Рис. 2. Енергетична схема p-n-переходу в момент з'єднання напівпровідників p- і n-типу

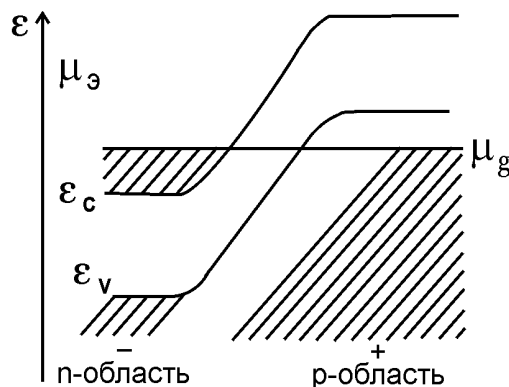


Рис. 3. Енергетична схема p-n-переходу після встановлення рівноваги.

Оскільки зустрічні потоки частинок будуть підтримувати в перехідному шарі концентрацію, достатню для виродження електронів і дірок, то при цьому умову $\mu_E - \mu_H > \Delta E$ буде виконано. Це означає, що при освітленні p-n-переходу число вимушено випромінених фотонів буде перевищувати число фотонів поглинутих. Умова інверсії в p-n-переході виконується з тим більшим запасом, чим вище електричне поле в переході, тобто тим більший струм протікає через перехід. Струм, при якому вимушене випромінювання порівнянне з поглинанням (втратами) світла в p-n-переході, називають пороговим струмом. Якщо струм, що пропускається через p-n-перехід, більше порогового, то p-n-перехід є посилюючим середовищем для світла, що

поширюється в площині р-n-переходу. Для одержання генерації потрібно ввести зворотний зв'язок, тобто р-n-перехід потрібно помістити між дзеркалами. У напівпровіднику роль дзеркал зазвичай виконують гладкі грані самого напівпровідникового кристала.

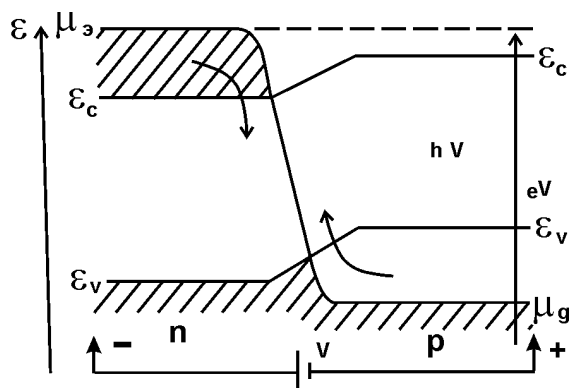


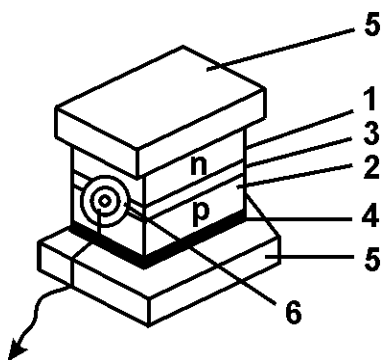
Рис. 4. Енергетична схема р-n-переходу при наявності напруги

У даній роботі використовується напівпровідниковий лазер типу «LD-3», що має типову для інжекційних лазерів конструкцію і представляє собою набірний лазерний діод. Схема побудови приладу показана на рис. 5. Лазерний діод працює в імпульсному режимі. Його основні характеристики представлені в таблиці 1.

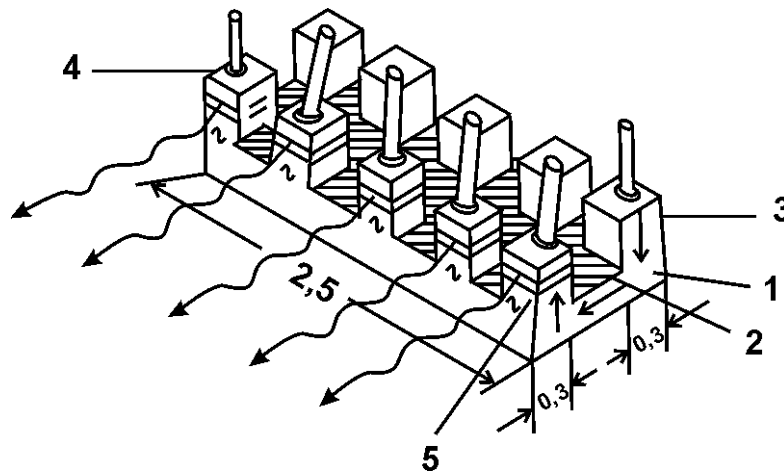
Таблиця №1

Основні характеристики лазера LD-3

Довжина хвилі генерації	$\lambda_r=9100 \text{ \AA}$
Ширина спектра випромінювання	$\lambda_r=60 \text{ \AA}$
Робочий інтервал температур навколишнього середовища	$15 \div 30^0\text{C}$
Режим імпульсний	
Амплітуда імпульсу струму	до $I=100 \text{ A}$
Тривалість імпульсу струму	до $\tau_{imp}=0,15\text{mks}$
Частота повторення імпульсів	$f=500\text{Hz}$
Імпульсна потужність випромінювання	$P_r=25\text{W}$



- 1 – n-тип
- 2 – p-тип
- 3 – р-n перехід
- 4 – омичні контакти
- 5 – тепловідвідні контакти
- 6 – сферична виточка



- 1 – металізована підкладка
 - 2 – шар металізації
 - 3 – мідна смужка
 - 4 – смужка GaAs-AlxGa_{1-x}As
 - 5 – відбивне покриття
- Рис. 5.

Наведемо далі деякі співвідношення для оцінок енергетичних характеристик напівпровідникових лазерів.

Потужність вихідного випромінювання напівпровідникового лазера визначається формулою

$$P_{out} = \frac{h\nu}{eU} \eta_q (1 - R_2) (P_E - IU) \quad (2)$$

де $h\nu$ – енергія кванту випромінювання; η_q – квантовий вихід випромінювання; U – зовнішня напруга на р-n-переході; $(1 - R_2)$ – коефіцієнт пропускання грані резонатора (R_2 – коефіцієнт відбиття напівпрозорої грані); P_E – електрична потужність, проведена до р-n-переходу; I – пороговий струм.

К.К.Д. напівпровідникового лазера

$$\eta = \frac{P_{out}}{P_E + I^2 R} \quad (3)$$

де R – опір, послідовний з р-n-переходом.

На закінчення відзначимо, що напівпровідниковий лазер на р-n-переході, маючи ряд недоліків (велика розбіжність світлового променя, широка лінія випромінювання), має ряд важливих переваг перед іншими лазерами. Він має високий ККД, близький до одиниці, малими розмірами, простотою конструкції, великою потужністю, яка знімається з 1 см² поверхні, що випромінює, можливістю роботи при кімнатній температурі (в імпульсному режимі). Всі ці переваги обумовлюють широке практичне застосування таких лазерів.

3. Програма роботи.

1. Ознайомлення з конструкцією напівпровідникового лазера «LD-3» і умовами його функціонування.
2. Зібрати схему (рис. 6) і включити генератор імпульсів струму. Змінюючи частоту проходження імпульсів і їх амплітуду, вивести лазерний діод на нормальний режим роботи (див. табл. 1).

3. Виміряти довжину хвилі випромінювання за допомогою монохроматора.
4. Виміряти кут розходження променя лазера.
5. Зняти і пояснити залежність вихідного сигналу лазера при зміні амплітуди струму накачування.

4. Методичні вказівки.

До пункту 1. Для дослідження особливостей роботи напівпровідникового лазера зібрати експериментальну схему, згідно рис. 6.

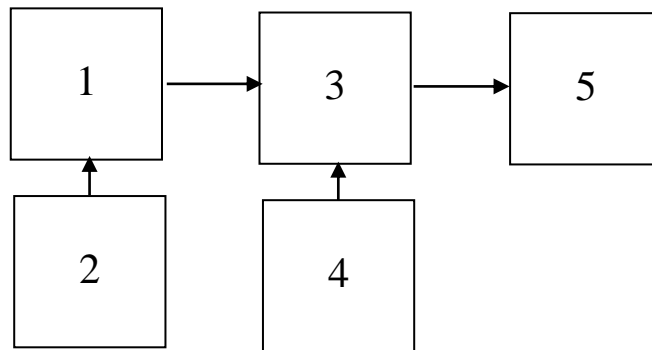


Рис. 6.

1. Напівпровідниковий лазер (LD-3).
2. Генератор імпульсів струму (ГИТ-7).
3. Фотоелектронний помножувач (ФЭУ-62).
4. Блок живлення ФЕУ (БВ2-2)
5. Осцилограф (С1-31)

Програма роботи

1. Включити осцилограф.
2. Включити тумблер «Сеть» генератора імпульсів накачки ГИТ-7 і через 1 хв тумблер «Пуск».
3. Встановити фотодіод на відстані 10 ... 15 мм від лазерного діода. Регулюванням «Амплітуда тока» на генераторі «ГИТ -7» добитися появи на екрані осцилографа імпульсів випромінювання. Змінюючи відстань між фотодіодом і лазером і виставивши струм на мікроамперметрі «ГИТ -7» $I_{load} = 80$ в.о. (Відносних одиниць поділок), отримати на екрані осцилографа імпульси амплітудою в 5-6 ділень. Амплітуда цих імпульсів пропорційна потужності випромінювання лазера, тому в експериментах потужність випромінювання представляється у відносних одиницях (подліках).
4. Зняти світлову характеристику лазерного діода - залежність потужності випромінювання (у відносних одиницях) від амплітуди струму накачування (у відносних одиницях)
5. Виставити на «ГИТ -7» амплітуду струму $I_{load} = 80$ в.о.. Повертаючи фотодіод щодо лазерного діода з кроком 5° зняти діаграму спрямованості лазерного випромінювання. Побудувати її в полярних координатах.
6. Виставити, амплітуду струму накачування $I_{load} = 80$ в.о.. Встановити фотодіод на відстані 30 см від лазерного діода і помістити між ними лінзу, приблизно в 4 см від лазера. Виміряти кут повороту $\varphi_{0,5}$ рейтера з фотодіодом, при якому потужність випромінювання (амплітуда імпульсу на осцилографі) падає вдвічі.
7. Збільшити відстань між фотодіодом і лазерним діодом ще на 30 см. Повторити процедуру п.6, визначивши кут $\varphi'_{0,5}$. Порівняти кути $\varphi_{0,5}$ і $\varphi'_{0,5}$.

8. Повторити пп.6 і 7, збільшивши і зменшивши на 0,5 см відстань між лінзою і лазерним діодом.
9. Визначити, в якому з експериментів була досягнута найкраща колімація лазерного випромінювання. Розрахувати кут розходження для кожного положення лінзи. Порівняти з розходженням отриманим в експерименті п. 5 (без лінзи).

Контрольні питання з напівпровідникового лазера

1. Матеріали, що використовуються в напівпровідникових лазерах
2. Механізм збудження напівпровідникових активних середовищ.
3. Гомо- та гетероструктури напівпровідникових лазерів.
4. Вироджений і неvirоджений напівпровідник.
5. Умова інверсії населеності для напівпровідникового активного середовища.
6. Світлодіодний і лазерний режим роботи напівпровідникового лазера.
7. Вплив резонатора на властивості лазерного випромінювання.
8. Одинарна і подвійна гетероструктури.
9. Методи створення напівпровідникових лазерних структур.
10. Утримання носіїв заряду і фотонів в гетеролазерах.
11. Поздовжні і поперечні моди лазера.
12. Механізм генерації випромінювання в напівпровідниковому лазері.
13. Фізичний сенс рівня Фермі в напівпровіднику.
14. Діаграма спрямованості випромінювання напівпровідникового лазера.
15. Ступінь поляризації випромінювання.
16. Вольт-амперна характеристика напівпровідникового лазера.
17. Властивість лазерного випромінювання.
18. Порівняння властивостей лазерного випромінювання з властивістю випромінювання світлодіода.
19. Ефективність роботи напівпровідникового лазера при низьких і кімнатних температурах.
20. Області застосування напівпровідникових лазерів.